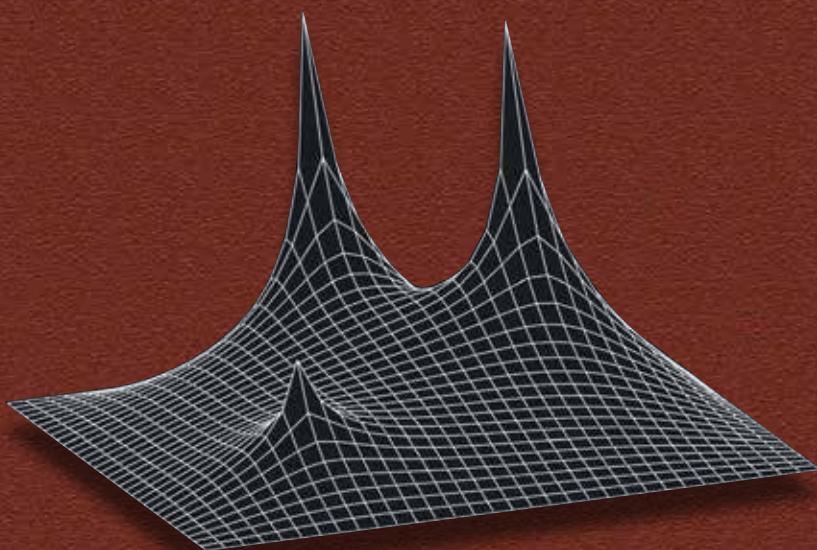


РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

А. А. Саркисов, В. Н. Пучков

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ  
В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ  
ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ



НАУКА

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

*A. A. Саркисов, В. Н. Пучков*

**НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ  
В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ  
ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ**

Под редакцией  
академика РАН *A. A. Саркисова*

Москва Наука 2011

УДК 621.039

ББК 31.4

C20

**Рецензенты:**

доктор технических наук *Л. Б. Гусев*,  
доктор технических наук *Р. И. Калинин*

**Нейтронно-физические процессы в быстрых реакторах с тяжелыми жидкокометаллическими теплоносителями / А. А. Саркисов, В. Н. Пучков ; под ред. акад. РАН А. А. Саркисова ; Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики РАН. — М. : Наука, 2011. — 168 с. : ил. — ISBN 978-5-02-037973-2 (в пер.).**

Рассмотрены основные закономерности взаимодействия нейтронов с ядрами размножающей среды, условия достижения критичности и характеристики нейтронного поля в реакторах на быстрых нейтронах. Проанализировано влияние температурного эффекта реактивности на устойчивость работы реактора. Рассмотрена кинетика размножения быстрых нейтронов, а также процессы выгорания и воспроизводства ядерного топлива. Основное внимание удалено пояснению физической сущности процессов, происходящих в реакторе.

Для инженерно-технического персонала, а также аспирантов и студентов, специализирующихся в области ядерной энергетики.

**Neutron-physical Processes in Fast Reactors with Liquid-metal Coolants**  
[in Russian] / A. A. Sarkisov, V. N. Puchkov ; ed. by Acad. A. A. Sarkisov ; Nuclear Safety Institute (IBRAE) RAS. — Moscow : Nauka, 2011. — 168 p. : ill. — ISBN 978-5-02-037973-2 (bound).

The key mechanisms of interactions between neutrons and nuclei of multiplicating medium, the conditions of criticality attainment and the neutron-field characteristics in fast reactors are addressed. The impact of the temperature reactivity effect on reactor-operation stability is analyzed. The kinetics of fast neutron multiplication and the processes of nuclear fuel burnup and breeding are considered. The emphasis is placed on the physics of the processes going on in fast reactors.

The book is intended for students and post-graduate students, engineers and technicians specializing in nuclear power engineering.

ISBN 978-5-02-037973-2

© Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2011

© Саркисов А.А., Пучков В.Н., 2011

© Редакционно-издательское оформление. Издательство «Наука», 2011

# **Содержание**

Условные обозначения .....	5
Сокращения .....	8
Предисловие.....	9
Глава 1. Условия критичности быстрого реактора .....	11
1.1. Характеристики нейтронного поля.....	11
1.2. Нейтронные реакции и вероятность их осуществления.....	13
Разновидности нейтронных реакций.....	13
Эффективные сечения. ....	15
Зависимость сечений от энергии быстрых нейтронов. ....	18
1.3. Диффузия быстрых нейтронов .....	24
Базовые понятия .....	24
Закон Фика. ....	27
Уравнение баланса нейтронов. ....	29
1.4. Критичность реактора .....	33
Характеристики критичности. ....	33
Геометрический параметр активной зоны.....	35
Уравнение критичности реактора без отражателя.....	41
Материальный параметр активной зоны. ....	43
Эффект отражателя нейтронов.....	46
Оценка критической загрузки быстрого реактора .....	51
1.5. Нейтронное поле реактора .....	59
Распределение нейтронов в активной зоне.....	59
Показатели неравномерности нейтронного поля .....	62
Профилирование активной зоны. ....	64
Глава 2. Эффекты реактивности реакторов с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями .....	69
2.1. Температурный эффект реактивности .....	69
Основные понятия .....	69
Ядерная и плотностная составляющие ТЭР.....	72
Мощностной эффект реактивности реактора.....	75
Устойчивость работы реактора.....	79
2.2. Другие эффекты реактивности .....	81
Пустотный эффект реактивности.....	81
Геометрические эффекты реактивности.....	83
Нептуниевый эффект реактивности. ....	86

Глава 3. Кинетика реактора на быстрых нейтронах .....	89
3.1. Элементарная кинетика и процессы при пуске реактора .....	89
Точечная модель реактора.....	89
Элементарное уравнение кинетики реактора. ....	90
Кинетика размножения нейтронов при пуске реактора. ....	93
3.2. Кинетика «холодного» реактора в переходных режимах.....	98
Параметры, определяющие кинетику реактора .....	98
Уравнения кинетики с учетом шести групп запаздывающих нейтронов .....	109
Решение уравнений кинетики реактора.....	112
Методы приближенного анализа кинетики реактора.....	118
Кинетика реактора при положительном скачке реактивности. ....	120
Кинетика реактора при отрицательном скачке реактивности. ....	126
Кинетика реактора при линейном изменении реактивности.....	129
Мгновенная критичность реактора. ....	134
3.3. Кинетика реактора в энергетических режимах работы .....	137
Оценка допустимых возмущений по реактивности .....	137
Влияние скорости возмущений по реактивности на динамику процесса. ....	139
Глава 4. Выгорание и воспроизводство делящихся материалов .....	143
4.1. Выгорание ядерного топлива .....	143
Характеристики выгорания ядерного топлива. ....	143
Пути увеличения глубины выгорания топлива.....	145
4.2. Воспроизводство ядерного топлива.....	147
Физические принципы воспроизводства .....	147
Кинетика выгорания и воспроизводства топлива.....	151
Топливные циклы быстрых реакторов с тяжелыми жидкокометаллическими теплоносителями.....	157
Литература .....	163
Алфавитно-предметный указатель .....	166

## Условные обозначения

- A* — массовое число; постоянная интегрирования
- B* — глубина выгорания топлива, МВт·сут/кг
- B*<sup>2</sup> — материальный параметр, см<sup>-2</sup>; геометрический параметр, см<sup>-2</sup>
- C* — частота нейтронных реакций, (см<sup>3</sup>·с)<sup>-1</sup>
- c* — концентрация, см<sup>-3</sup>
- D* — диаметр, м; коэффициент диффузии см<sup>2</sup>/с
- E* — энергия, эВ
- F* — площадь поверхности, м<sup>2</sup>
- f* — коэффициент использования установленной мощности реактора
- G* — масса, кг; расход теплоносителя, кг/с
- H* — высота, м
- I* — плотность тока нейтронов, нейтр./ (см<sup>2</sup>·с)
- J*<sub>0</sub> — функция Бесселя вещественного аргумента первого рода нулевого порядка
- k* — коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  
коэффициент неравномерности
- k*<sub>эфф</sub> — эффективный коэффициент размножения нейтронов
- k*<sub>∞</sub> — коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде
- L* — длина диффузии, см
- l* — среднее время жизни поколения нейтронов, с
- M* — молекулярная масса, г/моль
- N* — ядерная плотность, см<sup>-3</sup>
- N*<sub>A</sub> — число Авогадро
- n* — плотность нейтронов, нейтр./см<sup>3</sup>

$Q$	— энерговыработка, МВт·сут.
$q_v$	— удельное объемное энерговыделение, Вт/м <sup>3</sup>
$R$	— коэффициент конверсии
$S$	— удельная мощность источника нейтронов, нейтр./(см <sup>3</sup> ·с)
$T$	— температура, К
$T_e$	— период реактора, с
$T_2$	— период удвоения мощности реактора, с
$t$	— время, с
$u$	— летаргия нейтронов
$V$	— объем, м <sup>3</sup>
$v$	— скорость нейтронов, м/с
$W$	— мощность, Вт
$x$	— обогащение ядерного топлива по $^{235}\text{U}$ , %
$Z$	— атомный номер
$\alpha$	— коэффициент температурного расширения, К <sup>-1</sup>
$\alpha_w$	— мощностной коэффициент реактивности, МВт <sup>-1</sup>
$\alpha_T$	— температурный коэффициент реактивности, К <sup>-1</sup>
$\beta$	— доля запаздывающих нейтронов
$\beta_{\text{эф}}$	— эффективная доля запаздывающих нейтронов
$\gamma$	— удельный выход ядер-предшественников на один акт деления; ценность запаздывающих нейтронов
$\delta$	— толщина, м
$\delta_{\text{эф}}$	— эффективная добавка, см
$\delta k_{\text{эф}}$	— степень надкритичности (подкритичности)
$\epsilon$	— пористость
$\eta$	— число нейтронов на один акт поглощения

$\lambda$	— длина свободного пробега нейтрона, см; постоянная распада, $\text{с}^{-1}$
$\nu$	— число вторичных нейтронов на один акт деления
$\rho$	— реактивность; массовая плотность, $\text{г}/\text{см}^3$
$\rho'$	— скорость изменения реактивности, $\text{с}^{-1}$
$\Sigma$	— макроскопическое сечение нейтронных реакций, $\text{см}^{-1}$
$\sigma_a$	— микроскопическое сечение поглощения, $\text{см}^2$
$\sigma_c$	— микроскопическое сечение радиационного захвата, $\text{см}^2$
$\sigma_f$	— микроскопическое сечение деления, $\text{см}^2$
$\sigma_s$	— микроскопическое сечение рассеяния, $\text{см}^2$
$\sigma_t$	— полное микроскопическое сечение, $\text{см}^2$
$\sigma_R$	— микроскопическое сечение увода, $\text{см}^2$
$\tau$	— возраст нейтронов, $\text{см}^2$
$\Phi$	— плотность потока нейтронов, нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ )
$\chi(E)$	— энергетический спектр нейтронов деления
$\Pi$	— периметр, м

## **Сокращения**

ГКР	— геометрический коэффициент реактивности
ЖМТ	— жидкокометаллический теплоноситель
ЗТЦ	— замкнутый топливный цикл
ИКВ	— избыточный коэффициент воспроизводства
КВ	— коэффициент воспроизводства
КИУМ	— коэффициент использования установленной мощности реактора
МЭР	— мощностной эффект реактивности
МКР	— мощностной коэффициент реактивности
ОЯТ	— отработавшее ядерное топливо
ПЭР	— пустотный эффект реактивности
РАО	— радиоактивные отходы
РБН	— реактор быстрый натриевый
СВБР	— свинцово-висмутовый быстрый реактор
ТВС	— тепловыделяющие сборки
ТЖМТ	— тяжелый жидкокометаллический теплоноситель
ТКР	— температурный коэффициент реактивности
ТЭР	— температурный эффект реактивности

## **Предисловие**

Большинство специалистов атомной отрасли, а также студентов энергетических специальностей изучали и изучают наиболее распространенные в настоящее время водо-водяные ядерные реакторы. Соответственно, именно их физическим особенностям посвящено большинство научных монографий и учебных пособий. Литературы по реакторам на быстрых нейтронах (быстрым реакторам) издавалось мало, так как на нее не было достаточного спроса. Небольшое количество книг было выпущено лишь по быстрым натриевым реакторам, а публикаций по быстрым реакторам с тяжелыми жидкокометаллическими теплоносителями (ТЖМТ) практически не было. Сейчас обстановка меняется. Масштабный переход к использованию энергетических реакторов на быстрых нейтронах является практически неизбежным и характерным явлением XXI в. Это стало главным побудительным мотивом к созданию авторского коллектива и началу работы над монографией «Реакторы на быстрых нейтронах с тяжелыми жидкокометаллическими теплоносителями».

Названная монография будет состоять из пяти разделов: «Быстрые реакторы с ТЖМТ и области их применения», «Нейтронно-физические процессы в реакторах на быстрых нейтронах», «Тепловые и гидродинамические процессы в реакторах с ТЖМТ», «Тяжелые ЖМТ и технология обращения с ними», «Обеспечение ядерной и экологической безопасности реакторов с ТЖМТ». Поскольку работа над вторым разделом была завершена досрочно, было принято решение издать ее в виде отдельной книги под названием «Нейтронно-физические процессы в быстрых реакторах с ТЖМТ». В данном случае указание на тяжелые теплоносители отображает главным образом связь с основной монографией, а не особенности нейтронных процессов, обусловленные использованием тяжелых металлов. Такие особенности описаны лишь в главе, посвященной рассмотрению температурных и других эффектов реактивности.

Основной задачей, которую ставили перед собой авторы при написании этой книги, была доступность изложения и сопровождение теоретических выводов пояснениями физической сущности полученных результатов. В ряде случаев для этого пришлось идти на определенные упрощения. Некоторые из этих упрощений используются в современной расчетной практике, а некоторые носят чисто методический характер.

Так, современные алгоритмы нейтронно-физического расчета быстрых реакторов основаны на транспортной теории, методе Монте-Карло или упрощенной диффузационной теории. В большинстве реакторных расчетов диффузационное приближение обеспечивает удовлетворительную точность [1.5]. Физическая причина, объясняющая применимость диффузационной методики расчетов, состоит в том, что средняя длина пробега быстрых нейронов обычно велика по сравнению с диаметром тепловыделяющих элементов и

ширины каналов теплоносителя. Следовательно, локальные возмущения пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов малы во всем диапазоне энергий быстрых нейтронов. С учетом сказанного нейтронно-физические процессы в данном учебном пособии рассмотрены в рамках диффузационного приближения.

Кроме этого широко используемого в расчетной практике приближения при рассмотрении нейтронно-физических процессов в ряде случаев для большей наглядности делается допущение о наличии всего одной энергетической группы быстрых нейтронов. Фактически для расчета быстрых реакторов уже несколько десятилетий используются только многогрупповые методы, но они «имеют тот недостаток, что обилие параметров затрудняет их физическое осмысливание» [1.1].

Вообще малогрупповые методы нейтронно-физического расчета реакторов на быстрых нейтронах не так уж и неприемлемы. В работе [П.1] они даже использованы в оптимизационном расчете быстрого реактора. При этом, правда, были сделаны допущения:

- в пределах активной зоны спектр нейтронов слабо зависит от координат;
- возмущения, вносимые органами управления в спектральные характеристики, малы;
- вариации состава, объема, температуры и формы зоны невелики.

Обычно малогрупповые методы используются в сочетании с идеализацией геометрии активной зоны. При этом также сохраняется приемлемая точность расчета основных физических характеристик реактора. Так, расчеты реактора БН-600 показали [П.2], что при свертывании многогрупповых констант до двухгрупповых изменение эффективного коэффициента размножения не превышает 0,5%. Другие параметры в этом случае изменяются также незначительно: плутониевый коэффициент и коэффициент неравномерности тепловыделения — на 2%, а эффективность органов управления — на 5%.

Завершая обсуждение возможностей использования малогрупповых методов, следует отметить, что чем меньше учитывается моноэнергетических групп нейтронов, тем ограниченнее круг задач, которые можно решать с использованием такой малогрупповой модели. В работе [1.2] сказано: «Приближенные расчеты можно проводить с малым числом групп, иногда с одной группой, но только для узкого класса задач».

Авторы искренне благодарят доктора технических наук, профессора В. В. Орлова и доктора технических наук, заведующего лабораторией ИБРАЭ Е. Ф. Селезнева, высказавших много полезных замечаний по существу данной работы. Отдельная благодарность профессору В. В. Орлову за предоставление большого количества материалов, которые были использованы при подготовке рукописи.

Все замечания и пожелания по улучшению качества этой книги будут приняты авторами с благодарностью.

# Глава 1. Условия критичности быстрого реактора

## 1.1. Характеристики нейтронного поля

Для введения понятия критичности реактора необходимо дать определение основных характеристик *нейтронного поля*, представляющего собой совокупность всех свободных (находящихся вне атомных ядер) нейтронов в реакторе, каждый из которых характеризуется координатами и вектором скорости.

К числу таких характеристик относится *плотность нейтронов* с энергией  $E$  (т. е. в элементарном интервале энергии  $dE$  вблизи  $E$ ), определяемая как отношение числа нейтронов с энергией  $E$  в элементарной сфере к объему этой сферы  $n(E)$ , нейтр./см<sup>3</sup>.

Наряду с плотностью нейтронов для характеристики нейтронного поля используется понятие *плотности потока нейтронов* с энергией  $E$ , представляющей собой отношение числа нейтронов с энергией  $E$ , падающих в единицу времени на поверхность элементарной сферы, к площади диаметрального сечения этой сферы  $\Phi(E)$ , нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). По физической сущности плотность потока нейтронов прямо пропорциональна плотности нейтронов и их скорости  $v$ , см/с. Соотношение между указанными параметрами нейтронного поля характеризуется зависимостью

$$\Phi(E) = n(E)v(E). \quad (1.1)$$

Долю нейтронов с энергией  $E$  обычно обозначают  
 $\chi(E) = n(E)/n_0(0, \infty)$ , где  $n_0(0, \infty) = \int_{E=0}^{E=\infty} n(E)dE$  — полная (интегральная) плотность нейтронов. Функция  $\chi(E)$  называется *энергетическим спектром нейтронов*.

Если зависимость  $\Phi(E)$  известна, то можно найти полную плотность потока нейтронов:

$$\Phi(0, \infty) = \int_{E=0}^{E=\infty} \Phi(E)dE. \quad (1.2)$$

При рассмотрении плотности потока нейтронов с энергией  $E$  значение  $\Phi(E)$  относится к элементарному энергетическому интервалу  $dE$  вблизи  $E$ . Если же в обозначениях  $\Phi$  и  $n$  энергия не указывается в качестве аргумента, речь идет о характеристиках поля каких-то моноэнергетических нейтронов.

Наряду со скалярными параметрами поля  $n$  и  $\Phi$  в теории реакторов используется векторная характеристика нейтронного поля  $\mathbf{I}$  — плотность тока нейтронов. Скалярное значение плотности тока нейтронов равно разности чисел нейтронов, ежесекундно пересекающих в противоположных направлениях единичную площадку, перпендикулярную данному вектору. Так, если вектор ориентирован в направлении оси  $x$ , то плотность тока нейтронов  $\mathbf{I}_x$  определяется как разность:

$$\mathbf{I}_x = \mathbf{I}_{+x} - \mathbf{I}_{-x}, \quad (1.3)$$

где  $\mathbf{I}_{+x}$  и  $\mathbf{I}_{-x}$  — плотности тока нейтронов в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Хотя размерность плотности тока нейтронов совпадает с размерностью плотности потока нейтронов, между ними существует принципиальное различие. Если в какой-либо области пространства плотность нейтронов  $n$  постоянна (не зависит от координат), то перетечка нейтронов из одной части области в другую отсутствует и плотности тока нейтронов  $\mathbf{I}_x$ ,  $\mathbf{I}_y$ ,  $\mathbf{I}_z$  в этой области равны нулю. В то же время плотность потока нейтронов  $\Phi$  в рассматриваемой области при заданной плотности нейтронов равна  $n v$ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Плотность тока  $\mathbf{I}$ , как и плотность потока нейтронов  $\Phi$ , может относиться к моноэнергетическим нейтронам или быть интегральной по энергии.

Кроме перечисленных характеристик нейтронного поля в теории ядерных реакторов используется такой параметр, как флюенс нейтронов (нейтр./ $\text{см}^2$ ). Флюенсом называется интегральная по энергии и времени плотность потока нейтронов:

$$\Phi(E, E = \infty, t) = \int_0^t \int_E^{E=\infty} \Phi(E, t) dE dt. \quad (1.4)$$

В зависимости от характера решаемой задачи флюенс можно определять для различных интервалов энергии.

## 1.2. Нейтронные реакции и вероятность их осуществления

**Разновидности нейтронных реакций.** Нейтронными реакциями называют процессы взаимодействия свободных нейтронов с ядрами, в результате которых происходят те или иные превращения. По механизму взаимодействия нейтронные реакции делятся на два типа: *прямые реакции* и *реакции с образованием компаунд-ядра* (составного ядра).

Прямые реакции представляют собой прямое взаимодействие падающих нейтронов с отдельными нуклонами ядер. Они могут происходить только при высоких (порядка 10 МэВ) начальных энергиях нейтронов и протекают за *ядерное время*, необходимое для того, чтобы нейтрон пересек ядро (около  $10^{-22}$  с). Практическое значение таких реакций невелико, поэтому остановимся на реакциях с образованием компаунд-ядра.

Согласно теории, разработанной Нильсом Бором, реакции с образованием компаунд-ядра осуществляются в два этапа. Вначале при попадании нейтрона  $n$  в ядро  ${}^A_Z X$  (где  $A$  — массовое число, а  $Z$  — атомный номер, равный числу протонов в ядре) за ядерное время образуется составное ядро  ${}^{A+1}_{Z+1} X'$ . Такое ядро всегда находится в возбужденном состоянии, так как обладает избыточной энергией, привнесенной падающим нейтроном в виде энергии связи нейтрона в составном ядре и части кинетической энергии этого нейтрона.

На втором этапе энергия перераспределяется между нуклонами составного ядра. Если при этом энергия сконцентрируется на каком-то нуклоне (или нуклонах), находящемся на периферии ядра, такой нуклон (нуклоны) может покинуть ядро. Данный процесс распада составного ядра происходит за время  $10^{-13}$ — $10^{-16}$  с, что значительно больше ядерного времени. Наряду с испусканием нуклонов может иметь место другой тип распада — испускание гамма-кванта. Время жизни составного ядра при этом для тяжелых ядер составляет примерно  $10^{-14}$  с.

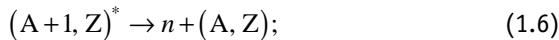
Ниже перечислены наиболее характерные типы нейтронных реакций, которые могут произойти при переходе возбужденного (символ «\*») составного ядра в невозбужденное состояние. Для удобства обозначения ядер массовое число и атомный номер будем писать в строчку.

Если образование возбужденного составного ядра представить в виде

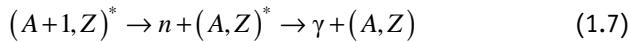
$$(A, Z) + n \rightarrow (A+1, Z)^*, \quad (1.5)$$

то основные нейтронные реакции, называемые также *каналами реакции*, можно записать следующим образом:

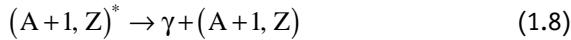
- реакция *упругого резонансного рассеяния* ( $n, n'$ ):



- реакция *неупругого рассеяния* ( $n, n'$ ):

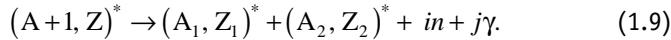


- реакция *радиационного захвата* ( $n, \gamma$ ):



(иногда после радиационного захвата ядро ( $A+1, Z$ ) получается неустойчивым и переходит в невозбужденное состояние за счет бета-распада);

- реакция *деления* ( $n, f$ ):



В результате деления практически одновременно появляются возбужденные осколки деления  $(A_1, Z_1)^*$ ,  $(A_2, Z_2)^*$ ,  $in$ -нейтроны и  $j\gamma$ -кванты. В общем случае осколков может быть 2, 3 и более, но в (1.9) показаны два осколка, так как согласно [1.4] с вероятностью примерно 98% ядра делятся именно на две части. Нейтроны ( $in$ ), появляющиеся в момент деления ядра, называются *мгновенными*. В дальнейшем в процессе снижения энергетического уровня осколки испускают гамма-кванты и бета-частицы, а некоторые осколки испускают также *запаздывающие* нейтроны.

В отличие от реакций захвата и рассеяния, свойственных в той или иной степени всем ядрам, реакция деления осуществима только на тяжелых ядрах, таких как  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$  и др. При этом, если  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  делятся нейtronами всех энергий (лучше всего низкоэнергетическими), то деление  $^{238}\text{U}$  имеет пороговый характер. Его деление возможно только при условии, что энергия нейтронов превышает 1,1 МэВ.

Отметим также реакцию *упругого потенциального рассеяния* ( $n, n'$ ), происходящую без образования составного ядра. При соударении нейтрона и ядра они просто обменяются кинетической энергией, как два абсолютно упругих тела. С точки зрения обмена энергией нейтрона с ядром эта реакция ничем не отличается от упругого резонансного рассеяния. Как и там, энергия рассеянного нейтрона  $n'$  отличается от энергии исходного нейтрона  $n$ .

Существуют и другие нейтронные реакции, например  $(n, p)$  с вылетом протона,  $(n, \alpha)$  с вылетом альфа-частицы;  $(n, 2n)$  с вылетом двух нейтронов и др. Эти реакции свойственны немногим ядрам и для их реализации чаще всего требуются нейтроны высоких энергий.

**Эффективные сечения.** Для начала введем понятие *ядерной плотности*  $i$ -го вещества, под которой понимается количество ядер  $i$ -го вещества в  $1\text{ см}^3$ . Обозначим ее  $N_i$ , ядер/ $\text{см}^3$ . Это один из параметров, характеризующих *частоту  $j$ -х нейтронных реакций* при облучении нейtronами  $i$ -го вещества  $C_{ij}$ , реакций/ $(\text{см}^3 \cdot \text{с})$ . Второй параметр, определяющий частоту реакций, — плотность потока нейтронов  $\Phi$ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , понятие которой было введено в параграфе 1.1. Очевидно, что чем больше ядер в  $1\text{ см}^3$  среды и чем больше нейтронов падает в единицу времени на эти ядра, тем больше нейтронных реакций происходит в этом объеме за единицу времени. То есть  $C_{ij}$  пропорциональна произведению  $N_i\Phi$ , реакций/ $(\text{см}^5 \cdot \text{с})$ .

Из сопоставления размерностей  $C_{ij}$  и произведения  $N_i\Phi$  видно, что для установления равенства между ними не хватает коэффициента, являющегося мерой  $j$ -го взаимодействия нейтронов с  $i$ -ми ядрами и имеющего размерность  $\text{см}^2$ . Такой коэффициент называется *микроскопическим сечением* и обозначается  $\sigma_{ij}$ . То есть справедливо равенство

$$C_{ij} = \sigma_{ij} N_i \Phi. \quad (1.10)$$

Выражение (1.10) определяет, сколько  $j$ -х реакций (рассеяния, деления и т. д.) происходит ежесекундно в  $1\text{ см}^3$  среды с ядерной плотностью  $N_i$  при облучении ее нейтронами, плотность потока которых равна  $\Phi$ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Для прояснения физического смысла микроскопического сечения  $\sigma_{ij}$  зададимся значениями  $N_i=1$  и  $\Phi=1$ . Тогда равенство (1.10) примет вид  $C_{ij} = \sigma_{ij}$ , откуда следует, что микроскопическое сечение — это частота  $j$ -й нейтронной реакции при облучении потоком единичной плотности элементарного объема, содержащего одно  $i$ -е ядро.

Микроскопические сечения большинства реакций на нейтронах высоких энергий имеют значения от  $10^{-27}$  до  $10^{-24}\text{ см}^2$ , т. е. порядка поперечных сечений ядер, если представить их в виде шариков. Отсюда и название «поперечные сечения». Однако такая геометрическая трактовка сечений непригодна для нейтронов малых энергий, в области которых сечения

нейтронных реакций имеют существенно большие значения. Поэтому для определения меры взаимодействия нейтронов с ядрами в широком диапазоне энергий более строгим является термин *эффективные микроскопические сечения*.

Эффективные микроскопические сечения измеряются либо в  $\text{см}^2$ , либо в барнах ( $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ ). Для каждого вида взаимодействия используются соответствующие обозначения:

- Сечения реакций, не приводящих к изменению состава ядра по их завершении, объединяются в *сечение рассеяния*  $\sigma_s$ . Оно определяется как сумма сечений упругого резонансного рассеяния  $\sigma_r$ , упругого потенциального рассеяния  $\sigma_p$  и неупругого рассеяния  $\sigma_{in}$ . То есть  $\sigma_s = \sigma_r + \sigma_p + \sigma_{in}$ .
- Сечения реакций, связанных только с упругим рассеянием, объединяются в *сечение упругого рассеяния*:  $\sigma_{el} = \sigma_r + \sigma_p$ .
- Другие сечения обозначаются так: радиационного захвата  $\sigma_c$ , деления  $\sigma_f$ , поглощения  $\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$ , реакции  $(n, 2n)$   $\sigma_{2n}$ , реакции  $(n, \alpha)$   $\sigma_\alpha$  и т. д. Сечение образования компаунд-ядра обозначается  $\sigma_{comp}$  и определяется так:  $\sigma_{comp} = \sigma_r + \sigma_{in} + \sigma_c + \sigma_f$ .
- Для объединения всех нейтронных реакций используется *полное (точальное) сечение*  $\sigma_t$ , которое определяется как сумма  $\sigma_t = \sigma_{comp} + \sigma_p$ . Таким образом, полное микроскопическое сечение можно рассматривать как меру того, что при взаимодействии нейтрона с одиночным ядром в единицу времени произойдет либо образование компаунд-ядра, либо упругое потенциальное рассеяние этого нейтрона.

Наряду с микроскопическими сечениями нейтронных реакций  $\sigma$ ,  $\text{см}^2$ , используются *макроскопические сечения*  $\Sigma$ ,  $\text{см}^{-1}$ , представляющие собой произведение соответствующих микроскопических сечений на ядерную плотность вещества. Так, макроскопическое сечение  $j$ -й реакции для  $i$ -го нуклида определяется равенством

$$\Sigma_{ij} = \sigma_{ij} N_i. \quad (1.11)$$

Для пояснения физической сущности макроскопических сечений подставим в (1.11) выражение для  $\sigma_{ij}$  из (1.10). В результате получим

$$\Sigma_{ij} = \frac{C_{ij}}{\Phi}. \quad (1.12)$$

То есть макроскопическое сечение  $\Sigma_{ij}$  — это число взаимодействий  $j$ -го типа, происходящих ежесекундно в 1 см<sup>3</sup>  $i$ -й среды при единичной плотности потока нейтронов.

Входящая в выражение (1.11) ядерная плотность простых веществ  $N_i$  определяется по формуле

$$N_i = \frac{\rho_i N_A}{M_i} n_i, \quad (1.13)$$

где  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> — число молекул в одном моле вещества (число Авогадро);  $M_i$  — молекулярная масса  $i$ -го вещества, г/моль;  $\rho_i$  — массовая плотность  $i$ -го вещества, г/см<sup>3</sup>;  $n_i$  — число атомов в молекуле  $i$ -го вещества (например, для Ве  $n=1$ , а для О<sub>2</sub>  $n=2$ ).

В тех случаях, когда облучается гомогенная смесь из  $i$  веществ, макроскопическое сечение смеси определяется как сумма макроскопических сечений входящих в смесь компонентов:

$$\Sigma_{j_{\text{см}}} = \sum_i \Sigma_{ij}. \quad (1.14)$$

Для вычисления ядерной плотности  $i$ -го компонента смеси  $N_i$  нужно использовать его массовую концентрацию  $c_i$  и плотность смеси  $\rho_{\text{см}}$ . Соответствующая формула имеет вид

$$N_i = \frac{c_i \rho_{\text{см}} N_A}{M_i}. \quad (1.15)$$

В сложных химических соединениях с плотностью  $\rho_{\text{хим}}$  массовую концентрацию  $i$ -го компонента следует вычислять по формуле

$$c_i = \frac{k_i M_i}{M_{\text{мол}}}, \quad (1.16)$$

где  $k_i$  — количество атомов  $i$ -го компонента в данном соединении;  $M_{\text{мол}}$  — молекулярная масса химического соединения.

Если подставить (1.16) в (1.15) и заменить  $\rho_{\text{см}}$  на  $\rho_{\text{хим}}$ , то для соединений получим

$$N_i = \frac{k_i \rho_{\text{хим}} N_A}{M_{\text{мол}}}. \quad (1.17)$$

Так, для ядерного топлива  $\text{UO}_2$ , которое представляет собой химическое соединение атомов урана и кислорода в пропорции 1:2, ядерные плотности компонентов могут быть вычислены по формулам:  
 $N_{\text{U}} = \rho_{\text{UO}_2} N_A / M_{\text{UO}_2}$ ;  $N_{\text{O}} = 2\rho_{\text{UO}_2} N_A / M_{\text{UO}_2}$ .

Наряду с макроскопическими сечениями в качестве меры частоты нейтронных реакций используется понятие *средней длины свободного пробега* нейтронов  $\lambda$ , см. Это среднее расстояние, которое проходят нейтроны между двумя последовательными актами взаимодействия  $j$ -го типа с ядрами  $i$ -й среды, в которой они движутся. По физической сущности  $\lambda$  — величина, обратная  $\Sigma$ :

$$\lambda_{ij} = 1/\Sigma_{ij}. \quad (1.18)$$

Это и понятно. Если в (1.18) умножить числитель и знаменатель на плотность потока нейтронов  $\Phi$ , то получим  $\lambda_{ij} = \Phi / (\Sigma_{ij} \Phi) = nv / (\sigma_{ij} N_i \Phi)$ .

Здесь числитель можно трактовать как суммарный путь, пройденный за одну секунду всеми нейтронами, находящимися в 1 см<sup>3</sup> среды, а знаменатель, согласно (1.10), — как число  $j$ -х реакций, произошедших за эту секунду в том же кубическом сантиметре среды. Таким образом, частное от деления — это средняя длина свободного пробега нейтронов в  $i$ -й среде между двумя актами взаимодействия  $j$ -го типа с ядрами этой среды.

**Зависимость сечений от энергии быстрых нейтронов.** Прежде чем анализировать названную зависимость, отметим известный факт, что энергетическое распределение нейтронов деления, которое обычно называют *спектром нейтронов деления*, измерено в широком диапазоне энергий (от 0,1 до 17 МэВ) для разных делящихся нуклидов, и для каждого спектра подобрана соответствующая аппроксимирующая формула.

Для  $^{235}\text{U}$  в библиотеке сечений нейтронных реакций БНАБ-93 используется полуэмпирическая зависимость, представляющая собой результат подгонки под результаты экспериментальных исследований известной формулы Уатта:

$$\chi(E) = \frac{2e^{-ab/4}}{a\sqrt{\pi ab}} e^{-E/a} \operatorname{sh} \sqrt{bE},$$

где при определении энергии в МэВ  $a = 1,03$ ,  $b = 0,858v + 0,465$ .

С учетом того, что среднее число вторичных нейтронов  $v$ , приходящихся на один акт деления  $^{235}\text{U}$  быстрыми нейронами, равно 2,42, значение  $b$  составляет 2,54. Результаты расчета спектра нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  представлены на рис. 1.1.

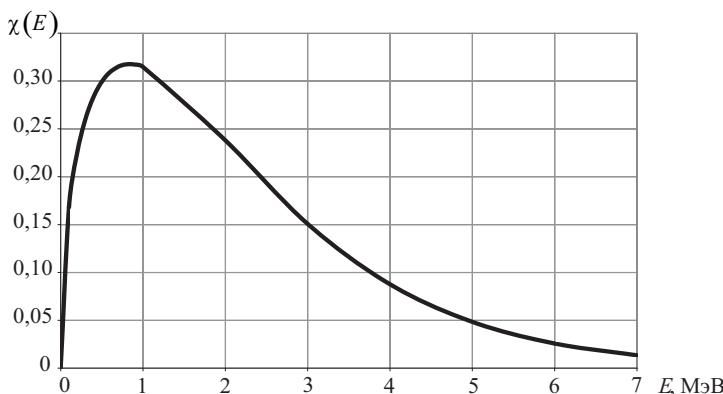


Рис. 1.1. Энергетический спектр нейтронов деления

Максимум спектра приходится на энергию 0,84 МэВ. То есть появление нейтронов деления с этой энергией наиболее вероятно. Другой важной характеристикой спектра Уатта является *средняя энергия нейтронов деления*

$$\bar{E} = \frac{1}{\chi} \int_0^{\infty} E \cdot \chi(E) \cdot dE.$$

В библиотеке сечений БНАБ-93 эта энергия вычисляется с использованием эмпирической формулы  $\bar{E} = 1,5a + 0,25a^2b$ . Если в нее подставить приведенные выше значения  $a$  и  $b$ , получим, что средняя энергия нейтронов деления составляет 2,219 МэВ.

Эксперименты с другими делящимися ядрами показали, что их спектры нейтронов деления незначительно отличаются от рассмотренного выше откорректированного спектра Уатта. Соответственно близки и средние энергии нейтронов для разных делящихся ядер. Так, для  $^{239}\text{Pu}$  [1.4]  $\bar{E} = 2,085$  МэВ.

Также экспериментально доказано, что с увеличением энергии нейтронов, вызвавших деление ядер, средняя энергия полученных нейтронов деления тоже увеличивается. Однако это увеличение незначительно, и в оценочных расчетах им можно пренебречь.

Достаточно часто в оценочных расчетах среднюю энергию нейтронов деления считают равной 2 МэВ и для нее выбирают сечения нейтронных реакций.

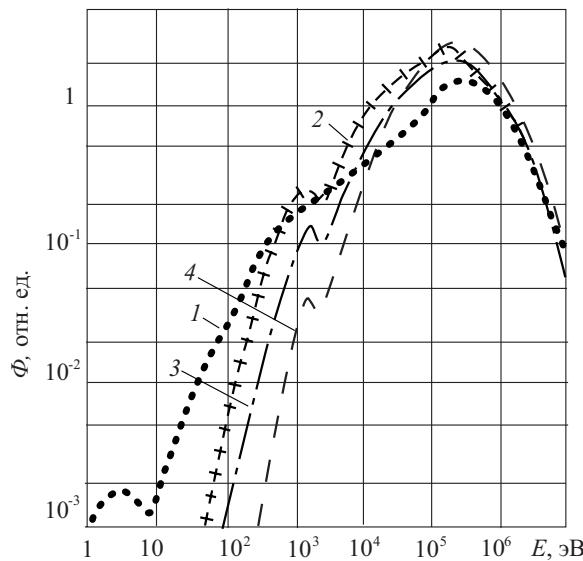
В качестве примера в табл. 1.1 приведены микроскопические сечения для  $^{235}\text{U}$  при средней энергии нейтронов 2 МэВ.

**Таблица 1.1. Сечения реакций при  $E=2$  МэВ, барн**

Сечение	$^{235}\text{U}$
$\sigma_f$	1,02
$\sigma_c$	0,05
$\sigma_{in}$	2,30
$\sigma_p$	4,30
$\sigma_t$	7,70

Поскольку в активной зоне быстрого реактора отсутствуют легкие ядра замедлителя, практически весь процесс замедления нейтронов осуществляется посредством их неупругих рассеяний на тяжелых и средних по массе ядрах. При этом энергия большинства нейтронов снижается от уровня нейтронов деления (нескольких тысяч кэВ) до десятков-сотен кэВ.

В результате того, что процесс замедления нейтронов конкурирует с их поглощением, в активной зоне устанавливается некоторый спектр распределения нейтронов по энергиям. В качестве примера на рис. 1.2 приведены типичные спектры нейтронов для различных быстрых реакторов [1.5]:



**Рис. 1.2. Спектр нейтронов в быстром реакторе**  
1 — оксидное топливо, теплоноситель — пар; 2 — оксидное топливо,  
теплоноситель — Na; 3 — карбидное топливо, теплоноситель — Na;  
4 — металлическое топливо, теплоноситель — Na

Анализируя приведенные на рис. 1.2 зависимости, можно заключить, что спектры нейтронов в быстрых реакторах с различными составами активных зон примерно одинаковы при больших энергиях, но несколько отличаются друг от друга в области замедления нейтронов. Это объясняется тем, что смещение максимума спектра нейтронов реактора в сторону меньших энергий (по сравнению со спектром нейтронов деления) обусловлено, главным образом, неупругим рассеянием нейтронов на тяжелых ядрах топлива, а спектры при энергиях  $\leq 10^5$  эВ определяются в значительной степени упругим рассеянием на ядрах теплоносителя и конструкционных материалов. Макроскопические сечения упругого рассеяния более чувствительны (по сравнению с сечениями неупругого рассеяния) к составу активных зон, отсюда и различие спектров.

Из всего интервала энергий нейтронов для быстрых реакторов наиболее актуален диапазон  $10^3$ — $10^7$  эВ. В этой области энергий разные микроскопические сечения изменяются по различным законам (рис. 1.3). Полное сечение  $\sigma_t$  медленно уменьшается с ростом энергии. При этом оно слагается из двух приблизительно равных по величине сечений: упругого потенциального рассеяния  $\sigma_p$  и сечения образования компаунд-ядра  $\sigma_{comp}$ .

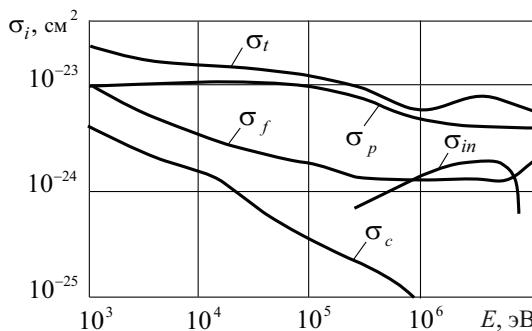


Рис. 1.3. Зависимость сечений  $^{235}\text{U}$  от энергии нейтронов

Сечение образования компаунд-ядра для большей части указанного энергетического интервала практически является суммой сечений неупругого рассеяния и деления. То есть  $\sigma_{comp} \approx \sigma_{in} + \sigma_f$ . Влияние остальных сечений, определяющих  $\sigma_{comp}$ , незначительно. Например, сечение радиационного захвата в этой области энергий обычно изменяется по закону

$$\sigma_c \approx \text{const}/E. \quad (1.19)$$

В результате для  $^{235}\text{U}$  значение  $\sigma_c$  становится пренебрежимо малым уже при энергии 1 МэВ (рис. 1.3). Однако существуют нуклиды, для которых

зависимость (1.19) для того же диапазона энергий несправедлива. Так, для  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  микроскопические сечения  $\sigma_c$  в диапазоне энергий от  $10^3$  до  $10^6$  эВ изменяются весьма слабо и лишь при более высоких энергиях резко уменьшаются с ростом  $E$ .

Отдельно следует отметить, что с увеличением массовых чисел ядер сечение радиационного захвата  $\sigma_c$  при фиксированной энергии нейтронов растет. В области малых и средних массовых чисел рост довольно сильный, а в области больших массовых чисел — слабый (рис. 1.4) [1.1]. Для тяжелых ядер сечение радиационного захвата практически постоянно и равно примерно  $10^{-25} \text{ см}^2$ .

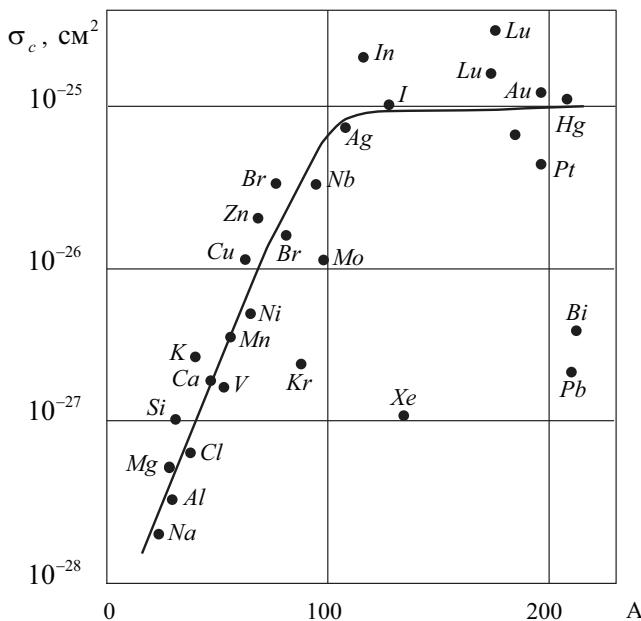


Рис. 1.4. Зависимость  $\sigma_c$  от массовых чисел ядер при  $E = 1 \text{ МэВ}$

Особенно интересна зависимость сечений деления разных нуклидов от энергии быстрых нейтронов. При этом имеет смысл рассмотреть две группы ядер: четно-нечетные (по числу протонов и нейtronов) и четно-четные. В первую группу входят  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , во вторую —  $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Результаты приведены на рис. 1.5.

Анализ представленных на рисунке кривых свидетельствует о том, что выше пороговых энергий (примерно 1 МэВ) микроскопические сечения деления четно-четных нуклидов имеют практически постоянные значения,

меньшие, чем аналогичные сечения четно-нечетных ядер. При снижении энергии нейтронов ниже пороговых значений  $\sigma_f$   $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  резко уменьшается, а снижение  $\sigma_f$   $^{240}\text{Pu}$  происходит более плавно.

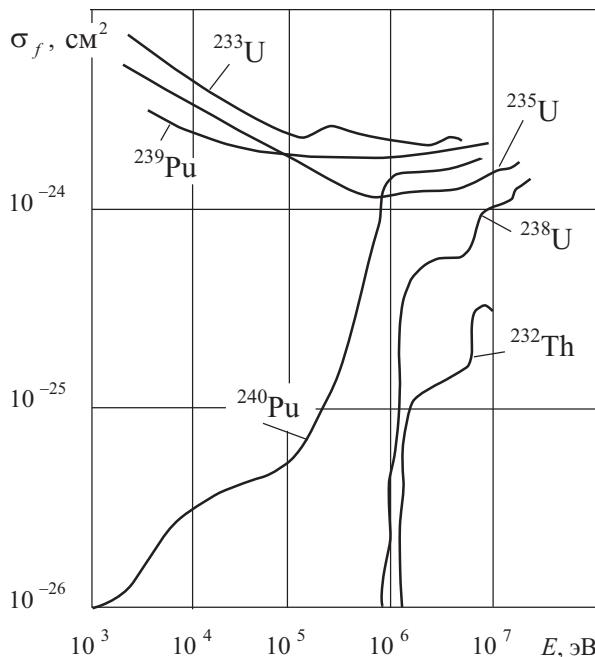


Рис. 1.5. Зависимость сечения деления от энергии нейтронов

Наряду с отмеченными закономерностями весьма существенное значение имеет также зависимость от энергии величины  $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$  для основных делящихся нуклидов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Экспериментальные данные (рис. 1.6) свидетельствуют, что в целом наблюдается монотонное уменьшение  $\alpha$  с увеличением энергии нейтронов. Исключение составляет небольшое вы полаживание в области примерно 100—200 кэВ.

Так как увеличение энергии нейтронов в рассматриваемом энергетическом интервале не вызывает снижения  $\sigma_f$  основных делящихся нуклидов (см. рис. 1.5), а  $\sigma_c$  неделящихся нуклидов при этом уменьшается, то для улучшения баланса нейтронов в быстрых реакторах целесообразно ужесточение спектра нейтронов.

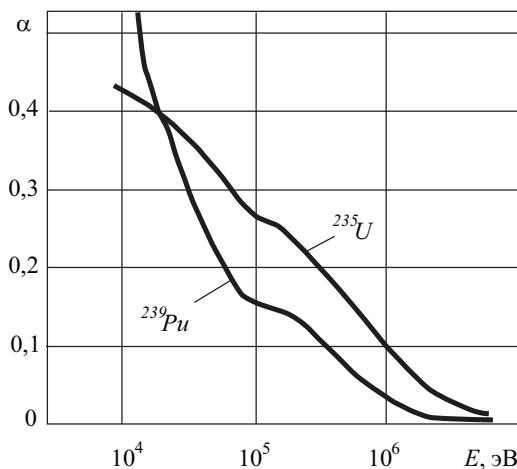


Рис. 1.6. Зависимость  $\alpha$  от энергии нейтронов

### 1.3. Диффузия быстрых нейтронов

**Базовые понятия.** Диффузией называется процесс распространения нейтронов, обусловленный наличием градиентов их плотности. В процессе хаотических движений нейтроны претерпевают рассеивающие соударения с ядрами среды, также находящимися в состоянии хаотического движения. При этом нейтроны смешаются из области с большей их плотностью в область с меньшей плотностью, так как в области с большей плотностью нейтронов происходит больше их столкновений с ядрами, а нейтроны после столкновений удаляются от рассеивающих центров. Нас интересует диффузия быстрых нейтронов, которые будем считать моноэнергетическими.

Диффузия нейтронов по своей природе весьма сходна с диффузией газов. В то же время между этими явлениями имеются существенные различия. Например, молекулы газа в процессе диффузии сталкиваются друг с другом, в то время как нейтроны сталкиваются в основном с ядрами среды, в которой они диффундируют. Число свободных нейтронов всегда так мало по сравнению с количеством ядер среды, что маловероятные столкновения нейтронов друг с другом не влияют ни на их пространственное распределение, ни на их распределение по скоростям. В результате нейтроны диффундируют независимо друг от друга, т. е. вероятность смещения нейтрона на определенное расстояние не зависит от присутствия других нейтронов. Несмотря на указанные отличия, при определенных допу-

щениях основные положения теории диффузии газов могут быть использованы для описания пространственного смещения нейтронов.

Поскольку в процессе диффузии каждый нейtron перемещается по индивидуальной траектории, в теории реакторов используется понятие среднестатистического нейтрона, обладающего усредненными характеристиками всех диффундирующих нейтронов. Жизненный цикл такого среднестатистического нейтрона мы и рассмотрим. При этом будем предполагать, что его энергия при соударении с ядрами среды не изменяется. Применимельно к быстрым реакторам это означает, что все диффундирующие нейтроны остаются быстрыми.

Для наглядности воспользуемся рис. 1.7, на котором изображена проекция на плоскость траектории движения нейтрона. Как видно из рисунка, нейtron, родившийся в точке  $A$ , претерпевает несколько рассеивающих соударений, после чего поглощается в точке  $B$ . Между столкновениями нейtron смещается по прямой на расстояния  $l_i$ , значения которых различны.

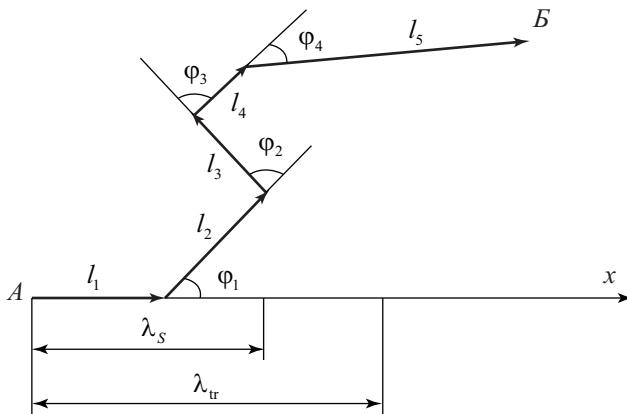


Рис. 1.7. Проекция на плоскость траектории диффундирующего нейтрона

Используя принятые обозначения, можно определить три важных параметра среднестатистического нейтрона. Первым является *средняя длина свободного пробега до рассеяния*

$$\lambda_s = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} l_i. \quad (1.20)$$

Суммирование здесь производится по всем отрезкам, кроме последнего, ведущего к поглощению нейтрона. Величина  $\lambda_s$  слабо зависит от энергии нейронов.

Вторым важным параметром является средняя длина свободного пробега до поглощения, представляющая собой усредненную по всему ансамблю сумму длин всех прямолинейных отрезков траектории (рис. 1.7) от точки *A* до точки *B*:

$$\lambda_a = \left( \sum_{i=1}^n l_i \right)_{\text{ср}} . \quad (1.21)$$

В отличие от  $\lambda_s$  величина  $\lambda_a$  сильно зависит и от энергии нейtronов, а также от вида вещества, где эти нейtrоны диффундируют.

Из ядерной физики известно, что рассеяние нейtronов может быть *изотропным*, т. е. сферически симметричным в лабораторной системе координат, и *анизотропным*. В первом случае все векторы нейtronов после соударений с ядрами равновероятны, а во втором случае имеет место тенденция к преимущественному рассеянию нейtronов в направлении их первоначального движения. Если считать среду слабопоглощающей, то при проецировании траектории смещения нейtrона, претерпевшего бесконечное число изотропных рассеяний, на вектор его первоначального движения получим длину свободного пробега  $\lambda_s$ , а с учетом анизотропии рассеяния нейtrон сместится на несколько большее расстояние, которое называют *транспортной длиной свободного пробега*  $\lambda_{tr}$ , или *длиной переноса* (см. рис. 1.7).

Мерой анизотропии рассеяния является *средний косинус угла рассеяния*<sup>1</sup>:

$$\overline{\cos \psi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} \cos \psi p(\psi) d\psi, \quad (1.22)$$

где  $p(\psi)$  — вероятность того, что нейtrон рассеивается в направлении  $\psi$  в пределах элементарного телесного угла  $d\psi$ . При изотропном рассеянии  $\overline{\cos \psi} = 0$ , а при анизотропном  $\overline{\cos \psi} > 0$ .

Для количественной оценки степени анизотропии рассеяния быстрых нейtrонов в системе центра масс используется выражение  $\overline{\cos \psi} = 0,07 A^{2/3} E$ , где  $A$  — массовое число; а  $E$  — энергия, МэВ. Для нейtrонов с энергией меньше 0,1 МэВ эта формула упрощается и имеет вид  $\overline{\cos \psi} = 2 / (3A)$ . То есть на тяжелых ядрах с большими массовыми числами рассеяние таких нейtrонов практически изотропно, а при рассеянии на более легких ядрах

---

<sup>1</sup> В литературе средний косинус угла рассеяния часто обозначается  $\bar{\mu}$ .

существует тенденция смещения нейтронов в направлении их первоначального движения на расстояние  $\lambda_{tr}$ , превышающее  $\lambda_s$ .

Добавка смещения в данном случае обусловлена тем, что при анизотропии каждый последующий акт рассеяния добавляет смещение в направлении первоначального движения, равное  $\lambda_s \overline{\cos \psi}$ , потом  $\lambda_s (\overline{\cos \psi})^2$ ,  $\lambda_s (\overline{\cos \psi})^3$  и т. д. В результате выражение для  $\lambda_{tr}$  будет иметь вид степенного ряда:

$$\lambda_{tr} = \lambda_s \left[ 1 + \overline{\cos \psi} + \overline{\cos \psi}^2 + \overline{\cos \psi}^3 + \dots \right] = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos \psi}} = \frac{1}{\Sigma_s (1 - \overline{\cos \psi})}. \quad (1.23)$$

Соответственно

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_s (1 - \overline{\cos \psi}); \quad \sigma_{tr} = \sigma_s (1 - \overline{\cos \psi}). \quad (1.24)$$

То есть по сути транспортные макроскопическое и микроскопическое сечения — это соответствующие сечения рассеяния, уменьшенные с учетом анизотропии рассеяния нейтронов в диффузационной среде.

**Закон Фика.** Рассмотрим диффузию моноэнергетических нейтронов в однородной среде, для которой справедливо условие  $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ . Допустим также, что эта среда — бесконечная пластина, ориентированная перпендикулярно оси  $x$  и расположенная в вакууме. Нейтроны, генерирующиеся каким-то образом в центральной плоскости, утекают из пластины в вакуум в процессе изотропного рассеяния. Решение аналогичной задачи применительно к диффузии газов впервые получил Адольф Фик в 1856 г. Для нашей задачи по аналогии с решением Фика можно записать:

$$\mathbf{I}_{+x} = \frac{\Phi}{4} - \frac{\lambda_s}{6} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (1.25)$$

$$\mathbf{I}_{-x} = \frac{\Phi}{4} + \frac{\lambda_s}{6} \frac{d\Phi}{dx}, \quad (1.26)$$

где  $\mathbf{I}_{+x}$  и  $\mathbf{I}_{-x}$  — плотности тока нейтронов в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Разностная плотность тока в соответствии с (1.3) определяется по формуле

$$\mathbf{I}_x = -\frac{\lambda_s}{3} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (1.27)$$

Если решить эту задачу для той же пластины, ориентированной перпендикулярно оси  $y$ , а потом — перпендикулярно оси  $z$ , и обобщить полученные решения, получим выражение

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}) = -\frac{\lambda_s}{3} \nabla \Phi(\mathbf{r}), \quad (1.28)$$

где  $\nabla \Phi(\mathbf{r})$  — оператор Гамильтона функции  $\Phi(\mathbf{r})$ , определяющей распределение плотности потока нейтронов по координатам, называемый градиентом функции  $\Phi$  в точке с координатами  $\mathbf{r}$ .

Коэффициент пропорциональности  $\lambda_s/3$  между  $\mathbf{I}(\mathbf{r})$  и градиентом функции  $\Phi(\mathbf{r})$  называется коэффициентом диффузии, обозначается  $D'$  и измеряется в см. С учетом этого выражение (1.28) можно переписать в виде

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}) = -D' \nabla \Phi(\mathbf{r}) = -D' \text{grad } \Phi(\mathbf{r}). \quad (1.29)$$

Таким образом, закон диффузии моноэнергетических нейтронов гласит, что результирующая плотность тока нейтронов направлена в сторону меньшей плотности нейтронов (этим обусловлен знак « $-$ » в уравнении) и пропорциональна градиенту плотности потока нейтронов.

Вследствие сделанных допущений закон Фика в нашем случае является приближенным. Для его уточнения можно учесть анизотропию рассеяния. Тогда выражение для коэффициента диффузии будет иметь вид

$$D' = \lambda_{\text{tr}} / 3. \quad (1.30)$$

Если закон Фика записать не для плотности потока нейтронов  $\Phi = nv$ , а для плотности нейтронов  $n$ , то коэффициент диффузии будет определяться равенством

$$D = v \lambda_{\text{tr}} / 3, \quad (1.31)$$

где  $v$  — средняя скорость диффундирующих нейтронов, см/с.

Так как реальная диффузационная среда поглощает нейтроны, средняя длина их свободного пробега до поглощения ограничена величиной  $\lambda_a = 1/\Sigma_a$ . С учетом того, что средняя скорость нейтронов равна  $v$ , усредненное время диффузии нейтронов определяется равенством

$$t_{\text{диф}} = \lambda_a / v.$$

По известному времени жизни нейтронов  $t_{\text{диф}}$  и скорости процесса диффузии, характеризуемой коэффициентом диффузии  $D$ , можно найти пространственное смещение среднестатистического нейтрона. Поскольку ко-

эффициент диффузии для плотности нейтронов определяется равенством  $D = v\lambda_{tr}/3$ , он имеет размерность  $\text{см}^2/\text{с}$ . Следовательно, произведение  $Dt_{\text{диф}}$  представляет собой квадрат линейной меры смещения нейтронов. Сама мера среднего линейного смещения нейтронов в процессе диффузии называется *длиной диффузии*, обозначается  $L$  и определяется выражением

$$L = \sqrt{Dt_{\text{диф}}} = \sqrt{\frac{\lambda_a \lambda_{tr}}{3}} = \frac{1}{\sqrt{3\Sigma_a \Sigma_{tr}}}. \quad (1.32)$$

**Уравнение баланса нейтронов.** Для единичного объема среды в диффузионном приближении *уравнение баланса нейтронов* в общем виде имеет вид

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = S - C_a - Q, \quad (1.33)$$

где  $S$  — скорость генерации нейтронов (мощность источника);  $C_a$  — скорость поглощения нейтронов;  $Q$  — скорость утечки нейтронов.

Будем считать, что в какой-то точке однородной бесконечной среды находится единичный источник моноэнергетических нейтронов, испускающий  $S$  нейтр./с. Ни в какой другой точке нейтроны не генерируются, но распространяются от источника. В этом приближении в любой точке среды, кроме места расположения источника,  $S = 0$ .

Поскольку скорость поглощения нейтронов, в соответствии с (1.10), составляет  $\Sigma_a \Phi$ , то для системы, находящейся в стационарном состоянии ( $\partial\Phi/\partial t = 0$ ), выражение (1.33) для любой точки, кроме точки источника, можно переписать в виде

$$Q + \Sigma_a \Phi = 0. \quad (1.34)$$

Чтобы определить неизвестную пока скорость утечки нейтронов  $Q$ , рассмотрим некий малый объем среды, представляющий собой прямоугольный параллелепипед с ребрами  $dx$ ,  $dy$  и  $dz$  вблизи точки с координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z$  (рис. 1.8). При этом будем считать, что коэффициент диффузии не зависит от координат.

Скорость утечки нейтронов из указанного объема определится как разность чисел нейтронов, выходящих из параллелепипеда и входящих в него за 1 с в направлении осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

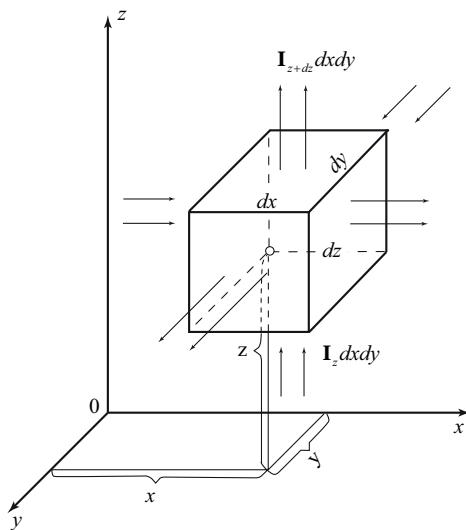


Рис. 1.8. К определению скорости утечки нейтронов

Предположим для определенности, что начало координат на рис. 1.8 находится в точке, где плотность потока нейтронов максимальна. В этом случае направления векторов  $\mathbf{I}_x$ ,  $\mathbf{I}_y$ ,  $\mathbf{I}_z$ , характеризующих плотность тока нейтронов в точке с координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , совпадут с направлениями осей координат.

Воспользуемся значениями плотности тока нейтронов вблизи точки с координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z$  для определения скорости утечки нейтронов из рассматриваемого объема как суммы скоростей утечки в направлениях координатных осей.

Определим сначала скорость утечки нейтронов в направлении оси  $z$ . При этом будем исходить из того, что если число нейтронов, входящих в параллелепипед за 1 с через нижнюю грань площадью  $dx dy$ , равно  $\mathbf{I}_z dx dy$ , а число нейтронов, выходящих за 1 с через верхнюю грань, составляет  $\mathbf{I}_{z+dz} dx dy$ , то результирующее число нейтронов, покидающих рассматриваемый объем за 1 с в вертикальном направлении (т. е. скорость утечки нейтронов в направлении оси  $z$ ), определяется как разность

$$Q_z = (\mathbf{I}_{z+dz} - \mathbf{I}_z) dx dy = (\partial \mathbf{I} / \partial z)_z dx dy dz, \quad (1.35)$$

где  $\mathbf{I}_{z+dz}$  – плотность тока нейтронов в вертикальном направлении в точке с координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z + dz$ .

Выражение для плотности тока нейтронов  $\mathbf{I}_z$  может быть получено с использованием зависимости (1.29):

$$\mathbf{I}_z = -D \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_z. \quad (1.36)$$

Если подставить в (1.36) выражение для  $D$  из (1.30), то в результате получим

$$\mathbf{I}_z = - \left( \frac{\lambda_{tr}}{3} \right) \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_z. \quad (1.37)$$

Используя это выражение, можно переписать (1.35) в виде

$$Q_z = - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) dx dy dz = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} dx dy dz. \quad (1.38)$$

Рассуждая аналогично, можно определить скорости утечки в направлении осей  $x$  и  $y$ :

$$Q_x = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} dx dy dz, \quad (1.39)$$

$$Q_y = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} dx dy dz. \quad (1.40)$$

Для определения общей скорости утечки нейтронов из единичного объема нужно просуммировать ее составляющие и разделить полученную сумму на объем рассматриваемого параллелепипеда:

$$Q(\mathbf{r}) = \frac{Q_x + Q_y + Q_z}{dx dy dz} = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}) = - D \nabla^2 \Phi(\mathbf{r}). \quad (1.41)$$

Это и есть искомая скорость утечки нейтронов, входящая в уравнение (1.33). В рассмотренном случае оператор Лапласа выражен в прямоугольной системе координат. Вообще же его целесообразно выражать в наиболее удобных для решаемой задачи координатах. Выбор системы координат при этом определяется геометрической формой активной зоны.

Таким образом, в уравнении баланса нейтронов (1.33) определены два из трех слагаемых. Чтобы определить скорость генерации нейтронов, сделаем допущение, что процессы испускания, диффузии и поглощения нейтронов происходят на одном и том же энергетическом уровне. Если также считать, что на каждый нейtron, поглощенный делящимся нуклидом, при-

ходится  $k$  нейтронов деления, то скорость генерации нейтронов можно определить равенством  $S = k\Phi\Sigma_a$ .

Если подставить в (1.33) это значение  $S$ , а также скорость поглощения нейтронов  $\Sigma_a\Phi$  и скорость утечки из (1.41), то для системы, находящейся в стационарном состоянии ( $\partial\Phi/\partial t = 0$ ), *уравнение баланса нейтронов* будет иметь вид

$$k\Phi\Sigma_a + D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi = 0. \quad (1.42)$$

Разделив обе части этого равенства на коэффициент диффузии  $D = 1/(3\lambda_{tr})$ , получим  $\nabla^2\Phi + \Phi(k \cdot 3\Sigma_a\Sigma_{tr} - 3\Sigma_a\Sigma_{tr}) = 0$ . Так как согласно (1.32) произведение  $3\Sigma_a\Sigma_{tr}$  есть величина, обратная квадрату длины диффузии  $L^2$ , можно записать:

$$\nabla^2\Phi + B^2\Phi = 0, \quad (1.43)$$

где

$$B^2 = (k - 1)/L^2. \quad (1.44)$$

Выражение (1.43) — это уравнение Гельмгольца. Его называют также *волновым*, так как оно аналогично по структуре уравнению, описывающему распространение волн в пространстве. По физической сущности волновое уравнение характеризует стоячую волну — установившуюся во времени зависимость плотности потока нейтронов в различных точках диффузионной среды от координат этих точек, т. е. пространственное распределение  $\Phi$  по объему критической активной зоны определенных формы, размеров и состава.

Если параметр  $B^2$  вычисляется по формуле (1.44) как функция свойств материалов активной зоны, он называется *материальным параметром*.

Другое дело, если  $B^2$  определяется в результате решения волнового уравнения (1.43). Поскольку решением этого уравнения является функция распределения плотности потока нейтронов  $\Phi(\mathbf{r})$ , зависящая только от формы и геометрических размеров активной зоны,  $B^2$  в этом случае называется *геометрическим параметром*. К вопросу о физической сущности параметра  $B^2$  мы еще вернемся после получения уравнения критичности реактора.

## 1.4. Критичность реактора

**Характеристики критичности.** Критическим называется такое состояние реактора, когда средняя плотность нейтронов в активной зоне не изменяется во времени в результате того, что имеет место самоподдерживающаяся цепная реакция деления ядер топлива.

Известно, что при делении ядер испускаются вторичные нейтроны, которые, в свою очередь, могут принять участие в последующем делении ядер топлива. Обычно испускается 2—3 вторичных нейтрона. В некоторых актах деления нейтроны могут не образовываться или испускаться по одному. Крайне редко на один акт деления приходится до 10 вторичных нейронов.

Экспериментально установлено, что *среднестатистическое число вторичных нейтронов, испускаемых в одном акте деления,  $v(E)$*  при прочих равных условиях тем больше, чем выше энергия нейтронов, вызвавших деление. При этом из трех основных делящихся нуклидов  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  лучшими характеристиками в области быстрых нейтронов обладает  $^{239}\text{Pu}$ . Более подробно об энергетической зависимости  $v$  будет сказано ниже, при обосновании уравнения критичности.

Казалось бы, тот факт, что нейтронов больше рождается, чем поглощается делящимися ядрами, сам по себе предопределяет естественное развитие разветвленной цепной реакции деления. Однако в реальных условиях существуют две причины, исключающие возможность безусловного развития неограниченной разветвленной цепной реакции. Это поглощение первичных нейтронов без испускания вторичных и утечка нейтронов за пределы активной зоны.

Для осуществления самоподдерживающейся цепной реакции скорость генерации нейтронов в объеме активной зоны должна быть в точности равна сумме скоростей их утечки и поглощения. Это условие можно также использовать как определение критичности реактора. В общем случае скорость генерации нейтронов может отличаться от скорости их поглощения и утечки. Указанное отклонение определяет скорость изменения средней плотности потока нейтронов — см. (1.33).

Для количественной оценки условий осуществления в ядерном реакторе самоподдерживающейся цепной реакции используется коэффициент размножения нейтронов  $k$ , значение которого определяется отношением средней по объему активной зоны плотности нейтронов данного поколения  $n_i$  к средней плотности нейтронов предыдущего поколения  $n_{i-1}$ :

$$k = n_i / n_{i-1}.$$

Конечно, в таком определении есть преднамеренная условность. Ведь нейтроны деления не появляются одновременно, сменяя поколения одно за другим. Они рождаются в разное время, и лишь условно их можно отнести к тому или иному поколению. Однако понятие «поколение» широко используется в теории реакторов.

Если исключить утечку нейронов, считая, что рассматриваемый быстрый реактор имеет бесконечные размеры, то в качестве характеристики его состояния можно использовать *коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде*

$$k_{\infty} = v \Sigma_f / \Sigma_a. \quad (1.45)$$

Умножив числитель и знаменатель (1.45) на плотность потока нейтронов  $\Phi$ , получим в числителе частоту реакций деления  $C_f$ , умноженную на  $v$ , а в знаменателе — частоту реакций поглощения  $C_a$ . Очевидно, что условием критичности реактора является равенство числителя и знаменателя, т. е.  $k_{\infty} = 1$ .

В реальных условиях, когда размеры реактора ограничены, всегда существует утечка нейтронов. Ниже будет показано, как она может быть оценена количественно. Пока лишь заметим, что *вероятность избежать утечки нейтронов*  $P < 1$ . Для характеристики состояния реактора используется *эффективный коэффициент размножения нейтронов*

$$k_{\varphi} = k_{\infty} P. \quad (1.46)$$

Это и есть в общем виде *уравнение критичности* реактора. Если  $k_{\varphi} = 1$ , реактор находится в критическом состоянии, при  $k_{\varphi} < 1$  — в подкритическом, а при  $k_{\varphi} > 1$  — в надкритическом состоянии. Соответственно, отклонение  $k_{\varphi}$  от единицы называют *степенью подкритичности*  $-\delta k_{\varphi}$  (когда  $k_{\varphi} < 1$ ) или *степенью надкритичности*  $\delta k_{\varphi}$  (когда  $k_{\varphi} > 1$ ). В подкритическом реакторе плотность потока нейтронов уменьшается, а в надкритическом увеличивается.

В эксплуатационной практике для характеристики отклонения состояния реактора от критического чаще, чем эффективный коэффициент размножения нейтронов, используется *реактивность*  $\rho$ , которая определяется отношением

$$\rho = (k_{\varphi} - 1) / k_{\varphi}. \quad (1.47)$$

Реактивность измеряется в относительных единицах, процентах или в эффективных долях запаздывающих нейтронов<sup>2</sup>  $\beta_{\text{эфф}}$ . Если, например, в реакторе  $\beta_{\text{эфф}} = 0,007$ , то реактивность 0,0035 можно записать как 0,35% или  $0,5\beta_{\text{эфф}}$ . Из (1.47) следует, что в критическом реакторе (когда  $k_{\text{эфф}} = 1$ ) реактивность равна нулю, в подкритическом реакторе  $\rho < 0$ , а в надкритическом  $\rho > 0$ .

**Геометрический параметр активной зоны.** Выше было сказано, что волновое уравнение (1.43) характеризует установившуюся во времени зависимость плотности потока нейтронов в различных точках среды от координат этих точек. Значит, параметр  $B^2$ , найденный в результате решения волнового уравнения, зависит лишь от формы и размеров активной зоны. Отсюда и его название — *геометрический параметр*.

Для вычисления геометрического параметра необходимо решить волновое уравнение, задавшись конкретной формой и размерами активной зоны. Выберем наиболее типичную цилиндрическую форму зоны и сделаем допущение, что она помещена в вакуум. Это позволит считать, что покинувшие активную зону нейтроны никогда не возвращаются обратно, так как вакуум не обладает рассеивающими свойствами. В результате действие вакуума оказывается аналогичным действию абсолютно поглощающей среды.

Использование волнового уравнения для вычисления параметра  $B^2$  правомерно лишь при выполнении ряда условий, основными из которых являются следующие:

- реактор находится в критическом состоянии;
- сечения нейтронных реакций и средний пробег нейтронов не зависят от их энергий;
- плотность потока нейтронов не сильно изменяется на протяжении среднего свободного пробега нейтронов между двумя актами рассеяния, т. е. размножающая среда (активная зона) является однородной и слабопоглащающей.

Принятие второго условия равносильно переходу от реального реактора к идеализированному моноэнергетическому реактору. Такой прием обычно называют одногрупповым приближением. В действительности моноэнергетических реакторов нет, но для прояснения физической сущности процессов и в оценочных расчетах можно считать, что реактор на быстрых нейтронах является таковым.

---

<sup>2</sup> Понятие *эффективной доли запаздывающих нейтронов* будет дано при рассмотрении кинетики реактора.

Для решения волнового уравнения необходимо определить границы диффузионной среды (гомогенизированной активной зоны, где происходит диффузия нейтронов), в пределах которых справедливо это уравнение, и сделать некоторые допущения, обеспечивающие выполнение третьего условия.

Третье условие существенно нарушается в наружных слоях активной зоны (толщиной примерно  $2\lambda_{tr}$  от поверхности) и непосредственно на границе активной зоны с вакуумом. Чтобы устранить это противоречие, следует заменить реальные границы активной зоны, на которых происходит скачок плотности потока нейтронов, некоторыми условными границами, по мере приближения к которым плотность потока нейтронов плавно достигает нулевого значения.

Исходя из этого, формулируется основное граничное условие, используемое при решении волнового уравнения: плотность потока нейтронов в диффузионной среде вблизи ее границы с вакуумом изменяется таким образом, что линейная экстраполяция приводит к обращению в нуль плотности потока нейтронов на некотором экстраполированном расстоянии  $d$  за этой границей (штриховая линия на рис. 1.9). Экстраполированное расстояние  $d$  в теории реакторов обычно называется *длиной линейной экстраполяции*. С удовлетворительной точностью длина линейной экстраполяции для активных зон энергетических реакторов может вычисляться по формуле

$$d = 0,71\lambda_{tr}. \quad (1.48)$$

Наряду с длиной экстраполяции в теории реакторов используется понятие *экстраполированных границ диффузионной среды*, под которыми понимают воображаемые границы, расположенные эквидистантно на расстоянии  $d$  от физических границ. Так, на рис. 1.9 показан экстраполированный радиус диффузионной среды  $R'_{as} = R_{as} + d$ .

Пользуясь понятием экстраполированных границ, указанное выше граничное условие можно сформулировать по-другому: плотность потока нейтронов обращается в нуль на экстраполированных границах активной зоны. Следует заметить, что в действительности плотность потока нейтронов на этих границах в нуль не обращается. Принятая гипотеза — лишь удобный математический прием для корректного решения волнового уравнения. При использовании приведенного граничного условия волновое уравнение  $\nabla^2\Phi + B^2\Phi = 0$  имеет бесконечное множество независимых решений (гармоник):  $\Phi_0(R), \Phi_1(R), \dots, \Phi_i(R)$  при  $i \rightarrow \infty$ . Каждому  $i$ -

му решению соответствует собственное значение  $B_i^2$  оператора Лапласа  $\nabla^2\Phi_i = -B_i^2\Phi_i$ , причем  $0 < B_0^2 < B_1^2 < \dots < B_i^2$ .

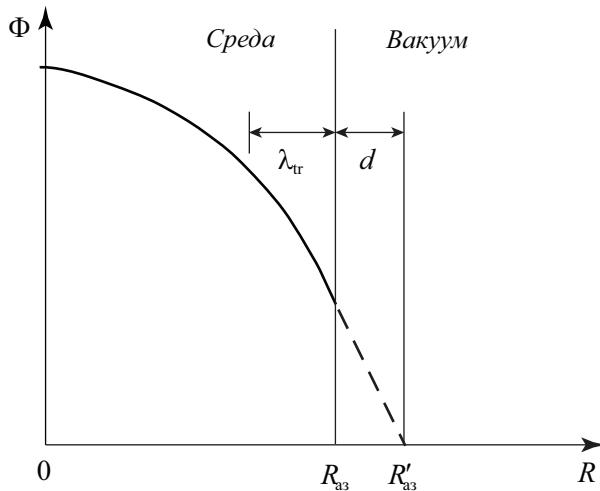


Рис. 1.9. Изменение  $\Phi$  на границе среды с вакуумом

Из всего множества решений только нулевая гармоника  $\Phi_0(R)$  не меняет знака и остается положительной во всех точках объема, ограниченного экстраполированными границами. Все остальные гармоники знакопеременны. Так как плотность нейтронов ни в какой точке активной зоны и области экстраполяции не может быть отрицательной, физический смысл имеет единственное решение волнового уравнения — гармоника  $\Phi_0(R)$  и соответствующее ей наименьшее собственное значение  $B_0^2$ .

Для конкретизации понятия геометрического параметра<sup>3</sup> рассмотрим порядок решения волнового уравнения (1.43) применительно к однородной цилиндрической активной зоне высотой  $H_{as}$  и радиусом  $R_{as}$ . Экстраполированные размеры этой активной зоны таковы:

$$H'_{as} = H_{as} + 2d, \quad R'_{as} = R_{as} + d. \quad (1.49)$$

Представив волновое уравнение в цилиндрических координатах:

<sup>3</sup> Обычно геометрический параметр обозначается без индекса «ноль», т. е. просто  $B^2$ .

$$\frac{\partial^2 \Phi(Z, R)}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi(Z, R)}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Phi(Z, R)}{\partial Z^2} + B^2 \Phi(Z, R) = 0, \quad (1.50)$$

решим его методом разделения переменных:

$$\Phi(Z, R) = \Phi(Z)\Phi(R). \quad (1.51)$$

После подстановки (1.51) в волновое уравнение и деления обеих частей полученного равенства на  $\Phi(Z)\Phi(R)$  будем иметь

$$\frac{1}{\Phi(R)} \left[ \frac{d^2 \Phi(R)}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d \Phi(R)}{dR} \right] + \frac{1}{\Phi(Z)} \frac{d^2 \Phi(Z)}{dZ^2} + B^2 = 0. \quad (1.52)$$

Так как  $B^2 = \text{const}$ , данное равенство справедливо, если его первое и второе слагаемые постоянны. На основании этого, вводя константы  $B_R^2$  и  $B_Z^2$ , запишем:

$$\frac{1}{\Phi(R)} \left[ \frac{d^2 \Phi(R)}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d \Phi(R)}{dR} \right] = -B_R^2, \quad (1.53)$$

$$\frac{1}{\Phi(Z)} \frac{d^2 \Phi(Z)}{dZ^2} = -B_Z^2. \quad (1.54)$$

Выражение (1.53) описывает радиальное распределение плотности потока нейтронов, а (1.54) — осевое распределение. Из сопоставления (1.52), (1.53) и (1.54) видно, что равенство (1.52) выполняется при условии  $B^2 = B_R^2 + B_Z^2$ . Следовательно,  $B_R^2$  и  $B_Z^2$  могут рассматриваться как радиальная и осевая составляющие геометрического параметра.

Если начало цилиндрических координат поместить в центр активной зоны, то не противоречащее физическому смыслу решение уравнения (1.54) примет вид

$$\Phi(Z) = A_l \cos(B_Z Z), \quad (1.55)$$

где  $A_l$  — константа.

Разделив правую и левую части уравнения (1.53) на  $B_R^2$ , приведем его к уравнению Бесселя нулевого порядка для функции  $\Phi(R)$  с аргументом  $j = B_R R$ :

$$\frac{d^2\Phi(R)}{dj^2} + \frac{1}{j} \frac{d\Phi(R)}{dj} + \Phi(R) = 0. \quad (1.56)$$

Решение этого уравнения, не обращающееся в начале координат в бесконечность, имеет вид

$$\Phi(R) = A_2 J_0(B_R R), \quad (1.57)$$

где  $A_2$  — константа;  $J_0$  — функция Бесселя вещественного аргумента первого рода нулевого порядка.

Подставив (1.55) и (1.57) в (1.51), получим решение волнового уравнения, характеризующее пространственное распределение плотности потока нейтронов в цилиндрической активной зоне:

$$\Phi(Z, R) = A \cos(B_Z Z) J_0(B_R R). \quad (1.58)$$

Значения  $B_Z$  и  $B_R$  определяются с использованием граничного условия о равенстве нулю плотности потока нейтронов на экстраполированных границах активной зоны:  $Z = \pm H'_{a3}/2$  и  $R = R'_{a3}$ . В соответствии с этим выражения (1.55) и (1.57) преобразуются к виду

$$\cos\left(\pm B_Z \frac{H'_{a3}}{2}\right) = 0 \text{ и } J_0(B_R R'_{a3}) = 0.$$

Приведенные равенства удовлетворяются при различных значениях  $B_Z$ :

$B_{Z0} = \pi/H'_{a3}$ ,  $B_{Z1} = 3\pi/H'_{a3}$ ,  $B_{Z2} = 5\pi/H'_{a3}$  и т. д., и различных значениях  $B_R$ :

$B_{R0} = J_0(2,405/R'_{a3})$ ,  $B_{R1} = J_0(5,52/R'_{a3})$ ,  $B_{R2} = J_0(8,654/R'_{a3})$  и т. д.

Так как физический смысл имеет единственное решение волнового уравнения, соответствующее наименьшим значениям  $B_Z$  и  $B_R$ , то (1.58) можно представить в виде

$$\Phi(Z, R) = A \cos\left(\frac{\pi Z}{H'_{a3}}\right) J_0\left(\frac{2,405 R}{R'_{a3}}\right), \quad (1.59)$$

где 2,405 — наименьший корень функции  $J_0$ , при котором она обращается в нуль.

Константа  $A$  характеризует плотность потока нейтронов в центре активной зоны, так как согласно (1.59) при  $\cos(0) = 1$  и  $J_0(0) = 1$   $A = \Phi(0, 0)$ .

Поскольку центр активной зоны наиболее удален от ее границ, вероятность утечки отсюда нейтронов за пределы зоны минимальна, а значит,

плотность потока нейтронов здесь максимальна. То есть  $A = \Phi(0,0) = \Phi^{\max}$ . С учетом этого выражение (1.59), определяющее распределение нейтронов по высоте и радиусу цилиндрической активной зоны, можно записать в виде

$$\Phi(Z, R) = \Phi^{\max} \cos\left(\frac{\pi Z}{H'_{\text{аз}}}\right) J_0\left(\frac{2,405R}{R'_{\text{аз}}}\right). \quad (1.60)$$

Поскольку волновому уравнению удовлетворяют любые значения константы  $A$  в (1.59), а значит, и любые значения  $\Phi^{\max}$  в (1.60), в критическом реакторе принципиально может быть любой максимальный уровень плотности потока нейтронов. Это обстоятельство является уникальной особенностью реактора как генератора тепловой энергии. На практике максимальная плотность потока нейтронов в активной зоне реактора ограничена возможностями теплоотвода от тепловыделяющих элементов и связанными с этим проблемами температурной стойкости материала оболочек твэлов.

Но вернемся к геометрическому параметру цилиндрической активной зоны. Зная наименьшие значения  $B_Z$  и  $B_R$ , можно записать выражения для осевой и радиальной составляющих геометрического параметра:

$$B_Z^2 = \left(\frac{\pi}{H'_{\text{аз}}}\right)^2, \quad B_R^2 = \left(\frac{2,405}{R'_{\text{аз}}}\right)^2. \quad (1.61)$$

Поскольку геометрический параметр представляет собой сумму  $B_Z^2$  и  $B_R^2$ , в окончательном виде определяющее его выражение будет иметь вид

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{H'_{\text{аз}}}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{R'_{\text{аз}}}\right)^2. \quad (1.62)$$

Необходимо отметить, что длина линейной экстраполяции  $d$  по сравнению с размерами активных зон энергетических реакторов пренебрежимо мала. В связи с этим в решении волнового уравнения (1.43) и при вычислении геометрического параметра по (1.62) можно пренебречь превышением экстраполированных размеров активной зоны над истинными и считать, что  $H'_{\text{аз}} = H_{\text{аз}}$ , а  $R'_{\text{аз}} = R_{\text{аз}}$ . В дальнейшем будем использовать это приближение.

Как видно из (1.62), геометрический параметр измеряется в  $\text{см}^{-1}$  и с увеличением размеров активной зоны уменьшается от сколь угодно большого значения, соответствующего малым размерам активной зоны, до нуля при

бесконечных размерах зоны. Вероятность избежать утечки нейтронов по мере увеличения размеров активной зоны (уменьшения  $B^2$ ) увеличивается, стремясь к единице для активной зоны бесконечных размеров, когда  $B^2 = 0$ . В этом предельном случае волновое уравнение обращается в равенство  $\nabla^2\Phi = 0$ , решение которого  $\nabla\Phi = \text{const}$  свидетельствует об отсутствии утечки нейтронов.

Подобно тому, как это было сделано для цилиндрической активной зоны, волновое уравнение может быть решено и для активных зон других геометрических форм. При этом вид общего решения и вид выражения для геометрического параметра в каждом случае изменяются, но подход к получению этих зависимостей остается таким же, как и в рассмотренном примере.

**Уравнение критичности реактора без отражателя.** В общем виде уравнение критичности реактора было получено выше — см. (1.46). После подстановки в него значения  $k_\infty$  из (1.45) уравнение критичности обретет вид

$$k_{\text{ср}} = v \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} P. \quad (1.63)$$

Единственный неизвестный пока сомножитель — это вероятность избежать утечки нейтронов  $P$ . В гипотетическом реакторе бесконечных размеров утечка нейтронов отсутствует ( $P = 1$ ) независимо от состава среды. В реальных же условиях всегда существует утечка нейтронов, и она существенным образом зависит от состава и размеров активной зоны.

Качественно вероятность избежать утечки нейтронов можно определить равенством

$$P = \frac{C_a}{C_a + Q} = \left( 1 + \frac{Q}{C_a} \right)^{-1}, \quad (1.64)$$

где  $C_a = \Sigma_a \Phi$  — скорость поглощения нейтронов;  $Q = -D\nabla^2\Phi$  — скорость утечки нейтронов — см. (1.41).

Если подставить выражения для обеих скоростей в (1.64), будем иметь

$$P = \left( 1 + \frac{-D\nabla^2\Phi}{\Sigma_a \Phi} \right)^{-1}. \quad (1.65)$$

Ввиду того, что из волнового уравнения (1.43) следует  $\nabla^2\Phi = -B^2\Phi$ , а также после подстановки в (1.65) выражения для коэффициента диффузии  $D = 1/3\Sigma_{tr}$  получим

$$P = \left( 1 + \frac{B^2}{3\Sigma_a \Sigma_{tr}} \right)^{-1}. \quad (1.66)$$

Так как согласно (1.32) длина диффузии определяется равенством  $L = 1/\sqrt{3\Sigma_a \Sigma_{tr}}$ , выражение (1.66) можно переписать в виде

$$P = (1 + L^2 B^2)^{-1}. \quad (1.67)$$

Это и есть искомая зависимость, характеризующая вероятность избежать утечки быстрых моногенергетических нейтронов из активной зоны реактора, не имеющего отражателя. Подставив (1.67) в (1.63), получим *уравнение критичности* в виде

$$k_{\text{кр}} = \frac{\nu \Sigma_f / \Sigma_a}{1 + L^2 B^2} = \frac{k_\infty}{1 + L^2 B^2}. \quad (1.68)$$

В начале параграфа 1.4 было сказано, что с ростом энергии нейтрона, вызвавшего деление, число нейтронов  $\nu$ , испускаемых при делении, увеличивается. Анализ экспериментальных данных показывает, что, если аппроксимировать функцию  $\nu(E)$  ломаной линией, то эту зависимость можно представить в виде [1.2]

$$\nu(E) = \nu(0) + E \cdot dv/dE, \quad (1.69)$$

где  $dv/dE > 0$ .

Соответствующая (1.69) энергетическая зависимость  $\nu(E)$  для делящихся нуклидов представлена в табл. 1.2.

**Таблица 1.2. Энергетическая зависимость  $\nu(E)$**

Нуклид	$\nu(0)$	$dv/dE, \text{МэВ}^{-1}$	Область определения
$^{233}\text{U}$	2,50	0,10	$E < 2,5 \text{ МэВ}$
$^{235}\text{U}$	2,42	0,11	$E < 2 \text{ МэВ}$
$^{239}\text{Pu}$	2,88	0,12	$E < 1 \text{ МэВ}$
$^{239}\text{Pu}$	2,88	0,15	$1 \text{ МэВ} < E < 3 \text{ МэВ}$

**Материальный параметр активной зоны.** При выводе уравнения критичности параметр  $B^2$  использовался как характеристика геометрической формы и размеров активной зоны. Он определялся из решения волнового уравнения и назывался *геометрическим параметром* — см. (1.62). Вместе с тем, если разрешить уравнение критичности (1.68) относительно  $B^2$ , то для критического реактора ( $k_{\phi} = 1$ ) получим

$$B^2 = \frac{v\Sigma_f / \Sigma_a - 1}{L^2} = \frac{k_\infty - 1}{L^2}. \quad (1.70)$$

Из этого равенства, как и из полученного ранее тождественного выражения (1.44), следует, что параметр  $B^2$  можно использовать также как характеристику свойств материалов активной зоны. В этом случае параметр  $B^2$  называется *материальным параметром* размножающей среды. Он не зависит от формы и размеров активной зоны, а определяется лишь свойствами материалов. Поскольку квадрат длины диффузии измеряется в квадратных сантиметрах, а  $k_\infty$  — величина безразмерная, единицей измерения материального параметра, как и геометрического, является  $\text{см}^{-2}$ .

Из всего сказанного следует, как уже говорилось выше, что входящий в уравнение критичности параметр  $B^2$  имеет двойной смысл. Когда его значение определяется из волнового уравнения как наименьшее собственное значение оператора Лапласа,  $B^2$  является геометрическим параметром и, будучи подставленным в уравнение критичности, характеризует утечку нейтронов из активной зоны. Если же параметр  $B^2$  вычисляется в результате решения уравнения критичности, он является материальным и, будучи поставленным в волновое уравнение, характеризует распределение плотности потока нейтронов в активной зоне реактора.

Для каждого состава активной зоны, характеризуемого значениями  $k_\infty$  и  $L^2$ , существуют единственные размеры, при которых достигается ее критическое состояние. Если размеры активной зоны меньше необходимых (геометрический параметр больше требуемого), реактор будет подkritическим. Если же размеры превышают необходимые (геометрический параметр меньше требуемого), реактор надkritичен.

Так как требуемое значение геометрического параметра можно найти в результате решения уравнения критичности — см. (1.70), а полученное таким образом значение  $B^2$  условились называть материальным параметром, то приведенные выше условия можно сформулировать иначе: если геометрический параметр больше материального, реактор подkritичен; если геометрический параметр меньше материального, реактор надkritич-

чен. Вполне понятно, что условием критичности является равенство материального и геометрического параметров.

Рассмотренная связь материальных характеристик активной зоны с ее формой и размерами позволяет использовать уравнение критичности и решение волнового уравнения для определения критических размеров активной зоны заданной формы по известному составу или, наоборот, для определения состава критической активной зоны по известным геометрическим характеристикам.

Если решается задача первого типа, то для цилиндрической активной зоны с помощью уравнения (1.62) конкретных результатов получить нельзя, так как одному значению  $B^2$  соответствует бесчисленное множество решений:  $\left[ (R'_{az})_1, (H'_{az})_1 \right], \left[ (R'_{az})_2, (H'_{az})_2 \right]$  и т. д. То есть критичность цилиндрической активной зоны может быть достигнута при больших  $R'_{az}$  и малых  $H'_{az}$  или наоборот. Поэтому для решения задачи нужно задаться отношением  $H'_{az}/R'_{az}$ . При этом можно исходить из разных соображений.

Если считать, что по всей поверхности активной зоны плотность потока нейтронов, покидающих активную зону, одинакова, то минимальной утечки можно достичь, обеспечив минимальное отношение поверхности зоны к ее объему. Для цилиндра такой минимум достигается при  $H'_{az} = 2R'_{az}$ .

Однако выше — см. (1.60) было показано, что плотность потока нейтронов по высоте зоны и ее радиусу распределяется по-разному: по высоте — по косинусу, а по радиусу — по Бесселю. В результате плотность потока утекающих нейтронов на цилиндрической поверхности зоны и на торцах тоже разная.

Из рис. 1.10, где совмещены два названных распределения в относительных координатах  $Z/(0,5H'_{az})$  и  $R/R'_{az}$ , видно, что градиент плотности потока нейтронов на боковой поверхности цилиндрической активной зоны выше, чем на торцевых. Из этого следует, что для минимизации утечки нейтронов целесообразно иметь несколько уплощенную активную зону, у которой  $H'_{az} < 2R'_{az}$ .

Количественную оценку такого уплощения можно получить, решив задачу поиска минимума суммарной утечки нейтронов через всю поверхность активной зоны (т. е. через боковую и две торцевых поверхности):

$$I_{\text{сум}} = \int_{(s)} I(s) ds.$$

Решение этой задачи дает результат  $(H'_{\text{аз}}/R'_{\text{аз}})_{\text{опт}} = 1,948$ . То есть при сделанных допущениях, когда справедливо выражение (1.60), оптимальным с точки зрения минимизации утечки нейтронов из цилиндрической активной зоны является соотношение ее высоты и радиуса, равное 1,948.

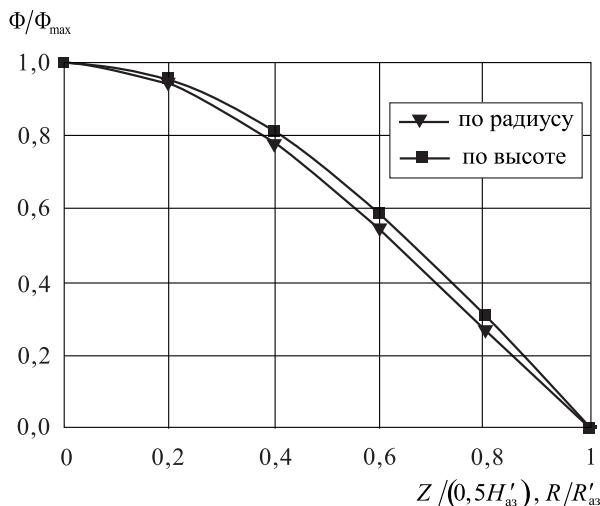


Рис. 1.10. Распределение  $\Phi$  по радиусу и высоте активной зоны

Однако полученное оптимальное соотношение размеров зоны имеет лишь теоретическое значение. На практике чаще всего соотношение этих размеров выбирают совершенно из других соображений. Например, у быстрых реакторов с тяжелым жидкокометаллическим теплоносителем БРЕСТ-300 и СВБР-100 отношение  $H_{\text{аз}}/R_{\text{аз}}$  составляет всего 0,96 и 0,86 соответственно. Такое большое уплощение активной зоны позволило укоротить тепловыделяющие сборки (ТВС) и увеличить их количество, чтобы снизить гидравлическое сопротивление тракта циркуляции жидкокометаллического теплоносителя, а значит, и затраты энергии на его прокачку через реактор. Противоположный пример — работающий при высоком давлении теплоносителя реактор ВВЭР-1000, отношение  $H_{\text{аз}}/R_{\text{аз}}$  у которого составляет примерно 2,25, что заметно больше оптимума. В данном случае возможность снизить утечку нейтронов пожертвовали ради уменьшения диаметра толстостенного корпуса реактора, что позволило уменьшить толщину его стенок, а значит, и стоимость корпуса.

До сих пор мы рассматривали возможность использования уравнения критичности и решения волнового уравнения для определения критических размеров активной зоны заданной формы по известному ее составу. Но в

практике проектирования реакторов обычно занимаются задачами второго типа: задаются мощностью реактора, затем из условий обеспечения теплоотвода определяют форму и размеры активной зоны, по известным размерам зоны находят значение геометрического параметра, а затем определяют состав активной зоны, обеспечивающий не только достижение критичности (в этом случае  $B_{\text{геом}}^2 = B_{\text{мат}}^2$ ), но и заданную продолжительность работы реактора ( $B_{\text{геом}}^2 < B_{\text{мат}}^2$ ). Вполне понятно, что начальная надkritичность в последнем случае должна быть скомпенсирована специальными компенсирующими органами системы регулирования. При этом в отличие от рассмотренного гипотетического реактора без отражателей нейтронов учитывают реально существующие отражатели, влияние которых рассмотрено ниже.

**Эффект отражателя нейтронов.** Несмотря на то что основными объектами нашего рассмотрения являются быстрые реакторы с тяжелым жидкокометаллическим теплоносителем, у которых в качестве отражателя используется свинец или сплав Pb-Bi, мы рассмотрим также эффект от применения бериллиевых отражателей в быстрых реакторах малой мощности, используемых на космических станциях.

Для корректного решения задачи о критичности реактора с отражателем, а также о пространственно-энергетическом распределении плотности потока нейтронов в активной зоне и отражателе должны быть составлены и решены уравнения в частных производных, описывающие одновременно миграцию нейтронов деления и снижение их энергии в процессе этой миграции. Так как названные независимые переменные не разделяются, непрерывный спектр, формирующийся при замедлении и поглощении нейтронов, заменяют дискретным (рис. 1.11), у которого в заданных диапазонах энергии  $\Delta E_i$  плотность потока нейтронов  $\Phi_i$  считается постоянной. Другими словами, реальный непрерывный спектр заменяется множеством моноэнергетических групп нейтронов.

Скорость генерации нейтронов  $i$ -й группы определяется вкладом нейтронов деления, имеющих энергию из интервала  $\Delta E_i$ , и нейтронов, попадающих в этот интервал из более высоких энергетических групп в результате замедления при упругих и неупругих соударениях с ядрами среды. Точно так же убыль нейтронов  $i$ -й группы определяется поглощением нейтронов и уводом их из этой группы в более низкую энергетическую группу в результате замедления. Мерой вероятности такой реакции является микроскопическое сечение увода  $\sigma_{Ri}$  и соответствующее макроскопическое сечение  $\Sigma_{Ri}$ .

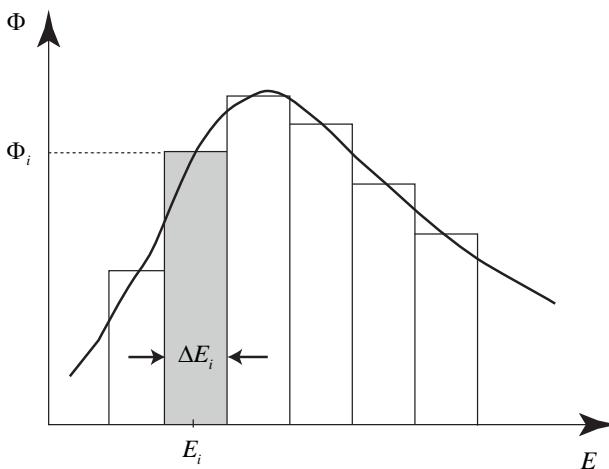


Рис. 1.11. Дискретизация спектра

Постоянство энергии нейтронов в пределах каждой группы позволяет заменить исходные уравнения в частных производных системой дифференциальных уравнений, каждое из которых описывает миграцию нейтронов определенной энергетической группы, внутри которой плотность потока нейтронов зависит только от координат. Такой приближенный метод получил название *многогруппового*, а описанный подход к расчету реактора называют *многогрупповым приближением*.

Вполне понятно, что для реализации этого метода необходимо иметь ядерные константы для каждой энергетической группы нейтронов. Основным источником этих данных являются измерения микроскопических сечений и других параметров взаимодействия нейтронов с ядрами. Широкое распространение в свое время получила 26-групповая система констант. В настоящее время внедрена 30-групповая библиотека микроконстант GNPDL-30/19 [1.11], ориентированная на расчет быстрых реакторов, а также другие более мощные библиотеки.

В оценочных расчетах реакторов с отражателем достаточно часто используют малогрупповые приближения и в частности двухгрупповую модель<sup>4</sup>. В ее основу положено допущение о существовании всего лишь двух энергетических групп нейтронов. Все замедляющиеся нейтроны с энергией больше граничной объединяются в группу с условным названием «быстрые» (в формулах ей соответствует индекс «б»), а все нейтроны с энергией мень-

<sup>4</sup> Одногрупповое приближение в данном случае дает неточные результаты, так как не учитывает изменения спектра нейтронов вблизи границы активной зоны с отражателем.

ше граничной объединяются в группу с названием «тепловые» (в формулах — индекс «т»). В этом случае для активной зоны и отражателя записываются всего по два дифференциальных уравнения баланса нейтронов, аналогичные (1.42), и задаются соответствующие граничные условия.

Для активной зоны (в формулах — индекс «1»), где скорость генерации нейтронов  $S$  определяется вкладом от деления ядер быстрыми и тепловыми нейтронами, уравнения баланса имеют вид

$$S + D_{\delta 1} \nabla^2 \Phi_{\delta 1} - (\Sigma_a + \Sigma_R)_{\delta 1} \Phi_{\delta 1} = 0, \quad (1.71)$$

$$\Sigma_{R\delta 1} \Phi_{\delta 1} + D_{t1} \nabla^2 \Phi_{t1} - \Sigma_{at1} \Phi_{t1} = 0. \quad (1.72)$$

Для отражателя (в формулах — индекс «2»), где делящихся ядер нет и поэтому  $S = 0$ , уравнения баланса можно записать следующим образом:

$$D_{\delta 2} \nabla^2 \Phi_{\delta 2} - (\Sigma_a + \Sigma_R)_{\delta 2} \Phi_{\delta 2} = 0, \quad (1.73)$$

$$\Sigma_{R\delta 2} \Phi_{\delta 2} + D_{t2} \nabla^2 \Phi_{t2} - \Sigma_{at2} \Phi_{t2} = 0. \quad (1.74)$$

Основных граничных условий два:

- на границе активной зоны и отражателя плотности потоков быстрых  $\Phi_{\delta}$  и тепловых  $\Phi_t$  нейтронов не претерпевают скачков;
- $\Phi_{\delta}$  и  $\Phi_t$  обращаются в нуль на экстраполированной границе отражателя  $R_{\text{опт}}$ .

В результате решения задачи при этих ограничениях можно получить пространственное распределение быстрых и тепловых нейтронов по радиусу активной зоны с отражателем. Качественный характер этого распределения представлен на рис. 1.12, где значения  $\Phi_{\delta}$  и  $\Phi_t$  в центре активной зоны нормированы на единицу. Как видно из рисунка, во всем объеме активной зоны относительные плотности потоков быстрых и тепловых нейтронов изменяются одинаково. Только в отражателе функции  $\Phi_{\delta}(R)$  и  $\Phi_t(R)$  существенно различаются.

Показанный на рис. 1.12 характер распределения тепловых нейтронов с физической точки зрения вполне объясним. Утекающие из активной зоны быстрые нейтроны в процессе рассеяния на легких ядрах отражателя преображаются в тепловые и в соответствии с законом диффузии частично возвращаются назад, а частично продолжают удаляться от зоны. За счет суммирования образующихся и возвращающихся тепловых нейтронов плотность потока нейтронов на границе активной зоны с отражателем, а также во внутренних слоях отражателя плавно увеличивается.

В то же время по мере удаления от активной зоны плотность потока быстрых нейтронов в отражателе уменьшается по экспоненте за счет их замедления и поглощения в отсутствие источников нейтронов. На каком-то расстоянии от зоны быстрых нейтронов становится настолько мало, что рост плотности тепловых нейтронов прекращается и начинается спад. Максимум  $\Phi_t$  достигается примерно на расстоянии длины замедления от поверхности активной зоны.

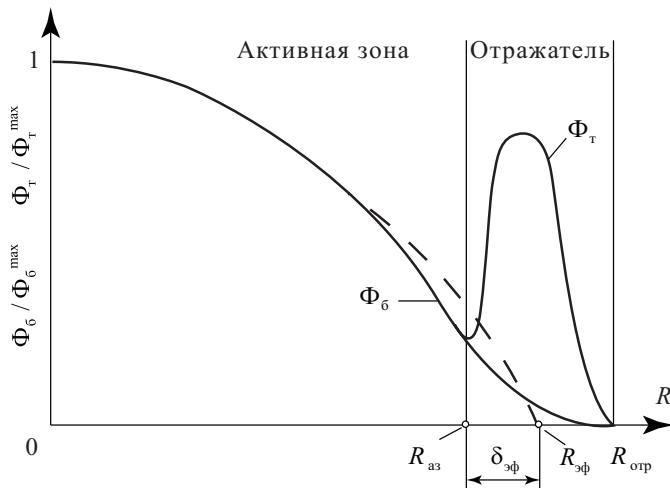


Рис. 1.12. Распределение  $\Phi_6$  и  $\Phi_t$

Длина замедления является мерой линейного смещения среднего замедляющегося нейтрана подобно тому, как длина диффузии — см. (1.32) — является мерой линейного смещения среднего диффундирующего нейтрана. В двухгрупповом приближении длину замедления нейтронов в отражателе можно оценить с использованием формулы

$$\sqrt{\tau_{\text{отр}}} = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_{\text{tr}}^6 \Sigma_R^6}}, \quad (1.75)$$

где  $\tau_{\text{отр}}$  — возраст тепловых нейтронов в отражателе;  $\Sigma_{\text{tr}}^6$  — транспортное макроскопическое сечение для быстрых нейтронов;  $\Sigma_R^6$  — сечение увода из группы быстрых нейтронов в группу тепловых нейтронов.

Уменьшение утечки нейтронов за счет применения отражателя при прочих равных условиях уменьшает критические размеры активной зоны или делает надкритической зону, которая, находясь в вакууме, была критиче-

ской. Для учета этого эффекта в теории реакторов используется понятие эффективной добавки.

Эффективной добавкой  $\delta_{\text{эфф}}$  называется величина уменьшения критических размеров активной зоны (радиуса  $R_{\text{аз}}$  и полувысоты  $H_{\text{аз}}/2$ ), полученная за счет применения отражателя. В двухгрупповой модели эффективная добавка определяется точкой  $R_{\text{эфф}}$  на оси  $R$ , в которой аналитическое продолжение распределения плотности потоков нейtronов обращается в нуль (см. рис. 1.12).

Значение эффективной добавки определяется ядерными свойствами материалов активной зоны и отражателя, спектром нейtronов реактора, а также толщиной отражателя. При этом следует иметь в виду, что  $\delta_{\text{эфф}}$  пропорциональна значению гиперболического тангенса толщины отражателя, отнесенное к длине диффузии, а эта функция с ростом аргумента асимптотически приближается к единице. То есть имеется возможность найти минимальную толщину отражателя, обеспечивающую практически ту же эффективную добавку, что и отражатель очень большой толщины. Существует несколько зависимостей для оценки  $\delta_{\text{эфф}}$ . Одна из них, использующаяся в двухгрупповых моделях, приведена ниже — см. (1.87).

В заключение отметим, что выигрыш в критических размерах активной зоны, полученный за счет применения отражателя, можно количественно оценить, сопоставив геометрические параметры эквивалентных реакторов без отражателя и с отражателем. Если считать, что боковая и торцевая эффективные добавки равны, то выражение для геометрического параметра цилиндрической активной зоны без отражателя (1.62) в соответствии с определением эффективной добавки преобразуется к виду

$$B^2 = \left( \frac{\pi}{H_{\text{аз}} + 2\delta_{\text{эфф}}} \right)^2 + \left( \frac{2,405}{R_{\text{аз}} + \delta_{\text{эфф}}} \right)^2, \quad (1.76)$$

где  $H_{\text{аз}}$  и  $R_{\text{аз}}$  — высота и радиус критической активной зоны при наличии отражателя;  $H_{\text{аз}} + 2\delta_{\text{эфф}} = H_{\text{эфф}}$  и  $R_{\text{аз}} + \delta_{\text{эфф}} = R_{\text{эфф}}$  — высота и радиус эквивалентной критической активной зоны без отражателя.

Как показано выше, в критическом реакторе материальный и геометрический параметры должны быть равны. Раз состав активных зон одинаков, то материальные параметры сравниваемых реакторов равны. Значит, применение отражателя дает возможность уменьшить высоту и диаметр активной зоны критического реактора на  $2\delta_{\text{эфф}}$ .

До сих пор рассматривался эффект от применения бериллиевых отражателей в быстрых реакторах малой мощности. Однако отражатели успешно используются и в быстрых реакторах большой мощности с натриевым теплоносителем. В реакторах-размножителях (бридерах) роль отражателя выполняют окружающие активную зону *бланкеты*. Загруженные природным или даже обедненным ураном, они образуют зону воспроизводства вторичного ядерного топлива  $^{239}\text{Pu}$  и одновременно уменьшают утечку нейтронов из активной зоны.

Применяются отражатели также в быстрых реакторах с тяжелыми жидкometаллическими теплоносителями. Но в их конструкциях бланкеты с сырьевыми материалами отсутствуют, а роль отражателя исполняют экраны из свинца или сплава Pb-Bi. Это повышает безопасность реакторов и упрощает их обслуживание. Кроме того, расчеты показали, что замена урановых бланкетов на отражатели из тяжелых металлов, обладающих лучшими альбедовыми характеристиками<sup>5</sup>, позволяет снизить утечку нейтронов из активной зоны, выровнять радиальное и высотное распределение плотности потока нейтронов и увеличить среднее выгорание ядерного топлива.

Одновременно такие жидкometаллические экраны являются эффективным средством самозащиты реактора в случае уменьшения расхода теплоносителя. Так в реакторе БРЕСТ-300 предусмотрены специальные блоки отражателя, высота столба расплавленного свинца в которых зависит от расхода теплоносителя. При аварийном снижении расхода высота столба свинца в этих блоках уменьшается, что влечет за собой увеличение утечки нейтронов и, как следствие, уменьшение реактивности.

**Оценка критической загрузки быстрого реактора.** В качестве упрощенного примера определения состава активной зоны, необходимого для достижения критичности цилиндрической активной зоны заданных размеров, рассмотрим алгоритм соответствующего расчета. При этом для определенности будем считать, что прототипом данного реактора является быстрый реактор SNAP, использовавшийся на американской космической орбитальной станции. Активная зона этого реактора набрана из цилиндрических твэлов, расположенных в узлах треугольной решетки. В качестве ядерного топлива используется двуокись урана  $\text{UO}_2$ . Материал оболочек твэлов — молибден, теплоноситель — сплав Na-K, материал отражателя нейтронов — бериллий.

Чтобы определить критическую загрузку  $^{235}\text{U}$ , необходимо выполнить расчет  $k_{\phi}$  для нескольких значений массы этого делящегося нуклида в активной зоне —  $G_5^i$ , кг. Это позволит в конце расчета построить зависи-

---

<sup>5</sup> Альбедо определяет отраженную долю падающего на поверхность потока излучения.

мость  $k_{\text{эф}} = f(G_5)$  и с ее помощью найти ту массу  $^{235}\text{U}$ , которая при заданных условиях необходима для достижения  $k_{\text{эф}} = 1$ .

В качестве исходных можно принять следующие данные:

- высота цилиндрической активной зоны  $H_{\text{аз}}$ , см;
- диаметр активной зоны  $D_{\text{аз}}$ , см;
- обогащение топлива по  $^{235}\text{U}$   $\left[ G_5 / (G_5 + G_8) \right] x, \%$ ;
- пористость теплоносителя (доля в активной зоне)  $\varepsilon_{\text{тн}}$ ;
- толщина радиального отражателя  $\delta_p$ , см;
- толщина торцевого отражателя  $\delta_t$ , см;
- температура теплоносителя на входе в активную зону  $T_{\text{вх}}$ , К;
- температура теплоносителя на выходе из активной зоны  $T_{\text{вых}}$ , К.

Алгоритм оценки критической загрузки активной зоны строится на допущениях одногруппового приближения. Только при определении влияния отражателя будем учитывать как быстрые, так и тепловые нейтроны, родившиеся в отражателе в результате замедления быстрых нейронов на ядрах бериллия. То есть в этом случае используем двухгрупповое приближение.

Длина свободного пробега нейронов в быстрых реакторах значительно превышает типичные размеры решетки твэлов (их диаметр и шаг). Поэтому эффектом гетерогенности можно пренебречь<sup>6</sup> и гомогенизировать активную зону. Так как расчет оценочный, наличием в активной зоне конструкционных материалов также можно пренебречь.

Начинается расчет с определения *массового состава* гомогенизированной активной зоны:

- диаметр реактора  $D_p = D_{\text{аз}} + 2\delta_p$ ;
- объем активной зоны  $V_{\text{аз}} = \pi D_{\text{аз}}^2 H_{\text{аз}} / 4$ ;
- объем теплоносителя в активной зоне  $V_{\text{тн}} = \varepsilon_{\text{тн}} V_{\text{аз}}$ ;
- суммарный объем твэлов  $V_{\text{твэл}} = V_{\text{аз}} - V_{\text{тн}}$ ;
- масса  $^{235}\text{U}$   $G_5$  — задается несколько значений для определения критической загрузки;

---

<sup>6</sup> Согласно [1.2] вклад в  $k_{\text{эф}}$  от учета гетерогенности обычно составляет десятые доли процента.

- масса урана ( $^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ) при обогащении топлива  $x\%$   $G_{\text{U}} = G_5 100/x$ ;
- масса  $^{238}\text{U}$   $G_8 = G_{\text{U}} - G_5$ ;
- молекулярная масса обогащенного урана  $M_{\text{U}} = 235x + 238(1-x)$ ;
- молекулярная масса  $\text{UO}_2$  (из справочника)  $M_{\text{UO}_2} = 267$ ;
- масса ядерного топлива  $G_{\text{UO}_2} = G_{\text{U}} M_{\text{UO}_2} / M_{\text{U}}$ ;
- молекулярная масса кислорода (из справочника)  $M_{\text{O}} = 15,999$ ;
- масса кислорода в ядерном топливе  $G_{\text{O}} = G_{\text{UO}_2} 2M_{\text{O}} / M_{\text{U}}$ ;
- массовая плотность  $\text{UO}_2$  при 300 К (из справочника)  $\rho_{\text{UO}_2} = 10,97 \text{ г/см}^3$ ;
- объем топлива в твэлах  $V_{\text{UO}_2} = G_{\text{UO}_2} / \rho_{\text{UO}_2}$ ;
- суммарный объем молибденовых оболочек твэлов  $V_{\text{Mo}} = V_{\text{твэл}} - V_{\text{UO}_2}$ ;
- массовая плотность молибдена при 300 К (из справочника)  $\rho_{\text{Mo}} = 10,22 \text{ г/см}^3$ ;
- масса молибдена в активной зоне  $G_{\text{Mo}} = V_{\text{Mo}} \rho_{\text{Mo}}$ ;
- массовая плотность теплоносителя при 300 К (из справочника)  $\rho_{\text{th}} = 0,868 \text{ г/см}^3$ ;
- масса теплоносителя в активной зоне  $G_{\text{th}} = V_{\text{th}} \rho_{\text{th}}$ ;
- масса Na и K (в теплоносителе 22% Na и 78% K):  $G_{\text{Na}} = 0,22G_{\text{th}}$ ;  
 $G_{\text{K}} = 0,78G_{\text{th}}$ ;
- массовая плотность бериллия при 300 К (из справочника)  
 $\rho_{\text{Be}} = 1,848 \text{ г/см}^3$ ;
- масса бериллия в радиальном отражателе  
 $G_{\text{Be}}^{\text{p}} = \pi(D_{\text{p}}^2 - D_{\text{az}}^2)(H_{\text{az}} + 2\delta_{\text{T}})\rho_{\text{Be}}/4$ ;
- масса бериллия в двух торцевых отражателях  
 $G_{\text{Be}}^{\text{t}} = \pi D_{\text{az}}^2 (1 - \epsilon_{\text{th}}) \delta_{\text{t}} \rho_{\text{Be}}/2$ ;
- суммарная масса бериллия в отражателях  $G_{\text{Be}} = G_{\text{Be}}^{\text{p}} + G_{\text{Be}}^{\text{t}}$ .

Далее необходимо определить ядерную плотность нуклидов в холодной ( $T = 300 \text{ К}$ ) и горячей активной зоне реактора, а также ядерную плотность бериллия в отражателях нейтронов. При этом будем использовать

расчетную формулу (1.13), которая в данном случае для  $i$ -го нуклида имеет вид

$$N_i^{\text{хол}} = G_i N_A / (V_{\text{аз}} M_i), \quad (1.77)$$

где  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> — число Авогадро;  $M_i$  — молекулярная масса  $i$ -го нуклида, г/моль;  $G_i$  — масса  $i$ -го нуклида.

В результате вычислений будут определены ядерные плотности для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , О, Mo, Na, K ( $N_5$ ,  $N_8$ ,  $N_0$ ,  $N_{\text{Mo}}$ ,  $N_{\text{Na}}$ ,  $N_K$ ). Ядерную плотность бериллия нужно считать также по формуле (1.77), заменив  $V_{\text{аз}}$  на объем отражателя.

Для расчета ядерной плотности нуклидов в горячем реакторе нужно задаться значениями температуры теплоносителя на входе и выходе из реактора ( $T_{\text{вх}}$  и  $T_{\text{вых}}$ ), после чего приближенно оценить среднюю температуру активной зоны  $T_{\text{cp}} = (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}})/2$  и превышение ее над температурой холодного реактора  $\Delta T_{\text{аз}} = T_{\text{cp}} - 300$  К.

В оценочных расчетах часто принимают, что при возрастании  $T_{\text{cp}}$  увеличение объема твэлов происходит пропорционально значению

$$k_t = \left(1 + \bar{\alpha}_t \Delta T_{\text{аз}}\right)^3, \quad (1.78)$$

где  $\bar{\alpha}_t$  — среднее значение коэффициента температурного расширения веществ, входящих в состав тепловыделяющих элементов.

Значение  $\bar{\alpha}_t$  можно вычислить по формуле

$$\bar{\alpha}_t = \left( \alpha_{t_{\text{UO}_2}} V_{\text{UO}_2} + \alpha_{t_{\text{Mo}}} V_{\text{Mo}} \right) / V_{\text{твэл}}, \quad (1.79)$$

где  $\alpha_{t_{\text{UO}_2}} = 11 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ;  $\alpha_{t_{\text{Mo}}} = 5,35 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

В этом случае можно считать, что ядерная плотность веществ, входящих в состав твэлов, определяется равенством

$$N_i^{\text{роп}} = N_i^{\text{хол}} / k_t. \quad (1.80)$$

При вычислении ядерной плотности составляющих теплоносителя (Na и K) нужно учитывать не только увеличение объема активной зоны (а значит, и теплоносителя в ней), но и уменьшение его плотности, вследствие чего часть теплоносителя вытесняется из активной зоны в циркуляционный контур:

$$N_{\text{Na}}^{\text{гор}} = N_{\text{Na}}^{\text{хол}} \rho_{\text{th}}^{\text{гор}} \left/ \left[ \rho_{\text{th}}^{\text{хол}} \left( 1 + \alpha_{t_{\text{Na}}} \Delta T_{\text{аз}} \right)^3 \right] \right., \quad (1.81)$$

$$N_{\text{K}}^{\text{гор}} = N_{\text{K}}^{\text{хол}} \rho_{\text{th}}^{\text{гор}} \left/ \left[ \rho_{\text{th}}^{\text{хол}} \left( 1 + \alpha_{t_{\text{K}}} \Delta T_{\text{аз}} \right)^3 \right] \right.. \quad (1.82)$$

Вычисление ядерной плотности бериллия в отражателях горячего реактора обычно выполняется в предположении, что увеличение объема отражателей также можно определять с помощью (1.78). То есть

$$N_{\text{Be}}^{\text{гор}} = N_{\text{Be}}^{\text{хол}} \left/ \left( 1 + \alpha_{t_{\text{Be}}} \Delta T_{\text{аз}} \right)^3 \right.. \quad (1.83)$$

Следующим шагом расчета является определение *макроскопических сечений* веществ, входящих в состав активной зоны. Для этого используется формула (1.11):  $\Sigma_{ij} = \sigma_{ij} N_i$ , где  $\sigma_{ij}$  — микроскопическое сечение  $j$ -й нейтронной реакции для  $i$ -го нуклида, а  $N_i$  — ядерная плотность  $i$ -го нуклида.

Микроскопические сечения, используемые при одногрупповом расчете реактора на быстрых нейтронах [1.3], приведены в табл. 1.3.

**Таблица 1.3. Микроскопические сечения, барн**

Сечение	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	Be	$^{10}\text{B}$	O	Na	K	Fe	Zr	Mo	Nb
$\sigma_{\text{tr}}$	6	6	2,73	2,93	2,44	2,95	1,74	2,75	4,92	4,78	5,24
$\sigma_a$	1,81	0,39	0,0198	1,47	0,0036	0,0011	0,02	0,0059	0,0273	0,0673	0,0636
$\sigma_f$	1,51	0,13	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$v\sigma_f$	4,04	0,38	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Поскольку активная зона гомогенизирована, макроскопические сечения смеси вычисляются по следующим формулам:

$$\Sigma_{\text{tr}} = \sigma_{\text{tr}_5} N_5 + \sigma_{\text{tr}_8} N_8 + \sigma_{\text{tr}_O} N_O + \sigma_{\text{tr}_{\text{Mo}}} N_{\text{Mo}} + \sigma_{\text{tr}_{\text{Na}}} N_{\text{Na}} + \sigma_{\text{tr}_{\text{K}}} N_{\text{K}}, \quad (1.84)$$

$$\Sigma_a = \sigma_{a_5} N_5 + \sigma_{a_8} N_8 + \sigma_{a_O} N_O + \sigma_{a_{\text{Mo}}} N_{\text{Mo}} + \sigma_{a_{\text{Na}}} N_{\text{Na}} + \sigma_{a_{\text{K}}} N_{\text{K}}, \quad (1.85)$$

$$v\Sigma_f = v_5 \sigma_{f_5} N_5 + v_8 \sigma_{f_8} N_8. \quad (1.86)$$

Расчет выполняется дважды — для холодного и для горячего реактора.

Далее вычисляются *эффективные размеры активной зоны с отражателями нейтронов*. Как было показано выше, применение отражателя

уменьшает высоту и диаметр активной зоны критического реактора на две эффективных добавки.

Для вычисления эффективной добавки в [1.3] использована зависимость

$$\delta_{\phi} = \frac{1}{B_{a3}} \operatorname{arctg} \left[ \frac{\Sigma_{tr}^{opt}}{\Sigma_{tr}^{a3}} \frac{B_{a3}}{B_{opt}} \operatorname{th} B_{opt} \left( \delta_{opt} + \frac{2}{3\Sigma_{tr}^{opt}} \right) \right], \quad (1.87)$$

где  $B_{a3}$  и  $B_{opt}$  — линейные характеристики материального параметра активной зоны  $B^2$  — см. (1.70) — и отражателя;  $\Sigma_{tr}^{a3}$  и  $\Sigma_{tr}^{opt}$  — транспортные макроскопические сечения для гомогенизированной активной зоны и отражателя;  $\delta_{opt}$  — толщина отражателя.

Из (1.70) следует:

$$B_{a3} = \frac{\sqrt{\nu \Sigma_f / \Sigma_a - 1}}{L_{a3}}, \quad (1.88)$$

где  $\nu \Sigma_f$  и  $\Sigma_a$  определяются равенствами (1.85) и (1.86); а длина диффузии нейтронов в активной зоне  $L_{a3} = 1/\sqrt{3\Sigma_a \Sigma_{tr}}$  согласно (1.32).

В соответствии со сделанными допущениями, материальный параметр активной зоны был вычислен в одногрупповом приближении. Для отражателя такое приближение не подходит, так как бериллий хорошо замедляет нейтроны, и при вычислении материального параметра отражателя необходимо будет учитывать как быстрые, так и тепловые нейтроны, т. е. использовать двухгрупповое приближение.

В двухгрупповом приближении мерой смещения нейтрона является площадь миграции

$$M_{opt}^2 = L_{opt}^2 + \tau, \quad (1.89)$$

где  $L_{opt}^2$  — квадрат длины диффузии нейтронов в отражателе;  $\tau$  — возраст нейтронов в отражателе.

Для вычисления названных параметров необходимо вначале определить макроскопические сечения для бериллия, используя значения микроскопических сечений (в барнах) [1.3]:  $\sigma_{tr}^{\delta} = 4$  — транспортное сечение для надтепловых нейтронов (индекс «б»),  $\sigma_R^{\delta} = 0,064$  — сечение увода в результате рассеяния из группы надтепловых нейтронов в группу тепловых нейтро-

нов,  $\sigma_{\text{tr}}^{\text{T}} = 5,56$  — транспортное сечение для тепловых нейтронов (индекс «т»),  $\sigma_a^{\text{T}} = 0.0089$  — сечение поглощения для тепловых нейтронов.

Зная ядерную плотность бериллия  $N_{\text{Be}}$ , вычисленную по (1.77), и перечисленные выше микроскопические сечения, можно определить соответствующие макроскопические сечения для отражателя:  $\Sigma_{\text{tr}}^{\delta} = N_{\text{Be}} \sigma_{\text{tr}}^{\delta}$ ;  $\Sigma_R^{\delta} = N_{\text{Be}} \sigma_R^{\delta}$ ;  $\Sigma_{\text{tr}}^{\text{T}} = N_{\text{Be}} \sigma_{\text{tr}}^{\text{T}}$ ;  $\Sigma_a^{\text{T}} = N_{\text{Be}} \sigma_a^{\text{T}}$ .

Теперь можно определить квадрат длины диффузии и возраст нейронов в отражателе, входящие в выражение (1.89):

$$\tau = \frac{1}{3\Sigma_{\text{tr}}^{\delta} \Sigma_R^{\delta}}, \quad L^2 = \frac{1}{3\Sigma_{\text{tr}}^{\text{T}} \Sigma_a^{\text{T}}}. \quad (1.90)$$

Входящая в (1.87) линейная характеристика материального параметра отражателя может быть приближенно найдена из равенства

$$B_{\text{отр}} = \frac{1}{M_{\text{отр}}} = \frac{1}{\sqrt{L_{\text{отр}}^2 + \tau}}. \quad (1.91)$$

Расчеты показывают, что эффективная добавка весьма незначительно изменяется с изменением загрузки  $^{235}\text{U}$ . Поэтому для всех рассматриваемых загрузок эффективные добавки можно принять одними и теми же. Различаться они будут только для холодного и горячего реактора.

Заключительными этапами расчета являются вычисление эффективного коэффициента размножения нейтронов — см. (1.68) — для заданных в начале расчета загрузок делящегося нуклида  $G_5^i$  и определение критической загрузки  $^{235}\text{U}$ . Как и раньше, расчеты должны выполняться для холодного и горячего реактора.

Расчет эффективного коэффициента размножения нейтронов выполняется по формуле

$$k_{\varphi} = \frac{k_{\infty}}{1 + L^2 B^2}, \quad (1.92)$$

где  $k_{\infty} = v \Sigma_f / \Sigma_a$  — см. (1.85) и (1.86);  $L^2 = 1/3\Sigma_a \Sigma_{\text{tr}}$  — см. (1.32).

Геометрический параметр  $B^2$  для (1.92) вычисляется согласно (1.76) по формуле

$$B^2 = \left( \frac{\pi}{H_{\phi}} \right)^2 + \left( \frac{2,405}{R_{\phi}} \right)^2, \quad (1.93)$$

где  $H_{\phi} = H_{az} + 2\delta_{\phi_T}$  — эффективная высота активной зоны;  $R_{\phi} = R_{az} + \delta_{\phi_p}$  — эффективный радиус активной зоны;  $\delta_{\phi_T}$  — торцевая эффективная добавка;  $\delta_{\phi_p}$  — радиальная эффективная добавка.

По результатам расчетов  $k_{\phi}$  строятся зависимости  $k_{\phi} = f(G_5^i)$  для холодного и горячего реактора. Общий вид таких зависимостей представлен на рис. 1.13. С использованием полученного графика можно определить критическую загрузку для холодного  $G_{kp}^{\text{хол}}$  и горячего  $G_{kp}^{\text{гор}}$  реактора, т. е. минимальную загрузку  $^{235}\text{U}$ , необходимую для обеспечения самоподдерживающейся цепной реакции. Кроме того, с помощью этих зависимостей можно оценить температурный эффект:  $\Delta k_T = k_{\phi}^{\text{хол}} - k_{\phi}^{\text{гор}}$ .

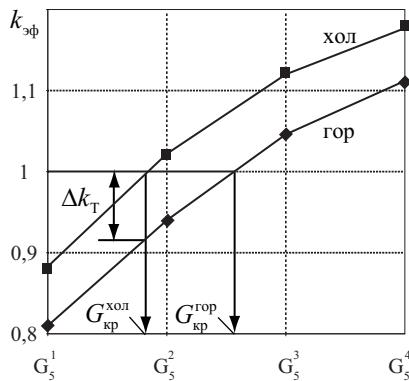


Рис. 1.13. Зависимость  $k_{\phi}$  от загрузки  $^{235}\text{U}$

Если интерес представляет не только критическая загрузка реактора, но и загрузка, обеспечивающая работу реактора на мощности  $W$ , МВт в течение  $t$  суток, то дополнительное количество  $^{235}\text{U}$  на выгорание можно оценить по формуле:

$$\Delta G_{\text{выг}} = 0,0012Wt, \quad (1.94)$$

где 0,0012 — это количество килограммов  $^{235}\text{U}$ , которые должны выгореть для получения энерговыработки 1 МВт · сут.

Просуммировав  $G_{\text{кр}}^{\text{роп}}$  и  $\Delta G_{\text{выг}}$ , можно вычислить загрузку, обеспечивающую заданную кампанию реактора. Зная эту загрузку, с помощью графика, изображенного на рис. 1.13, можно определить сначала  $k_{\text{эф}}^{\text{выг}}$ , а затем и надкритичность  $\Delta k_{\text{выг}} = k_{\text{эф}}^{\text{выг}} - 1$ .

Для компенсации поглощения нейтронов осколками деления и регулирования реактора в конце кампании, когда запас реактивности на выгорание исчерпан, обычно предусматривается дополнительная надкритичность  $\Delta k_{\text{доп}}$ . Ей соответствует дополнительная загрузка  $^{235}\text{U}$ :

$$\Delta G_{\text{доп}} = \Delta G_{\text{выг}} \Delta k_{\text{доп}} / \Delta k_{\text{выг}} . \quad (1.95)$$

Таким образом, полная начальная загрузка  $^{235}\text{U}$  в активную зону реактора должна составлять:  $G_5 = G_{\text{кр}}^{\text{роп}} + \Delta G_{\text{выг}} + \Delta G_{\text{доп}}$ . При этом запас надкритичности  $\Delta k_3^{\text{роп}} = \Delta k_{\text{выг}} + \Delta k_{\text{доп}}$ .

С учетом температурного эффекта  $\Delta k_T$  (см. рис. 1.13) в холодном реакторе запас надкритичности

$$\Delta k_3^{\text{хол}} = \Delta k_T + \Delta k_{\text{выг}} + \Delta k_{\text{доп}} . \quad (1.96)$$

Этот запас надкритичности должен быть скомпенсирован органами компенсации системы регулирования реактора.

## 1.5. Нейtronное поле реактора

**Распределение нейтронов в активной зоне.** В активной зоне любого ядерного реактора существует нейтронное поле, представляющее собой совокупность всех нейтронов, каждый из которых характеризуется координатой и вектором скорости. Если бы гомогенная активная зона имела бесконечные размеры, распределение нейтронов во всех ее областях было бы равномерным, так как утечка нейтронов из бесконечной активной зоны отсутствует. Поскольку действительные размеры активных зон конечны, в реальных условиях отмечается существенная неравномерность нейтронного поля, обусловленная утечкой нейтронов. При этом максимальная плотность нейтронов достигается в центре активной зоны и постепенно снижается к периферии.

Выше было сказано о том, что пространственная характеристика распределения плотности потока нейтронов может быть получена в результате решения волнового уравнения при соответствующих граничных условиях.

Одним из условий такого рода является определение эффективных границ диффузионной среды, в пределах которых справедливо волновое уравнение. При одногрупповом приближении, когда в качестве эффективных границ активной зоны без отражателя были использованы экстраполированные границы диффузионной среды, для однородной критической активной зоны цилиндрической формы решение волнового уравнения имело вид (1.60).

Применительно к реактору с отражателем нейтронов эффективные границы определены как эквидистантные фактическим границам и отстоящие от них на величину эффективной добавки. Если предположить, что боковая и торцевые эффективные добавки равны между собой, то для цилиндрической активной зоны решение волнового уравнения, определяющее пространственное распределение нейтронов в окруженной отражателем однородной критической активной зоне, можно записать в виде

$$\Phi(Z, R) = \Phi^{\max} \cos \frac{\pi Z}{H_{\text{эфф}}} J_0 \left( \frac{2,405R}{R_{\text{эфф}}} \right), \quad (1.97)$$

где  $H_{\text{эфф}} = H_{\text{аз}} + 2\delta_{\text{эфф}}$  — эффективная высота активной зоны;  $R_{\text{эфф}} = R_{\text{аз}} + \delta_{\text{эфф}}$  — эффективный радиус активной зоны;  $\delta_{\text{эфф}}$  — эффективная добавка.

Соответственно осевое и радиальное распределения нейтронов в активной зоне определяются выражениями:

$$\Phi(Z, 0) / \Phi^{\max} = \cos \left[ \pi Z / (H_{\text{аз}} + 2\delta_{\text{эфф}}) \right], \quad (1.98)$$

$$\Phi(0, R) / \Phi^{\max} = J_0 \left[ 2,405R / (R_{\text{аз}} + \delta_{\text{эфф}}) \right]. \quad (1.99)$$

Эти зависимости описывают пространственное распределение нейтронов как в быстрых, так и в тепловых реакторах. Различаются только абсолютные значения максимальной плотности потоков нейтронов в этих реакторах. Поскольку для быстрых нейтронов микроскопические сечения деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  практически на два порядка меньше, чем для тепловых нейтронов, в быстрых реакторах это приходится компенсировать соответ-

ствующим увеличением обогащения и плотности потока нейтронов (табл. 1.4).<sup>7</sup>

**Таблица 1.4. Максимальные плотности потока нейтронов в быстрых реакторах**

Быстрый реактор	$\Phi^{\max}$ , нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ )
БР-5	$1 \cdot 10^{15}$
БН-350	$1 \cdot 10^{16}$
БОР	$3 \cdot 10^{15}$
EBR-11	$3,8 \cdot 10^{15}$
DFR	$4,5 \cdot 10^{15}$
«Рапсодия»	$1,1 \cdot 10^{15}$
«Феникс»	$8,35 \cdot 10^{15}$

Выражения (1.98) и (1.99) справедливы при следующих допущениях: реактор критичен; реальная активная зона с отражателем заменена фиктивной зоной без отражателя, размеры которой превышают действительные на величину  $\delta_{\text{зф}}$ ; материалы активной зоны условно гомогенизированы и представляют собой однородную смесь с усредненными ядерно-физическими характеристиками. Эти зависимости свидетельствуют, что при сделанных допущениях плотность потока нейтронов по высоте цилиндрической активной зоны распределяется по косинусу (начало координат в центре зоны), а по радиусу следует функции Бесселя вещественного аргумента первого рода нулевого порядка, которая близка по характеру к косинусоидальному закону.

Графическая иллюстрация зависимостей (1.98) и (1.99) представлена на рис. 1.14. Для сравнения на этом же рисунке кроме расчетных кривых 2 показаны кривые 3 распределения относительной плотности потока тепловых нейтронов и кривые 1, воспроизводящие характер изменения  $\Phi/\Phi^{\max}$  в гомогенной критической активной зоне без отражателя. Из сопоставления кривых следует, что функции (1.98) и (1.99) удовлетворительно описывают характер изменения относительной плотности потоков быстрых и тепловых нейтронов практически во всем объеме цилиндрической активной зоны. Только в пограничных с отражателем областях и в самом отражателе эти распределения существенно различаются. Более детально это показано на рис. 1.12.

---

<sup>7</sup> Для сравнения: в тепловом реакторе ВВЭР-1000 максимальная плотность потока нейтронов составляет  $8 \cdot 10^{13}$  нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

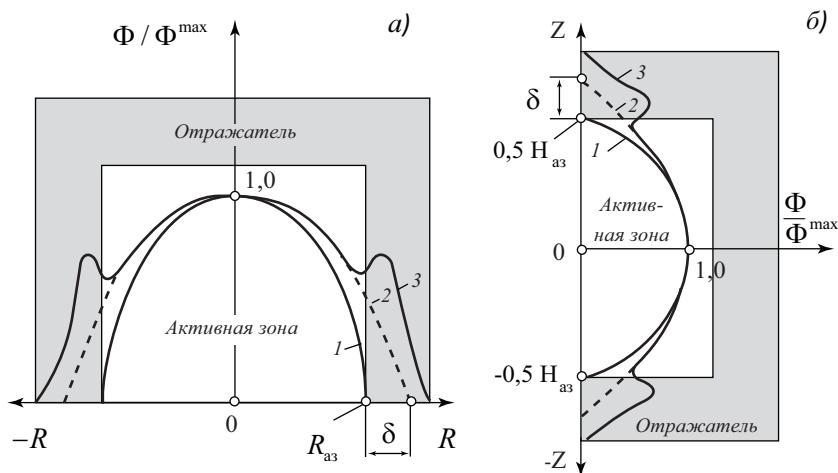


Рис. 1.14. Характер распределения плотности потока нейтронов по радиусу (а) и высоте (б) гомогенной критической активной зоны:  
1 — без отражателя; 2 — с отражателем (расчетная кривая);  
3 — с отражателем (фактическая кривая)

До сих пор объектом рассмотрения служили условно гомогенизированные однородные активные зоны. Фактически же активные зоны энергетических реакторов гетерогенны и неоднородны. Так как твэлы исполняют роль линейных источников быстрых нейтронов и одновременно поглотителей этих же нейтронов, строго говоря, для получения реального распределения нейтронов нужно было бы наложить микрораспределение в районе каждого твэла на макрораспределение плотности потока нейтронов по радиусу условно гомогенизированной активной зоны. В тепловых реакторах эффект гетерогенности зоны весьма заметен.

Другое дело быстрые реакторы. Ввиду малости микроскопических сечений поглощения быстрых нейтронов ядерным топливом и конструкционными материалами, в результате чего длина свободного пробега быстрых нейтронов значительно превышает типичные размеры решетки твэлов (их диаметр и шаг), эффектом гетерогенности активных зон быстрых реакторов можно пренебречь.

**Показатели неравномерности нейтронного поля.** Характер радиального и осевого распределения плотности нейтронов в активной зоне реактора свидетельствует, что различные участки тепловыделяющих сборок и соответственно твэлов работают с разной тепловой нагрузкой. Наиболее напряженными являются центральные участки зоны, где плотность потока нейтронов максимальна. Предельно допустимую мощность реактора определяют максимальная температура оболочек в этой зоне, термостойкость

оболочек, распухание топлива и повреждающая оболочку доза быстрых нейтронов. В результате периферийные (по радиусу и высоте) участки твэлов оказываются недогруженными.

Возможности выравнивания нейтронного поля, а значит, и удельной тепловой нагрузки в активной зоне будут рассмотрены в следующем разделе. Здесь же определим параметры, используемые в качестве показателей неравномерности распределения нейтронов. Такими параметрами являются *коэффициенты неравномерности*, представляющие собой отношение максимальной плотности потока нейтронов по рассматриваемой координате к соответствующей средней плотности.

В соответствии с приведенным определением *коэффициент неравномерности по радиусу* однородной активной зоны можно вычислить с помощью выражения

$$k_R = \frac{\Phi_{\max}}{\frac{1}{\pi R_{\text{a3}}^2} \int_0^{R_{\text{a3}}} \Phi(0, R) 2\pi R dR} = \frac{R_{\text{a3}}^2}{2 \int_0^{R_{\text{a3}}} \frac{\Phi(0, R)}{\Phi_{\max}} R dR}. \quad (1.100)$$

Подставив в (1.100) выражения для  $\Phi(0, R)/\Phi_{\max}$  из (1.99) и проинтегрировав, получим

$$k_R = \frac{2,405 R_{\text{a3}}}{2 R_{\phi} J_1 \left( \frac{2,405 R_{\text{a3}}}{R_{\phi}} \right)}, \quad (1.101)$$

где  $J_1$  — функции Бесселя вещественного аргумента первого рода первого порядка.

Если пренебречь эффективной добавкой отражателя, т. е. считать что  $R_{\text{a3}} = R_{\phi}$ , то после сокращений и вычисления  $J_1$  получим  $k_R = 2,32$ . Из этого следует, что только радиальная неравномерность плотности потока нейтронов вынуждает иметь мощность реактора более чем в два раза меньшую, чем можно было бы иметь при равномерном распределении потока.

Аналогичным образом можно вычислить *коэффициент неравномерности распределения плотности потока нейтронов по высоте* однородной активной зоны:

$$k_H = \frac{\Phi_{\max}}{\frac{1}{H_{\text{a3}}} \int_{-H_{\text{a3}}/2}^{H_{\text{a3}}/2} \Phi(Z, 0) dZ} = \frac{H_{\text{a3}}}{\int_{-H_{\text{a3}}/2}^{H_{\text{a3}}/2} \Phi(Z, 0)/\Phi_{\max} dZ}. \quad (1.102)$$

После подстановки в (1.102) выражения для  $\Phi(Z,0)/\Phi^{\max}$  из (1.98) получим

$$k_H = \frac{H_{az}}{\int_{-H_{az}/2}^{H_{az}/2} \cos\left(\frac{\pi Z}{H_{\phi}}\right) dZ} = \frac{\pi H_{az}}{2H_{\phi} \sin\left(\frac{\pi H_{az}}{2H_{\phi}}\right)}. \quad (1.103)$$

Если пренебречь эффективной добавкой отражателя, т. е. считать, что  $H_{az} = H_{\phi}$ , то после сокращений получим  $k_H = \pi/2 = 1,57$ .

В однородной активной зоне законы распределения нейтронного поля по высоте на любом радиусе и по радиусу на любой высоте одинаковы. Поэтому, зная коэффициенты неравномерности по радиусу и высоте, можно определить *объемный коэффициент неравномерности нейтронного поля*:

$$k_V = \frac{\Phi^{\max}}{\frac{1}{V} \int_0^V \Phi(R, Z) dV} = k_R k_Z. \quad (1.104)$$

В соответствии со сделанными выше оценками, если пренебречь эффективной добавкой отражателя, получим  $k_V = 3,64$ . Именно для снижения этой неравномерности и применяются боковые и торцевые отражатели нейтронов. В этом случае в расчет коэффициентов неравномерности добавляются значения эффективной добавки.

**Профилирование активной зоны.** Показанная неравномерность распределения нейтронов в реакторе страшна не сама по себе. Она опасна тем, что без принятия специальных мер таким же неравномерным будет и энерговыделение в активной зоне. В предположении, что удельное энерговыделение пропорционально частоте делений ядер топлива, связь между удельным энерговыделением и плотностью потока нейтронов в быстром реакторе выражается равенством

$$q_V = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_{fi} N_i \Phi}{2,93 \cdot 10^{10}}, \quad (1.105)$$

где  $q_V$  — удельное объемное энерговыделение, Вт/см<sup>3</sup>;  $\sigma_{fi}$  — микроскопическое сечение деления  $i$ -го делящегося нуклида, см<sup>2</sup>;  $N_i$  — ядерная плотность  $i$ -го нуклида, ядер/см<sup>3</sup>;  $\Phi$  — плотность потока нейтронов, нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ );  $2,93 \cdot 10^{10}$  — коэффициент пересчета, делений/Дж.

Строго говоря, из-за переноса части энергии с нейтронами и гамма-квантами, энергораспределение несколько отличается от распределения делений. Об этом свидетельствуют приведенные ниже данные.

В быстрых реакторах энергия, выделяемая в одном акте деления ядер топлива, составляет примерно 213 МэВ. Ее составляющие<sup>8</sup> перечислены в табл. 1.5. Приведенные в таблице данные могут немного варьироваться в зависимости от вида делящихся нуклидов. Например, кинетическая энергия продуктов деления  $^{239}\text{Pu}$  равна 174 МэВ, в то время как для  $^{235}\text{U}$  эта энергия составляет 169 МэВ, а энергия бета-частиц и гамма-излучения от продуктов деления  $^{235}\text{U}$  больше, чем от продуктов деления  $^{239}\text{Pu}$ .

**Таблица 1.5. Составляющие энергии, выделяемой в одном акте деления  $^{239}\text{Pu}$  в быстром реакторе**

Энерговыделение	Составляющая	Энергия, МэВ
Мгновенное	Кинетическая энергия продуктов деления	174
	Кинетическая энергия нейтронов	6
	Гамма-излучение в результате реакции деления	7
	Гамма-излучение в результате реакции ( $n, \gamma$ )	13
Запаздывающее	Бета-частицы, испускаемые при распаде продуктов деления	6
	Гамма-излучение, сопровождающее распад продуктов деления	6
	Бета-частицы, испускаемые при распаде $^{239}\text{U}$ и $^{239}\text{Np}$	1

Энергия, приходящаяся на один акт деления, в быстрых реакторах выше, чем в тепловых. Главная причина этого заключается в различии кинетических энергий продуктов деления  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$ . Кроме того, большое число радиационных захватов нейтронов в тепловых реакторах приводит к пониженному вкладу энергии за счет реакции ( $n, \gamma$ ).

Кинетическая энергия продуктов деления и  $\beta$ -частиц превращается в тепловую энергию в самом топливе (основное энерговыделение обусловлено торможением разлетающихся осколков). Энергия же нейтронов при неупругих рассеяниях расходуется на возбуждение ядер, а при упругих пере-

<sup>8</sup> Среди составляющих отсутствует энергия нейтрино (примерно 9 МэВ), так как нейтрино не поглощается в реакторе.

ходит в энергию ядер отдачи. Гамма-излучение от различных реакций поглощается в реакторе на значительных расстояниях от источников излучения. При этом их поглощение разными материалами примерно пропорционально массам этих материалов.

Таким образом, из (1.105) следует, что одним из очевидных способов выравнивания удельного энерговыделения в твэлах по радиусу и высоте активной зоны является увеличение ядерной плотности  $N$  делящегося нуклида (нуклидов) пропорционально уменьшению плотности потока нейтронов. При этом, конечно, удельные тепловые нагрузки должны оставаться в допустимых пределах. Идеализированная картина плавного радиального профилирования ядерной плотности  $^{235}\text{U}$  с целью получения  $q(R) = \text{const}$  показана на рис. 1.15.

Однако практически выполнить такое профилирование нереально по технологическим и конструктивным причинам. Поэтому обычно используют зонное профилирование энерговыделения по радиусу активной зоны. В этом случае ядерная плотность делящегося нуклида изменяется скачком от зоны к зоне, оставаясь постоянной в пределах каждой зоны.

На рис. 1.16 показан качественный характер изменения удельного энерговыделения при двухзонном радиальном профилировании активной зоны. В центральной зоне ( $R < R_1$ ) ядерная плотность  $^{235}\text{U}$  меньше, чем в периферийной. За счет этого удается увеличить мощность периферийных тепловыделяющих сборок при сохранении допустимых тепловых нагрузок в центральной части активной зоны.

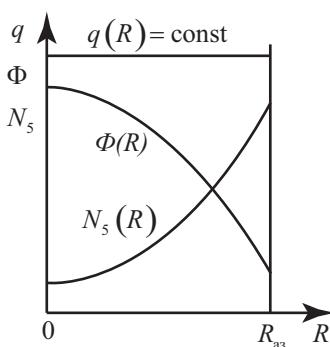


Рис. 1.15. Плавное профилирование  
 $q(R)$

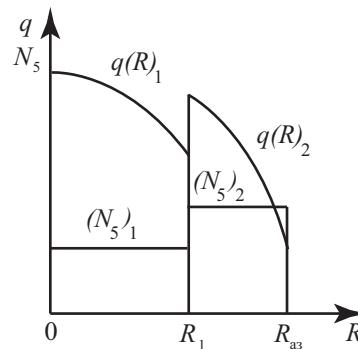


Рис. 1.16. Зонное профилирование  
 $q(R)$

Рассмотренный способ радиального выравнивания энерговыделения далеко не единственный. Частоту реакций деления ядер топлива можно из-

менять также, меняя объемные доли топлива и теплоносителя при постоянной ядерной плотности делящегося нуклида. Именно этот способ в сочетании с зонным профилированием был предложен для реактора на быстрых нейтронах БРЕСТ-300.

Активная зона реактора БРЕСТ-300 [1.6—1.9] состоит из трех зон (рис. 1.17): центральной, промежуточной и периферийной.

В этих зонах используются бесчехловые тепловыделяющие сборки с одинаковыми и теми же шагом твэлов и составом топлива, но с разными диаметрами твэлов. В центральной части активной зоны установлены ТВС АК3-1 с твэлами наименьшего диаметра, а на периферии активной зоны — ТВС АК3-3 с твэлами наибольшего диаметра (табл. 1.6).

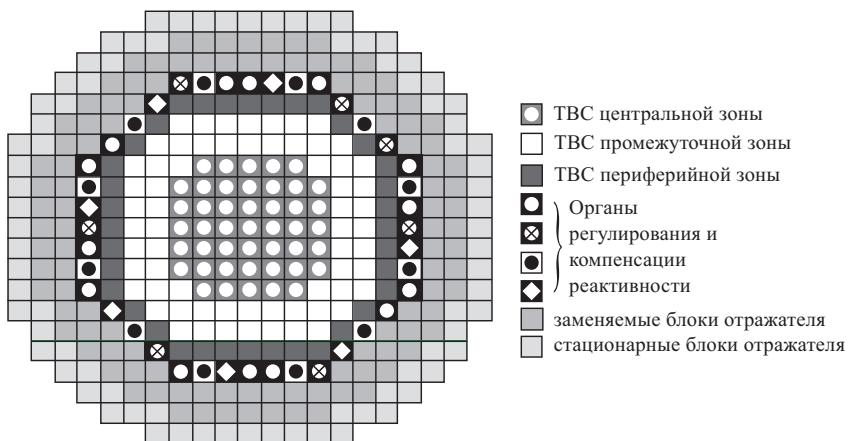


Рис. 1.17. Картограмма активной зоны реактора БРЕСТ

**Таблица 1.6. Радиальное профилирование активной зоны реактора БРЕСТ-300**

Характеристика	Тип ТВС		
	АК3-1	АК3-2	АК3-3
Число ТВС	45	64	36
Число твэлов в ТВС	156	160	160
Наружный диаметр твэла, мм	9,4	9,8	9,8 (наружный ряд, 48 твэлов) 10,5 (внутренние ряды, 112 твэлов)
Диаметр топливной таблетки, мм	7,9	8,3	8,3 (наружный ряд твэлов) 9,0 (внутренние ряды твэлов)

Примененный в реакторе БРЕСТ-300 способ профилирования активной зоны не только обеспечивает выравнивание мощности ТВС, но и позволяет спрофилировать расходы тяжелого жидкокометаллического теплоносителя через тепловыделяющие сборки так, чтобы они стали адекватны мощностям этих сборок. Кроме того, использование в разных радиальных областях активной зоны топлива одного и того же состава обеспечивает стабильность выровненных удельных тепловых нагрузок. Это позволяет сохранить в течение всей кампании одни и те же подогревы теплоносителя в ТВС, а значит, и необходимые запасы до предельных температур оболочек твэлов.

Наряду с рассмотренным выше глобальным профилированием активной зоны иногда применяется локальное (в пределах ТВС) радиальное профилирование плотности потока нейtronов. Например, в 45 центральных ТВС реактора БРЕСТ-300 размещены гидравлически перемещаемые в вертикальном направлении поглощающие стержни из  $\text{WB}_2$ . Они являются рабочими органами системы компенсации реактивности и одновременно рабочими органами независимой центральной системы остановки реактора.

Расчеты распределения относительной мощности твэлов внутри ТВС АКЗ-1 при введенных в ТВС поглощающих стержнях системы компенсации реактивности показали, что в этом случае мощность ближайших к поглотителю твэлов снижается на 10—11%.

По-другому выполнено радиальное профилирование активной зоны реактора СВБР-100. Там применено пятизонное профилирование обогащением топлива по  $^{235}\text{U}$  [1.10]. Обогащение увеличивается от центра к периферии, но при этом не превышает 20%.

До сих пор объектом рассмотрения было наиболее часто используемое радиальное профилирование активной зоны. В то же время существует также много способов аксиального профилирования. Один из них — вариация обогащения топлива по высоте твэла. Здесь тоже может быть использовано зонное профилирование, суть которого в том, что твэл разбивается по высоте на зоны, в пределах каждой из которых используются топливные таблетки с одинаковым обогащением по делящемуся нуклиду, но общая тенденция такова, что в средней части твэла обогащение минимально, а на концах — максимально.

Несмотря на кажущуюся заманчивость такого способа профилирования, он не нашел широкого применения. Технология изготовления твэлов с переменным обогащением топлива достаточно сложна и дорогостояща. Кроме того, такое выравнивание эффективно в начале кампании, а по мере выгорания топлива достигнутый уровень высотной равномерности постепенно снижается. Правда, в реакторах на быстрых нейтронах это ощущается гораздо слабее, чем в тепловых реакторах.

## Глава 2. Эффекты реактивности реакторов с тяжелыми жидкокометаллическими теплоносителями

### 2.1. Температурный эффект реактивности

**Основные понятия.** Изменение температуры элементов активной зоны сложным образом влияет на эффективный коэффициент размножения нейтронов и соответственно на реактивность. Характер зависимости реактивности от температуры определяет динамические свойства реактора и решающим образом влияет на его устойчивость. Поэтому знание указанной зависимости для каждого реактора совершенно необходимо.

Для количественной оценки влияния температуры на условия размножения нейтронов используются понятия *температурного эффекта реактивности* (ТЭР) и *температурного коэффициента реактивности* (ТКР).

Температурный эффект реактивности является интегральной характеристикой влияния температуры на реактивность и в общем случае представляет собой изменение реактивности при разогреве или расхолаживании реактора в заданном интервале температур. Измеряется он, как и сама реактивность, чаще всего в долях единицы, в процентах или в эффективных долях запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эфф}}$ .

Когда говорят о температурном эффекте реактивности конкретного реактора, имеют в виду изменение его реактивности  $\Delta\rho_T$  при разогреве от исходной температуры  $T_0$  до номинальной средней температуры  $T_{\text{cp}}^{\text{ном}}$ . То есть за точку отсчета берут  $\rho_T(T_0) = 0$ , вследствие чего

$$\Delta\rho_T = \rho_T(T_{\text{cp}}^{\text{ном}}) - \rho_T(T_0) = \rho_T(T_{\text{cp}}^{\text{ном}}). \quad (2.1)$$

Здесь требует пояснения понятие *номинальной средней температуры*. Очевидно, что при работе реактора на мощности в его активной зоне устанавливается некое температурное поле, определяемое значениями температур топлива во всех микрообъемах сердечников твэлов, температур оболочек твэлов в соответствующих микрообъемах, температур теплоносителя, распределенных по всему тракту его циркуляции в реакторе, и т. д. Поскольку на реактивность влияет температурное состояние каждого из этих компонентов, то, строго говоря, в качестве средней температуры нужно было бы использовать среднеинтегральную температуру активной зо-

ны, численно равную выровненной по объему зоны температуре всех ее компонентов при неизменной реактивности.

Определить такую среднеинтегральную температуру весьма сложно даже теоретически, а практически использовать как аргумент для вычисления температурного эффекта вообще невозможно, поскольку контролируемыми являются лишь два температурных параметра: температура теплоносителя на входе в активную зону  $T_{\text{вх}}$  и температура на выходе из активной зоны  $T_{\text{вых}}$ . Именно поэтому для определения температурного эффекта реактивности в качестве средней температуры  $T_{\text{cp}}$  используется среднеарифметическая температура теплоносителя  $T_{\text{cp}} = (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}})/2$ .

Осталось пояснить, какую среднюю температуру теплоносителя считать *номинальной*. Одной из важных фаз запуска ядерной энергоустановки является разогрев реактора из начального «холодного» состояния, характеризуемого температурой  $T_0$ , до установленного для каждого типа реакторов «горячего» состояния, которое характеризуется определенной среднеарифметической температурой теплоносителя. Именно эта конечная температура разогрева и называется *номинальной*.

Как указывалось выше, кроме температурного эффекта (интегральной характеристики влияния температуры на реактивность) есть еще температурный коэффициент реактивности. Этот параметр — дифференциальная характеристика влияния температуры на реактивность. Будучи функцией средней температуры теплоносителя, он представляет собой изменение реактивности при увеличении средней температуры на  $1^{\circ}\text{C}$ . Обозначается температурный коэффициент реактивности  $\alpha_T(T_{\text{cp}})$  и измеряется в  $^{\circ}\text{C}^{-1}$ ,  $\%/\text{ }^{\circ}\text{C}$  или  $\beta_{\text{эф}}/\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

В соответствии с данным определением локальное значение ТКР можно определить так:

$$\alpha_T(T_{\text{cp}}) = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta\rho(T_{\text{cp}})}{\Delta T_{\text{cp}}} = \frac{\partial\rho(T_{\text{cp}})}{\partial T_{\text{cp}}} \quad (2.2)$$

То есть локальное значение ТКР при любом значении средней температуры является производной функции температурного эффекта реактивности по средней температуре. Поэтому по своей сути ТКР — *дифференциальная характеристика*.

Связь температурного эффекта с температурным коэффициентом реактивности устанавливает очевидное равенство

$$\rho_T(T_{cp}) = \int_{T_0}^{T_{cp}} \alpha_T(T_{cp}) dT_{cp}. \quad (2.3)$$

Для каждого реактора по результатам расчетов или физических измерений строят интегральные и дифференциальные зависимости реактивности от температуры. Эти графики называются *кривыми температурного эффекта и температурного коэффициента реактивности*. Три принципиально возможных типа кривых температурного эффекта показаны на рис. 2.1:

- кривая 1 относится к реактору с положительным температурным эффектом и отрицательными температурными коэффициентами после достижения максимума  $\rho_T(T_{cp})$ ;
- кривая 2 относится к реактору с отрицательным температурным эффектом и отрицательными температурными коэффициентами после достижения максимума  $\rho_T(T_{cp})$ ;
- кривая 3 относится к реактору с отрицательным температурным эффектом и отрицательными температурными коэффициентами во всем диапазоне изменения  $T_{cp}$ .

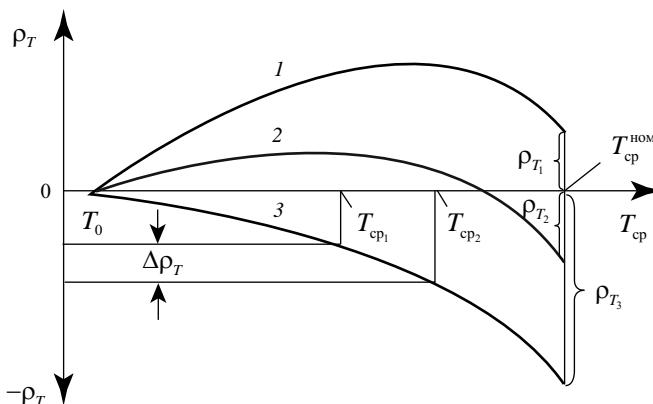


Рис. 2.1. Три типа кривых ТЭР

У быстрых реакторов с тяжелым жидкокометаллическим теплоносителем кривые температурного эффекта имеют вид кривой 3. Для определения температурного эффекта при разогреве реактора от  $T_{cp_1}$  до  $T_{cp_2}$  достаточно отложить эти значения на оси абсцисс и снять с графика значение  $\Delta\rho_T$ , как

это показано на рис. 2.1. Понятно, что при увеличении средней температуры в данном случае температурный эффект будет отрицательным.

Кривые температурного коэффициента реактивности используются в тех случаях, когда нужно определить температурный эффект для незначительного изменения средней температуры  $\Delta T_{\text{cp}}$ . Поскольку точно снять соответствующее малое значение  $\Delta\rho_T$  с кривой температурного эффекта весьма сложно, искомое значение  $\Delta\rho_T$  вычисляют по формуле

$$\Delta\rho_T = \alpha_T(T_{\text{cp}}) \Delta T_{\text{cp}}, \quad (2.4)$$

где  $\alpha_T(T_{\text{cp}})$  — значение температурного коэффициента реактивности, снятое с соответствующего графика для температуры  $T_{\text{cp}}$ .

Если температурный коэффициент реактивности отрицателен, а  $\Delta T_{\text{cp}}$  положительно (т. е. реактор разогревается), то вычисленный по (2.4) температурный эффект будет отрицательным.

**Ядерная и плотностная составляющие ТЭР.** В предыдущей главе — см. (1.68) — было показано, что эффективный коэффициент размножения (а значит, и реактивность) зависит от размножающих и диффузионных свойств среды, которые определяются соответствующими макроскопическими сечениями:  $\Sigma_{fi} = \sigma_{fi} N_i$ ,  $\Sigma_{ai} = \sigma_{ai} N_i$  и т. д. Поскольку ядерная плотность веществ  $N_i$  прямо пропорциональна их массовой плотности  $\rho_i$  — см. (1.13), то получается, что реактивность реактора является функцией ядерных свойств компонентов активной зоны (микроскопических сечений) и плотности этих компонентов.

Так как с изменением температуры активной зоны претерпевают изменение и ядерные, и плотностные характеристики ее компонентов, для удобства анализа температурный эффект реактивности обычно разделяют на две составляющие: ядерный ТЭР и плотностной ТЭР.

**Ядерный температурный эффект реактивности** — это изменение реактивности при разогреве или расхолаживании реактора в заданном интервале температур, обусловленное температурными изменениями микроскопических сечений компонентов активной зоны при условии постоянства плотности этих компонентов.

Применительно к конкретному реактору под ядерным ТЭР  $\rho_T^\sigma(T_{\text{cp}}^{\text{ном}})$  понимают ту часть изменения реактивности при разогреве реактора от  $T_0$  до номинальной средней температуры  $T_{\text{cp}}^{\text{ном}}$ , которая обусловлена темпера-

турными изменениями микроскопических сечений компонентов активной зоны при условии постоянства плотности этих компонентов.

*Плотностный температурный эффект реактивности* — это изменение реактивности при разогреве или расхолаживании реактора в заданном интервале температур, обусловленное температурными изменениями плотности компонентов активной зоны при условии постоянства микроскопических сечений этих компонентов и размеров активной зоны<sup>9</sup>.

Для конкретного реактора под плотностным ТЭР  $\rho_T^\rho(T_{cp}^{nom})$  понимают ту часть изменения реактивности при разогреве реактора от  $T_0$  до номинальной средней температуры  $T_{cp}^{nom}$ , которая обусловлена температурными изменениями плотности компонентов активной зоны при условии постоянства микроскопических сечений этих компонентов и размеров активной зоны.

Очевидно, что полный температурный эффект реактивности реактора представляет собой сумму ядерного и плотностного ТЭР:

$$\rho_T(T_{cp}^{nom}) = \rho_T^\sigma(T_{cp}^{nom}) + \rho_T^\rho(T_{cp}^{nom}). \quad (2.5)$$

Подобным образом можно разделить и температурный коэффициент реактивности при заданной температуре на составляющие его ядерный и плотностный ТКР.

Вполне понятно, что рассмотренное разделение эффектов влияния температуры на реактивность — лишь удобная модель, упрощающая анализ процессов. При разогреве или расхолаживании не может изменяться только плотность компонентов активной зоны при сохранении микроскопических сечений нейтронных реакций. И наоборот, изменение температуры не может влиять только на микроскопические сечения, оставляя неизменной плотность компонентов. Но с определенной погрешностью можно не только рассчитать названные температурные эффекты, но и определить их экспериментально.

Начнем с плотностного эффекта, который весьма существен в водоводяных реакторах и очень мал в быстрых реакторах с тяжелыми жидкокометаллическими теплоносителями. Тем не менее в быстрых реакторах он тоже рассчитывается, а затем уточняется экспериментальным путем. Экспериментальная оценка плотностного эффекта выполняется посредством

---

<sup>9</sup> Влияние на реактивность изменения размеров активной зоны (геометрические эффекты) рассмотрено ниже.

измерения запаса реактивности<sup>10</sup>, меняющегося в процессе разогрева реактора. Чтобы при этом исключить ядерную составляющую температурного эффекта, нужно разогревать реактор не своим теплом, а теплом от внешнего источника.

Например, можно разогревать активную зону джоулевым теплом, получаемым при прокачке теплоносителя циркуляционными насосами через реактор, работающий на минимально контролируемом уровне мощности. В этом случае температура ядерного топлива практически не отличается от температуры теплоносителя, так как не твэлы греют теплоноситель, а теплоноситель греет твэлы.

Измеренный температурный эффект будет практически полностью плотностным и геометрическим, так как температуры, до которых разогревается тяжелый жидкокометаллический теплоноситель<sup>11</sup> в быстрых реакторах, а значит, и ядерное топливо, несущественно изменяют микроскопические сечения нейтронных реакций, т. е. входящее в (2.5) слагаемое

$$\rho_T^\sigma(T_{\text{cp}}^{\text{ном}}) \approx 0.$$

В тех случаях, когда мощность циркуляционных насосов недостаточна для разогрева реактора до номинального уровня, а других внешних источников тепла нет, дополнительный нагрев теплоносителя можно обеспечить за счет увеличения мощности реактора до минимального уровня, обеспечивающего разогрев. Это, конечно, внесет определенную погрешность, так как температура ядерного топлива будет превышать температуру теплоносителя.

Рассмотренные плотностная и ядерная составляющие температурного эффекта относятся к достаточно узкому температурному диапазону  $T_0 - T_{\text{cp}}^{\text{ном}}$  и, как указывалось выше, для быстрых реакторов с тяжелым жидкокометаллическим теплоносителем они весьма малы.

Но влияние температуры на реактивность не ограничивается этими составляющими. При работе реактора на разных уровнях мощности проявляется существенное влияние на реактивность температуры топлива, которая пропорциональна мощности реактора. Действительно, согласно стационарному уравнению теплопередачи Ньютона — Рихмана,

$$T_{\text{топ}} = T_{\text{cp}}^{\text{ном}} + \frac{W_p}{k_{\text{cp}} F}, \quad (2.6)$$

---

<sup>10</sup> Под *запасом реактивности* понимается та реактивность, которая могла бы быть высвобождена при подъеме в крайнее верхнее положение всех органов регулирования и компенсации реактивности.

<sup>11</sup> Например, в реакторе СВБР-100 номинальная температура на входе и выходе из реактора составляет 320°C и 482°C [2.1].

где  $T_{\text{топ}}$  — средняя температура топлива;  $T_{\text{ср}}^{\text{ном}}$  — средняя температура теплоносителя;  $W_p$  — мощность реактора;  $k_{\text{ср}}$  — средний коэффициент теплопередачи от топлива к теплоносителю;  $F$  — суммарная поверхность теплопередачи в активной зоне реактора.

Из (2.6) следует, что увеличение мощности реактора от  $W_0$  до номинального уровня  $W^{\text{ном}}$  при постоянной средней температуре теплоносителя  $T_{\text{ср}}^{\text{ном}}$  влечет за собой пропорциональное увеличение средней температуры топлива от  $T_{\text{топ}}^0$  до  $T_{\text{топ}}^{\text{ном}}$ . Поскольку в данном случае диапазон изменения температуры топлива может превышать  $1000^{\circ}\text{C}$ , это будет существенно сказываться на реактивности реактора.

Однако для практического использования зависимость реактивности от температуры топлива непригодна, так как контролировать эту температуру в настоящее время не представляется возможным. Единственный контролируемый параметр, который при постоянной средней температуре теплоносителя напрямую связан с температурой ядерного топлива, — мощность реактора. Поэтому для определения влияния средней температуры топлива на реактивность необходимо измерить изменение запаса реактивности при плавном увеличении мощности реактора в диапазоне от  $W_0$  до  $W^{\text{ном}}$ . А поскольку аргументом полученной функции является мощность, то соответствующий эффект называется *мощностным*.

**Мощностной эффект реактивности реактора.** *Мощностной эффект реактивности (МЭР)* на мощности  $W$  представляет собой изменение реактивности при увеличении мощности реактора от нуля (т. е. от минимально контролируемого уровня) до уровня  $W$ . Обозначается МЭР  $\rho_w(W)$  и измеряется в единицах реактивности.

Кроме интегрального мощностного эффекта используется еще дифференциальная характеристика — *мощностной коэффициент реактивности* (МКР). Будучи функцией мощности реактора, он представляет собой изменение реактивности при увеличении мощности на 1 МВт. Обозначается МКР  $\alpha_w(W)$  и измеряется в  $\text{МВт}^{-1}$ , %/МВт или  $\beta_{\text{эф}}/\text{МВт}$ .

В соответствии с данным определением

$$\alpha_w(W) = \frac{\partial \rho_w}{\partial W}. \quad (2.7)$$

То есть локальное значение МКР при любом значении мощности является производной функции мощностного эффекта реактивности по мощности реактора.

По своей природе МЭР — сугубо ядерный эффект. Более чем на 97% он обусловлен эффектом Доплера, заключающимся в увеличении резонансного захвата нейтронов с ростом температуры топливной композиции. Это происходит из-за уширения резонансных пиков сечения радиационного захвата некоторых нуклидов.

В быстрых реакторах рост резонансного захвата определяется в основном эффектами ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$ . В меньшей степени оказывают влияние эффекты продуктов деления и  $^{240}\text{Pu}$ . Основным резонансным поглотителем является  $^{238}\text{U}$ , сечение захвата которого в диапазоне энергий от 6 до 600 эВ имеют ярко выраженную резонансную структуру (рис. 2.2). В некоторых резонансных пиках сечения радиационного захвата достигают  $10^4$  барн.

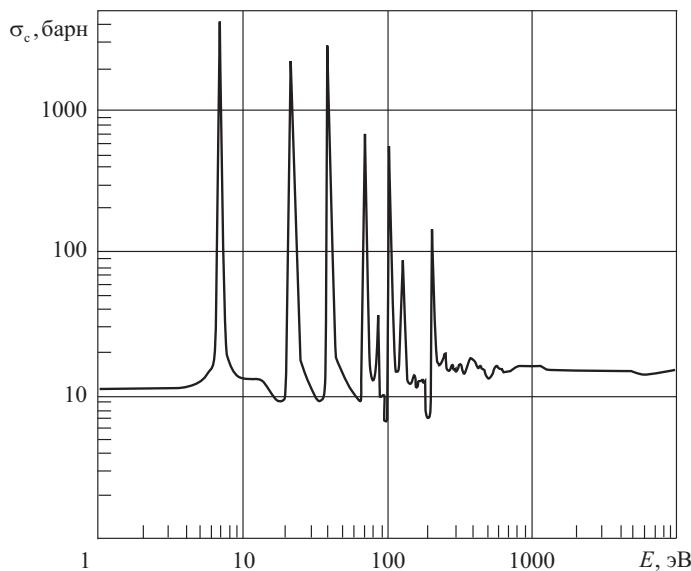


Рис. 2.2. Зависимость  $\sigma_c$  от  $E$  для  $^{238}\text{U}$

С повышением температуры топлива происходит уширение пиков с одновременным уменьшением их максимумов при неизменной площади под самими пиками (рис. 2.3). Доплеровское уширение для неперекрывающихся (разрешенных) резонансов, расположенных в области энергий меньше 100 эВ (см. рис. 2.2), несущественно, так как в быстрых реакторах нейтронов с такими малыми энергиями практически нет. Сечения для нейтронов высоких энергий не зависят от температуры топлива. Поэтому в основном мощностной эффект обусловлен захватом нейтронов в области слабо перекрывающихся резонансов (100—600 эВ).

Несмотря на доплеровское снижение максимумов пиков, сопутствующее этому расширение областей эффективного захвата нейтронов при увеличении температуры топлива заметно ухудшает размножающие свойства среды. Именно поэтому при низком обогащении топлива мощностной эффект и мощностные коэффициенты реактивности во всем диапазоне увеличения мощности реактора всегда отрицательны.

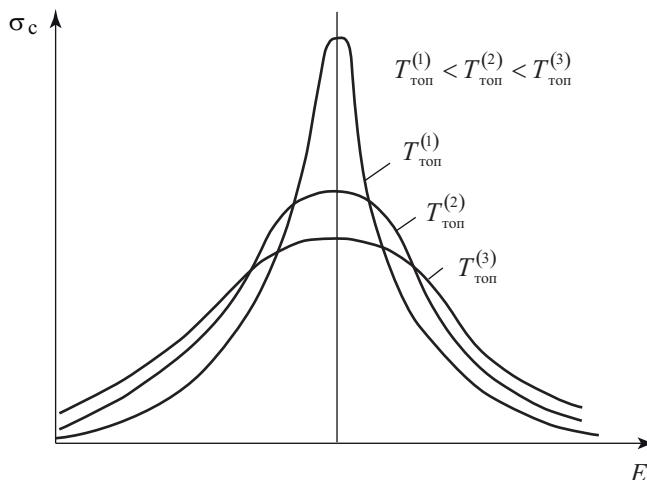


Рис. 2.3. Уширение резонансного пика

Доплеровский эффект почти полностью определяется спектром нейтронов в реакторе, особенно его низкоэнергетической частью. Так как этот спектр в быстрых реакторах очень чувствителен к составу активной зоны, эффект Доплера зависит от вида и объемных долей топлива, вида теплоносителя, а также от соотношения концентраций делящегося и воспроизводящего материалов. Понятно, что смягчение спектра нейтронов влечет за собой увеличение по абсолютной величине мощностного эффекта реактивности.

До сих пор мы рассматривали мощностной эффект только при условии постоянства средней температуры теплоносителя, считая по умолчанию, что расход теплоносителя через активную зону остается постоянным, а значит, неизменным остается и коэффициент теплопередачи  $k$  — см. (2.6). В реальных условиях это может быть и не так.

Например, на рис. 2.4 изображены статические характеристики реактора, работающего на малых мощностях при малом расходе теплоносителя  $G_1$ , а на больших мощностях — при увеличенном расходе  $G_2$ . Увеличение расхода теплоносителя, а значит, и скорости его циркуляции, приводит к увеличению коэффициента теплопередачи от топлива к теплоносителю.

В соответствии с (2.6) это влечет за собой снижение температуры топлива и, следовательно, уменьшение абсолютной величины мощностного эффекта. Для каждого реактора, имеющего существенный мощностной эффект реактивности, строятся кривые мощностного эффекта, подобные тем, которые изображены в нижней части рис. 2.4.

Наряду с изображенными на рис. 2.4 статическими характеристиками, когда расход теплоносителя изменяется дискретно, могут использоваться программы регулирования с плавным изменением расхода теплоносителя. Например, в быстром реакторе БРЕСТ-300 при изменении мощности от 0 до  $0,3 W^{\text{ном}}$  расход теплоносителя не изменяется, а при работе в диапазоне от  $0,3 W^{\text{ном}}$  до  $W^{\text{ном}}$  расход изменяется таким образом, что температуры теплоносителя на входе и выходе из реактора остаются постоянными [2.2]. Вид соответствующих статических характеристик и кривой мощностного эффекта реактивности показан на рис. 2.5.

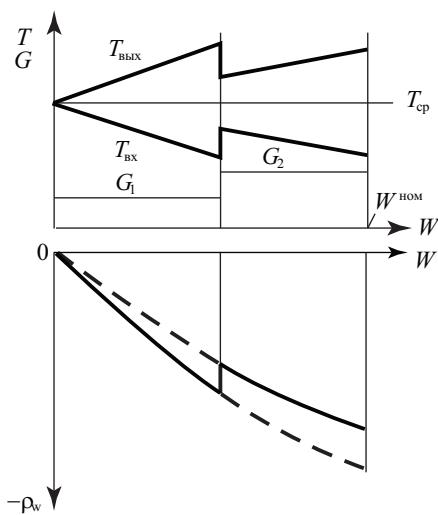


Рис. 2.4. Мощностной эффект  
при  $G = \text{const}$

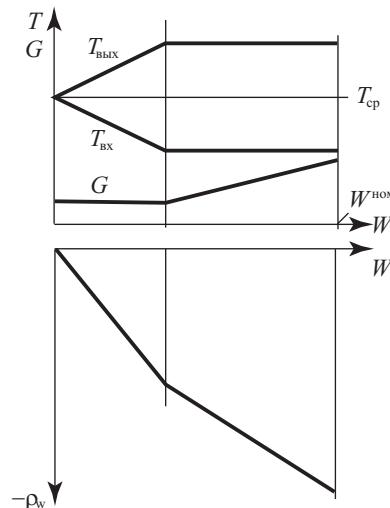


Рис. 2.5. Мощностной эффект  
при  $G = \text{var}$

Отметим также, что наряду с рассмотренным статическим мощностным эффектом и коэффициентом реактивности существуют соответствующие динамические характеристики — *быстро действующий мощностной эффект* и *быстро действующий мощностной коэффициент реактивности*. Эти динамические характеристики проявляются только в нестационарных режимах работы реактора, причем тем ощутимее, чем больше скорость

переходных процессов. Их роль особенно велика в быстротечных аварийных режимах, когда другие эффекты запаздывают.

Физически это вполне понятно. Если, например, увеличение мощности реактора происходит очень медленно и одновременно так же медленно увеличивается теплоотвод в парогенераторе, то средняя температура теплоносителя остается практически постоянной, так как увеличению  $T_{\text{вых}}$  соответствует такое же уменьшение  $T_{\text{вх}}$  (см. рис. 2.4). Температура топлива при этом увеличивается тоже медленно, пропорционально мощности реактора.

В тех же случаях, когда мощность возрастает быстро, стационарный закон теплопередачи (2.6) не соблюдается, и температура топлива резко возрастает. Вслед за ней начинает увеличиваться температура теплоносителя в активной зоне. А так как входная температура какое-то время остается неизменной, средняя температура теплоносителя временно возрастает.

По оценкам [1.8] в подобных динамических режимах вклад эффекта Доплера почти в восемь раз больше вклада плотностного эффекта свинцового теплоносителя. Поэтому при оценке динамических характеристик обычно ограничиваются только эффектом от быстрого разогрева ядерного топлива.

**Устойчивость работы реактора** определяется его внутренними физическими свойствами и качеством используемой системы автоматического регулирования. Если ограничиться только внутренними свойствами, то *устойчивость реактора* — это его способность компенсировать внешние возмущения реактивности равными по величине, но противоположными по знаку температурными изменениями реактивности. Это важное свойство реакторов называют *саморегулированием*.

Рассмотрим некоторые условия обеспечения устойчивости реактора, работающего на мощности  $W_0$ . Поскольку нас интересует саморегулирование реактора, будем считать, что система автоматического регулирования мощности отключена. В этом случае первым очевидным условием устойчивости является отрицательное значение мощностного коэффициента реактивности  $\alpha_w(W_0)$ , обеспечивающее уменьшение реактивности с ростом мощности реактора.

Предположим далее, что в некоторый момент  $t_0$  мы ввели возмущение — переместили вверх поглощающий стержень, высвободив таким образом некоторую положительную реактивность  $\rho_{\text{возм}}$  (рис. 2.6а). В результате этого возмущения начнет увеличиваться мощность реактора (рис. 2.6б), а значит, температура топлива и Доплер-эффект. В результате начнет действовать отрицательная обратная связь — мощностной эффект реактивности  $\rho_w$  будет

компенсировать внесенное возмущение  $\rho_{\text{возм}}$ . Характер изменения результирующей реактивности  $\rho_{\Sigma} = \rho_{\text{возм}} - \rho_w$  представлен на рис. 2.6, а).

Качество саморегулирования реактора определяется не только знаком мощностного коэффициента реактивности, но и его значением. Для иллюстрации этого на рис. 2.6 показан характер переходных процессов при одном и том же возмущении, но при разных мощностных коэффициентах реактивности  $\alpha_{w_1}$  и  $\alpha_{w_2}$  ( $|\alpha_{w_1}| > |\alpha_{w_2}|$ ). Как видно из сопоставления кривых, при малом МКР саморегулирование происходит весьма вяло, вследствие чего выбег мощности (а значит, и температура топлива) превышает тот уровень  $W_{\text{ct}}$ , на котором мощность в конечном счете стабилизируется. При большом отрицательном МКР стабилизация наступает гораздо быстрее и без перерегулирования.

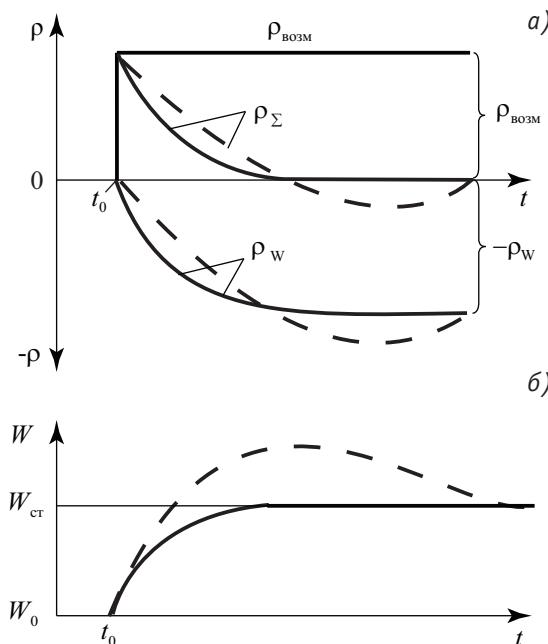


Рис. 2.6. Саморегулирование реактора:

сплошная линия —  $\alpha_{w_1}$ ; пунктир —  $\alpha_{w_2}$

Но не следует думать, что большой мощностной коэффициент реактивности — всегда благо. Во-первых, при больших МКР существует опасность быстрого разгона реактора при забросе по какой-то причине в активную

зону относительно «холодного» теплоносителя. Во-вторых, большим МКР соответствуют большие по абсолютной величине отрицательные мощностные эффекты реактивности, на компенсацию которых может расходоваться значительная часть запаса реактивности. Кроме того, при больших МКР требуется большой оперативный запас реактивности, чтобы компенсировать  $\Delta r_w$  при увеличении мощности до номинального уровня. А это влечет за собой потенциальную опасность разгона реактора при несанкционированном извлечении органов регулирования.

Таким образом, можно заключить, что одной из важных проблем обеспечения устойчивости реактора за счет его внутренних физических свойств является выбор оптимального значения мощностных эффектов и мощностных коэффициентов реактивности во всем рабочем диапазоне мощностей.

## 2.2. Другие эффекты реактивности

**Пустотный эффект реактивности.** Под *пустотным эффектом реактивности* (ПЭР) понимается изменение реактивности, обусловленное замещением части или всего жидкокометаллического теплоносителя газом или паром. Поскольку кипение тяжелого жидкокометаллического теплоносителя при сохранении целостности активной зоны исключено, заметное проявление пустотного эффекта реактивности возможно лишь при попадании в активную зону и отражатели вместе с потоком теплоносителя газовых или паровых пузырей, а также при сливе теплоносителя из реактора. Если в качестве примера рассмотреть реактор БРЕСТ-300, то гипотетически подобные ситуации возможны в следующих случаях:

- при разгерметизации части твэлов с выходом газообразных продуктов деления в контур;
- при захвате теплоносителем газа из газового объема над уровнем теплоносителя;
- при аварии с разрывом трубок парогенераторов и захватом пара потоком теплоносителя;
- при диверсии, заключающейся в подаче газа в активную зону реактора;
- при утечке свинцового теплоносителя из реактора.

Изменение реактивности с ростом объемной доли пузырей в жидкокометаллическом теплоносителе определяется конкуренцией следующих основных факторов, влияющих на нейтронный баланс:

- ужестчения спектра нейtronов, вызывающего увеличение числа делений ядер  $^{238}\text{U}$  (это влечет за собой рост реактивности);

- уменьшения поглощения нейtronов в теплоносителе из-за снижения его плотности (это увеличивает реактивность);
- увеличения утечки нейtronов из активной зоны реактора (это влечет за собой снижение реактивности).

Попадание в активную зону реактора БРЕСТ-300 свинца с большим разбавлением пузырями следует рассматривать только гипотетически, поскольку конструкция контура циркуляции с тремя свободными поверхностями для сепарации пузырей и большая плотность свинца исключают такую возможность. Тем не менее были выполнены расчетные исследования [2.2], результаты которых представлены на рис. 2.7. Зависимости реактивности от эффективной плотности свинца при попадании в теплоноситель пузырей получены для наиболее неблагоприятных предположений относительно рождения, захвата пузырей потоком расплавленного свинца, а также прохождения пузырей по контуру с учетом их сжатия и локализации в активной зоне. В тех случаях, когда разбавителями теплоносителя были газовые пузыри, исследовались эффекты от однородного изменения эффективной плотности свинца во всем реакторе (кривая 1) и от изменения эффективной плотности свинца в наиболее чувствительной центральной части активной зоны и прилегающих торцевых отражателях (кривая 2). В первом случае максимальный выбег положительной реактивности составил примерно  $2 \cdot 10^{-3}$ , а во втором — примерно  $7,4 \cdot 10^{-3}$ .

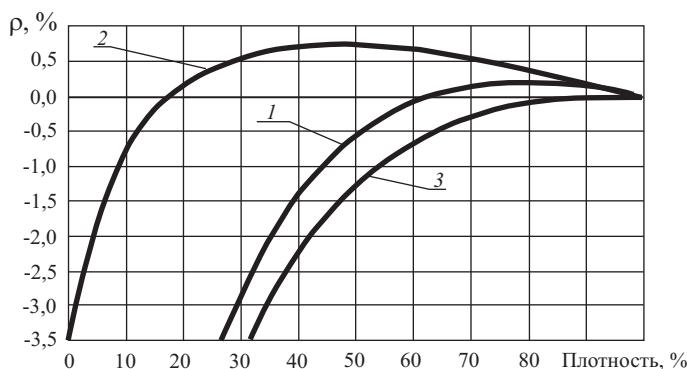


Рис. 2.7. Зависимость реактивности от плотности свинцового теплоносителя

Расчеты также показали, что ни при какой возможной аварии (исключая диверсию) значение плотностного эффекта реактивности не может превысить  $\beta_{\text{эфф}}$ . Это же утверждение справедливо для аварий с разгерметизацией твэлов и выпуском газовых продуктов деления в свинцовый контур с локализацией газовых пузырей в наиболее опасном в отношении реактив-

ности месте активной зоны. В последнем случае во внимание принимались только те наиболее выгоревшие твэлы, внутреннее давление газа в которых с учетом аварийного роста температуры превышает внешнее гидростатическое давление свинца.

Кроме двух рассмотренных зависимостей на рис. 2.7 приведена также кривая 3, характеризующая изменение реактивности при попадании в свинцовый теплоноситель водяного пара при давлении 1,5 МПа и температуре примерно 800 К. Расчеты, выполненные при условии равномерного распределения паровых пузырей в реакторе, свидетельствуют, что эффект водорода мал. Даже при гипотетической доле пара в свинце 20% влияние водорода на ПЭР существенно меньше, чем влияние изменения плотности теплоносителя (см. рис. 2.7). Кроме того, расчеты показали: попадание пара в теплоноситель приводит к тому, что пустотный эффект реактивности становится отрицательным практически при любых пористостях свинца. Эти результаты получили косвенное подтверждение в экспериментах на критической сборке БФС-61 [2.3], где изучалось влияние на реактивность водородсодержащих образцов.

Анализ полученных зависимостей показывает, что характер изменения пустотного эффекта реактивности во многом определяется особенностями конструкции активной зоны, со всех сторон окруженной свинцом, играющим роль отражателя. Естественно, что при такой компоновке влияние снижения уровня или плотности свинца в отражателе на реактивность так же существенно, как и в активной зоне, но в отличие от последней эти изменения в основном влияют на утечку нейтронов и ведут к снижению реактивности. Таким образом, если локальные забросы пара или газа в центральные части активной зоны обычно связаны с вводом существенной положительной реактивности, то при равномерном разбавлении свинца пузырями во всем реакторе (включая отражатели) ввод положительной реактивности незначителен либо вовсе исключен.

Наряду с исследованием пустотных эффектов реактивности в [2.2] был также рассмотрен эффект влияния на реактивность замораживания активной зоны. Хотя замораживание теплоносителя маловероятно, но исключить его полностью нельзя, тем более что согласно расчетам эффект от замораживания положителен и составляет  $5 \cdot 10^{-3}$ . Во избежание замораживания могут быть приняты специальные меры. Одна из них — добавление в топливо или размещение в специальных контейнерах источников радиационного тепла (например, на основе стронция).

**Геометрические эффекты реактивности.** В отличие от тепловых реакторов в реакторах на быстрых нейтронах существенное влияние на реактивность оказывает температурное расширение топлива и конструкционных материалов. Эффекты, возникающие при этом, характеризуются соответствующими геометрическими коэффициентами реактивности (ГКР).

Поскольку температурное расширение ядерного топлива и некоторых элементов конструкций происходит сразу вслед за увеличением мощности, оно оказывает заметное влияние на *быстро действующий мощностной коэффициент реактивности*, сущность которого пояснена выше.

Расширение реактора всегда приводит к уменьшению реактивности (отрицательный температурный эффект), так как увеличивается относительная доля утечки в балансе нейтронов. Радиальное расширение определяется термическим расширением опорного устройства активной зоны, а аксиальное — термическим удлинением сердечников твэлов. Последнее трудно поддается точному математическому описанию, так как зависит от состояния твэлов. В свежем твэле сердечник и оболочка расширяются независимо друг от друга в соответствии со своими коэффициентами термического расширения. Но в процессе выгорания происходит сцепление таблеток топлива с оболочками твэлов. Это приводит к тому, что аксиальное расширение активной зоны определяется в основном расширением оболочек.

Результаты расчетов, выполненных для реактора БРЕСТ-300 [2.2], свидетельствуют о том, что температурный коэффициент радиального расширения активной зоны  $\alpha_{rad} = -6,7 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ , а температурный коэффициент осевого расширения при независимом перемещении сердечников в оболочках твэлов  $\alpha_{axial} = -1,1 \cdot 10^{-6}$  град $^{-1}$ .

Одной из составляющих ГКР является изгиб тепловыделяющих элементов из-за радиальных градиентов температуры. Причиной этих изгибов является радиальная неравномерность плотности потока нейтронов, вследствие чего стороны твэлов, обращенные к центру зоны, нагреваются и расширяются сильнее, чем противоположные. В результате твэлы изгибаются в направлении от периферии к центру [2.4]. Следствием такого изгиба является движение топлива к центру зоны, что может увеличить реактивность. Во избежание этого оптимизируют закрепление твэлов в тепловыделяющих сборках и ТВС в активной зоне.

Следует помнить, что геометрические эффекты реактивности могут иметь существенное значение только в реакторах небольших размеров, где эффект в основном определяется расширением реактора. Иллюстрацией этого являются результаты расчетов [2.5], представленные на рис. 2.8 в виде семейства кривых, определяющих зависимость величины эффектов расширения активной зоны, отнесенных к 1 МВт мощности, от объема активной зоны в реакторах типа БОР.

В расчетах средняя теплонапряженность зоны принималась равной 500 кВт/л, а средний подогрев теплоносителя в зоне — 200°C. На рисунке представлены следующие эффекты: 1 — от расширения натрия; 2 — от расширения реактора при расширении топлива вместе с оболочкой; 3 — от расширения реактора при расширении топлива независимо от оболоч-

ки; 4 — от эффекта Доплера; 5 — общий мощностной коэффициент реактивности при расширении топлива вместе с оболочкой; 6 — общий мощностной коэффициент реактивности при расширении топлива независимо от оболочки.

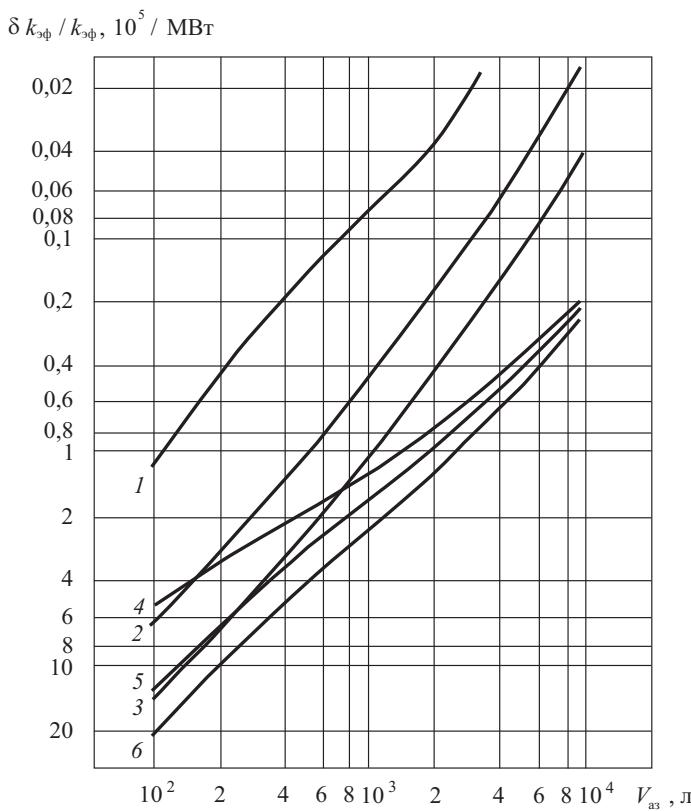


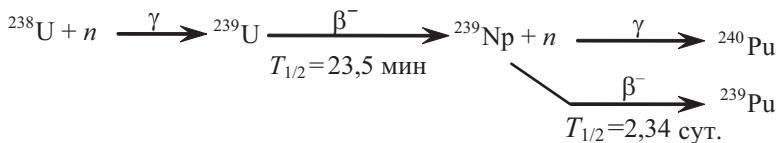
Рис. 2.8. Зависимость коэффициентов реактивности от объема активной зоны с топливом PuO<sub>2</sub>

В реакторе БРЕСТ-300 геометрические эффекты используются для повышения безопасности реактора при отклонениях температуры теплоносителя на входе и выходе из реактора от расчетных значений. В частности на головках ТВС установлены усилители термических расширений, обеспечивающие дополнительную пассивную отрицательную обратную связь по температуре теплоносителя на выходе из активной зоны. При увеличении выходной температуры в диапазоне 830—890 К изменяется геометрия этих усилителей, вследствие чего увеличивается шаг ТВС, а это влечет за собой ввод отрица-

тельной реактивности  $-1 \cdot 10^{-3}$ . Пассивная отрицательная обратная связь предусмотрена в реакторе БРЕСТ-300 и по температуре свинца на входе в активную зону. Она реализуется стабилизаторами шага ТВС, исключающими сближение сборок при снижении температуры свинца ниже 670 К.

**Нептуниевый эффект реактивности.** Из многочисленных процессов выгорания и воспроизводства ядерного топлива в данном случае нас будет интересовать лишь изменение реактивности, сопровождающее изменение концентраций  $^{239}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в переходных режимах<sup>12</sup>.

Цепочка ядерных превращений, приводящих к изменению этих концентраций, имеет вид



Поскольку нептуниевый эффект относится к числу эффектов, обусловленных только изменением концентрации веществ без изменения их микроскопических сечений, для оценки его воздействия на реактивность применима формула теории возмущений, которая для однозонного ректора может быть записана в виде

$$\delta\left(1/k_{\text{эф}}\right) = \sum_i \rho_i \delta N_i, \quad (2.8)$$

где  $\rho_i$  —  $i$ -я составляющая реактивности, отнесенная к изменению концентрации соответствующего нуклида;  $N_i$  — концентрация  $i$ -го нуклида<sup>13</sup>.

В соответствии с (2.8) нептуниевый эффект реактивности  $\Delta\rho_{\text{Np}}$  определяется как произведение  $\rho_{\text{Np}} \delta N_{\text{Np}}$ . При этом необходимо понимать, что на реактивность влияет не сам нептуний, а образующийся в результате его распада  $^{239}\text{Pu}$ , т. е. по сути это плутониевый эффект.

Если пренебречь  $^{239}\text{U}$  из-за его малого периода полураспада (23,5 мин), то кинетику изменения концентраций  $^{239}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в 1 см<sup>3</sup> ядерного топлива можно описать двумя дифференциальными уравнениями:

<sup>12</sup> При использовании в качестве воспроизводящего материала  $^{232}\text{Th}$  учитывается протактиниевый эффект.

<sup>13</sup> При суммировании в число  $i$ -х нуклидов кроме урана и плутония следует включить и продукты деления.

$$\frac{dN_{\text{Np}}}{dt} = N_{\text{U8}} \sigma_{c\text{U8}} \Phi - N_{\text{Np}} \lambda_{\text{Np}}, \quad (2.9)$$

$$\frac{dN_{\text{Pu}}}{dt} = N_{\text{Np}} \lambda_{\text{Np}} - N_{\text{Pu}} \sigma_{a\text{Pu}} \Phi, \quad (2.10)$$

где  $N_{\text{U8}}$  — концентрация  $^{238}\text{U}$ , ядер/ $\text{см}^3$ ;  $\sigma_{c\text{U8}}$  — микроскопическое сечение захвата  $^{238}\text{U}$ ,  $\text{см}^2$ ;  $\Phi$  — плотность потока нейтронов, нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ );  $\lambda_{\text{Np}}$  — постоянная распада  $^{239}\text{Np}$ ,  $\text{с}^{-1}$ .

Когда реактор работает на постоянном уровне мощности, концентрации  $^{239}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$  очень медленно увеличиваются, компенсируя выгорание основного топлива. Другое дело — переходные режимы, особенно остановка и пуск реактора, когда концентрация  $^{239}\text{Np}$  существенно изменяется, что сказывается на концентрации  $^{239}\text{Pu}$ , а значит, и на реактивности.

Количественную оценку этого можно получить, обратившись к (2.9) и (2.10). При длительной работе на постоянной мощности, когда достигаются равновесные концентрации  $^{239}\text{Np}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , производные равны нулю (скорости образования нуклидов равны скоростям их убыли). При резком снижении мощности ( $\Phi = 0$ ) образование нептуния и выгорание плутония прекращаются. Их концентрации изменяются по законам:  $dN_{\text{Np}}/dt = -N_{\text{Np}} \lambda_{\text{Np}}$ ,  $dN_{\text{Pu}}/dt = N_{\text{Np}} \lambda_{\text{Np}}$ . Решение уравнения для нептуния  $N_{\text{Np}} = N_{\text{Np}}(0) \cdot \exp(-\lambda_{\text{Np}} t)$  свидетельствует об экспоненциальном уменьшении его концентрации. Соответственно увеличивается концентрация  $^{239}\text{Pu}$  (рис. 2.9).

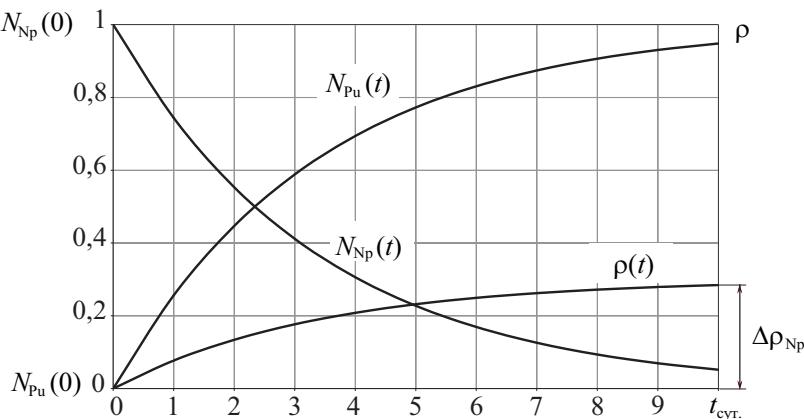


Рис. 2.9. Изменение концентраций нептуния, плутония и реактивности при остановке реактора

Расчеты, выполненные для реактора БРЕСТ-300 [2.2], показали, что максимальное значение нептуниевого эффекта  $\Delta\rho_{Np}$ , получаемое при остановке реактора, работавшего на номинальном уровне мощности в течение времени, достаточного для достижения равновесной концентрации  $^{239}Np$ , составляет 0,1%. Как видно на рис. 2.9, время практически полной стабилизации процесса составляет 8—10 сут.

При пуске реактора после длительной стоянки и выводе его на большой уровень мощности происходят обратные процессы. Из-за отсутствия  $^{239}Np$ , который распался за время стоянки, выгорание плутония вначале не будет компенсироваться его образованием из нептуния, что уменьшает запас реактивности. Только через несколько суток после достижения концентрации нептуния, близкой к равновесной, нептуниевый эффект перестает действовать.

# Глава 3. Кинетика реактора на быстрых нейтронах

## 3.1. Элементарная кинетика и процессы при пуске реактора

**Точечная модель реактора.** В общем случае при описании кинетики размножения нейтронов в реакторе необходимо учитывать пространственное распределение параметров. В больших активных зонах мощных реакторов АЭС могут существовать нестабильности, обусловленные изменением условий размножения нейтронов в различных областях зоны. Это может привести к периодическому изменению координат максимального энерговыделения и другим последствиям.

Например, если реактор работает на некотором постоянном уровне мощности и в его активной зоне существует нейтронное поле определенной конфигурации, то при подъеме регулирующих стержней с целью увеличения мощности плотность нейтронов в первую очередь начнет увеличиваться в зоне расположения этих стержней, вследствие чего конфигурация нейтронного поля изменится. В дальнейшем нейтроны начнут диффундировать из области возмущения в те области, где плотность нейтронов меньше. Постепенно эта волна докатится до самых удаленных точек зоны, и после возвращения стержней на прежний уровень нейтронное поле снова стабилизируется. При значительных скачках реактивности во время подобных переходных процессов в больших по размеру активных зонах (типа РБМК) могут возникать значительные перераспределения нейтронного поля, а значит и тепловых нагрузок твэлов.

Если же активная зона реактора имеет небольшой объем ( $2—4 \text{ м}^3$ ), пространственное распределение параметров можно не учитывать, полагая, что все параметры активной зоны не зависят от координат и соответствуют средним значениям. Уравнения, описывающие кинетику такого реактора, обычно называют *точечной моделью реактора*. Поскольку габаритные размеры активных зон рассматриваемых нами быстрых реакторов с тяжелыми жидкometаллическими теплоносителями относительно малы<sup>14</sup>, в данной главе рассматриваются принципы составления и использования только точечных моделей реактора.

---

<sup>14</sup> Объемы активных зон реакторов СВБР-100 и БРЕСТ-300 составляют  $3,1$  и  $4,6 \text{ м}^3$  соответственно.

Кроме названного допущения для инженерных оценок делают еще несколько предпосылок, позволяющих упростить математическое описание кинетики реактора. Так, реальная гетерогенная активная зона с отражателем нейтронов обычно заменяется эквивалентной условно гомогенизированной зоной без отражателя, и используется одногрупповое представление спектра нейтронов.

Экспериментально доказано, что результаты, полученные с учетом перечисленных допущений, могут быть использованы для оценки поведения реальных ядерных реакторов. Исходя из этого, в данной главе также используются эти допущения.

Еще одно замечание. Известно, что мощность реактора  $W_p$  пропорциональна средней плотности нейтронов и средней концентрации ядер делящихся нуклидов в активной зоне. Так как во время краткосрочных переходных процессов концентрация делящихся нуклидов практически не изменяется, при рассмотрении кинетики реактора в одинаковой степени можно использовать и понятие плотности нейтронов  $n$  (или плотности потока нейтронов  $\Phi = nv$ , так как в одногрупповом приближении  $v = \text{const}$ ), и понятие мощности реактора  $W_p$ . То есть везде в дальнейшем считается, что  $n$ ,  $\Phi$  и  $W_p$  изменяются во времени одинаково.

**Элементарное уравнение кинетики реактора.** Для того чтобы приступить к рассмотрению кинетики размножения нейтронов при пуске и остановке реактора, необходимо установить связь между надкритичностью (или подкритичностью)  $\delta k_{\text{эф}} = k_{\text{эф}} - 1$  и скоростью изменения плотности нейтронов  $dn/dt$ . При этом следует помнить, что надкритичность (и подкритичность) связана с реактивностью равенством:  $\rho = \delta k_{\text{эф}} / k_{\text{эф}}$  — см. (1.47).

Допустим, что в некоторый момент  $t_0$  в критическом реакторе с установленной плотностью нейтронов  $n$ , нейтр./см<sup>3</sup>, эффективный коэффициент размножения  $k_{\text{эф}}$  скачком увеличен от единицы до  $k_{\text{эф}} > 1$ . В соответствии с определением  $k_{\text{эф}}$  это означает, что в следующем поколении рождается не  $n$  нейтронов, а  $nk_{\text{эф}} > n$ .

Если обозначить среднее время жизни поколения нейтронов  $l$ , то скорость изменения плотности нейтронов определится равенством

$$\frac{dn}{dt} = \frac{nk_{\text{эф}} - n}{l} = \frac{n\delta k_{\text{эф}}}{l}. \quad (3.1)$$

Это дифференциальное уравнение называется *элементарным уравнением кинетики реактора*. Его элементарность заключается в том, что оно со-

ставлено в предположении, что все нейтроны каждого поколения рождаются одновременно. В следующем параграфе это допущение будет исключено, и мы получим реальную систему уравнений кинетики реактора.

Несмотря на свою условность, элементарное уравнение кинетики может быть полезно для анализа некоторых процессов, поэтому продолжим его рассмотрение. Тем более что решить его весьма просто, поскольку оно является уравнением с разделяющимися переменными:

$$\frac{dn}{n} = \frac{\delta k_{\text{эфф}}}{l} dt. \quad (3.2)$$

Проинтегрировав (3.2) при начальных условиях: в момент  $t = 0$ ,  $n = n_0$ , будем иметь

$$n = n_0 \exp\left(\frac{\delta k_{\text{эфф}}}{l} t\right). \quad (3.3)$$

Полученная зависимость свидетельствует о том, что при скачкообразном изменении реактивности<sup>15</sup> от исходного нулевого значения плотность нейронов изменяется по экспоненциальному закону. При этом вид (возрастание или убывание) и крутизна экспоненты определяются знаком и абсолютной величиной  $\delta k_{\text{эфф}}$ .

Еще из (3.3) следует, что крутизна экспоненты напрямую зависит от среднего времени жизни поколения нейтронов. Если, например, задаться надкритичностью  $\delta k_{\text{эфф}} = 10^{-3}$  и считать, что  $l = 10^{-4}$  с, то согласно (3.3) за 1 с плотность нейтронов, а значит, и мощность реактора, увеличилась бы в  $e^{10} \approx 22\,000$  раз. Управлять таким реактором было бы невозможно. А если при той же надкритичности считать, что  $l = 10^{-1}$  с, то за 1 с плотность нейтронов увеличилась бы в  $e^{0.01} \approx 1,01$  раза, что вполне допустимо. Вопрос о фактических значениях среднего времени жизни поколения нейтронов будет рассмотрен в следующем параграфе.

Предваряя события, следует сказать, что чисто экспоненциальный характер изменения плотности нейтронов справедлив в действительности только в некоторых частных случаях, о которых будет сказано ниже. Фактиче-

---

<sup>15</sup> Термин *реактивность*  $\rho$  часто отождествляют с *надкритичностью* или *подкритичностью*  $\delta k_{\text{эфф}}$ , так как при малых отклонениях  $k_{\text{эфф}}$  от единицы (что бывает чаще всего в эксплуатационной практике)  $\rho = \delta k_{\text{эфф}}/k_{\text{эфф}} \approx \delta k_{\text{эфф}}$ .

ская зависимость  $n(t)$ , рассмотрению которой посвящен параграф 3.2, имеет более сложный характер.

Для количественной характеристики темпа изменения плотности нейтронов используется *период изменения мощности (период реактора)*, представляющий собой время, в течение которого мощность реактора изменяется в  $e = 2,718$  раза при постоянном значении  $\delta k_{\phi}$ . Обозначается период реактора  $T_e$  и измеряется в секундах.

Простейшее выражение, определяющее период реактора, может быть получено из (3.3). Так как по определению периода при надкритичности  $\delta k_{\phi} = \text{const}$  увеличение мощности реактора в  $e$  раз ( $n/n_0 = e$ ) происходит за время  $t = T_e$ , выражение (3.3) можно преобразовать к виду

$$e = \exp\left(\frac{\delta k_{\phi}}{l} T_e\right). \quad (3.4)$$

Но поскольку равенство экспонент возможно только при равенстве показателей их степеней, из (3.4) следует:

$$T_e = l/\delta k_{\phi}. \quad (3.5)$$

Если это выражение для периода подставить в элементарное уравнение кинетики реактора, получим  $dn/dt = n/T_e$ , откуда следует  $T_e = n/(dn/dt)$ .

То есть мгновенное значение периода реактора можно вычислить как частное от деления имеющейся в данный момент плотности нейтронов на скорость изменения этой плотности. Поскольку и плотность нейтронов, и скорость ее изменения могут быть измерены инструментально, эта зависимость может быть использована при создании простейшего *периодометра* — прибора для измерения периода реактора.

По экспериментальному периоду изменения мощности  $T_e$  и известному среднему времени жизни поколения нейтронов  $l$  можно приблизенно оценить величину высвобожденной реактивности:  $\rho \approx \delta k_{\phi} = l/T_e$ . Но даже при малых отклонениях  $k_{\phi}$  от единицы точность определения реактивности подобным образом будет невысока, так как в основе метода лежит элементарное уравнение кинетики реактора.

На практике чаще, чем период реактора, используется *период удвоения мощности*  $T_2$ , представляющий собой время, в течение которого мощность реактора изменяется в два раза при постоянном значении  $\delta k_{\phi}$ . В соответствии с

этим определением по аналогии с (3.4) можно записать:  $2 = \exp(\delta k_{\text{эф}} T_2 / l)$ , откуда следует:

$$T_2 = \frac{l}{\delta k_{\text{эф}}} \ln 2. \quad (3.6)$$

Сопоставив (3.5) с (3.6), можно установить соотношение периода и периода удвоения мощности  $T_e = 1,44T_2$ , и наоборот:  $T_2 = 0,693T_e$ .

Из (3.6) следует, что при положительном  $\delta k_{\text{эф}}$  период удвоения мощности больше нуля, а при отрицательном  $\delta k_{\text{эф}}$  отрицателен. Очевидно, чем меньше по абсолютной величине  $\delta k_{\text{эф}}$ , тем больше период удвоения мощности. В критическом состоянии ( $\rho = 0$ ) этот период бесконечен, что соответствует постоянству плотности потока нейронов, т. е. постоянству мощности реактора.

**Кинетика размножения нейронов при пуске реактора.** Пуск реактора из глубоко подкритического состояния производится посредством постепенного извлечения органов компенсации реактивности вплоть до достижения критичности. Задача данного подраздела — анализ характера переходных процессов при изменении степени подкритичности ( $-\delta k_{\text{эф}} = k_{\text{эф}} - 1$ ), уменьшающейся по абсолютной величине вслед за извлечением органов компенсации. При этом наибольший интерес представляют: характер изменения плотности нейронов при изменении степени подкритичности; параметры, характеризующие переходные процессы в подкритическом реакторе при выводе его в критическое состояние; связь этих параметров со степенью подкритичности.

Для ответа на поставленные вопросы воспользуемся элементарным уравнением кинетики реактора, которое в данном случае будет иметь вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{-|\delta k_{\text{эф}}|}{l} n + S, \quad (3.7)$$

где  $S$  — удельная мощность источника нейронов, нейтр. / (см<sup>3</sup> · с).

Выше в элементарном уравнении кинетики реактора (3.1) наличие источника нейронов игнорировалось, так как его удельная мощность пренебрежимо мала по сравнению с плотностью нейронов в активной зоне при работе реактора на мощности. Теперь мы обязаны учесть источник нейронов, поскольку пуск реактора выполняется из глубокой подкритичности. При отсутствии источника плотность нейронов в подкритическом реакторе через определенное время достигла бы нулевого значения (см. (3.7) при  $S = 0$ ).

В действительности все реакторы имеют источники нейтронов. Например, в реакторе СВБР-100 используется семь источников нейтронов РИН, размещенных в кессонных трубах в центральной ТВС и на периферии активной зоны. А в тех реакторах, где специальные источники нейтронов не предусмотрены, всегда имеются фотонейтронные источники, роль которых исполняют материалы и осколки деления, на ядрах которых идет реакция  $(\gamma, n)$ . Определенный вклад вносят также нейтроны, полученные в результате спонтанного деления урана.

Решение уравнения (3.7) будем искать после преобразования его к виду

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0^{\text{ист}} - n |\delta k_{\phi}|}{l}, \quad (3.8)$$

где  $n_0^{\text{ист}} = Sl$  — плотность нейтронов, которая создавалась бы источником в активной зоне, если бы процесс деления ядер отсутствовал<sup>16</sup>.

Интересующую нас зависимость  $n = f(\delta k_{\phi}, t)$  получим в результате интегрирования (3.8):

$$l \int_{n_0^{\text{ист}}}^n \frac{dn}{n_0^{\text{ист}} - n |\delta k_{\phi}|} = t.$$

Отсюда

$$n = \frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\phi}|} - \frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\phi}|} \left(1 - |\delta k_{\phi}| \right) \exp \left( - \frac{|\delta k_{\phi}|}{l} t \right). \quad (3.9)$$

Из (3.9) следует, что после внесения в подкритическую активную зону источника нейтронов<sup>17</sup> плотность нейтронов увеличивается по экспонциальному закону, стремясь при  $t = \infty$  к пределу

$$n = \frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\phi}|}. \quad (3.10)$$

Такой характер переходного процесса легко объясним. К начальной плотности нейтронов  $n_0^{\text{ист}}$ , созданной источником в момент его внесения в активную зону, в каждом последующем цикле размножения будут добав-

<sup>16</sup> Предполагается, что среднее время жизни нейтронов источника равно среднему времени жизни остальных нейтронов.

<sup>17</sup> Для простоты будем считать, что источник нейтронов может быть внесен в активную зону и извлечен из нее.

ляться величины:  $n_0^{\text{ист}} k_{\text{эф}}$ ,  $n_0^{\text{ист}} k_{\text{эф}}^2$ ,  $n_0^{\text{ист}} k_{\text{эф}}^3$  и т. д. В результате, когда число циклов размножения  $m$  стремится к бесконечности, плотность нейтронов в подкритическом реакторе асимптотически приближается к пределу (3.10), представляющему собой сумму бесконечно убывающей геометрической прогрессии при  $k_{\text{эф}}^m = 0$ :

$$n_m = n_0^{\text{ист}} + n_0^{\text{ист}} k_{\text{эф}} + n_0^{\text{ист}} k_{\text{эф}}^2 + \dots + n_0^{\text{ист}} k_{\text{эф}}^{m-1} = n_0^{\text{ист}} \frac{1 - k_{\text{эф}}^m}{1 - k_{\text{эф}}} = \frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\text{эф}}|}.$$

Обычно выражение (3.10) записывают в виде

$$\frac{n}{n_0^{\text{ист}}} = \frac{1}{|\delta k_{\text{эф}}|} \quad (3.11)$$

и называют *подкритическим коэффициентом умножения* нейтронов, так как приведенное отношение показывает, во сколько раз установившаяся в подкритической активной зоне с источником плотность нейтронов превышает начальную плотность нейтронов, созданную источником в момент его внесения в данную активную зону. Например, при  $k_{\text{эф}} = 0,9$  (т. е. при  $\delta k_{\text{эф}} = -0,1$ )  $n/n_0^{\text{ист}} = 10$ , а при  $k_{\text{эф}} = 0,5$   $n/n_0^{\text{ист}} = 2$ .

Изменение относительной плотности нейтронов после внесения источника в подкритический реактор с различными степенями подкритичности проиллюстрировано на рис. 3.1. Показанное линейное увеличение плотности нейтронов в критическом реакторе не противоречит закону постоянства  $n$  при  $k_{\text{эф}} = 1$ . Названный закон отображает внутренние свойства реактора без источника нейтронов, а на рисунке показано увеличение  $n/n_0^{\text{ист}}$  за счет нейтронов источника. Стоит извлечь источник, как увеличение плотности нейтронов тут же прекратится (см. рис. 3.1).

К этим же выводам можно прийти, проанализировав элементарное уравнение кинетики реактора (3.1), которое при  $k_{\text{эф}} = 1$  ( $\delta k_{\text{эф}} = 0$ ) имеет вид  $dn/dt = S$ , а его решение —  $n = n_0 + St$ . Но поскольку плотность нейтронов деления даже на малых уровнях мощности значительно превышает плотность нейтронов, создаваемую источником, вкладом нейтронов источника за обозримые промежутки времени можно пренебречь ( $St \ll n_0$ ) и считать, что плотность нейтронов в критическом состоянии реактора постоянна.

Так как при пуске реактора критическое состояние обычно достигается ступенчатым извлечением органов компенсации реактивности, практический интерес представляют приращения плотности нейтронов  $\Delta n_i$  при по-

следовательном уменьшении степени подкритичности на одну и ту же величину  $|\delta k_{\text{срф}}|$ . Также важно знать получаемые при этом значения времени  $t_{\text{уст}_i}$ , необходимые для достижения установившейся плотности нейtronов после каждого изменения степени подкритичности.

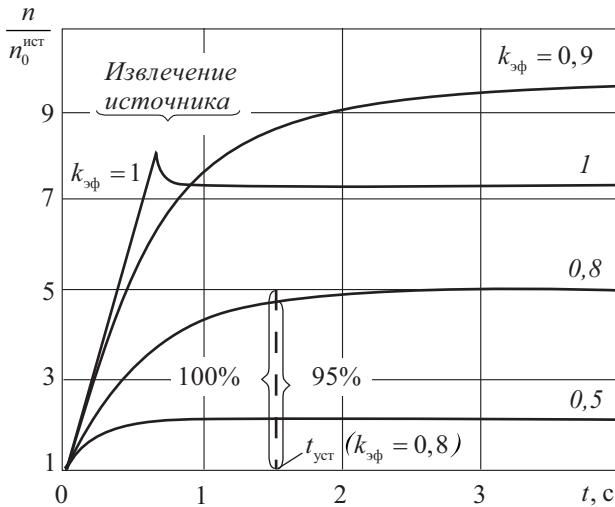


Рис. 3.1. Характер изменения плотности нейтронов после внесения источника при разных значениях  $k_{\text{срф}}$

Рассмотрим изменение плотности нейтронов при уменьшении степени подкритичности от  $|\delta k_{\text{срф}}|_1 = 0,4$  до  $|\delta k_{\text{срф}}|_4 = 0,1$  ступенями по  $|\delta k_{\text{срф}}| = 0,1$  (рис. 3.2). В соответствии с (3.10) приращения плотности нейтронов при этом составят:

$$\Delta n_1 = n_2 - n_1 = \frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\text{срф}}|_2} - \frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\text{срф}}|_1} = \frac{0,1n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\text{срф}}|_1 |\delta k_{\text{срф}}|_2}, \quad (3.12)$$

$$\Delta n_2 = n_3 - n_2 = \frac{0,1n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\text{срф}}|_2 |\delta k_{\text{срф}}|_3}, \quad (3.13)$$

$$\Delta n_3 = n_4 - n_3 = \frac{0,1n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\text{срф}}|_3 |\delta k_{\text{срф}}|_4}. \quad (3.14)$$

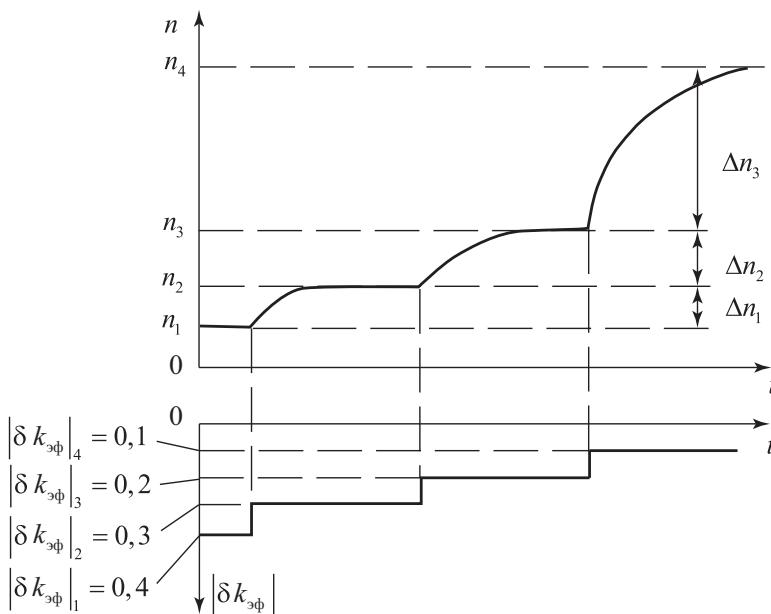


Рис. 3.2. Характер изменения плотности нейтронов при уменьшении подkritичности

Соотношения приращений  $\Delta n_i$  в этом случае будут равны:

$$\frac{\Delta n_2}{\Delta n_1} = \frac{|\delta k_{\phi}|_1}{|\delta k_{\phi}|_3} = 1,33, \quad \frac{\Delta n_3}{\Delta n_2} = \frac{|\delta k_{\phi}|_2}{|\delta k_{\phi}|_4} = 3.$$

Полученные результаты иллюстрируют тот факт, что в случае приближения равными ступенями к критическому состоянию приращение плотности нейтронов получается тем больше, чем меньше по абсолютному значению оставшаяся подkritичность.

Для определения времени достижения установившейся плотности нейтронов после изменения степени подkritичности примем за время стабилизации процесса момент, когда плотность нейтронов достигнет 95% установленногося значения <sup>18</sup> (см. рис. 3.1). Так как установившаяся плотность нейтронов в подkritическом реакторе согласно (3.10) определяется от-

<sup>18</sup> При желании можно задать любое другое процентное значение, определяющее время стабилизации процесса.

ношением  $n_0^{\text{ист}} / |\delta k_{\phi}|$ , то с использованием (3.9) указанное выше условие стабилизации процесса можно записать в виде

$$\frac{\frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\phi}|} - \frac{n_0^{\text{ист}}}{|\delta k_{\phi}|} (1 - |\delta k_{\phi}|)}{n_0^{\text{ист}} / |\delta k_{\phi}|} \exp\left(-\frac{|\delta k_{\phi}|}{l} t_{\text{уст}}\right) = 0,95. \quad (3.15)$$

Отсюда

$$(1 - |\delta k_{\phi}|) \exp\left(-\frac{|\delta k_{\phi}|}{l} t_{\text{уст}}\right) = 0,05. \quad (3.16)$$

Если для простоты ограничиться случаем, когда состояние реактора близко к критическому, и пренебречь в первом сомножителе членом  $|\delta k_{\phi}|$  по сравнению с единицей, то после логарифмирования полученного выражения будем иметь

$$t_{\text{уст}} \approx 3l / |\delta k_{\phi}|. \quad (3.17)$$

Из этого равенства следует, что время стабилизации процесса зависит от среднего времени жизни поколения нейтронов  $l$  и от степени подkritичности. Чем ближе критическое состояние реактора, тем больше время стабилизации процесса (см. рис. 3.1). В критическом реакторе, для которого  $\delta k_{\phi} = 0$ , время достижения установившейся плотности нейтронов бесконечно. Это и понятно, так как при наличии источника плотность нейтронов в критическом реакторе чрезвычайно медленно, но все же увеличивается по линейному закону, никогда не достигая установившегося значения.

### **3.2. Кинетика «холодного» реактора в переходных режимах**

**Параметры, определяющие кинетику реактора.** Одной из важных задач проектирования реактора является исследование его динамических характеристик при внесении штатных и аварийных возмущений по реактивности. Результаты таких исследований необходимы для обоснования безопасности, устойчивости и управляемости ядерной энергоустановки, получения исходных данных для разработчиков системы автоматического регулирования и аварийной защиты, а также для грамотной эксплуатации установки.

Так как кинетика — это внутреннее свойство реактора, моделирование нестационарных процессов размножения нейтронов выполняется при отключенной системе автоматического регулирования мощности. Более того, на начальной стадии исследований исключаются температурные, мощностные и другие обратные связи по реактивности. То есть предполагается, что увеличение плотности нейтронов в активной зоне не влечет за собой увеличения температуры ядерного топлива. Чтобы подчеркнуть это ограничение, говорят о кинетике «холодного» реактора или о *реакторе нулевой мощности*. На практике таким можно считать реактор, работающий на минимально контролируемом уровне мощности.

Только после исследования кинетики «холодного» реактора приступают к изучению его динамики в энергетических режимах работы с учетом температурных эффектов реактивности, рассмотренных в главе 2. Так поступим и мы.

Уже при составлении элементарного уравнения кинетики реактора (3.1) было показано, что скорость изменения плотности нейтронов определяется величиной внешнего возмущения по реактивности  $\delta k_{\text{эф}}$  и средним временем жизни поколения нейтронов  $l$  — параметром, характеризующим внутренние свойства реактора. Однако количественная оценка  $l$  не давалась. Сделаем это сейчас, так как *среднее время жизни поколения нейтронов* — важнейший параметр, определяющий кинетику реактора. Для корректной оценки этого параметра необходимо отдельно рассмотреть среднее время жизни мгновенных нейтронов и среднее время жизни запаздывающих нейтронов. Но прежде кратко рассмотрим физику их образования.

Из ядерной физики известно, что соотношение нейтронов и протонов у стабильных нуклидов существенно зависит от их массовых чисел. У легких стабильных ядер число нейтронов равно числу протонов в ядре или незначительно превышает его, а у тяжелых стабильных ядер нейтронов примерно в полтора раза больше, чем протонов. В результате ядра — осколки деления, массовые числа которых всегда значительно меньше массовых чисел исходных делящихся нуклидов, в момент образования перенасыщены нейtronами по сравнению со стабильным состоянием ядер с соответствующими малыми массовыми числами. По этой причине деление ядер сопровождается испусканием избыточных нейтронов в процессе образования стабильных нуклидов из возбужденных осколков деления.

Обычно ядро-осколок, образующееся в момент деления, не только обладает избытком нейтронов, но и оказывается сильно деформированным по сравнению со стационарным состоянием. Как правило, потенциальная энергия, обусловленная такой деформацией, позволяет ядру немедленно

избавиться от одного или нескольких избыточных нейтронов<sup>19</sup>, которые испускаются за время расщепления ядра (не более  $10^{-13}$  с) и поэтому называются *мгновенными*. За это же время испускаются и мгновенные гамма-кванты.

Дальнейшее уменьшение числа избыточных нейтронов происходит посредством превращения некоторых из них в протоны. Этот процесс является причиной бета-распада ядер-осколков, так как превращение нейтрана в протон сопровождается испусканием электрона. Продолжается  $\beta$ -распад до тех пор, пока соотношение нейтронов и протонов в ядре не достигнет уровня стабильности. В это же время в результате перегруппировки нуклонов для более полного заполнения всех ядерных оболочек осколки деления испускают гамма-кванты.

В качестве примера последовательного бета-распада осколков деления в процессе образования стабильных нуклидов можно рассмотреть представленную на рис. 3.3а схему распада  $^{87}\text{Br}$ , обладающего периодом полу-распада 55,7 с.

В редких случаях (для  $^{87}\text{Br}$  примерно в двух случаях из ста) в результате бета-распада ядра-осколка может произойти значительная перегруппировка нуклонов на ядерных оболочках, сопровождаемая необычно сильным возбуждением вновь образовавшегося ядра и уменьшением его энергии связи. Немедленно вслед за этим происходит испускание нейтрона с образованием стабильного ядра. Полученные таким образом нейтроны называют *запаздывающими*, поскольку они могут испускаться через несколько секунд или даже десятков секунд после деления ядра.

Применительно к упомянутому выше  $^{87}\text{Br}$  схема распада с испусканием запаздывающего нейтрона показана на рис. 3.3б. В принятой терминологии  $^{87}\text{Br}$  как ядро-носитель, непосредственно не испускающее запаздывающий нейtron, называется *ядром-предшественником* запаздывающего нейтрона, а  $^{87^*}\text{Kr}$  — *ядром-излучателем*<sup>20</sup>. То есть, строго говоря, запаздывание — это свойство не нейтрона, а ядра-предшественника.

Помимо  $^{87}\text{Br}$  среди продуктов деления есть много других ядер-предшественников. В настоящее время известно более 60 типов (сортов) осколков деления, которые в результате бета-распада становятся потенциальными излучателями запаздывающих нейтронов.

---

<sup>19</sup> В некоторых исключительных случаях потенциальная энергия деформации ядра-осколка может быть настолько большой, что этот осколок самопроизвольно подвергнется вторичному расщеплению.

<sup>20</sup> Звездочка в обозначении  $^{87^*}\text{Kr}$  означает, что ядро криптона имеет избыток энергии по сравнению с аналогичными ядрами, нуклоны которых расположены на ядерных оболочках обычным образом.

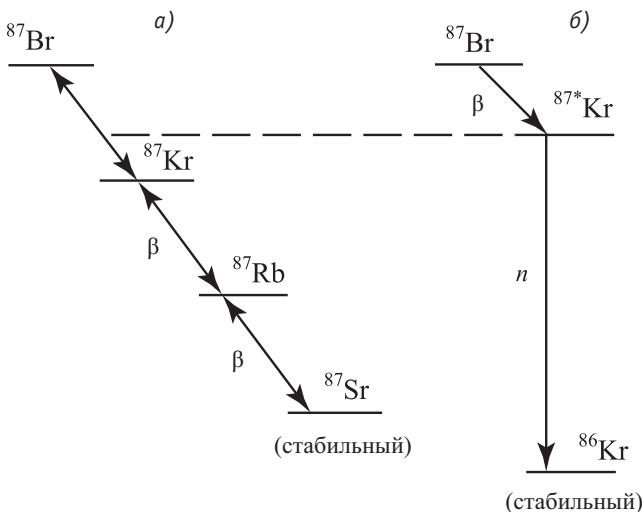


Рис. 3.3. Энергетические схемы бета-распада  $^{87}\text{Br}$  без образования (а) и с образованием (б) запаздывающих нейтронов

Каждый  $i$ -й тип ядер-предшественников характеризуют следующие параметры:

- *Период бета-распада  $T_i$*  (или, что то же самое, *среднее время жизни  $i$ -х ядер-предшественников  $t_i$* ) — время, в течение которого концентрация ядер уменьшится в  $e = 2,718$  раз. На практике часто используются *период полураспада* ядер-предшественников  $T_{1/2}$ , связанный с периодом соотношением  $T_{1/2} = 0,693T$ , и *постоянная распада* — величина, обратная периоду распада:  $\lambda_i = 1/T_i$ .
- *Доля выхода  $\beta_i$  запаздывающих нейтронов* — среднее число запаздывающих нейтронов  $i$ -го сорта, приходящихся на один нейtron деления<sup>21</sup> в критическом реакторе.
- *Средняя энергия  $E_i$  запаздывающих нейтронов* — усредненная начальная кинетическая энергия запаздывающих нейтронов  $i$ -го сорта. Энергия запаздывающих нейтронов всех сортов лежит в диапазоне 0,25—0,63 МэВ, т. е., как и мгновенные нейтроны, они рождаются быстрыми, но их средняя энергия меньше.

<sup>21</sup> Например, доля выхода  $\beta_i = 0,00025$  означает, что из 10 000 нейтронов деления 25 будут запаздывающими  $i$ -го сорта, а 9 975 — мгновенными.

- Удельный выход ядер-предшественников  $\gamma_i$  — среднее количество ядер  $i$ -сорта, приходящееся на один акт деления.

Однако для практических целей нет необходимости учитывать абсолютно все известные типы ядер-предшественников. Например, не представляют интереса ядра, имеющие очень малый удельный выход ( $\gamma_i < 10^{-5}$ ) или малое время жизни ( $t_i < 10^{-6}$  с). В первом случае запаздывающих нейтронов будет ничтожно мало, а во втором они будут неотличимы от мгновенных. Не учитывают в расчетах также ядра с очень большим временем жизни ( $t_i > 10^3$  с), поскольку, запаздывая так сильно, нейтроны не будут влиять на быстротечные переходные процессы. В результате было установлено, что только 13 ядер-предшественников существенно влияют на кинетику размножения нейтронов.

Еще больше упростили задачу отечественные физики Я. Б. Зельдович и Ю. Б. Харитон, которые предложили сгруппировать ядра-предшественники, имеющие близкие характеристики, и присвоить каждой группе усредненные параметры. Так от 13 типов ядер-предшественников перешли к 6 группам.

Следует отметить, что параметры групп ядер-предшественников (или, что то же самое, запаздывающих нейтронов<sup>22</sup>) различны у разных делящихся нуклидов и зависят от энергии нейтронов, вызвавших деление.

В табл. 3.1 представлены характеристики запаздывающих нейтронов, получаемых при делении на быстрых нейтронах основных делящихся нуклидов, которые могут входить в топливную композицию быстрого реактора [1.5].

Усредненную суммарную долю запаздывающих нейтронов топливной композиции можно оценить посредством взвешивания суммарной доли запаздывающих нейтронов каждого делящегося нуклида по числу нейтронов, испускаемых в одном акте деления этого нуклида:

$$\beta = \frac{\sum_m \left[ \beta_m \sum_g (v\Sigma_f)_{mg} \Phi_g \right]}{\sum_g (v\Sigma_f)_g \Phi_g}. \quad (3.18)$$

---

<sup>22</sup> Обычно характеристики ядер-предшественников для упрощения приписывают запаздывающим нейтронам.

**Таблица 3.1. Параметры запаздывающих нейtronов**

Делящийся нуклид	Выход запаздывающих нейтронов в акте деления	Полное число нейтронов в акте деления $v_m$	Суммарная доля запаздывающих нейтронов $\beta_m$	Номер группы	Постоянная распада $\lambda_i, \text{с}^{-1}$	Относительная доля запаздывающих нейтронов $\beta_i / \beta_m$
$^{235}\text{U}$	$0,01673 \pm 0,00036$	2,45	0,0068	1	0,0127	0,038
				2	0,0317	0,213
				3	0,1150	0,188
				4	0,3110	0,407
				5	1,4000	0,128
				6	3,8700	0,026
$^{238}\text{U}$	$0,0439 \pm 0,0010$	2,77	0,0158	1	0,0132	0,013
				2	0,0321	0,137
				3	0,1390	0,162
				4	0,3580	0,388
				5	1,4100	0,225
				6	4,0200	0,075
$^{239}\text{Pu}$	$0,00630 \pm 0,00016$	2,93	0,00215	1	0,0129	0,038
				2	0,0311	0,280
				3	0,1340	0,216
				4	0,3310	0,328
				5	1,2600	0,103
				6	3,2100	0,035
$^{240}\text{Pu}$	$0,0095 \pm 0,0008$	3,07	0,0031	1	0,0129	0,028
				2	0,0313	0,273
				3	0,1350	0,192
				4	0,3330	0,350
				5	1,3600	0,128
				6	4,0400	0,029
$^{241}\text{Pu}$	$0,0152 \pm 0,0011$	2,95	0,00515	1	0,0128	0,010
				2	0,0299	0,229
				3	0,1240	0,173
				4	0,3520	0,390
				5	1,6100	0,182
				6	3,4700	0,016

*Таблица 3.1. (Продолжение)*

Делящийся нуклид	Выход запаздывающих нейтронов в акте деления	Полное число нейтронов в акте деления $v_m$	Суммарная доля запаздывающих нейтронов $\beta_m$	Номер группы	Постоянная распада $\lambda_i, \text{с}^{-1}$	Относительная доля запаздывающих нейтронов $\beta_i/\beta_m$
$^{242}\text{Pu}$	$0,0221 \pm 0,0026$	3,05	0,0072	1	0,0128	0,004
				2	0,0314	0,195
				3	0,1280	0,161
				4	0,3250	0,412
				5	1,3500	0,218
				6	3,7000	0,010

Типичное значение  $\beta$  для быстрого реактора с оксидным топливом можно получить по приведенным в табл. 3.1 данным. Но для этого нужна еще информация о вкладах делений различных делящихся нуклидов. В качестве примера в табл. 3.2 приведены такие данные для активных зон быстрых реакторов типа БН-1200 со смешанным топливом [1.5].

*Таблица 3.2. Вклады делений различных нуклидов, % полного числа делений*

Нуклид	Вклад делений
$^{235}\text{U}$	1,5
$^{238}\text{U}$	14,7
$^{239}\text{Pu}$	64,3
$^{240}\text{Pu}$	5,6
$^{241}\text{Pu}$	13,3
$^{242}\text{Pu}$	0,6

В результате вычислений получено, что суммарная доля запаздывающих нейтронов в быстром реакторе с указанной топливной композицией составляет 0,0046.

В более точных расчетах учитываются пространственное распределение источников делений и энергетические спектры запаздывающих нейтронов <sup>23</sup>, отличающиеся от спектров мгновенных нейтронов.

<sup>23</sup> Часто принимается допущение, что энергетические спектры запаздывающих нейтронов для всех делящихся нуклидов идентичны.

Выше указывалось, что запаздывающие нейтроны рождаются с энергией, меньшей, чем у мгновенных нейронов. Например, для  $^{235}\text{U}$  средняя кинетическая энергия запаздывающих нейтронов всех шести групп

$$\bar{E}_{\text{зап}} = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^6 E_i \beta_i \approx 0,5 \text{ МэВ},$$

что примерно в четыре раза меньше, чем средняя кинетическая энергия мгновенных нейтронов, равная 2 МэВ.

В тепловых реакторах относительно малая энергия запаздывающих нейтронов является благом, так как уменьшается вероятность их утечки в процессе замедления до теплового уровня. То есть запаздывающие нейтроны для нейтронного баланса являются более ценными, чем мгновенные. Это различие ценностей учитывается фиктивным увеличением доли запаздывающих нейтронов: считается, что запаздывающие нейтроны имеют такую же среднюю энергию, как и мгновенные, но **эффективная доля запаздывающих нейтронов**  $\beta_{\phi}$  превышает их фактическую долю  $\beta$ . Это увеличение доли запаздывающих нейтронов учитывается умножением  $\beta$  на относительную **ценность запаздывающих нейтронов**:  $\beta_{\phi} = \beta\gamma$ , где  $\gamma > 1$ .

Совсем по-другому оценивается более низкая энергия запаздывающих нейтронов в быстрых реакторах, для которых принимают все меры, чтобы свести к минимуму замедление нейтронов, а значит, и снижение утечки замедляющихся нейтронов не является актуальной задачей. К тому же при снижении энергии нейтронов увеличивается доля непродуктивного захвата нейтронов  $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$  основными делящимися нуклидами  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Если к этому добавить, что из-за малой энергии запаздывающие нейтроны не способны делить ядра  $^{238}\text{U}$  (их деление возможно только при условии, что энергия нейтронов превышает 1,1 МэВ), то становится понятно, что для улучшения баланса нейтронов в быстрых реакторах целесообразно ужесточение спектра нейтронов. Этот вывод был сделан в параграфе 1.2 при рассмотрении зависимости микроскопических сечений от энергии быстрых нейтронов. То есть в быстрых реакторах запаздывающие нейтроны имеют меньшую ценность, чем мгновенные.

Как и в реакторах на тепловых нейтронах, в быстрых реакторах различие ценностей мгновенных и запаздывающих нейтронов учитывается фиктивным изменением доли запаздывающих нейтронов. Только в этом случае считается, что запаздывающие нейтроны имеют такую же среднюю энергию, как и мгновенные, но **эффективная доля запаздывающих нейтронов**  $\beta_{\phi}$  меньше фактической доли  $\beta$ . Это уменьшение доли запаздывающих

нейтронов учитывается умножением  $\beta$  на относительную ценность запаздывающих нейтронов:  $\beta_{\text{зф}} = \beta\gamma$ , где  $\gamma < 1$ .

Часто ценность запаздывающих нейтронов определяют по формуле [3.1]

$$\gamma = \exp(B^2 \Delta\tau),$$

где  $B^2$  — геометрический параметр;  $\Delta\tau$  — различие возраста мгновенных и запаздывающих нейтронов.

Однако этой формулой нельзя пользоваться, когда ценность нейтронов определяется не только вероятностью избежать утечки, а также когда пространственно-энергетическое распределение нейтронов в активной зоне существенно отличается от распределения нейтронов в однозонном реакторе без отражателя. В таких случаях для расчета ценности запаздывающих нейтронов обычно используют точную формулу, полученную из теории возмущений:

$$\gamma = \frac{\int Q(\mathbf{r}) \Phi_3(\mathbf{r}) dv}{\int Q(\mathbf{r}) \Phi_0(\mathbf{r}) dv}, \quad (3.19)$$

где  $Q(\mathbf{r})$  — распределение нейтронов деления;

$\Phi_3(\mathbf{r}) = \int \chi_3(u) \Phi(\mathbf{r}, u) du$ <sup>24</sup> — усредненная ценность запаздывающего нейтрона;

$\Phi_0(\mathbf{r}) = \int [(1-\beta)\chi_m(u) + \beta\chi_3(u)] \Phi(\mathbf{r}, u) du$  — усредненная ценность нейтрона деления;

$\chi_3(u)$ ,  $\chi_m(u)$  — соответственно нормированные спектры запаздывающих и мгновенных нейтронов;

$\chi_3(u) = \sum_i \beta_i \chi_i(u) / \sum_i \beta_i$ ;  $\beta_i$  — доля  $i$ -й группы запаздывающих нейтронов.

Специалисты по-разному решают эту задачу о ценности запаздывающих нейтронов. Такие решения предложены, например, в [1.5; 3.2; 3.3]. Так, в монографии [1.5] для тех же условий, при которых выше было получено значение  $\beta = 0,0046$ , вычислено соответствующее значение эффективной доли запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{зф}} = 0,0042$ . Из сопоставления этих

---

<sup>24</sup> Здесь в качестве меры энергии нейтронов использована логарифмия  $u = \ln(E_0/E)$ , где  $E_0$  — максимальная энергия нейтронов деления.

результатов видно, что ценность запаздывающих нейтронов в данном случае составляет 0,91. В работе делается вывод, что в общем случае для быстрых реакторов  $\beta_{\text{эф}}$  меньше  $\beta$  примерно на 10%.

На этом можно закончить рассмотрение вопросов, касающихся мгновенных и запаздывающих нейтронов, и вернуться к количественной оценке *среднего времени жизни поколения нейтронов* в активной зоне быстрого реактора. Как указывалось выше, время жизни поколения слагается из времени жизни мгновенных и времени жизни запаздывающих нейтронов.

Как в тепловых, так и в быстрых реакторах первой составляющей времени жизни среднестатистического нейтрона является *время деления ядра*, которое исчисляется от момента поглощения ядром попавшего в него нейтрана до момента испускания мгновенного нейтрона. Для всех делящихся нуклидов время деления не превышает  $10^{-13}$  с и не зависит от энергии нейтрона, вызвавшего деление.

Вслед за этим в тепловых реакторах следуют процессы замедления и диффузии тепловых нейтронов. Это гораздо более продолжительные процессы, чем деление. Их суммарное время составляет  $(3—6) \cdot 10^{-5}$  с. По сравнению с этим время деления ничтожно мало, и им можно пренебречь.

В быстрых реакторах замедление нейтронов до теплового уровня и диффузия тепловых нейтронов отсутствуют, а диффузия быстрых нейтронов осуществляется за время порядка  $10^{-7}$  с. По сравнению с этим, временем деления ядра также можно пренебречь, как и в тепловых реакторах. Считается [1.5], что типичное значение среднего времени жизни мгновенных нейтронов в быстром реакторе  $I_{\text{мгн}} \approx 4 \cdot 10^{-7}$  с.

Несмотря на то что среднее время жизни мгновенных нейтронов в быстром реакторе в сто раз меньше, чем в тепловом, это не усложняет управление им в эксплуатационных режимах, поскольку время жизни поколения и в быстром, и в тепловом реакторе определяется главным образом временем жизни запаздывающих нейтронов. Так как доля мгновенных нейтронов равна  $1 - \beta_{\text{эф}}$ , среднее время жизни поколения нейтронов можно определить следующим образом:

$$\bar{I} = (1 - \beta_{\text{эф}}) I_{\text{мгн}} + \beta_{\text{эф}} I_{\text{зап}}, \quad (3.20)$$

где  $I_{\text{зап}}$  — среднее время жизни запаздывающих нейтронов.

Если для простоты считать, что единственным делящимся нуклидом в активной зоне является  $^{235}\text{U}$ , то для вычисления  $I_{\text{зап}}$  можно использовать формулу

$$l_{\text{зап}} = \frac{1}{\beta_{\text{эф}}} \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эф}_i} t_i = \frac{1}{\beta_{\text{эф}}} \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эф}_i} / \lambda_i. \quad (3.21)$$

Для получения количественной оценки  $l_{\text{зап}}$  воспользуемся данными табл. 3.1 для  $^{235}\text{U}$ . При этом согласно сказанному выше будем считать, что  $\beta_{\text{эф}} = 0,9\beta$ , т. е.  $\beta_{\text{эф}} = 0,0061$ . Значения *постоянной распада*  $i$ -х ядер-предшественников  $\lambda_i$  возьмем из табл. 3.1, а долю запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы вычислим посредством умножения  $\beta_{\text{эф}}$  на заимствованную из таблицы относительную долю  $\beta_i/\beta_m$ . В результате вычисления по формуле (3.21) получим, что среднее время жизни запаздывающих нейтронов  $l_{\text{зап}} = 12,75$  с.

Подставив в (3.20) найденные значения  $\beta_{\text{эф}}$ ,  $l_{\text{мгн}}$  и  $l_{\text{зап}}$ , получим, что в быстром реакторе с урановым топливом среднее время жизни поколения с учетом запаздывающих нейтронов  $\bar{l} = 0,0778$  с. Анализ данных также показывает, что первое слагаемое (3.20) приблизительно в 100 000 раз меньше второго, поэтому при определении среднего времени жизни поколения нейтронов временем жизни мгновенных нейтронов вообще можно пренебречь и считать, что

$$\bar{l} = \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эф}_i} / \lambda_i. \quad (3.22)$$

В тепловых реакторах время, вычисляемое по формуле (3.22), увеличивается на время замедления мгновенных нейтронов до теплового уровня энергий и диффузии получившихся тепловых нейтронов. Как уже указывалось, это время составляет  $(3—6) \cdot 10^{-5}$  с. То есть в нашем случае среднее время жизни поколения увеличилось бы с 0,0778 до примерно 0,0779 с (это около 0,1%). Именно поэтому при небольших реактивностях кинетика быстрых и тепловых реакторов идентична.

В [3.4] сказано, что такая идентичность существует при возмущениях по реактивности не превышающих  $0,72\beta_{\text{эф}}$ . При реактивностях, больших и равных  $\beta_{\text{эф}}$ , размножение нейтронов идет на мгновенных нейтронах, и влиянием запаздывающих нейтронов можно пренебречь. В этом случае кинетика реактора определяется средним временем жизни мгновенных нейтронов, которое у быстрых реакторов примерно в сто раз меньше, чем у тепловых. В результате при одной и той же надкритичности скорость увеличения мощности быстрого реактора будет гораздо больше, чем теплового.

**Уравнения кинетики с учетом шести групп запаздывающих нейронов.** Уравнения кинетики одинаковы для тепловых и быстрых реакторов. С учетом принятых выше допущений, главными из которых являются усреднение параметров и одногрупповое представление спектра нейтронов, даже с учетом запаздывающих нейтронов удается получить достаточно простое математическое описание кинетики, обеспечивающее приемлемую точность инженерных оценок.

Классический вывод уравнений кинетики проводится с использованием в качестве исходных нестационарных уравнений диффузии нейтронов. Однако иногда для простоты вывод уравнений кинетики заменяют их составлением, в основу которого положены очевидные физические представления. В данном случае использован именно этот способ получения уравнений кинетики реактора.

В общем виде скорость изменения средней плотности нейтронов в реакторе может быть определена в виде суммы:

$$\frac{dn}{dt} = \left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{мгн}} + \left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{зап}}, \quad (3.23)$$

где первое слагаемое учитывает вклад мгновенных нейтронов, а второе — вклад запаздывающих нейтронов.

Выражение, определяющее  $\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{мгн}}$ , может быть записано по аналогии с элементарным уравнением кинетики реактора (3.1):

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{мгн}} = \frac{n \delta k_{\text{эф}}^{\text{мгн}}}{l} \quad (3.24)$$

с той лишь разницей, что избыточный коэффициент размножения  $\delta k_{\text{эф}} = k_{\text{эф}} - 1$  в данном случае заменен избыточным коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах  $\delta k_{\text{эф}}^{\text{мгн}}$ . Физический смысл вновь введенного термина становится ясен, если представить эффективный коэффициент размножения нейтронов в виде двух слагаемых:

$$k_{\text{эф}} = k_{\text{эф}}^{\text{мгн}} + k_{\text{эф}}^{\text{зап}}, \quad (3.25)$$

где  $k_{\text{эф}}^{\text{мгн}} = k_{\text{эф}} (1 - \beta_{\text{эф}})$  — коэффициент размножения на мгновенных нейтронах;  $k_{\text{эф}}^{\text{зап}} = k_{\text{эф}} \beta_{\text{эф}}$  — коэффициент размножения на запаздывающих нейтронах.

Выражение, определяющее  $\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{зап}}$ , можно составить на основании следующих рассуждений. Если бы все запаздывающие нейтроны могли

диффундировать в активной зоне без потерь, то при концентрации  $c_i$  ядер-предшественников запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы и соответствующей постоянной распада  $\lambda_i$  скорость генерации запаздывающих нейтронов была бы равна  $\sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i$ . В действительности часть нейтронов

претерпевает утечку, вероятность избежать которой  $P$  определяется выражением (1.67). С учетом этого скорость генерации запаздывающих нейтронов будет несколько меньше и составит

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{зап}} = P \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i. \quad (3.26)$$

Обычно для удобства реальные концентрации ядер-предшественников  $c_i$  заменяют *эффективными концентрациями*  $C_i = P c_i$ , скорректированными на неизбежную потерю части запаздывающих нейтронов. С учетом этого после подстановки (3.24) и (3.26) в (3.23) получим

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n \delta k_{\text{зф}}^{\text{МГН}}}{l} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i. \quad (3.27)$$

Для решения этого уравнения, содержащего семь переменных ( $n, C_1, C_2, \dots, C_6$ ), нужно знать законы изменения концентраций ядер-предшественников запаздывающих нейтронов каждой группы. В символической форме искомая зависимость для некоторой  $i$ -й группы может быть записана в виде

$$dc_i/dt = V_{\text{ген}} - V_{\text{расп}}, \quad (3.28)$$

где  $V_{\text{ген}}$  — скорость генерации ядер-предшественников запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы;  $V_{\text{расп}}$  — скорость их распада.

Очевидно, что скорость распада ядер-предшественников  $i$ -й группы составляет  $\lambda_i c_i$ . Что же касается скорости их генерации, то она может быть определена следующим образом.

Допустим, что в некоторый момент времени средняя плотность нейтронов в активной зоне равна  $n$  нейтр./см<sup>3</sup>, а эффективный коэффициент размножения —  $k_{\text{зф}}$ . Из этого следует, что после одного цикла размножения средняя плотность нейтронов будет  $n k_{\text{зф}}$ , а соответствующая плотность нейтронов деления (с учетом потерь на утечку) составит  $n k_{\text{зф}}/P$ . Значит,

в этом цикле размножения рождается  $nk_{\phi}\beta/P$  ядер-предшественников. Соответственно скорость генерации ядер-предшественников  $i$ -й группы с учетом ценности запаздывающих нейтронов определится как частное от деления  $nk_{\phi}\beta_{\phi_i}/P$  на среднее время жизни поколения мгновенных нейтронов  $l$ , так как поколения ядер-предшественников запаздывающих нейтронов меняются через каждые  $l$  секунд. Таким образом, выражение (3.28) можно переписать в виде

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{nk_{\phi}\beta_{\phi_i}}{P} - \lambda_i c_i. \quad (3.29)$$

Умножив обе части (3.29) на вероятность избежать утечки  $P$ , перейдем к эффективным концентрациям ядер-предшественников:

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{nk_{\phi}\beta_{\phi_i}}{l} - \lambda_i C_i. \quad (3.30)$$

Таким образом, кинетика реактора с учетом шести групп запаздывающих нейтронов описывается системой из семи дифференциальных уравнений: уравнения (3.27) и шести (3.30) при  $i = 1, 2, \dots, 6$ .

Преобразуем полученную систему уравнений к виду, удобному для практического использования. Для этого представим  $\delta k_{\phi}^{\text{МГН}}$ , входящее в уравнение (3.27), в виде

$$\delta k_{\phi}^{\text{МГН}} = (1 - \beta_{\phi}) k_{\phi} - 1.$$

Если в этом равенстве заменить  $k_{\phi}$  на  $1 + \delta k_{\phi}$ , перемножить члены и пренебречь величиной второго порядка малости  $\beta_{\phi} \delta k_{\phi} \approx 0$ , получим  $\delta k_{\phi}^{\text{МГН}} = \delta k_{\phi} - \beta_{\phi}$ . Используя это выражение в (3.27), получим

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k_{\phi} - \beta_{\phi}}{l} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i. \quad (3.31)$$

Выполнив в (3.30) замену  $k_{\phi}$  на  $1 + \delta k_{\phi}$ , после перемножения и исключения  $\beta_{\phi} \delta k_{\phi} \approx 0$  будем иметь

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_{\phi_i}}{l} n - \lambda_i C_i \quad (i = 1, 2, \dots, 6). \quad (3.32)$$

Уравнение (3.31) и шесть уравнений (3.32) — это преобразованная система уравнений кинетики реактора<sup>25</sup>.

Для удобства решения уравнений кинетики часто заменяют  $\delta k_{\text{эф}}$  на  $\rho = \delta k_{\text{эф}} / k_{\text{эф}}$  (погрешность от этой замены при  $-0,01 < \delta k_{\text{эф}} < 0,006$  не превышает 2%), а также переходят от абсолютных значений  $n$  и  $C_i$  к относительным:  $\bar{n} = n / n_0$  и  $\bar{C}_i = C_i / C_{i_0}$ , где  $n_0$  и  $C_{i_0}$  — значения  $n$  и  $C_i$  в начальный момент времени  $t = 0$ . В результате этого система (3.31) — (3.32) обретает вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{n}}{dt} &= \frac{\rho - \beta_{\text{эф}}}{l} \bar{n} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \bar{C}_i \frac{C_{i_0}}{n_0}, \\ \frac{d\bar{C}_i}{dt} &= \frac{\beta_{\text{эф}_i}}{l} \bar{n} \frac{n_0}{C_{i_0}} - \lambda_i \bar{C}_i \quad (i = 1, 2, \dots, 6). \end{aligned} \right\} \quad (3.33)$$

Отношение  $n_0 / C_{i_0}$  может быть найдено при начальных условиях:  $\rho = 0$ ;  $d\bar{n}/dt = d\bar{C}_i/dt = 0$ ;  $\bar{n} = \bar{C}_i = 1$ . Подставив  $d\bar{C}_i/dt = 0$  и  $\bar{n} = \bar{C}_i = 1$  во второе уравнение системы (3.33), получим  $n_0 / C_{i_0} = l \lambda_i / \beta_{\text{эф}_i}$ . Используя это выражение в системе (3.33), окончательно будем иметь

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{n}}{dt} &= \frac{\rho - \beta_{\text{эф}}}{l} \bar{n} + \frac{1}{l} \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эф}_i} \bar{C}_i, \\ \frac{d\bar{C}_i}{dt} &= \lambda_i \bar{n} - \lambda_i \bar{C}_i \quad (i = 1, 2, \dots, 6). \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

При необходимости в этой системе уравнений кинетики реактора можно учесть наличие источника нейтронов.

**Решение уравнений кинетики реактора.** Решение уравнений кинетики будем искать для случая, когда реактивность скачком отклоняется от нулевого значения и далее остается постоянной в течение всего переходного процесса (реактор «холодный»). При таких условиях система уравнений кинетики реактора представляет собой систему линейных дифференциальных уравнений, частные решения которых могут быть представлены в виде:

---

<sup>25</sup> Подставив в уравнения  $\beta_{\text{эф}} = 0$  и  $C_i = 0$ , легко убедиться, что элементарное уравнение кинетики реактора является частным случаем системы (3.31) — (3.32).

$$\bar{n}(t) = \bar{n}_0 \exp(t/T_e), \quad (3.35)$$

$$\bar{C}_i(t) = \bar{C}_{i_0} \exp(t/T_e) \quad (i=1, 2, \dots, 6), \quad (3.36)$$

где  $T_e$  — параметр, измеряющийся в единицах времени.

Если найти для заданной реактивности значения параметра  $T_e$ , при которых решения (3.35) и (3.36) удовлетворяют соответствующим уравнениям системы (3.34), то *общее решение* уравнений кинетики<sup>26</sup> можно представить в виде суммы семи экспонент:

$$\bar{n}(t) = \sum_{j=1}^6 A_j \exp\left(t/T_{e_j}\right), \quad (3.37)$$

где  $A_j$  —  $j$ -я постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий.

Для установления зависимости между значениями параметра  $T_e$  и реактивностью продифференцируем (3.35) и (3.36):

$$\frac{d\bar{n}}{dt} = \frac{\bar{n}_0}{T_e} \exp\frac{t}{T_e} = \frac{\bar{n}}{T_e}, \quad (3.38)$$

$$\frac{d\bar{C}_i}{dt} = \frac{\bar{C}_{i_0}}{T_e} \exp\frac{t}{T_e} = \frac{\bar{C}_i}{T_e} \quad (3.39)$$

и подставим значение  $d\bar{C}_i/dt$  из (3.39) в левую часть второго уравнения системы (3.34):

$$\bar{C}_i/T_e = \lambda_i \bar{n} - \lambda_i \bar{C}_i.$$

Отсюда

$$\bar{C}_i = T_e \lambda_i \bar{n} / (1 + \lambda_i T_e). \quad (3.40)$$

Далее подставим значения  $d\bar{n}/dt$  из (3.38) и  $\bar{C}_i$  из (3.40) в первое уравнение системы (3.34). В результате получим

<sup>26</sup> Аналогом этого общего решения применительно к элементарному уравнению кинетики реактора является выражение (3.3). Если в соответствии с (3.5) в (3.3) заменить  $I/\delta k_{\text{эф}}$  на  $T_e$ , получим  $n = n_0 \exp(t/T_e)$ .

$$\frac{\bar{n}}{T_e} = \frac{\rho - \beta_{\text{эф}}}{l} \bar{n} + \frac{1}{l} \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эф}_i} \frac{T_e \lambda_i \bar{n}}{1 + \lambda_i T_e}. \quad (3.41)$$

Если в первом слагаемом (3.41) представить  $\beta_{\text{эф}}$  в виде  $\sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эф}_i}$ , получим:

$$\frac{l}{T_e} = \rho + \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эф}_i} \left( \frac{T_e \lambda_i}{1 + \lambda_i T_e} - 1 \right). \quad (3.42)$$

Отсюда

$$\rho = \frac{l}{T_e} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{эф}_i}}{1 + \lambda_i T_e}. \quad (3.43)$$

Это и есть искомое характеристическое уравнение, устанавливающее взаимосвязь между возмущением по реактивности  $\rho$  и параметром  $T_e$ , определяющим интенсивность переходного процесса. При исключении из рассмотрения запаздывающих нейtronов характеристическим уравнением, идентичным по смыслу (3.43), является выражение (3.5), которое при малых значениях  $\delta k_{\text{эф}}$  (когда  $\delta k_{\text{эф}} \approx \rho$ ) может быть представлено в виде  $\rho = l/T_e$ .

В теории реакторов зависимость (3.43) широко известна как *уравнение обратных часов*<sup>27</sup>. Часто используется также более полная форма уравнения обратных часов:

$$\rho = \frac{l}{T_e k_{\text{эф}}} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{эф}_i}}{1 + \lambda_i T_e} \quad (3.44)$$

или еще более полная форма [3.13], получаемая для уравнений (3.27) и (3.30) подобно тому, как это было сделано выше для системы (3.34):

$$\rho = \frac{l}{T_e + l} + \frac{T_e}{T_e + l} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{эф}_i}}{1 + \lambda_i T_e}. \quad (3.45)$$

Различия результатов вычислений по (3.43), (3.44) и (3.45) в интересующем нас диапазоне изменения реактивности незначительны.

---

<sup>27</sup> Название уравнения пришло из прошлого, когда для измерения реактивности использовалась единица «обратный час», соответствующая периоду реактора  $T_e = 1 \text{ ч}$ . Для реактора с урановым топливом  $\rho_{\text{обр.ч}} = 2,4 \cdot 10^{-5}$ .

Уравнение обратных часов является алгебраическим уравнением седьмой степени относительно параметра  $T_e$ . В этом легко убедиться, записав (3.45) в виде семи слагаемых и приведя все слагаемые правой части к общему знаменателю, где и появляется член  $T_e^7$ . Соответственно этому уравнение обратных часов имеет семь корней  $(T_{e_0}, T_{e_1}, \dots, T_{e_6})$ , значения которых используются в общем решении (3.37).

Графической интерпретацией решения уравнения обратных часов является рис. 3.4, на котором для удобства корни  $T_{e_j}$  заменены обратными корнями  $1/T_{e_j}$ .

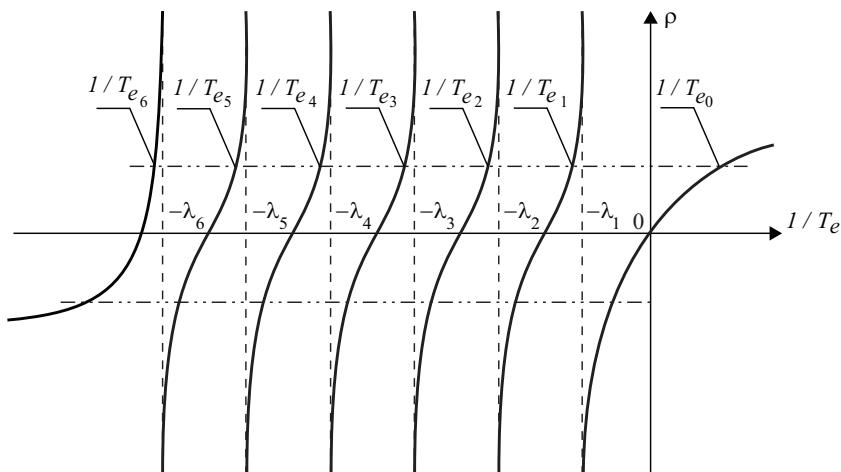


Рис. 3.4. Графическое представление решения уравнения обратных часов

В уравнении обратных часов слагаемое  $\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\phi i}}{1 + \lambda_i T_e}$  представляет собой дробную функцию, непрерывную во всем диапазоне изменения  $1/T_e$  за исключением тех значений  $1/T_e$ , при которых знаменатель этого выражения обращается в нуль, а числитель остается отличным от нуля. Очевидно, что функция  $\rho = f(1/T_e)$  имеет шесть точек разрыва, как это показано на рис. 3.4.

Область изменения каждого из корней  $1/T_{e_j}$  уравнения обратных часов лежит между точками разрыва:

- старший обратный корень  $1/T_{e_0}$  лежит правее первой точки разрыва  $-\lambda_1$ ;
- первый обратный корень  $1/T_{e_1}$  лежит между точками  $-\lambda_1$  до  $-\lambda_2$ ;
- второй обратный корень  $1/T_{e_2}$  лежит между точками  $-\lambda_2$  до  $-\lambda_3$  и т. д.
- шестой обратный корень  $1/T_{e_6}$  лежит левее последней точки разрыва  $-\lambda_6$ .

Знаки всех семи корней хорошо видны в точках пересечения соответствующих участков графика с горизонтальной штрихпунктирной линией, пересекающей ось ординат в точке, соответствующей рассматриваемому значению реактивности  $\rho$ .

Если  $\rho > 0$ , старший обратный корень  $1/T_{e_0}$  (и сам старший корень  $T_{e_0}$ ) положителен, так как лежит в правой полуплоскости графика. Остальные шесть корней, лежащие в левой полуплоскости, отрицательны.

При  $\rho < 0$  все семь корней уравнения обратных часов лежат в левой полуплоскости графика и, соответственно, все они отрицательны.

Абсолютные значения корней уравнения обратных часов при положительных и отрицательных реактивностях, как следует из рис. 3.4, определяются только величиной сообщаемой реактору реактивности  $\rho$ .

Не занимаясь выводом формулы, воспользуемся готовым выражением для вычисления постоянных интегрирования [3.13] и проанализируем их знаки при положительных и отрицательных реактивностях:

$$A_j = \frac{\rho T_{e_j}}{l + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\phi i} \lambda_i T_{e_j}^2}{(1/T_{e_j} + \lambda_i)^2}} \quad (i = 1, 2, \dots, 6). \quad (3.46)$$

Поскольку  $l$ ,  $\beta$  и  $\lambda_i$  всегда больше нуля, а также положительны остальные сомножители под знаком суммы (так как они возведены в квадрат), знаменатель выражения (3.46) положителен при любых значениях  $T_{e_j}$ . Из этого следует, что знак постоянных интегрирования  $A_j$  общего решения уравнений кинетики (3.37) определяется знаком произведения  $\rho T_{e_j}$ .

Вследствие этого первый коэффициент  $A_0$  во всех случаях положителен, а остальные шесть отрицательны при  $\rho > 0$  и положительны при  $\rho < 0$ .

Так как при положительном скачке реактивности все слагаемые общего решения (3.37) кроме первого содержат в своем составе экспоненты с отрицательными показателями степени, то значения этих слагаемых с течением времени уменьшаются, стремясь к нулю. В результате по истечении

некоторого времени (порядка  $1/\lambda_1$ ) переходный процесс будет характеризоваться лишь первым слагаемым общего решения:

$$\bar{n}(t) = A_0 \exp\left(t/T_{e_0}\right). \quad (3.47)$$

Сопоставив (3.47) с решением элементарного уравнения кинетики  $n(t) = n_0 \exp(t/T_e)$ , можно заключить, что параметр  $T_{e_0}$  имеет смысл периода реактора. А поскольку  $T_{e_0}$  определяет темп изменения относительной плотности нейтронов после установления чисто экспоненциальной зависимости  $n = f(\rho, t)$ , этот параметр называют обычно *установившимся периодом реактора*. В отличие от  $T_{e_0}$  все остальные параметры ( $T_{e_1}, T_{e_2}, \dots, T_{e_6}$ ) называют *переходными периодами реактора*.

Практическая значимость уравнения обратных часов заключается в том, что оно позволяет вычислять реактивность по измеренному установившемуся периоду и решать обратную задачу — по заданной реактивности определять установившийся период. Наибольший интерес при этом представляет взаимосвязь периода и реактивности при  $\rho > 0$ . Для каждого типа реакторов существуют зависимости  $T_{e_0} = f(\rho)$  и  $T_{2_0} = f(\rho)$ , рассчитанные с учетом ценности запаздывающих нейтронов в реакторах данного конкретного типа. Для примера в табл. 3.3 приведены значения периода и периода удвоения мощности, рассчитанные для разных реактивностей при условии, что  $\beta_{\phi} = 0,0064$ .

**Таблица 3.3. Взаимосвязь реактивности, периода и периода удвоения мощности реактора**

$\rho \cdot 10^3$	$T_{e_0}, \text{с}$	$T_{2_0}, \text{с}$
0,75	81,8	56,7
1,00	55,0	38,1
1,25	39,3	27,2
1,50	29,2	20,2
1,75	22,3	15,5
2,00	17,3	12,0
2,25	13,7	9,5
2,50	10,9	7,6
2,75	8,7	6,0
3,00	7,0	4,9

Для определения высвобожденной реактивности с использованием такой таблицы следует измерить с помощью секундомера время удвоения показаний прибора контроля мощности, т. е. определить установившийся<sup>28</sup> период удвоения мощности, и затем по таблице (или соответствующему графику) найти реактивность.

Недостатком такого метода контроля реактивности является невозможность определить  $\rho$  в переходном режиме, когда установившийся период изменения мощности еще не достигнут. Более совершенные методы контроля базируются на использовании реактиметров — приборов для определения реактивности на основании анализа изменения мощности реактора во времени. В основу построения реактиметров положено обратное решение уравнений кинетики, определяющее изменение реактивности в зависимости от изменения плотности нейtronов.

**Методы приближенного анализа кинетики реактора.** Здесь рассматриваются возможности приближенного описания кинетики реактора, заключающиеся в условной замене шести групп запаздывающих нейtronов меньшим количеством групп с откорректированными соответствующим образом параметрами.

Приближением такого рода является замена шести групп одной эквивалентной группой запаздывающих нейtronов. Если считать, что делящийся нуклид один, то эффективная доля ядер-предшественников  $\beta_{\text{эфф}} = \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эфф}_i}$

и их среднее время жизни  $I_{\text{зап}} = \frac{1}{\beta_{\text{эфф}}} \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{эфф}_i} t_i$ . Соответственно, постоянная распада ядер-предшественников запаздывающих нейtronов этой усредненной группы  $\lambda_{\text{cp}} = 1/I_{\text{зап}}$ , а их эффективная концентрация  $\bar{C} = \sum_{i=1}^6 \bar{C}_i$ .

С учетом введенных усреднений система дифференциальных уравнений седьмого порядка, описывающих кинетику реактора (3.34), упрощается до системы второго порядка:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{n}}{dt} &= \frac{\rho - \beta_{\text{эфф}}}{l} \bar{n} + \frac{\beta_{\text{эфф}} \bar{C}}{l}, \\ \frac{d\bar{C}}{dt} &= \lambda_{\text{cp}} \bar{n} - \lambda_{\text{cp}} \bar{C}. \end{aligned} \right\} \quad (3.48)$$

<sup>28</sup> Для уменьшения погрешности измерение периода удвоения следует проводить не ранее чем через  $1/\lambda_1 \approx 80$  с после высвобождения реактивности.

По аналогии с (3.37) общее решение системы (3.48) можно представить в виде суммы двух экспонент:

$$\bar{n}(t) = A_0 \exp\left(t/T_{e_0}\right) + A_1 \exp\left(t/T_{e_1}\right), \quad (3.49)$$

где  $A_0$  и  $A_1$  — постоянные интегрирования, а  $T_{e_0}$  и  $T_{e_1}$  — корни уравнения обратных часов, которое в данном случае является уравнением второй степени относительно параметра  $T_e$ .

Подстановка выражений, определяющих  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $T_{e_0}$  и  $T_{e_1}$  в (3.49), позволяет после некоторых преобразований и упрощений получить удобное для практического использования решение уравнений кинетики реактора с одной усредненной группой запаздывающих нейтронов:

$$\overline{n(t)} = n_0 \left[ \frac{\beta_{\phi}}{\beta_{\phi} - \rho} \exp\left(\frac{\rho}{(\beta_{\phi} - \rho) l_{\text{зап}}} t\right) - \frac{\rho}{\beta_{\phi} - \rho} \exp\left(-\frac{\beta_{\phi} - \rho}{l_{\text{мгн}}} t\right) \right]. \quad (3.50)$$

Анализ формулы (3.50) показывает, что, поскольку  $l_{\text{мгн}} \ll l_{\text{зап}}$ , в первый момент после скачкообразного высвобождения реактивности изменение плотности нейтронов практически полностью определяется вторым слагаемым, которое характеризует вклад мгновенных нейтронов. Однако второе слагаемое достаточно быстро уменьшается до нуля, и переходный процесс целиком определяется изменением первого слагаемого, характеризующего вклад запаздывающих нейтронов. Наглядной иллюстрацией этого является рис. 3.5, на котором изображен переходный процесс при скачкообразном высвобождении реактивности  $\rho = 0,003$  в реакторе, у которого  $\beta_{\phi} = 0,0064$ ,  $l_{\text{мгн}} = 10^{-3}$ ,  $l_{\text{зап}} = 12,8$  с.

С помощью (3.50) можно рассчитать переходный процесс при любом скачке реактивности, не прибегая к использованию системы дифференциальных уравнений (3.34). При этом следует иметь в виду, что замена шести групп одной группой запаздывающих нейтронов с усредненными параметрами вносит определенную погрешность, зависящую от величины возмущения по реактивности.

Наименьшие погрешности достигаются при очень малых ( $\rho \ll \beta_{\phi}$ ) и очень больших ( $\rho > \beta_{\phi}$ ) реактивностях, так как упрощения уравнения обратных часов для одной и для шести групп запаздывающих нейтронов в этих случаях приводят практически к одним и тем же результатам. В других вариантах упрощенная система уравнений кинетики дает завышенное значение периода при высвобождении реактивности и ускоренный спад

мощности при снижении реактивности. Причиной этого является усреднение в числе других первого корня уравнения обратных часов, определяющего кинетику размножения нейтронов в установившихся процессах увеличения и снижения мощности.

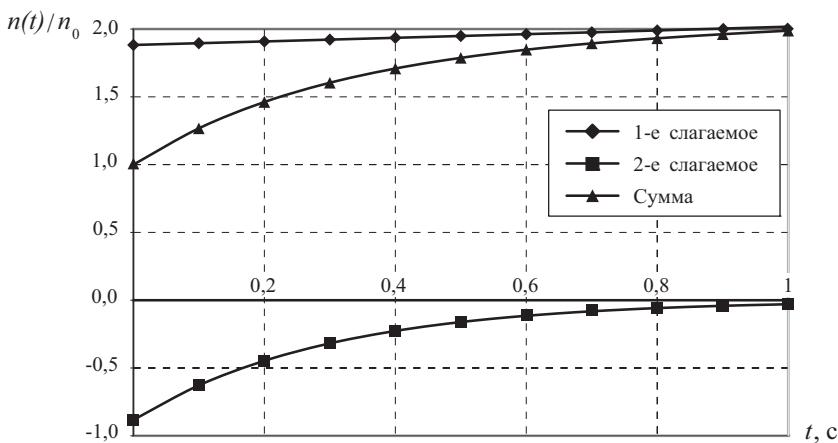
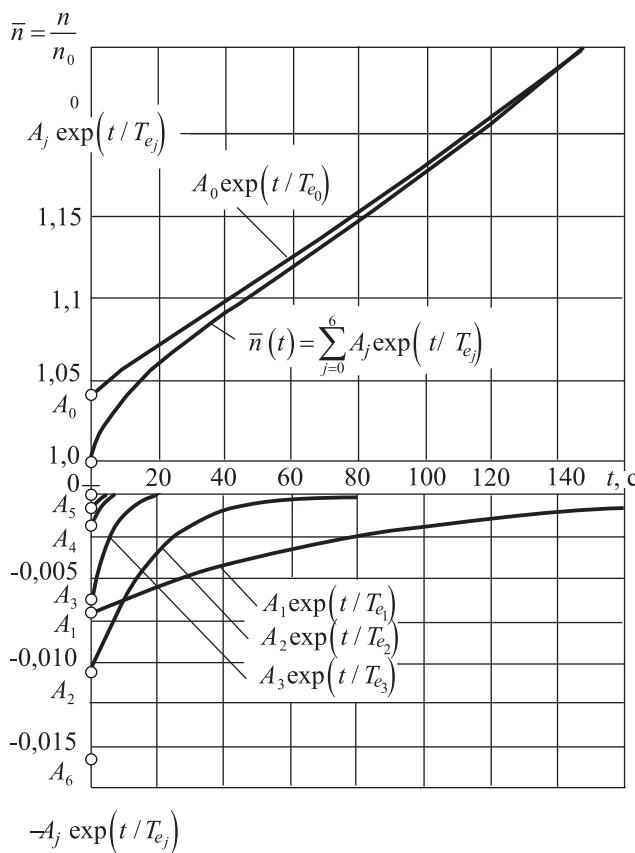


Рис. 3.5. Пример использования формулы (3.50)

Для устранения этого недостатка при сохранении относительно простого математического описания кинетики шесть групп запаздывающих нейтронов часто приводят к двум группам, сохраняя самую долгоживущую группу, а остальные пять объединяя во вторую группу с эффективными параметрами. Используются также системы, учитывающие наличие трех групп запаздывающих нейтронов. Однако обычно учет двух групп позволяет добиться точности, достаточной для проведения инженерных исследований [3.6].

**Кинетика реактора при положительном скачке реактивности.** Выше было сказано, что при положительном скачке реактивности изменение относительной плотности нейтронов во времени может быть представлено в виде суммы семи экспонент (3.37), первая из которых имеет положительный показатель степени  $t/T_{e_0}$  и положительный коэффициент  $A_0$ , а шесть остальных — отрицательные показатели степени  $t/T_{e_j}$  и отрицательные коэффициенты  $A_j$ . Для иллюстрации на рис. 3.6 представлены результаты расчета переходного процесса, сопровождающего скачкообразное увеличение реактивности от 0 до  $10^{-4}$  при  $\beta_{\phi} = 0,0064$ .

Рис. 3.6. Переходный процесс при  $\rho = 10^{-4}$ 

По оси ординат отложены значения относительной плотности нейронов  $\bar{n} = n/n_0$  и значения каждого из семи слагаемых общего решения (3.37). Очевидно, что в момент  $t = 0$  все экспоненты становятся равными единице, и выражение (3.37) преобразуется к виду  $\bar{n}(0) = \sum_{j=0}^6 A_j$ . В результате алгебраического суммирования  $A_0 - A_1 - A_2 - \dots - A_6$  всегда получается единица. Следовательно, начальное значение относительной плотности нейронов  $\bar{n}(0) = 1$ .

Полученные при расчете зависимости изменения слагаемых общего решения во времени представлены на рис. 3.6, кроме изменения последнего слагаемого, так как экспонента  $A_6 \exp(t/T_{e_6})$  обращается в нуль примерно за 0,4 с, т. е. в принятом на рисунке масштабе времени практически мгновенно. Суммирование текущих значений слагаемых общего решения позволяет построить искомую функцию  $\bar{n}(t)$ .

Полученный характер переходного процесса  $\bar{n}(p, t)$  может быть пояснен из физических соображений. В случае скачкообразного высвобождения реактивности (рис. 3.7) в первую очередь увеличивается плотность мгновенных нейтронов  $n_{\text{MГН}}$ , так как их среднее время жизни в быстрых реакторах составляет порядка  $10^{-7}$  с, а среднее время жизни запаздывающих нейтронов — порядка 10 с. При этом, если высвобожденная реактивность  $p < \beta_{\text{эф}}$ , начальный темп увеличения  $n_{\text{MГН}}$  постепенно снижается, так как в каждом цикле размножения не додаются запаздывающие нейтроны, скорость генерации которых определяется относительно низкой концентрацией ядер-предшественников, образовавшихся до внесения возмущения по реактивности, когда плотность нейтронов была ниже текущей.

В соответствии с приведенным выше расчленением  $k_{\text{эф}}$  на  $k_{\text{эф}}^{\text{МГН}}$  и  $k_{\text{эф}}^{\text{зап}}$  можно сказать, что в рассматриваемом случае реактор подкритичен на мгновенных нейтронах, так как при  $p < \beta_{\text{эф}}$   $k_{\text{эф}}^{\text{МГН}} = (1 - \beta_{\text{эф}}) k_{\text{эф}} = (1 - \beta_{\text{эф}})/(1 - p)$ .

Следовательно, если бы плотность запаздывающих нейтронов  $n_{\text{зап}_0}$  после внесения возмущения все время оставалась постоянной, как показано пунктирными линиями на рис. 3.7, то плотность мгновенных нейтронов стабилизировалась бы на некотором уровне  $n_{\text{MГН}_1} > n_{\text{MГН}_0}$ . Подобные переходные процессы обсуждались в параграфе 3.1 при рассмотрении кинетики размножения нейтронов в период пуска реактора.

В действительности плотность запаздывающих нейтронов при увеличении  $n_{\text{MГН}}$  не может оставаться постоянной, поскольку при этом увеличивается концентрация ядер-предшественников, а значит, с некоторым отставанием и плотность запаздывающих нейтронов. Так как увеличение  $n_{\text{зап}}$  влечет за собой рост  $n_{\text{MГН}}$ , а это, в свою очередь, приводит к увеличению  $n_{\text{зап}}$ , нарастание плотности нейтронов следует экспоненциальному закону (сплошные линии на рис. 3.7).

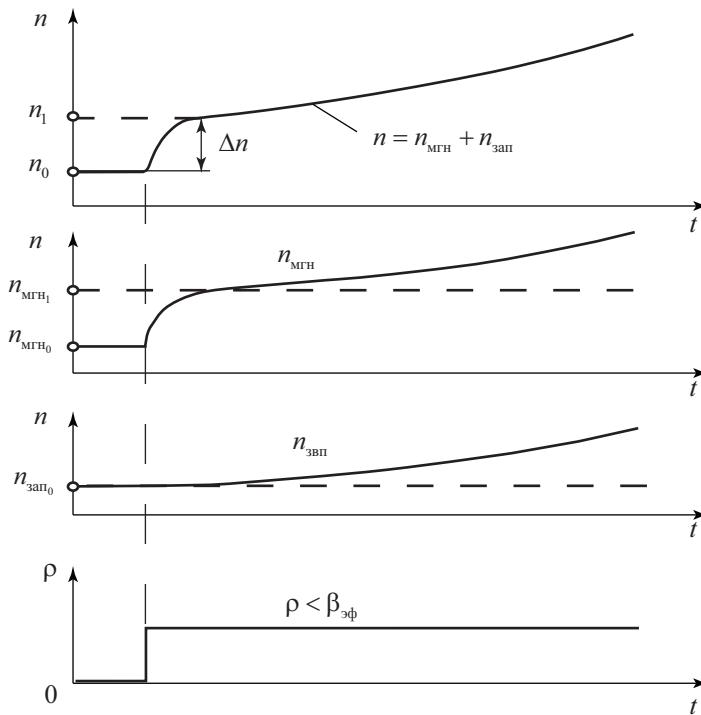


Рис. 3.7. Характер процесса при  $\Delta\rho > 0$

Показанный на рис. 3.7 асимптотический предел возрастания плотности мгновенных нейронов  $n_{\text{мгн}_1} - n_{\text{мгн}_0} \approx n_1 - n_0 = \Delta n$  является функцией возмущения по реактивности. Чем выше реактивность, тем больше значение  $\Delta n$ . Количественную оценку зависимости  $\Delta n(\rho)$  можно получить, исходя из следующих рассуждений. В критическом реакторе, когда  $k_{\phi} = 1$ , степень подкритичности на мгновенных нейтронах

$$\delta k_{\phi}^{\text{мгн}} = k_{\phi}^{\text{мгн}} - 1 = (1 - \beta_{\phi}) k_{\phi} - 1 = -\beta_{\phi}.$$

Соответственно в этом случае подкритический коэффициент умножения мгновенных нейтронов  $n_{\text{мгн}_0} / n_0^{\text{ист}} = 1 / |\delta k_{\phi}^{\text{мгн}}| = 1 / \beta_{\phi}$ .

При положительном скачке реактивности  $|\delta k_{\phi}^{\text{мгн}}|$  уменьшается до  $\beta_{\phi} - \rho$ . Соответственно подкритический коэффициент умножения мгновенных

нейтронов возрастает:  $n_{\text{мгн}_1}/n_0^{\text{ист}} = 1/(\beta_{\phi} - \rho)$ . Из этого следует, что  $n_{\text{мгн}_1}/n_{\text{мгн}_0} = \beta_{\phi}/(\beta_{\phi} - \rho)$ . Отсюда

$$\Delta n \approx n_{\text{мгн}_1} - n_{\text{мгн}_0} = n_{\text{мгн}_0} \rho / (\beta_{\phi} - \rho). \quad (3.51)$$

Поскольку увеличение плотности мгновенных нейтронов происходит за десятые доли секунды, величину  $\Delta n$  можно рассматривать как скачок плотности нейтронов. С учетом того, что  $\beta_{\phi} \ll 1$ ,  $n_{\text{мгн}_0} = (1 - \beta_{\phi}) n_0 \approx n_0$ , выражение (3.51) можно записать в более удобном для практических приложений виде

$$\Delta n = n_0 \rho / (\beta_{\phi} - \rho). \quad (3.52)$$

В некоторых случаях при очень малых скачках реактивности ( $\rho \ll \beta_{\phi}$ ) характер переходного процесса упрощается по сравнению с описанным выше и приближается к чисто экспоненциальному на протяжении всего периода увеличения мощности. Это можно показать с использованием уравнения обратных часов (3.43). Действительно, так как при  $\rho \ll \beta_{\phi}$  увеличение плотности нейтронов происходит очень медленно (период  $T_e$  велик), то слагаемое  $l/T_e$  в (3.43) становится пренебрежимо малым по сравнению со вторым слагаемым, кроме того, удовлетворяется неравенство  $\lambda_i T_e \gg 1$ . В результате при  $\rho \ll \beta_{\phi}$  уравнение обратных часов (3.43) может быть переписано в виде

$$\rho \approx \frac{1}{T_e} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\phi i}}{\lambda_i}, \text{ откуда}$$
$$T_e \approx \frac{\sum_{i=1}^6 \beta_{\phi i} t_i}{\rho} = \frac{\beta_{\phi} l_{\text{зап}}}{\rho}. \quad (3.53)$$

Полученное характеристическое уравнение (3.53) свидетельствует, что переходный процесс при возмущении  $\rho \ll \beta_{\phi}$  описывается одной экспонентой, и установившийся период реактора  $T_e$  не зависит от среднего времени жизни поколения мгновенных нейтронов, а определяется только возмущением  $\rho$ , эффективной долей выхода и средним временем жизни запаздывающих нейтронов.

Точность вычисления периода реактора с использованием выражения (3.53) может быть увеличена, если учесть, что исходная (стационарная) доля запаздывающих нейтронов после внесения возмущения по реактивности изменяется. Причина этого изменения вполне понятна. Поскольку стационарная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}} = n_{\text{зап}0} / (n_{\text{мгн}0} + n_{\text{зап}0})$ , а  $n_{\text{мгн}}$  после высвобождения реактивности увеличивается быстрее, чем  $n_{\text{зап}}$  (см. рис. 3.7), то динамическая доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}^* = n_{\text{зап}} / (n_{\text{мгн}} + n_{\text{зап}})$  при  $\rho_1 > 0$  уменьшается со временем от исходного значения  $\beta_{\text{эф}}^*(0) = \beta_{\text{эф}}$  до некоторого установившегося уровня  $(\beta_{\text{эф}}^*)_{\text{уст}_1}$ , как показано на рис. 3.8.

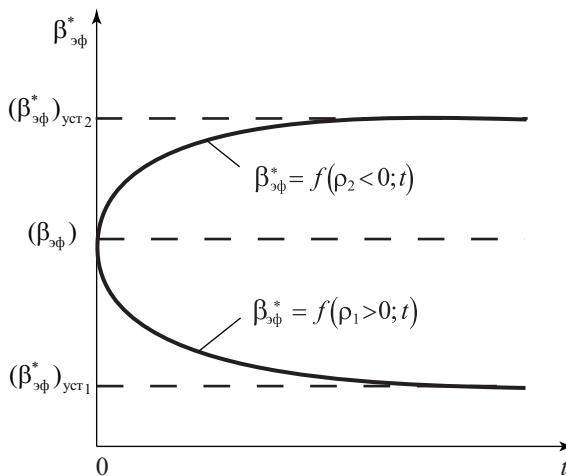


Рис. 3.8. Характер изменения во времени доли запаздывающих нейтронов при возмущениях по реактивности

Так как при  $\rho = 0$   $(\beta_{\text{эф}}^*)_{\text{уст}} = \beta_{\text{эф}}$ , а при  $\rho = \beta_{\text{эф}}$   $(\beta_{\text{эф}}^*)_{\text{уст}} \approx 0$  (поскольку реактор критичен на одних мгновенных нейтронах, вследствие чего быстро возрастает неравенство  $n_{\text{мгн}} \gg n_{\text{зап}}$ ), то в предположении линейной зависимости  $(\beta_{\text{эф}}^*)_{\text{уст}}$  от реактивности можно считать, что

$$(\beta_{\text{эф}}^*)_{\text{уст}} = \beta_{\text{эф}} - \rho. \quad (3.54)$$

С учетом этого равенства уточненная формула для расчета установившегося периода при малых скачках реактивности имеет вид

$$T_e = \frac{\beta_{\text{эф}} - \rho}{\rho} l_{\text{зап}}. \quad (3.55)$$

Сходимость результатов расчета по (3.55) с точными значениями  $T_{e_0}$ , получаемыми из уравнения обратных часов, будет тем выше, чем меньше возмущение  $\rho$ . Для значений  $\rho < 10^{-3}$  формула (3.55) дает результат с погрешностью, не превышающей 22%, при этом периоды получаются завышенными по сравнению с определенными по точной зависимости  $T_{e_0}(\rho)$ .

**Кинетика реактора при отрицательном скачке реактивности.** Выше было показано, что при отрицательном скачке реактивности изменение относительной плотности нейтронов во времени может быть представлено в виде суммы семи экспонент (3.37), каждая из которых имеет отрицательный показатель степени и положительный коэффициент  $A_j$ . Для иллюстрации этого на рис. 3.9 представлены результаты расчета переходного процесса, сопровождающего скачкообразное уменьшение реактивности от 0 до  $-2 \cdot 10^{-2}$  при  $\beta_{\text{эф}} = 0,0064$ .

Как и на рис. 3.6, иллюстрирующем переходный процесс при скачке  $\rho > 0$ , в данном случае начальное значение  $\bar{n} = n/n_0$  в момент  $t = 0$  равно единице.

Это значение  $\bar{n}$  получается в результате суммирования коэффициентов  $A_j$ , так как при  $t = 0$  экспоненты общего решения превращаются в единицы.

На рис. 3.9 показано изменение во времени всех слагаемых общего решения, кроме последнего, так как экспонента  $A_6 \exp(t/T_{e_6})$  примерно в течение 0,4 с достигает практически нулевого значения. Сумма текущих значений слагаемых общего решения дает искомую функцию  $\bar{n}(t)$ .

Физическая интерпретация полученной зависимости  $\bar{n}(\rho, t)$ , как и при положительном скачке реактивности, может быть дана на основе анализа изменения во времени плотности мгновенных и запаздывающих нейтронов. При скачкообразном введении отрицательной реактивности в первую очередь резко уменьшается плотность мгновенных нейтронов. Плотность запаздывающих нейтронов в начальный период после внесения возмущения по реактивности изменяется незначительно, а скорость их генерации определяется относительно высокой концентрацией ядер-предшественников, образовавшихся до внесения возмущения по реактивности, когда

плотность нейтронов была выше текущей. В результате этого испускающиеся в несколько завышенном количестве запаздывающие нейтроны тормозят темп снижения суммарной плотности нейтронов.

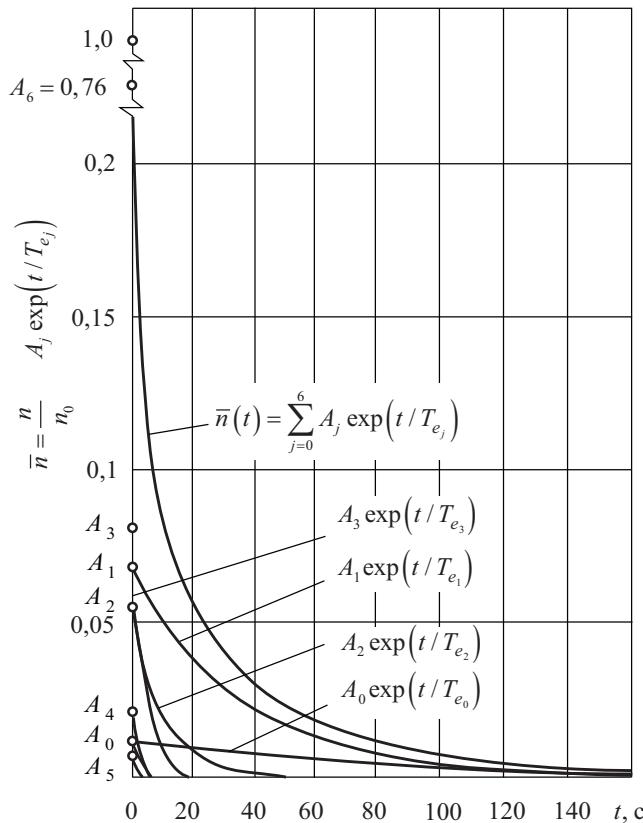


Рис. 3.9. Переходный процесс при  $\rho = -2 \cdot 10^{-2}$

Как видно из рис. 3.9, примерно через 160 с после введения отрицательной реактивности темп снижения относительной плотности нейтронов целиком будет определяться скоростью уменьшения плотности запаздывающих нейтронов, генерируемых наиболее долгоживущими ядрами-предшественниками первой группы. Для  $^{235}\text{U}$  постоянная распада этих ядер-предшественников  $\lambda_1 = 0,0124 \text{ с}^{-1}$ , а установившийся период снижения плотности нейтронов при отрицательном скачке реактивности составляет  $T_e^{\text{уст}} = 1/\lambda_1 = 80,6 \text{ с}$ . Чем больше по абсолютной величине введенная отрицательная реактивность, тем быстрее достигается этот установившийся

период. Снижение плотности нейтронов с установившимся периодом менее 80,6 с при любых отрицательных реактивностях невозможно.

Так же, как и при положительном скачке реактивности, начало переходного процесса при введении отрицательной реактивности характеризуется скачком плотности нейтронов, только теперь в сторону уменьшения. Скачок  $\Delta n$  тем больше, чем больше по абсолютному значению введенная отрицательная реактивность. Для количественной оценки зависимости  $\Delta n(p)$  может быть использовано полученное ранее выражение (3.52), однако в данном случае отрицательный знак реактивности целесообразно учесть отдельно, а реактивность взять по абсолютному значению:

$$\Delta n \approx -n_0 |\rho| / (\beta_{\text{эф}} + |\rho|). \quad (3.56)$$

Сравнив (3.56) с (3.52), легко убедиться, что при одинаковых по абсолютной величине положительном и отрицательном скачках реактивности значение  $|\Delta n|$  больше в случае высвобождения реактивности. Наглядной иллюстрацией этого факта является рис. 3.10, на котором представлены результаты расчета переходных процессов при  $\delta k_{\text{эф}} = \pm 0,0025$ .

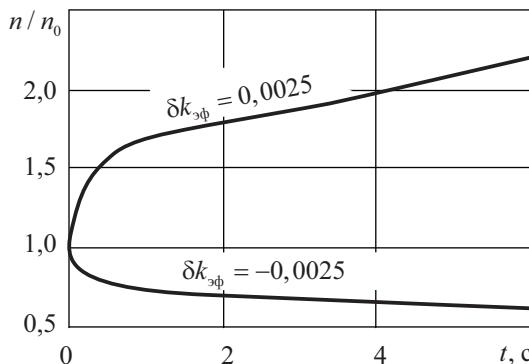


Рис. 3.10. Изменение  $n/n_0$  при скачках реактивности

Существующее неравенство скачков плотности нейтронов при одинаковых по абсолютной величине изменениях реактивности объясняется различным влиянием запаздывающих нейтронов на характер переходного процесса. При  $\delta k_{\text{эф}} > 0$  динамическая доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}^*$  уменьшается, и соответствующее среднее время жизни поколений нейтронов  $\bar{l}^* = l + \beta_{\text{эф}}^* l_{\text{зап}}$  становится меньше стационарного значения  $\bar{l}$ , опре-

деляемого выражением (3.20). В случае  $\delta k_{\text{эф}} < 0$  имеет место обратное соотношение ( $\bar{l}^* > \bar{l}$ ). А чем больше среднее время жизни поколения нейтронов, тем менее интенсивно при прочих равных условиях развивается цепная реакция размножения нейтронов. Это проявляется и в значении скачка плотности нейтронов  $\Delta n$ , и в значении периода  $T_e$ .

**Кинетика реактора при линейном изменении реактивности.** Скачкообразное изменение реактивности может быть реализовано в действительности только при срабатывании аварийной защиты реактора, сопровождающимся введением в активную зону поглощающих стержней за несколько десятых долей секунды. В остальных случаях изменение реактивности происходит плавно, чаще всего по закону, близкому к линейному.

Для анализа кинетики реактора в случаях, когда изменение реактивности является функцией времени, используется полученная ранее система уравнений кинетики (3.34). Но решение этой системы в данном случае усложняется, так как первое уравнение системы становится дифференциальным с переменным коэффициентом  $\rho(t)$ .

Разные подходы к решению уравнений кинетики при изменении реактивности по линейному закону изложены в [3.5]. Там же получена удобная для практических приложений приближенная формула, позволяющая вычислять изменение относительной плотности нейтронов во времени в зависимости от скорости изменения реактивности  $\rho'$  при  $\rho_0 = 0$ :

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(-\frac{t}{l_{\text{зап}}}\right) \left( \frac{\beta_{\text{эф}}}{\beta_{\text{эф}} - \rho' t} \right)^{1 + \beta_{\text{эф}} / (\rho' l_{\text{зап}})}, \quad (3.57)$$

где  $l_{\text{зап}}$  — среднее время жизни запаздывающих нейтронов.

Сопоставление результатов расчета по (3.57) с экспериментальными данными свидетельствует о том, что погрешность вычислений увеличивается по мере возрастания скорости высвобождения реактивности  $\rho'$  и величины высвобожденной реактивности  $\rho = \rho' t$ .

Характер переходных процессов при линейном изменении реактивности в значительной степени отличается от того, который соответствует скачкообразным возмущениям. В этом можно убедиться, сопоставив результаты расчета, представленные на рис. 3.11 и 3.12.

Отличительными чертами переходных процессов, сопровождающих линейные изменения реактивности, являются отсутствие начального скачка плотности нейтронов, а также интенсивное изменение  $n/n_0$  во время внесения возмущения.

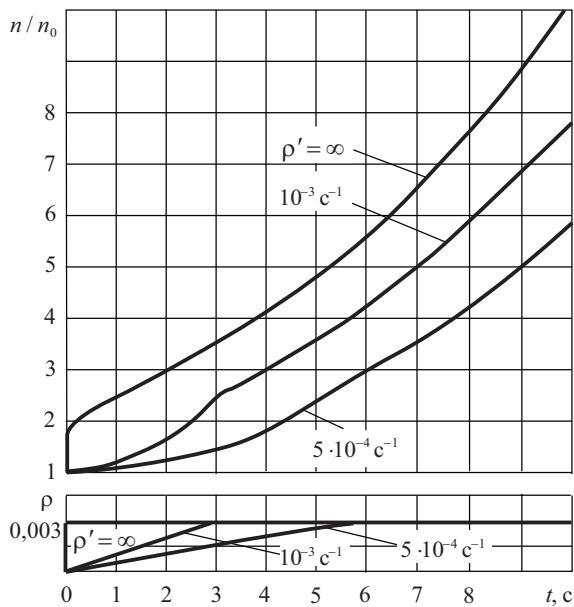


Рис. 3.11. Изменение  $n/n_0$  при увеличении  $\rho$  с разными скоростями

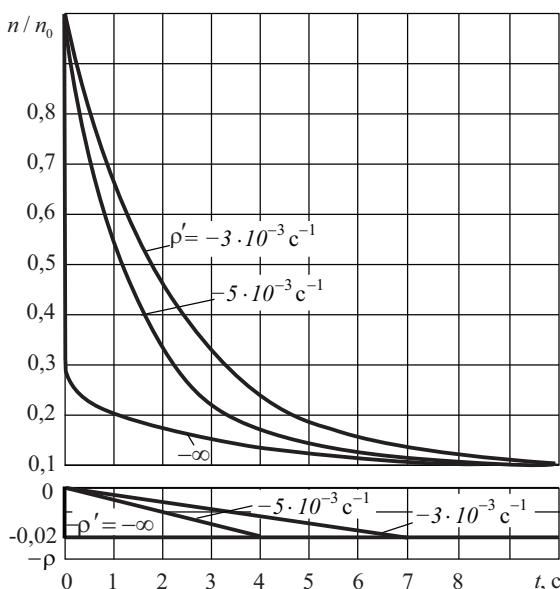


Рис. 3.12. Изменение  $n/n_0$  при уменьшении  $\rho$  с разными скоростями

Переходный процесс при высвобождении реактивности характеризуется постепенно уменьшающимся периодом, который в значительной степени определяется размножением мгновенных нейтронов и не содержит объективной информации о высвобожденной реактивности, как это было при измерении установившегося периода. Только с использованием реактиметра в этом случае можно определить реактивность во время внесения возмущения.

Что касается использовавшихся в ядерной энергетике периодометров, вычисляющих посредством обратного решения элементарного уравнения кинетики реактора  $dn/dt = \eta \delta k_{\text{ш}} / l = n/T_e$  значение периода

$$T_e = n/(dn/dt), \quad (3.58)$$

то их показания во время изменения реактивности непригодны для определения текущего значения  $\rho$  с использованием известной для данного реактора зависимости  $\rho(T_{e_0})$  (см. табл. 3.3). Это видно из сопоставления кривых на рис. 3.13, одна из которых ( $\rho' = 0$ ) построена по данным табл. 3.3, а остальные воспроизводят показания периодометра в процессе внесения возмущений по реактивности (текущее значение  $\rho$  при этом вычисляется как  $\rho' t$ ).

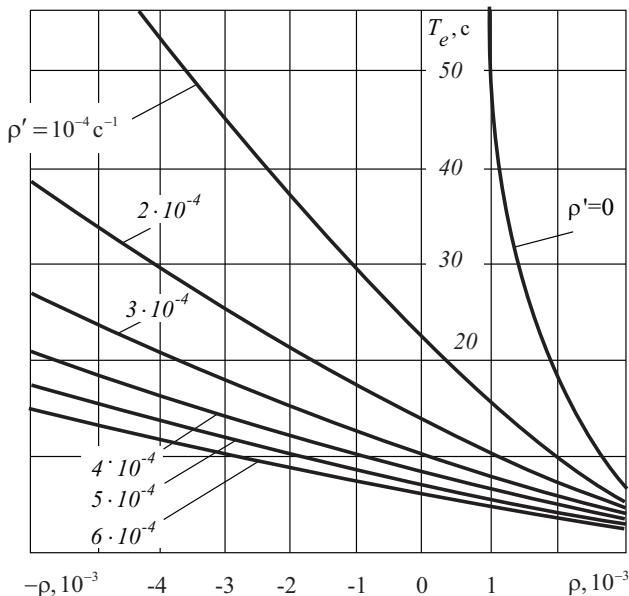


Рис. 3.13. Зависимость мгновенного периода от скорости высвобождения реактивности  $\rho'$  и значения  $\rho$

Даже в подкритическом состоянии реактора при высвобождении реактивности с большой скоростью периодомер может зафиксировать достаточно малое значение периода, свидетельствующее согласно табл. 3.3 о существенной надкритичности.

Именно поэтому при рассмотрении подобных нестационарных процессов говорят о *мгновенных значениях периода*  $T_e^*$ . В случае медленного уменьшения степени подкритичности, когда изменение плотности нейtronов во времени можно вычислить в квазистатическом приближении из (3.11) для подкритического коэффициента умножения

$$n(t) = n_0^{\text{ист}} / \left[ 1 - k_{\phi}(t) \right],$$

значения  $T_e^*$  можно приблизенно определить из (3.58) при подстановке туда выражений для  $n(t)$  и производной  $dn/dt$ :

$$T_e^* = \frac{n(t)}{dn/dt} \approx \frac{1 - k_{\phi}(t)}{dk_{\phi}/dt}. \quad (3.59)$$

Отсюда после подстановки в левую часть приближенного равенства выражения для  $n(t)$  можно получить зависимость, определяющую скорость изменения плотности нейtronов в подкритическом реакторе при линейном уменьшении степени подкритичности:

$$\frac{dn}{dt} \approx \frac{n_0^{\text{ист}}}{\left[ 1 - k_{\phi}(t) \right]^2} \frac{dk_{\phi}}{dt}. \quad (3.60)$$

Из (3.60) следует, что по мере приближения к критическому состоянию скорость нарастания плотности нейtronов быстро увеличивается, хотя скорость уменьшения степени подкритичности остается постоянной. Эту важную особенность кинетики размножения нейtronов нужно иметь в виду для обеспечения безопасности при пуске реактора.

В заключение заметим, что зависимости типа  $n/n_0 = f(\rho', t)$ , две из которых представлены на рис. 3.11, можно пересчитать в функции вида  $\rho = \rho' t = f(\rho', n/n_0)$ , устанавливающие взаимосвязь между скоростью высвобождения реактивности  $\rho'$  и реактивностью  $\rho$ , высвобожденной в момент увеличения исходной плотности нейtronов (начальной мощности реактора) в  $n/n_0$  раз. Результаты такой обработки зависимостей  $n/n_0 = f(\rho', t)$  при  $\rho_0 = 0$  представлены в виде семейства кривых на рис. 3.14.

Из сопоставления приведенных на рисунке зависимостей следует, что при относительно малых скоростях высвобождения реактивности значение  $\rho$ ,

соответствующее данному значению  $n/n_0$ , существенно зависит от скорости высвобождения реактивности  $\rho'$ .

По мере увеличения  $\rho'$  эта зависимость становится все более слабой. Начиная с некоторых больших значений  $\rho'$  реактивность, высвобожденная к моменту увеличения начальной плотности нейтронов до  $n/n_0 \leq 2$ , практически не зависит от скорости высвобождения реактивности и определяется только значением  $n/n_0$ . В [3.7] показано, что при рассмотрении быстротечных процессов продолжительностью не более 0,1 с, когда  $\rho_0 = 0$  и предельное значение  $n/n_0$  не превышает 200—250%, максимальная реактивность, высвобождаемая в переходном процессе, может быть определена из выражения

$$\rho = \beta_{\phi} (1 - n/n_0). \quad (3.61)$$

Эта зависимость представлена на рис. 3.14 в виде предельной кривой, обозначенной «Limit».

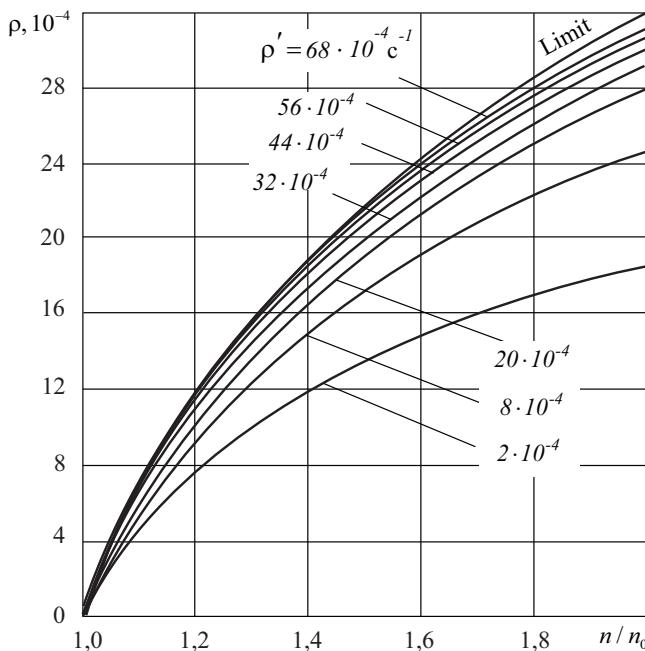


Рис. 3.14. Зависимость  $\rho$  в момент увеличения мощности в  $n/n_0$  раз от скорости  $\rho'$

**Мгновенная критичность реактора.** Мгновенной критичностью реактора называется такое его состояние, когда он критичен только на одних мгновенных нейтронах. Условием достижения мгновенной критичности является соблюдение равенства  $k_{\text{эф}}^{\text{МГН}} = (1 - \beta_{\text{эф}}) k_{\text{эф}} = 1$ . Отсюда  $\beta_{\text{эф}} = (k_{\text{эф}} - 1)/k_{\text{эф}} = \rho$ , т. е. мгновенная критичность наступает при высвобождении реактивности  $\rho = \beta_{\text{эф}}$ .

Столь большое значение реактивности предопределяет разгон реактора с весьма малым периодом. По оценкам [3.8] при скачкообразном высвобождении реактивности  $\rho = \beta_{\text{эф}}$  в первые 1,5 с плотность нейтронов возрастает примерно в 10 раз, что соответствует усредненному периоду  $\bar{T}_e = 0,65$  с, а затем увеличение плотности нейтронов характеризуется установившимся периодом  $T_e = 1,5$  с.

Такое малое значение  $T_e$  объясняется тем, что при достижении мгновенной критичности установившийся период, как и переходные периоды, определяется условиями размножения запаздывающих, и мгновенных нейтронов, в то время как при  $\rho < \beta_{\text{эф}}$  установившийся период определяется главным образом условиями размножения запаздывающих нейтронов, а переходные периоды — условиями размножения мгновенных нейтронов.

При  $\rho > \beta_{\text{эф}}$  достигается *мгновенная надкритичность*, когда условия размножения запаздывающих нейтронов оказывают влияние только на переходные периоды, а установившийся период целиком определяется условиями размножения мгновенных нейтронов. В результате этого при  $\rho > \beta_{\text{эф}}$  период реактора уменьшается до нескольких десятых и даже сотых долей секунды.

Можно показать, что в условиях мгновенной надкритичности процесс увеличения плотности нейтронов с хорошей точностью описывается элементарным уравнением кинетики реактора. Действительно, когда установившийся период  $T_e$  составляет несколько сотых долей секунды, уравнение обратных часов (3.43) упрощается до равенства  $\rho = l/T_e$  так как в этом случае  $\lambda_i T_e \ll 1$  и  $\beta_{\text{эф}} \ll l/T_e$ . Поскольку полученное упрощенное характеристическое уравнение имеет единственный корень, переходный процесс описывается одной экспонентой, аналогичной решению элементарного уравнения кинетики реактора, при составлении которого все нейтроны считались мгновенными.

Ввиду того, что при достижении мгновенной критичности, а особенно мгновенной надкритичности, реактор становится практически неуправ-

ляемым, правилами ядерной безопасности предусмотрены проектные и эксплуатационные мероприятия, исключающие возможность достижения мгновенной критичности. Основные из них заключаются в следующем:

- Органы компенсации запаса реактивности, эффективность<sup>29</sup> которых превышает  $\beta_{\phi}$ , должны обладать малыми скоростями перемещения (несколько миллиметров или десятых долей миллиметра в секунду). Этим достигается ограничение скорости высвобождения реактивности, которая не должна превышать  $0,05\beta_{\phi}$  в секунду. Кроме того, в целях безопасности подъем органов компенсации реактивности осуществляется только шагами с автоматической приостановкой подъема после каждого шага.
- Эффективность одной группы стержней автоматического регулирования не должна превышать  $0,5\beta_{\phi}$ , чтобы любое непроизвольное извлечение группы автоматических регуляторов не могло привести к достижению мгновенной критичности. То же требование относится и к группам стержней аварийной защиты, которые помимо этого должны иметь суммарную эффективность, превышающую по абсолютной величине эффективную долю запаздывающих нейтронов.

В качестве единицы реактивности мы используем  $\beta_{\phi}$ , так как она позволяет судить о близости к состоянию мгновенной критичности. Кроме того, при использовании этой единицы равные возмущения по реактивности одинаково действуют на реакторы с любым видом топлива. Если же измерять реактивность в относительных единицах, то следует помнить, что разным делящимся нуклидам свойственны разные доли запаздывающих нейтронов. Поэтому, например, реактивность 0,003, допустимая для реактора с урановым топливом, у которого  $\beta = 0,0064$ , является недопустимой для реактора с плутониевым топливом, у которого  $\beta = 0,0021$ .

Именно для быстрого реактора с плутониевым топливом рассчитана диаграмма [1.5], представленная на рис. 3.15. На ней область надкритичности на запаздывающих нейтронах обозначена *А*, а область надкритичности на мгновенных нейтронах — *Б*.

Как показали расчеты [1.5], несмотря на относительно малое значение  $\beta$  у реакторов с плутониевым топливом, даже при достижении мгновенной надкритичности переходный процесс следует известной гладкой функции. Это подтвердили исследования на реакторе SEFOR [3.9; 3.10], в процессе

---

<sup>29</sup> Эффективность органа управления реактором численно равна изменению реактивности при полном извлечении из активной зоны данного органа управления.

которых реактор преднамеренно выводился в состояние мгновенной надкритичности, чтобы проверить гасящее действие доплеровского эффекта.

В заключение следует отметить, что вероятность разгона на мгновенных нейтронах у быстрых реакторов значительно меньше, чем у тепловых. Причина в том, что в быстрых реакторах нет необходимости иметь большой запас реактивности на компенсацию выгорания топлива, отравления и других эффектов. А значит, нет тяжелых (имеется в виду эффективность) органов компенсации, несанкционированное извлечение которых могло бы привести к высвобождению большой реактивности. Поскольку выгорание изначально загруженных делящихся нуклидов может быть скомпенсировано воспроизводством вторичных делящихся нуклидов, принципиально можно создать быстрый реактор, имеющий запас реактивности меньше  $\beta_{\text{эф}}$ . Такой реактор никогда не сможет достичь мгновенной критичности.

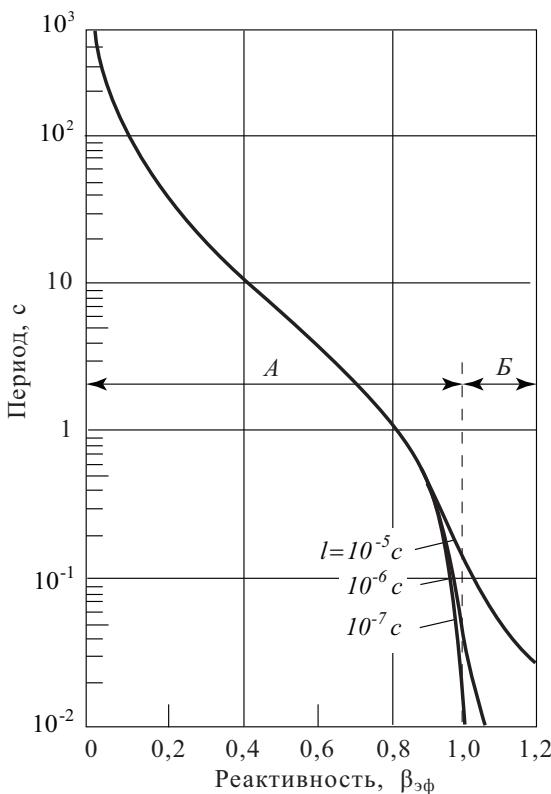


Рис. 3.15. Период разгона быстрого реактора с  $^{239}\text{Pu}$  как функция  $\beta_{\text{эф}}$

### 3.3. Кинетика реактора в энергетических режимах работы

**Оценка допустимых возмущений по реактивности.** До сих пор объектом рассмотрения был «холодный» реактор, изменение плотности нейтронов в котором не приводило к заметным отклонениям температуры ядерного топлива от исходного значения, так как на всех режимах плотность потока нейтронов в топливе оставалась недостаточной для получения ощутимого энерговыделения.

Главная особенность кинетики реактора в энергетических режимах — наличие температурной обратной связи по реактивности, определяющей в значительной степени весь ход нестационарного процесса. Как показано в параграфе 2.1, степень влияния этой обратной связи на условия размножения нейтронов определяется несколькими эффектами, из которых в данном случае наибольший интерес представляет мощностной эффект и особенно его дифференциальная характеристика — *мощностной коэффициент реактивности*  $\alpha_w$ . В параграфе 2.1 отмечалось также, что для хорошего саморегулирования реактора в целях обеспечения устойчивости и безопасности его работы необходимо, чтобы МКР был отрицательным.

Если в результате возмущения по реактивности  $\rho_B$  мощность реактора увеличивается во времени как функция  $\Delta W(t) = W(t) - W_0$ , то очевидно, что рост мощности прекратится, когда будет достигнуто равенство

$$\rho_B + \alpha_w \Delta W = 0. \quad (3.62)$$

Стационарные температурные перепады (разность между интересующей нас температурой, например, оболочки твэла в опасном сечении и температурой теплоносителя на входе в реактор) пропорциональны мощности. Исходя из этого, если обозначить начальное значение температурного перепада  $\Delta T_0$ , а его максимально допустимое значение —  $\Delta T_{\max}$ , можно записать:

$$(1 + \Delta W/W)_0 \Delta T_0 = \Delta T_{\max}. \quad (3.63)$$

Отсюда допустимое внешнее возмущение по реактивности

$$\rho_B = -\alpha_w W_0 (\Delta T_{\max} / \Delta T_0 - 1). \quad (3.64)$$

В [3.11] выполнена оценка этой величины для реактора БН-350 при малых скоростях высвобождения реактивности.

В расчетах использовались два ограничения:

- натрий в самом напряженном канале не закипает;
- температура топлива ни в одной точке активной зоны не достигает температуры плавления.

Температура кипения натрия при давлении на выходе из активной зоны БН-350 равна  $970^{\circ}\text{C}$ . Температура теплоносителя на входе в реактор —  $300^{\circ}\text{C}$  (по условиям расчета она остается постоянной). Таким образом, предельно допустимое значение перепада температур для пункта «а»  $\Delta T_{\max} = 670^{\circ}\text{C}$ .

Температура плавления окисного топлива  $2800^{\circ}\text{C}$ . Поэтому для той же входной температуры применительно к пункту «б»  $\Delta T_{\max} = 2500^{\circ}\text{C}$ .

Исследования выполнялись для двух вариантов температурного осевого расширения: по топливу и по оболочкам твэлов. Результаты расчетов представлены в табл. 3.4. Как видно из таблицы, допустимое возмущение для ограничения «а» в два с лишним раза выше, чем для ограничения «б». Понятно, что при осевом расширении твэлов «по топливу» возмущение больше, чем при расширении «по оболочке».

**Таблица 3.4. Допустимые возмущения по реактивности  
( $\rho \cdot 10^3$ )**

Ограничения	Осевое расширение	
	по топливу	по оболочкам
По кипению теплоносителя	7,6	5,9
По плавлению топлива	3,1	2,4

Наряду с рассмотренным анализом используются поверочные расчеты переходных режимов при несанкционированном высвобождении оперативного запаса реактивности с максимально возможной скоростью. Результаты такого расчета для реактора СВБР-100 приведены в [3.12].

Для анализа выбрана аварийная ситуация, когда при работе установки на номинальной мощности произошло несанкционированное извлечение регулирующего стержня с максимальной скоростью 100 мм/с. При этом была высвобождена реактивность  $0,25\beta_{\text{эфф}}$  при заблокированной системе аварийной защиты. Результаты расчетов представлены на рис. 3.16.

В процессе развития аварийной ситуации подъем мощности происходит вначале до уровня примерно  $1,6 W_{\text{ном}}$ , а затем в режиме саморегулирования за счет влияния отрицательных температурных обратных связей стабилизируется на уровне  $1,51 W_{\text{ном}}$ .

Проведенные расчеты показали также, что при высвобождении реактивности  $0,25\beta_{\text{эфф}}$  на номинальной мощности без срабатывания аварийной защиты происходит увеличение температуры теплоносителя на выходе из реактора до  $569^{\circ}\text{C}$ , а максимальной температуры оболочки — до  $590^{\circ}\text{C}$ .

(без учета факторов перегрева), что существенно ниже кратковременно допустимых температур для материалов оборудования первого контура.

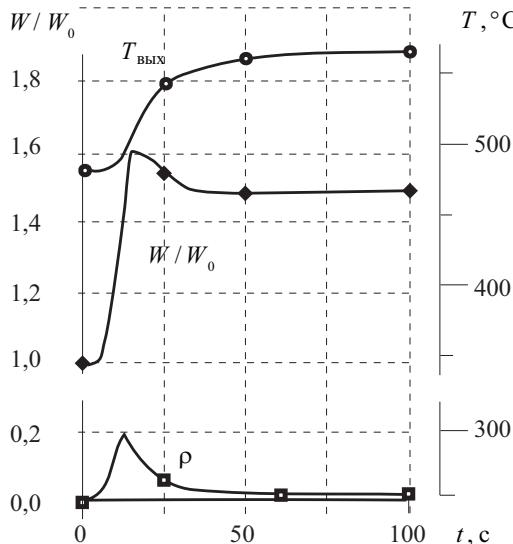


Рис. 3.16. Процесс саморегулирования СВБР при возмущении по реактивности

#### Влияние скорости возмущений по реактивности на динамику процесса.

Результаты вычислений, представленные в табл. 3.4 получены для реактора БН-350 в предположении о чрезвычайно малых скоростях высвобождения реактивности. Настолько малых, что переходные процессы можно рассматривать как квазистационарные, т. е. такие, в которых температура увеличивается монотонно без подъема выше конечного стационарного значения.

Здесь мы рассмотрим немонотонные переходные процессы, вызванные высвобождением реактивностей, больших по величине и быстрых по сравнению с инерционностью твэлов. В качестве примера будем использовать результаты расчета, приведенные в табл. 3.4.

Например, там указано, что при учете осевого расширения твэлов «по топливу» медленное высвобождение реактивности  $7,6 \cdot 10^{-3}$  не приводит к кипению натрия в реакторе БН-350. Но это значение реактивности превышает долю запаздывающих нейтронов. Если бы она была высвобождена скачкообразно, была бы достигнута мгновенная надкритичность, произошли бы разгон реактора на мгновенных нейтронах и расплавление его активной зоны.

Такой же результат можно было бы получить при высвобождении этой реактивности постепенно, но за время, недостаточное для того, чтобы от-

рицательные температурные эффекты реактивности успели скомпенсировать внешнее возмущение.

Если возмущение по реактивности уменьшить до  $5,9 \cdot 10^{-3}$  (в табл. 3.4 эта реактивность указана как допустимая по кипению Na при учете расширения тзвэлов «по оболочке»), то ее плавное и быстрое высвобождение приводит к монотонному изменению температур при любых скоростях возмущения. На рис. 3.17 и 3.18 представлены результаты расчета переходных процессов в реакторе для скачкообразного и линейного высвобождения реактивности  $5,9 \cdot 10^{-3}$  [3.11].

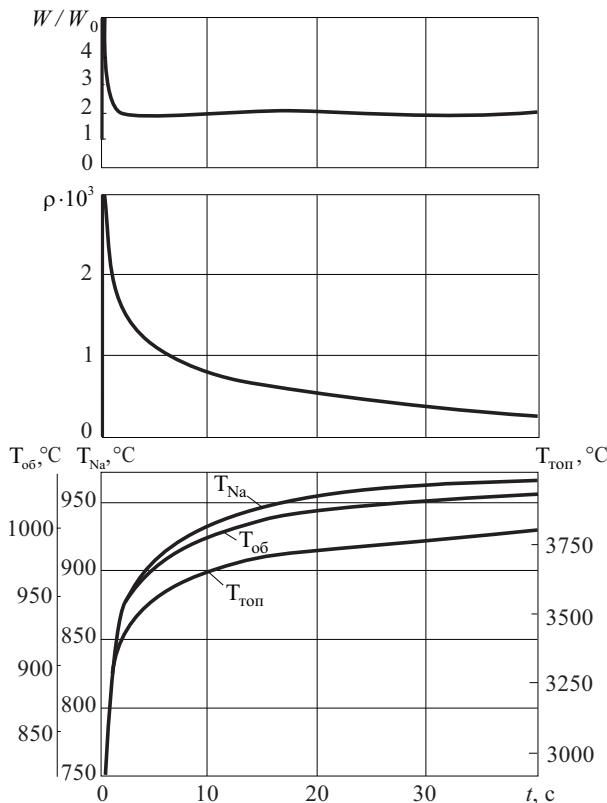


Рис. 3.17. Результат скачкообразного высвобождения реактивности  $5,9 \cdot 10^{-3}$

Хотя в обоих случаях мощность реактора изменяется немонотонно (при скачке  $\rho$  она вначале увеличивается более чем в пять раз), температуры натрия  $T_{\text{Na}}$ , внутренней поверхности оболочки  $T_{\text{об}}$  и топлива в центре твэла  $T_{\text{топ}}$  не поднимаются выше конечных стационарных значений.

Анализируя результаты, следует обратить внимание на то, что расчетная температура топлива в рассмотренных процессах превышает температуру его плавления, т. е. топливо плавится в центральной части твэлов. Кроме того, температура на внутренней поверхности оболочки достигает 1000°C, что приводит к очень быстрому ее разрушению, особенно в конце кампании.

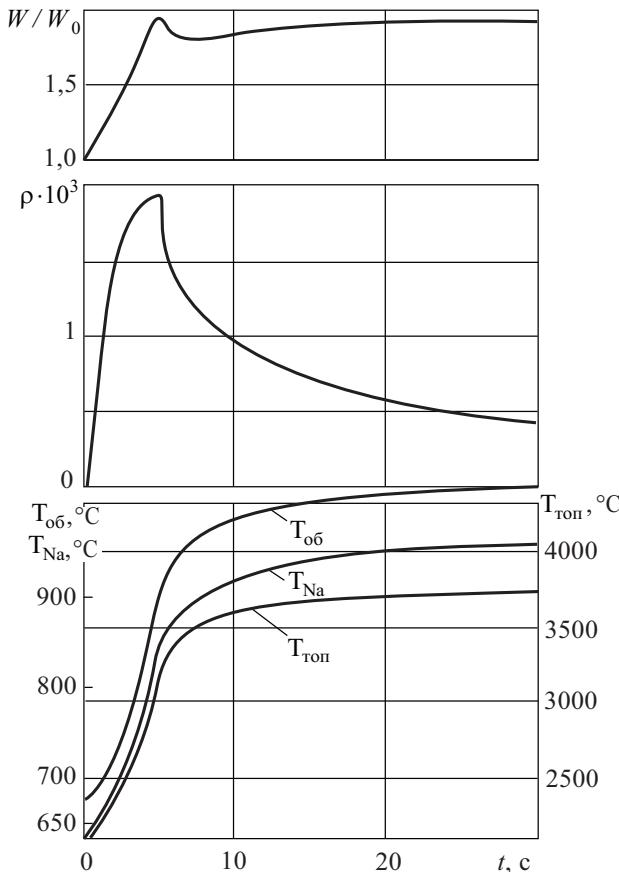


Рис. 3.18. Результат высвобождения реактивности  $5,9 \cdot 10^{-3}$  за 5 с

В результате расчетных исследований [3.11] был определен также уровень допустимых возмущений по реактивности для реактора БН-350. Было установлено, что (при любой скорости высвобождения) допустимой можно считать реактивность  $2,4 \cdot 10^{-3}$ . Даже при наиболее неблагоприятных предположениях о механизме осевого расширения твэлов (см. табл. 3.4) и скачкообразном высвобождении реактивности  $2,4 \cdot 10^{-3}$  начальный выбег мощности не превысил 150% (см. рис.3.19), а температура топлива в самом тепло-

напряженном твэле не достигла температуры плавления. Температура оболочек твэлов при этом не превысила 820 °C, а максимальная температура натрия была ниже температуры его кипения более чем на 200 °C.

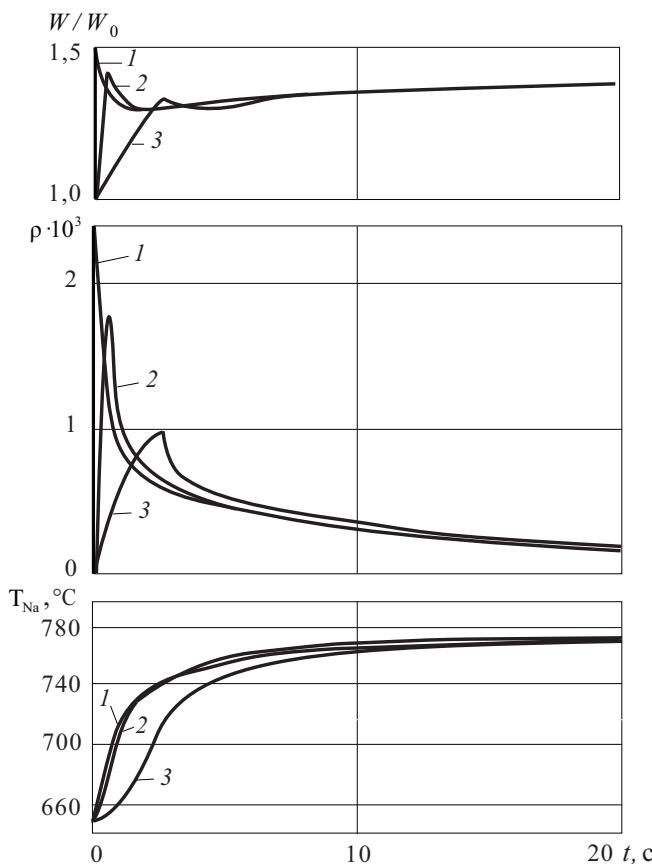


Рис. 3.19. Результат высвобождения  $\rho = 2,4 \cdot 10^{-3}$ :

1 — скачком, 2 — за 1 с, 3 — за 5 с

Мы рассматривали достаточно быстротечные процессы, сопровождающие высвобождение реактивности. Поэтому одним из условий моделирования было постоянство температуры теплоносителя на входе в реактор. В общем случае математическая модель дополняется уравнениями нестационарного теплообмена в парогенераторе и уравнениями, учитывающими транспортное запаздывание при перемещении фронта температурной волны от выхода из реактора до входа в него [3.6].

## Глава 4. Выгорание и воспроизведение делящихся материалов

### 4.1. Выгорание ядерного топлива

**Характеристики выгорания ядерного топлива.** Под *выгоранием* ядерного топлива подразумевают процесс уменьшения концентрации первоначально загруженных в активную зону делящихся нуклидов.

Для количественной оценки выгорания топлива используют физическую единицу *глубина выгорания*, которая имеет несколько определений. Чаще всего глубину выгорания определяют как отношение энерговыработки  $Q_{\text{к}}$  за перегрузочный интервал времени  $t_{\text{п}}$  к массе первоначально загруженных делящихся нуклидов  $G_{\text{дн}}$ , и измеряют в МВт·сут./кг (или ГВт·сут/т) <sup>30</sup>:

$$B_1 = Q_{\text{к}} / G_{\text{дн}} .$$

Масса делящихся нуклидов определяется как масса оксидного топлива  $G_{\text{окс}}$ , умноженная на отношение атомной массы топлива к молекулярной массе оксида (для уран-плутониевого топлива это отношение можно считать равным 238/270):

$$G_{\text{дн}} = G_{\text{окс}} (238 / 270) .$$

Поскольку в течение перегрузочного интервала времени реактор работает на разных уровнях мощности, а в расчете нужно использовать номинальную мощность  $W_{\text{ном}}$ , необходимо перейти от хронологического времени  $t_{\text{п}}$  ко времени работы на номинальной мощности:  $t_{\text{ном}} = t_{\text{п}} f$ , где  $f$  — коэффициент использования установленной мощности реактора <sup>31</sup>.

---

<sup>30</sup> При такой трактовке наряду с термином «глубина выгорания» используется термин «энерговыработка топлива».

<sup>31</sup> Коэффициент использования установленной мощности — это отношение средней мощности реактора  $W_{\text{ср}} = \sum_{i=1}^n W_i t_i$  за календарный период его эксплуатации (в нашем случае — за время  $t_{\text{п}}$ ) к его номинальной мощности  $W_{\text{ном}}$ .

В соответствии с приведенным выше определением глубины выгорания топлива и с учетом сделанных пояснений можно записать:

$$B_1 = \frac{W_{\text{ном}} t_{\text{ц}} f}{(238 / 270) G_{\text{окс}}}. \quad (4.1)$$

Если в качестве примера задаться значениями:  $W_{\text{ном}} = 400 \text{ МВт}$ ;  $t_{\text{ц}} = 2 \text{ года} = 730 \text{ сут.}$ ;  $f = 0,8$ ;  $G_{\text{окс}} = 4000 \text{ кг}$ , то в результате вычислений по (4.1) получим глубину выгорания  $66 \text{ МВт}\cdot\text{сут.}/\text{кг}$ .

По данным [1.5] допустимая глубина выгорания, равная примерно  $80 \text{ МВт}\cdot\text{сут.}/\text{кг}$ , для большинства тепловыделяющих сборок в активной зоне быстрого реактора достигается за два-три года, и лишь периферийные сборки могут облучаться в течение четырех лет. Проектировщики быстрых реакторов с оксидным топливом стремятся к достижению энерговыработки порядка  $100 \text{ МВт}\cdot\text{сут.}/\text{кг}$ . В первоначальных проектах реактора БН этот показатель снижен из-за неблагоприятных радиационных свойств конструкционных материалов.

Другое определение глубины выгорания учитывает долю ядер, разделившихся в течение перегрузочного интервала времени  $t_{\text{ц}}$ . Она определяется как отношение массы выгоревших делящихся нуклидов  $G_{\text{выг}}$  к их начальной загрузке  $G_0$  и измеряется в процентах:  $B_2 = (G_{\text{выг}} / G_0)100$ .

Если в активную зону загружено смешанное топливо, содержащее  $m$  делящихся нуклидов с начальной ядерной плотностью  $N_{m_0}$  и микроскопическими сечениями деления  $\sigma_{f_m}$ , то при средней плотности потока нейтронов  $\Phi$ , нейтр.  $/(cm^2 \cdot s)$ , перегрузочном интервале времени  $t_{\text{ц}}$  и коэффициенте использования мощности  $f$

$$B_2 = 100 \frac{\sum_m N_m \sigma_{f_m} \Phi t_{\text{ц}} f}{\sum_m N_{m_0}}. \quad (4.2)$$

Для установления соотношения между  $B_1$  и  $B_2$  выразим в (4.1) номинальную мощность реактора через частоту реакций деления <sup>32</sup>  $\Phi \Sigma_f$  и коэффициент перевода  $2,9 \cdot 10^{16}$  дел.  $/(M\text{Вт}\cdot\text{сут.})$ , а также учтем объемную долю  $F$  оксидного топлива в активной зоне и усредненную плотность  $\rho_{\text{окс}}$

---

<sup>32</sup> Предполагается, что произведение  $\Phi \Sigma_f$  не зависит от времени.

топлива в зоне. Тогда с учетом переводных коэффициентов  $10^{-3}$  кг/г и 86 400 с/сут. будем иметь:

$$B_1 = \frac{\Sigma_f \Phi t_{\text{ц}} f}{2,9 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-3} \cdot 86400 (238/270) F \rho_{\text{окс}}}.$$
 (4.3)

Соотношение между (4.1) и (4.2) получим в результате деления (4.3) на (4.2). Если при этом в (4.3) использовать для вычисления ядерной плотности топлива число Авогадро  $6,022 \cdot 10^{23}$ , то в результате деления после сокращений получим

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{2,9 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-3} \cdot 86400 \cdot 100 \cdot 238} \approx 10.$$

То есть 1% выгоревших делящихся нуклидов примерно соответствует глубине выгорания 10 МВт·сут./кг. Значит, в новых единицах результатом приведенного выше примера будет глубина выгорания 6,6%.

**Пути увеличения глубины выгорания топлива.** Вполне понятно, что из экономических и эксплуатационных соображений желательно иметь как можно большую глубину выгорания ядерного топлива. Однако время облучения топлива в реакторе ограничивается радиационными повреждениями топлива, оболочек твэлов и чехлов (в частности, распуханием). Исчерпание запаса реактивности в быстрых реакторах не является ограничивающим фактором.

Из-за неравномерности нейтронного поля глубина выгорания топлива в разных областях активной зоны различна. В центре зоны топливо выгорает быстрее, чем на периферии, хотя это различие со временем несколько уменьшается. Для увеличения средней глубины выгорания нужно принять меры к выравниванию нейтронного поля.

Весьма эффективным способом увеличения средней глубины выгорания является *частичная перегрузка активной зоны*. Смысл ее состоит в том, что активная зона делится на несколько концентрических областей для поочередной выгрузки из них отработавших ТВС и замены их тепловыделяющими сборками со свежим топливом. При этом выгруженное топливо отправляется на расхолаживание, регенерацию (заключающуюся в удалении из отработавшего топлива продуктов деления) и изготовление новой партии ТВС.

При эксплуатации реактора БН-600 достигнута средняя глубина выгорания 6% и максимальная глубина 12%. Такая же глубина выгорания планируется для реактора СВБР-100 при использовании оксидного таблеточного топлива. Это должно обеспечить продолжительность кампании примерно семь лет.

Наряду с выравниванием нейтронного поля увеличение глубины выгорания топлива достигается за счет создания надежных твэлов, сохраняющих

работоспособность в течение длительных облучений. При этом должны учитываться следующие физико-механические процессы, происходящие в системе топливо — оболочка:

1. Важнейшим условием длительной работоспособности твэла является правильный выбор внутренней пористости топливного сердечника (с учетом зазора между топливом и оболочкой) для исключения деформирующего воздействия сердечника на оболочку при распускании топлива. Наиболее просто эта задача решается для окисного топлива, которое после выгорания примерно 3% делящихся нуклидов практически полностью (на 80—90%) освобождается от газообразных продуктов деления. Поэтому его распускание при глубоком выгорании минимально по сравнению с другими видами топлива. Например, объемное распускание  $\text{UO}_2$  и  $(\text{Pu}_{0,2}\text{U}_{0,8})\text{O}_2$  составляет около 1% на процент выгорания.
2. Вследствие низкой теплопроводности топливной керамики при тепловых нагрузках, характерных для реакторов на быстрых нейтронах (линейная мощность 500—600 Вт/см), температура в центре топливного сердечника близка к температуре плавления топлива. Чтобы это не ограничивало возможность увеличения диаметра твэла, по оси сердечника делается отверстие, смягчающее температурные ограничения и увеличивающее пористость, необходимую для компенсации осколочного распускания топлива при большой глубине выгорания.
3. При большой глубине выгорания смешанного окисного топлива происходит коррозионное воздействие продуктов деления (в первую очередь цезия, теллура и йода) на оболочку твэла. Глубина повреждения оболочки увеличивается с накоплением осколков и при выгорании 100 МВт·сут./кг достигает примерно 100 мкм [1.2]. Этот эффект можно уменьшить за счет использования окиси с некоторым недостатком кислорода. В этом случае при толщине оболочки твэла 0,35—0,40 мм коррозия может не считаться фактором, лимитирующим глубину выгорания.

Особые перспективы сулит переход от оксидного уранового таблеточного топлива к MOX-топливу<sup>33</sup> и в более отдаленном будущем — к плотному (нитридному) топливу. По оценкам, сделанным в Государственном научном центре «Физико-энергетический институт им. академика А. И. Лейпунского» для реактора СВБР-100 в первом случае средняя глубина выгорания может быть увеличена до 9% и продолжительность кам-

---

<sup>33</sup> MOX-топливо — смешанное уран-плутониевое топливо на базе диоксидов  $\text{UO}_2$  и  $\text{PuO}_2$  (Mixed-Oxide). Для производства MOX-топлива может использоваться обедненный уран с перерабатывающих заводов или из отходов обогатительных производств, а также природный уран. Плутониевый компонент MOX-топлива выделяется из отработавшего топлива ядерных реакторов.

пании — до 10 лет, а во втором случае средняя глубина выгорания может достичь 12% при длительности кампании 15—20 лет.

## 4.2. Воспроизводство ядерного топлива

**Физические принципы воспроизводства.** Единственными природными веществами, способными расщепляться при бомбардировке нейtronами, являются  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . При этом  $^{235}\text{U}$  делится нейtronами всех энергий, а  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  — только теми нейtronами, энергия которых превышает 1,1 МэВ (см. рис. 1.5). Именно по этой причине  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  используют не в качестве самостоятельного ядерного топлива, а как сырьевые нуклиды, в результате облучения которых получаются пригодные для самостоятельного использования вторичные делящиеся вещества: из  $^{238}\text{U}$  —  $^{239}\text{Pu}$ , а из  $^{232}\text{Th}$  —  $^{233}\text{U}$ . И тот, и другой вторичные нуклиды делятся нейtronами всех энергий. Этот процесс переработки сырьевых нуклидов во вторичные делящиеся вещества называется *воспроизведением* ядерного топлива.

Из сказанного следует, что принципиально можно реализовать два способа получения вторичных делящиеся веществ. Их принято называть *урановым* (или *уран-плутониевым*) и *ториевым* топливными циклами.

Мерой эффективности топливного цикла является *коэффициент конверсии*, имеющий несколько определений. Одно из них формулируется так: коэффициент конверсии — это отношение скорости накопления новых делящихся веществ к скорости выгорания первоначально загруженных делящихся веществ:

$$R = \frac{dN_{\text{пр}}}{dt} \Bigg/ \left| \frac{dN_{\text{выг}}}{dt} \right| = \left| \frac{dN_{\text{пр}}}{dN_{\text{выг}}} \right|, \quad (4.4)$$

где  $dN_{\text{пр}}$  — изменение концентрации произведенного делящегося вещества;  $dN_{\text{выг}}$  — изменение концентрации выгоревшего делящегося вещества.

Таким образом, коэффициент конверсии представляет собой среднее число ядер нового делящегося вещества, приходящихся на одно выгоревшее ядро первоначальной загрузки.

Поскольку зависимости, определяющие скорость изменения названных концентраций, нелинейны, то коэффициент конверсии в принятой трактовке является функцией времени, т. е. это дифференциальная характеристика. Для получения среднего значения коэффициента конверсии за перегрузочный интервал времени  $t_{\text{ц}}$  нужно выполнить интегрирование:

$$\bar{R} = \frac{1}{t_{\text{пп}}} \int_0^{t_{\text{пп}}} R(t) dt. \quad (4.5)$$

По-другому коэффициент конверсии определяется как отношение количества делящихся веществ  $G_{\text{пп}}$ , произведенных за перегрузочный интервал времени  $t_{\text{пп}}$ , к количеству делящихся веществ  $G_{\text{выг}}$ , выгоревших за это время:

$$R = G_{\text{пп}} / G_{\text{выг}}. \quad (4.6)$$

Реакторы, у которых коэффициент конверсии  $R \leq 1$ , называют *конвертерами*<sup>34</sup>, а реакторы с  $R > 1$  — *размножителями* или *бридерами*. Соответственно мерой эффективности размножителей является не коэффициент конверсии, а *коэффициент воспроизводства*<sup>35</sup> (КВ), который вычисляется также по формуле (4.6).

В реакторах-размножителях со специальной зоной воспроизводства, загруженной сырьевым материалом, коэффициент воспроизводства активной зоны (его называют также *внутренним коэффициентом воспроизводства*) может быть меньше единицы. Но в целом для реактора с учетом зоны воспроизводства КВ  $> 1$ .

Возможны следующие типы классических конвертеров и размножителей:

$5 \rightarrow 9$  — сжигается  $^{235}\text{U}$ , производится  $^{239}\text{Pu}$  (урановый цикл);

$5 \rightarrow 3$  — сжигается  $^{235}\text{U}$ , производится  $^{233}\text{U}$  (ториевый цикл);

$9 \rightarrow 3$  — сжигается  $^{239}\text{Pu}$ , производится  $^{233}\text{U}$  (ториевый цикл);

$5, 9 \rightarrow 9$  — сжигается  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , производится  $^{239}\text{Pu}$  (уран-плутониевый цикл).

В настоящее время наиболее распространен режим переработки  $5 \rightarrow 9$  с небольшим коэффициентом конверсии. Такими конвертерами являются практически все энергетические реакторы на тепловых нейтронах. Первая загрузка быстрых реакторов БН-350 и БН-600 также соответствовала режиму конверсии  $5 \rightarrow 9$ . В смешанном режиме работал французский реактор

---

<sup>34</sup> Часто в качестве признака конвертера используют не величину  $R$ , а то, что в этих реакторах из сырьевого вещества получается делящийся нуклид, отличный от основного.

<sup>35</sup> На практике *коэффициент воспроизводства* часто отождествляют с *коэффициентом конверсии* и даже при  $G_{\text{пп}} < G_{\text{выг}}$  говорят о коэффициенте воспроизводства.

«Феникс»<sup>36</sup>. Первоначально он был запущен как конвертер, а затем был переведен в режим размножителя.

Приведенные выше типы конвертеров и размножителей названы *классическими* потому, что в общем случае исходный делящийся нуклид может быть не единственным в топливной композиции. Так, чисто урановые топливные загрузки быстрых реакторов с тяжелым жидкокометаллическим теплоносителем уже сейчас рассматриваются только как стартовые. По мере накопления запасов плутония будет использоваться смешанное уран-плутониевое топливо, а в дальнейшем может быть реализован замкнутый цикл по схеме 9→9.

Так как запасы урана и тория на земном шаре соизмеримы<sup>37</sup>, урановый и ториевый циклы заслуживают примерно одинакового внимания. Тем не менее сейчас в большей степени разработана технология уранового цикла, поскольку этот цикл был развит для военных целей. При этом наиболее благоприятный для воспроизведения топлива нейтронный баланс получается при работе быстрого реактора на плутонии. Причина в следующем.

Известно, что среднее число нейтронов, приходящихся на один акт поглощения, определяется равенством

$$\eta = v\sigma_f / (\sigma_f + \sigma_c) = v / (1 + \alpha), \quad (4.7)$$

где  $v$  — среднее число нейтронов, приходящихся на один акт деления;  $\sigma_f$  и  $\sigma_c$  — микроскопические сечения деления и радиационного захвата;  $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$ .

Для всех делящихся нуклидов значение  $v$  практически не зависит от энергии нейтронов вплоть до энергий примерно 1 МэВ и медленно возрастает при дальнейшем увеличении энергии нейтронов. Значение  $\alpha$  существенно зависит от вида делящегося нуклида и энергии нейтронов (см. рис. 1.6). Если использовать известные функции  $v(E)$  и  $\alpha(E)$  для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и произвести вычисления по (4.7), получим соответствующие зависимости  $\eta(E)$ , представленные на рис. 4.1.

Рассмотрим намеренно упрощенный нейтронный баланс на примере одного нейтрона, чтобы на качественном уровне показать преимущества  $^{239}\text{Pu}$  как наилучшего делящегося нуклида в быстром реакторе-размножителе.

<sup>36</sup> «Феникс» — быстрый реактор с натриевым теплоносителем, мощность (электрическая) 255 МВт, введен в эксплуатацию в 1973 г.

<sup>37</sup> Мировые запасы доступного для добычи тория по данным Службы геологической разведки США (1999 г.) составляют 1 200 тыс. т [4.1].

В соответствии с определением при поглощении одного нейтрана рождается  $\eta$  нейтронов следующего поколения и в результате деления будет уничтожено одно ядро из первичной загрузки топлива.

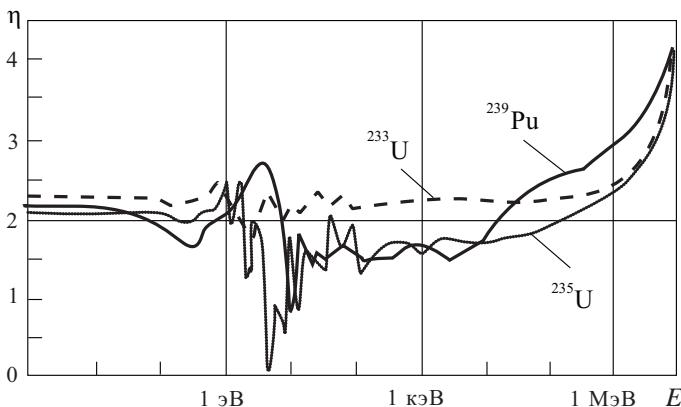


Рис. 4.1. Зависимость  $\eta$  от энергии нейтронов

Один нейтрон нового поколения необходим для поддержания цепной реакции,  $m$  нейтронов будут непроизводительно потеряны вследствие утечки из реактора и поглощения всеми имеющимися в зоне материалами кроме сырьевых веществ и делящихся нуклидов. И наконец, оставшиеся  $[\eta - (1+m)]$  нейтронов будут поглощены сырьевыми веществами, в результате чего рождается столько же воспроизводимых делящихся ядер<sup>38</sup>. Поскольку на одно уничтоженное ядро приходится  $[\eta - (1+m)]$  новых делящихся ядер, коэффициент воспроизводства можно оценить по формуле

$$\text{КВ} = [\eta - (1+m)]. \quad (4.8)$$

Если поставить задачу, чтобы коэффициент воспроизводства был не меньше единицы, то (4.8) можно переписать в виде  $[\eta - (1+m)] \geq 1$ . Отсюда  $\eta \geq 2 + m$ . А так как слагаемое  $m$ , учитывающее утечку и непроизводительный захват нейтронов, всегда положительно, упрощенный минимальный критерий воспроизводства имеет вид  $\eta > 2$ .

<sup>38</sup> Фактически новых ядер будет не столько же, так как часть сырьевых ядер при поглощении нейтронов разделится, но для приближенной оценки этими делениями можно пренебречь.

Из (4.8) следует прямая пропорциональная зависимость коэффициента воспроизведения от  $\eta$ . Если теперь обратиться к рис. 4.1, на который нанесена граничная линия  $\eta = 2$ , памятуя, что в быстрых реакторах около 90% актов поглощения нейтронов происходит при энергиях более 10 кэВ, становится очевидно, что наибольший коэффициент воспроизведения можно получить в быстрых реакторах с плутониевым топливом, ибо в диапазоне высоких энергий он имеет наибольшее значение  $\eta$ . На этом же рисунке видно, что к увеличению  $\eta$ , а значит, и коэффициента воспроизведения, ведет ужесточение спектра нейтронов в реакторе.

В [1.2] приведены приблизительные оценки коэффициентов воспроизведения для энергетических быстрых реакторов с натриевым теплоносителем и окисным топливом:

$$\text{основное топливо } {}^{235}\text{U} — KB \approx 1,29;$$

$$\text{основное топливо } {}^{233}\text{U} — KB \approx 1,44;$$

$$\text{основное топливо } {}^{239}\text{Pu} — KB \approx 1,66.$$

Полученные результаты полностью подтверждают закономерности, полученные в результате анализа рис. 4.1.

В заключение введем еще один важный параметр воспроизведения — время удвоения топлива. Существует несколько определений этого технико-экономического показателя. Простейший из них — *реакторное время удвоения*, под которым понимается время, в течение которого в реакторе производится избыточное количество делящихся нуклидов, достаточное для критической загрузки идентичного реактора.

**Кинетика выгорания и воспроизведения топлива.** Из всех возможных вариантов воспроизведения для определенности выберем урановый топливный цикл, в котором сжигается уран, а производится плутоний.

Скорость выгорания  ${}^{235}\text{U}$  в 1 см<sup>3</sup> топлива определяется очевидным равенством

$$\frac{dN_5}{dt} = -N_5 \sigma_{a_5} \Phi f, \quad (4.9)$$

где  $N_5$  — концентрация ядер  ${}^{235}\text{U}$ , ядер/см<sup>3</sup>;  $\sigma_{a_5}$  — микроскопическое сечение поглощения нейтронов ядрами  ${}^{235}\text{U}$ , см<sup>2</sup>;  $\Phi$  — номинальная

плотность потока нейtronов, нейтр. / (см<sup>2</sup> · с);  $f$  — коэффициент использования установленной мощности<sup>39</sup>.

Для составления уравнений кинетики воспроизведения рассмотрим цепочку ядерных превращений, приводящих к образованию изотопов plutония:

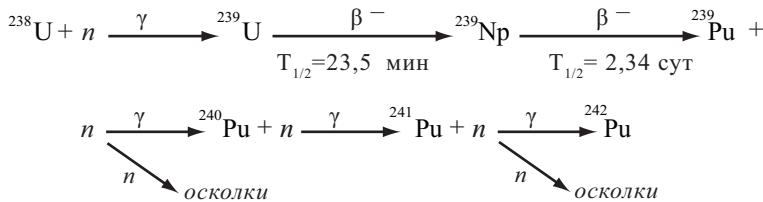


Рис. 4.2. Цепочка превращений  $^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$

На рис. 4.2 показаны не все превращения, а лишь те, которые представляют наибольший интерес. Но и эту сокращенную цепочку обычно упрощают, исключая из рассмотрения  $^{239}\text{U}$  и  $^{239}\text{Np}$  из-за того, что их периоды полу-распада (23,5 мин, и 2,34 сут.) малы по сравнению со временем, необходимым для заметного изменения концентраций изотопов plutония.

В результате кинетика воспроизведения описывается пятью дифференциальными уравнениями — для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ .

Кинетику превращений нуклидов можно рассматривать с единой физической точки зрения, если представить скорость изменения концентрации произвольного  $i$ -го нуклида в виде

$$\frac{dN_i}{dt} = \left[ \begin{array}{l} \text{Скорость образо-} \\ \text{вания } i\text{-го нуклида} \end{array} \right] - \left[ \begin{array}{l} \text{Скорость выгора-} \\ \text{ния } i\text{-го нуклида} \end{array} \right] - \left[ \begin{array}{l} \text{Скорость распа-} \\ \text{да } i\text{-го нуклида} \end{array} \right]. \quad (4.10)$$

Поскольку  $^{238}\text{U}$  не образуется и практически не распадается, в уравнении для него учитывается только скорость выгорания. По аналогии с (4.9) можно записать<sup>40</sup>:

<sup>39</sup> Понятие коэффициента использования установленной мощности введено в формуле (4.1) применительно к мощности реактора. Но поскольку мощность  $W$  пропорциональна  $\Phi$ , тот же коэффициент справедлив и в данном случае.

$$\frac{dN_8}{dt} = -N_8 \sigma_{a_8} \Phi f. \quad (4.11)$$

Уравнения для четырех изотопов плутония имеют вид:

$$\frac{dN_9}{dt} = N_8 \sigma_{c_8} \Phi f - N_9 \sigma_{a_9} \Phi f, \quad (4.12)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = N_9 \sigma_{c_9} \Phi f - N_0 \sigma_{c_0} \Phi f, \quad (4.13)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_0 \sigma_{c_0} \Phi f - N_1 \sigma_{a_1} \Phi f - \lambda_1 N_1, \quad (4.14)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 \sigma_{c_1} \Phi f - N_2 \sigma_{c_2} \Phi f. \quad (4.15)$$

В уравнениях для изотопов  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  учитывается скорость образования и скорость выгорания нуклидов. При этом первые слагаемые (скорость образования) везде учитывают только радиационный захват нейтронов ядрами-предшественниками. Вторые слагаемые (скорость выгорания) для делящихся нуклидов ( $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ ) учитывают и захват, и деление ( $\sigma_{a_i}$ ), а для неделящихся нуклидов — только захват ( $\sigma_{c_i}$ ). Кроме того, поскольку изотоп  $^{241}\text{Pu}$  нестабилен (его период полураспада 14,3 года), в уравнении (4.14) учтена убыль этого нуклида за счет радиоактивного распада —  $\lambda_1 N_1$ .

Кинетику воспроизведения обычно моделируют на компьютере [4.2] посредством решения системы дифференциальных уравнений (4.11)–(4.15) при различных начальных условиях и разных управляющих воздействиях. Однако некоторые программы расчета топливного цикла (например, FUMBLE) основаны на аналитическом решении уравнений выгорания и воспроизведения, в котором скорости нейтронных реакций определяются с использованием одногрупповых эффективных сечений радиационного захвата и деления. Такие решения уравнений кинетики представлены, например, в [1.5; 4.3].

<sup>40</sup> Сомножитель  $\sigma_{a_8} = \sigma_{f_8} + \sigma_{c_8}$  учитывает, что концентрация ядер  $^{238}\text{U}$  уменьшается не только за счет радиационного захвата нейтронов ( $\sigma_{c_8}$ ), но и за счет деления урана быстрыми нейтронами ( $\sigma_{f_8}$ ).

В качестве иллюстрации процессов выгорания и воспроизводства топлива рассмотрим результаты расчета [4.4], представленные на рис. 4.3. Расчет выгорания  $^{235}\text{U}$  и наработки  $^{239}\text{Pu}$  выполнялся для трех кампаний по пять лет (по 1500 эффективных суток<sup>41</sup>) быстрого реактора с тяжелым жидкокометаллическим теплоносителем БРЕСТ-1000. Данные получены при условии, что при регенерации топлива между кампаниями оно лишь очищалось от продуктов деления, которые замещались отвальным ураном, но корректировка плотности топлива или диаметров твэлов для снижения запаса реактивности не проводилась.

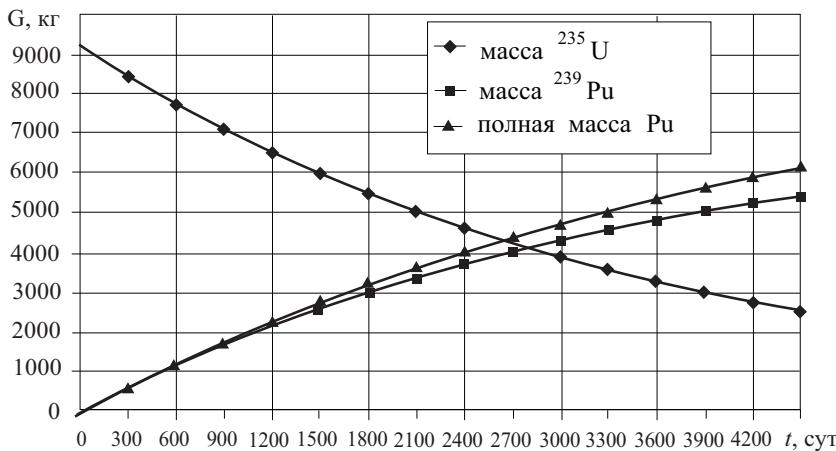


Рис. 4.3. Выгорание  $^{235}\text{U}$  и наработка  $^{239}\text{Pu}$  в активной зоне  
реактора БРЕСТ-1000

При анализе приведенных на рисунке зависимостей обращает на себя внимание относительно быстрое замещение  $^{235}\text{U}$  на  $^{239}\text{Pu}$ , конвертируемый из  $^{238}\text{U}$ . Детальный расчет показал, что если в стартовой загрузке из нитрида урана доля  $^{235}\text{U}$  составляла 12%, а плутония не было совсем, то в конце третьей кампании доля  $^{235}\text{U}$  снизилась примерно до 3,2%, а в конце четвертой кампании — примерно до 2%. При этом за то же время доля плутония выросла примерно до 9% и 10,5% соответственно. Расчеты также показали стабильность реактивности в течение пятилетних кампаний.

В заключение рассмотрим зависимость коэффициента воспроизводства от таких характеристик топливного цикла, как концентрация продуктов деле-

<sup>41</sup> В эффективных сутках измеряется время работы реактора на номинальной мощности. Для перехода от календарных суток  $t$  к эффективным  $t_{\text{эфф}}$  нужно умножить  $t$  на коэффициент использования установленной мощности  $f$ .

ния в выгружаемом топливе и состав потребляемого плутония. Для удобства будем оценивать не коэффициент воспроизводства КВ, а избыточный коэффициент воспроизводства ИКВ = КВ – 1.

Вполне понятно, что преждевременная выгрузка топлива, когда в нем еще не накопилось достаточного количества воспроизводимых делящихся нуклидов, неэффективна. Столь же неэффективна и слишком поздняя выгрузка, когда наработанные делящиеся вещества сами начинают выгорать, а накопившиеся в большом количестве продукты деления непроизводительно поглощают нейтроны. Поэтому даже на качественном уровне ясно, что эта функция где-то имеет максимум. Количественная оценка упомянутой зависимости для реакторов типа БН-350 приведена в [1.2] (рис. 4.4).

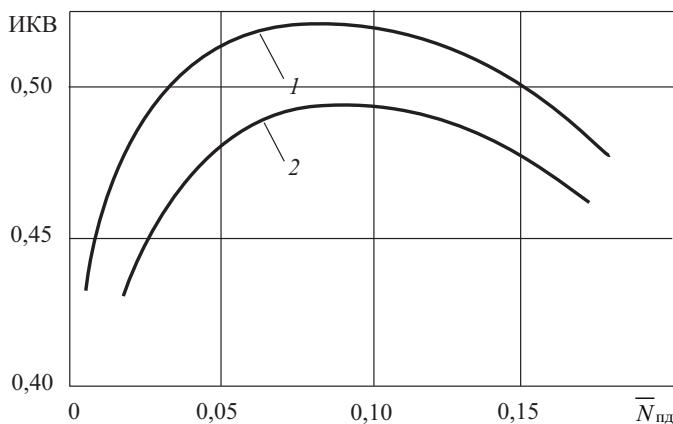


Рис. 4.4. Зависимость ИКВ от концентрации продуктов деления в выгружаемом топливе

Кривая 1 характеризует топливный цикл, когда весь плутоний, наработанный в активной зоне, используется для следующей загрузки реактора, а недостаток его восполняется плутонием, наработанным в тепловых реакторах. Кривая 2 получена для режима, когда для очередной загрузки реактора используется плутоний, наработанный в собственной зоне воспроизведения. В обоих случаях предполагается, что потеря в переработке составляет 2%. Первый режим более выгоден с точки зрения воспроизведения. Максимальное значение ИКВ достигается при относительной концентрации продуктов деления в выгружаемом топливе  $\bar{N}_{\text{пд}} \approx 8–10\%$  и начинает медленно снижаться при дальнейшем увеличении глубины выгорания. Это снижение обусловлено ухудшением баланса нейтронов в реакторе вследствие повышения средней концентрации продуктов деления. Резкое снижение ИКВ при уменьшении установленной глубины выгорания (ниже 3%) вызвано большиими потерями плутония в результате многократной переработки топлива.

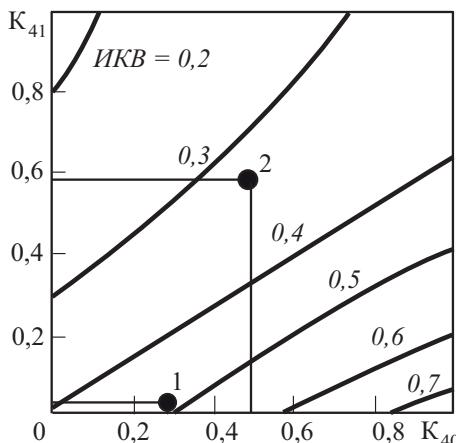
Теперь о зависимости коэффициента воспроизведения от изотопного состава потребляемого топлива. Состав топлива существенно зависит от типа реакторов, где это топливо использовалось. Как правило, плутоний, наработанный в быстрых реакторах, содержит гораздо меньше высших изотопов ( $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ), чем плутоний из энергетических реакторов на тепловых нейтронах. Это дает основание говорить о разной ценности (для реактивности и воспроизведения) плутония, выгружаемого в конце кампании из реакторов разных типов.

Для количественной характеристики ценности плутония заданного изотопного состава используются коэффициенты ценности  $K_i = N_i / N_9$ , представляющие собой отношение концентрации  $i$ -го изотопа плутония к концентрации  $^{239}\text{Pu}$ . Значения этих коэффициентов для разных типов реакторов приведены в табл. 4.1.

**Таблица 4.1. Коэффициенты ценности плутония, выгружаемого из разных реакторов [1.2]**

Коэффициент ценности	РБН типа БН-1600	ВВЭР	РБМК
$K_{40}$	0,298	0,500	0,569
$K_{41}$	0,048	0,583	0,302
$K_{42}$	0,016	0,460	0,199

В [1.2] приведена номограмма (рис. 4.5), позволяющая определять значения избыточного коэффициента размножения реакторов РБН типа БН-1600 для разных изотопных составов плутония, характеризуемых коэффициентами ценности  $^{240}\text{Pu}$  ( $K_{40} = N_0 / N_9$ ) и  $^{241}\text{Pu}$  ( $K_{41} = N_1 / N_9$ ).



**Рис. 4.5. Зависимость ИКВ от изотопного состава потребляемого плутония**

Если на эту номограмму нанести табличные значения  $K_i$  для плутония, выгруженного из быстрого реактора (точка 1), и плутония из теплового реактора ВВЭР-1000 (точка 2), станет очевидно, что для воспроизведения ценность плутония из тепловых реакторов существенно ниже, чем из быстрых. Как видно на рис. 4.5, увеличению ИКВ способствует увеличение содержания  $^{240}\text{Pu}$  и уменьшение  $^{241}\text{Pu}$ .

**Топливные циклы быстрых реакторов с тяжелыми жидкокометаллическими теплоносителями.** Топливным циклом называется совокупность мероприятий, связанных с производством ядерного топлива, подготовкой его к использованию, облучением в процессе работы реактора и утилизацией отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Различают *открытый* и *замкнутый* топливный цикл.

В большинстве стран сейчас используется открытый урановый топливный цикл, принципиальная схема которого представлена на рис. 4.6.

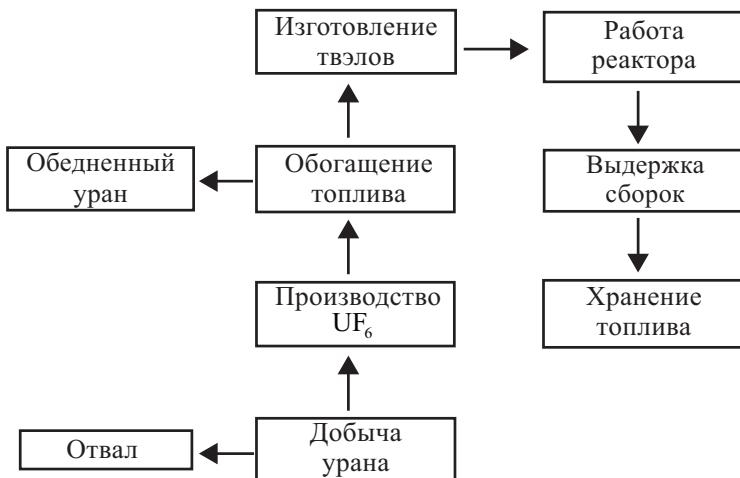


Рис. 4.6. Принципиальная схема открытого топливного цикла

В соответствии с этой схемой вначале ядерное топливо добывается на урановых рудниках в виде концентратов оксида урана  $\text{U}_3\text{O}_8$ , который отправляется на дальнейшую переработку. Этот материал имеет тот же изотопный состав, что и руда (содержание  $^{235}\text{U}$  в нем не превышает 0,7%, остальная часть — более тяжелый изотоп  $^{238}\text{U}$  с небольшим содержанием  $^{234}\text{U}$ ).

Поскольку почти все современные реакторы работают на обогащенном уране  $^{235}\text{U}$ , концентрация  $^{235}\text{U}$  в природном уране должна быть увеличена. Но для выполнения технологических операций по обогащению нужно чтобы уран был в газообразной форме. Поэтому перед обогащением природный уран отправляется на завод, где его превращают в гексафторид урана  $\text{UF}_6$ , который находится в газообразном состоянии при температурах, немногим выше комнатной.

Далее гексафторид урана отправляют на обогатительный завод, где концентрация  $^{235}\text{U}$  повышается до нужного уровня. Большинство обогатительных технологий используют дорогой и энергоемкий процесс газовой диффузии, при котором газообразный  $\text{UF}_6$  пропускается через длинный ряд мембранных барьеров, которые позволяют молекулам, содержащим  $^{235}\text{U}$ , преодолевать их быстрее, чем молекулам, содержащим  $^{238}\text{U}$ .

Новые заводы основаны на более эффективной технологии, использующей высокооборотные газовые центрифуги для разделения молекул, содержащих два названные изотопа урана. Следующее поколение обогатительных заводов, очевидно, будет использовать лазерные технологии.

После обогащения урановые потоки разделяются: обогащенный уран отправляется на завод по изготовлению твэлов, а обедненный уран (с концентрацией  $^{235}\text{U}$ , не превышающей 0,3%) в виде  $\text{UF}_6$  закачивается в стальные емкости и отправляется на хранение. В дальнейшем он может быть использован при изготовлении топлива для быстрых реакторов.

На заводе-изготовителе твэлов  $\text{UF}_6$  преобразуется в двуокись урана или другой вид топлива, которое помещается в оболочки. Из готовых твэлов формируются тепловыделяющие сборки, загружаемые в реактор.

Когда выработан заданный энергоресурс, отработавшие тепловыделяющие сборки выгружаются из реактора и в течение некоторого времени выдерживаются в бассейне под водой для отвода тепла и защиты персонала от ионизирующего излучения. В дальнейшем активные части этих сборок (нижние части, содержащие твэлы) загружаются в специальные контейнеры и отправляются в места длительного хранения.

Открытый топливный цикл актуален не только для тепловых, но и для быстрых реакторов, так как их стартовые загрузки экономически выгодно делать на обогащенном уране [4.5; 4.6], а к смешанному или плутониевому топливу переходить только по мере наработки плутония в последующих загрузках.

По сравнению с рассмотренным открытым циклом замкнутый топливный цикл является в настоящее время более дорогостоящим, так как сейчас цена природного урана относительно невелика. Со временем, по мере исчерпания за-

---

<sup>42</sup> На необогащенном уране работают, например, тяжеловодные канадские реакторы типа CANDU.

пасов  $^{235}\text{U}$ , экономическая целесообразность замкнутого цикла будет становиться все более очевидной.

Принципиальная схема замкнутого топливного цикла представлена на рис. 4.7. Здесь много общего со схемой открытого цикла. Отличие состоит в том, что отработавшие тепловыделяющие сборки отправляют на перерабатывающий завод. Там из них вырезают твэлы, которые затем дробят и растворяют в кислоте. После специальной химической обработки из отработавшего топлива выделяют  $^{239}\text{Pu}$  и неиспользованный  $^{235}\text{U}$ . Плутоний может идти на изготовление твэлов, а уран — на завод, производящий гексафторид урана. Примерно 3% ОЯТ при этом остается в виде высокорадиоактивных отходов. После битумирования (или остекловывания) эти материалы отправляют на захоронение.

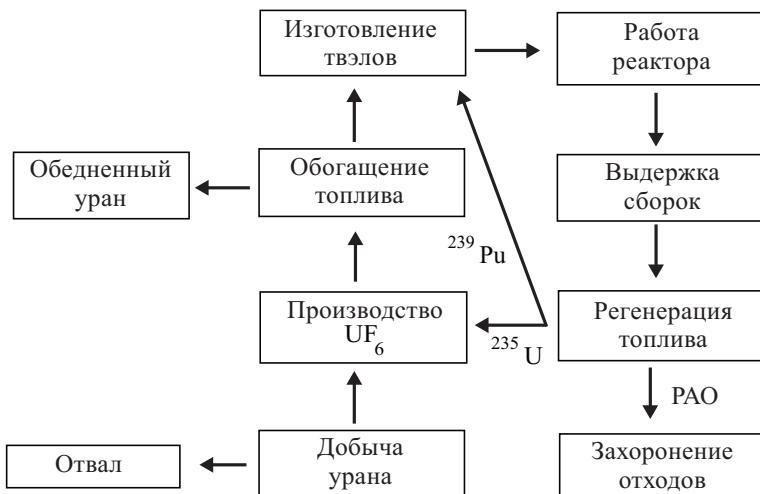


Рис. 4.7. Принципиальная схема замкнутого топливного цикла

Замкнутый топливный цикл, таким образом, является более эффективной системой использования урана без его дополнительной добычи на рудниках. Особенno перспективен он для быстрых реакторов с уран-плутониевым топливом. По сравнению с тепловыми реакторами в таких быстрых реакторах можно более чем в сто раз эффективнее использовать природный уран за счет конверсии в плутоний его основной составляющей  $^{238}\text{U}$ . При этом в процессе рециркуляции топлива в замкнутом цикле быстрого реактора сжигаются или трансмутируются содержащиеся в ОЯТ долгоживущие радионуклиды, что в значительной мере решает проблему обращения с радиоактивными отходами (РАО).

Неограниченность топливных ресурсов при работе быстрых реакторов в замкнутом топливном цикле и отсутствие в природном виде плутония позволило специалистам сделать прогноз о трехэтапном развитии ядерной энергетики. На первом этапе (сейчас) энергетика строится на тепловых реакторах с урановым топливом, в которых при работе накапливается плутоний. На втором этапе  $^{235}\text{U}$  и этот плутоний будут использоваться в качестве топлива первых загрузок быстрых реакторов. Это даст старт крупномасштабному развитию ядерной энергетики на быстрых реакторах, которые в дальнейшем (на третьем этапе) за счет расширенного воспроизводства плутония перейдут к самообеспечению топливом. При этом они будут не только обеспечивать топливом себя, но и поставлять его для ввода новых быстрых реакторов, а также подпитки реакторов тепловых.

В качестве примера замкнутого топливного цикла для быстрого реактора с тяжелым жидкокометаллическим теплоносителем можно привести результаты исследований [4.5], выполненных для реактора БРЕСТ-1000 с целью подтверждения возможности в течение трех кампаний перейти от стартовой UN загрузки к работе на (U+Pu)N топливе. Это таблеточное топливо представляет собой смесь нитридов обедненного урана ( $0,1\% \text{ }^{235}\text{U}$ ) и плутония энергетического состава. Плотность топлива, содержание в нем нитрида плутония и изотопный состав плутония зависят от того, для какой загрузки оно предназначено.

Для выравнивания мощности и профилирования топливной загрузки во время частичных перегрузок активная зона разделена на три радиальных подзоны — центральную, промежуточную и периферийную, каждая из которых имеет примерно одинаковое число ТВС и одинаковый состав топлива. Отличаются эти подзоны только диаметром тепловыделяющих элементов: тзвэлы с наименьшим диаметром размещены в центральных ТВС, а с наибольшим — в периферийных.

Основное требование при выборе состава стартовой и последующих топливных загрузок — малый запас реактивности, соизмеримый с  $\beta_{\text{эфф}}$  в течение времени работы реактора между очередными перегрузками, и коэффициент воспроизведения, примерно равный 1,05. Этому требованию в стартовой топливной загрузке UN соответствует обогащение по  $^{235}\text{U}$ , равное 12%.

В расчете принято, что реактор перегружается позонно — один раз в два года. Схема перегрузки такова:

- Сначала (после двух лет работы) выгружаются ТВС центральной части активной зоны (примерно третья часть загрузки). Вместо них загружаются ТВС со свежим топливом стартового состава, а выгруженное топливо расхолаживается во внутриреакторном хранилище и отправляется на регенерацию, заключающуюся только в выделении продуктов деления. Из полученной топливной смеси с добавлением необходимого количества обедненного урана изготавливается новая партия ТВС для загрузки в промежуточную подзону. При изготовлении геометрия тзвэлов и плотность топлива корректируются для профилирования топлив-

ной загрузки, обеспечения необходимого запаса реактивности и выравнивания мощности ТВС.

- Во вторую перегрузку (после четырехлетнего облучения) выгружается промежуточная подзона, а в нее загружается переработанное топливо, выгруженное ранее из центральной части активной зоны.
- Еще через два года (после шестилетнего облучения) выгружается топливо из периферийной подзоны и отправляется на расхолаживание и переработку, а в периферийную область загружается переработанное топливо промежуточной подзоны и т. д.

Полученные результаты свидетельствуют об относительно быстром переходе (в течение трех кампаний) от стартовой загрузки на нитриде обогащенного до 12% урана к работе на топливе ( $\text{U+Pu}$ )N и о стабильном запасе реактивности в процессе выгорания топлива в переходный период.

Несколько по-другому решают задачу перехода на замкнутый топливный цикл создатели реактора СВБР-100 [4.7]. Этот реактор спроектирован таким образом, что без изменения конструкции и ухудшения характеристик безопасности он может работать на различных видах топлива и в различных топливных циклах [4.8]. В проекте принята одномоментная схема перегрузки топлива (т. е. без частичных перегрузок), позволяющая при каждой перегрузке существенно изменять состав активной зоны, используя наиболее экономически эффективный в данное время тип ядерного топлива.

Сейчас и в ближайшем будущем наиболее экономически оправданным является применение освоенного оксидного уранового топлива и работа в открытом топливном цикле с отложенной переработкой. Переход на замкнутый топливный цикл и смешанное уран-плутониевое топливо станут целеобразными, когда затраты на создание производств по переработке ОЯТ и изготовлению нового топлива с наработанным плутонием станут меньше затрат на добычу урана, его обогащение и формирование топливных композиций, а также на длительное хранение большого количества ОЯТ до начала его отложенной переработки.

Поскольку быстрые реакторы при работе на урановом топливе в открытом топливном цикле потребляют значительно больше природного урана, чем тепловые реакторы, период их эксплуатации в открытом топливном цикле должен быть максимально сокращен.

Анализируя проблему перехода от открытого топливного цикла к замкнутому, следует иметь в виду три благоприятных обстоятельства:

- Сравнительно высокий коэффициент воспроизведения реактора СВБР-100 при работе на оксидном урановом топливе ( $K_B \approx 0,84$ ) обуславливает к концу кампании достаточно большое содержание в ОЯТ  $^{239}\text{Pu}$ ,

который при организации замкнутого цикла может быть использован в последующих топливных кампаниях.

- В собственном ОЯТ стартовых загрузок из оксидного уранового топлива находится большое количество невыгоревшего  $^{235}\text{U}$ , который также можно использовать при формировании загрузки для следующей топливной кампании.
- В замкнутом топливном цикле в качестве топлива подпитки вместо отвального урана можно использовать ОЯТ тепловых реакторов без разделения урана, плутония, младших актиноидов <sup>43</sup> и продуктов деления.

С целью минимизации затрат природного урана и использования для изготовления топлива в замкнутом цикле только собственного ОЯТ была рассмотрена следующая схема перехода к замкнутому циклу:

- В первой и второй кампаниях в реактор загружается обогащенный оксид урана.
- Топливо третьей кампании формируется из ОЯТ первой кампании. За время второй кампании (примерно семь лет) оно было вначале выдержано в хранилище, а затем подверглось переработке: были удалены продукты деления и кюрий, отделены наработанный плутоний, нептуний и америций, а также восполнена загрузка за счет добавления обогащенного оксида урана.

По составу топливо третьей кампании является смесью трех компонентов: 1) восстановленных оксидов плутония, нептуния и америция, накопленных в первой кампании; 2) восстановленного оксида урана; 3) добавленного обогащенного оксида урана. Второй компонент распределяется по зоне равномерно. Профилирование поля энерговыделения может осуществляться неравномерным распределением плутония по зонам или использованием различного обогащения свежего оксида урана в каждой зоне.

По аналогичному принципу загрузка четвертой кампании формируется из ОЯТ второй кампании, загрузка пятой — из ОЯТ третьей и т. д. Расчеты показали, что переход к замкнутому топливному циклу реактора СВБР-100 при использовании плутония из собственного ОЯТ может начаться уже с третьей кампании, т. е. примерно через 16 лет.

---

<sup>43</sup> Актиноиды — семейство радиоактивных химических элементов, состоящее из актиния и еще 14 подобных ему по химическим свойствам элементов. Из них только торий, протактиний и уран встречаются в природе, остальные получены в результате ядерных реакций.

## **Литература**

- П.1. Хромов В. В., Кузьмин А. М., Кащутин А. А. и др. Расчетный оптимизационный комплекс для быстрых атомных реакторов // Физика ядерных реакторов. — Вып. 2. — М.: Атомиздат, 1970.
- П.2. Матвеев В. И., Карпов В. А., Горбатов Н. Е. и др. Использование малогрупповых методов для расчета физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах // Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. — Димитровград: НИИАР, 1975.
- 1.1. Бартоломей Г. Г., Бать Г. А., Байбаков В. Д., Алхутов М. С. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
- 1.2. Усынин Г. Б., Кусмарцев Е. В. Реакторы на быстрых нейтронах / под ред. Ф. М. Митенкова. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
- 1.3. Пономарев-Степной Н. Н., Паневин И. Г., Назаренко И. П., Глушков Е. С. Методы теплогидравлического расчета ядерных реакторов. — М.: Изд-во МАИ, 2001.
- 1.4. Галанин Д. Ф. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1981.
- 1.5. Уолтер А., Рейнольдс А. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 1.6. Белая книга ядерной энергетики / М-во Российской Федерации по атомной энергии; под ред. Е. О. Адамова. — М., 2001.
- 1.7. Final report on the ISTC Project # 1418: Monograph “Natural Safety Fast Neutron Lead-Cooled Reactor for Large Scale Nuclear Power” / ed. E. O. Adamov and V. V. Orlov. — Moscow, 2001.
- 1.8. Orlov V. V., Smirnov V. S., Naumov V. V. Physical Characteristics of Lead Cooled Fast Reactor // Proc. of Int. Conf. on Advances in Reactor Physics, Apr. 11—15, 1994, Knoxville, USA — Vol. 1.
- 1.9. Orlov V. V., Sila-Novitsky A. G., Smirnov V. S. et. al. Lead Cooled Reactor Core, Its Characteristics and Features // Proc. of Int. Conf. on Advanced Reactors Safety (ARS-94), Apr. 17—21, 1994, Pittsburgh, USA. — Vol. 1.
- 1.10. Воронков А. В., Сычугова Е. П., Дедуль А. В. и др. Расчет кампании реактора СВБР-100 с учетом движения органов регулирования и компенсации // Науч.-техн. сб. «Вопросы атомной науки и техники». Сер. «Обеспечение безопасности АЭС». Вып. 24: Реакторные установки СВБР. — М.: Изд-во ФГУП НИКИЭТ, 2009.

- 1.11. Воронков А. В., Синица В. В. GNPDL-30/19: библиотека нейтронно-фотонных групповых констант для расчета подкритических систем с внешней подсветкой. — М., 2001. — (Препринт / ИПМ РАН; № 24).
- 2.1. Toshinsky G. I. et al. Safety Aspects of SVBR-75/100 Reactor, Workshop on Advanced Nuclear Reactor // Safety Issues and Research Needs / OECD, Chateau de la Muette. — Paris, 2002.
- 2.2. Орлов В. В., Филин А. И., Смирнов В. С. и др. Быстрый реактор естественной безопасности со свинцовым теплоносителем для крупномасштабной ядерной энергетики / под ред. В. В. Орлова. — М., 2001.
- 2.3. Орлов В. В., Кочетков А. Л., Лопаткин А. В. и др. Экспериментально-расчетное обоснование нейтронно-физических характеристик реактора БРЕСТ-ОД-300 // Proc. of the ICONE-11, Shinjuku, Tokyo, Japan, April 20—23, 2003.
- 2.4. Палмер Р., Плат А. Реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Гос. изд-во лит. по атом. науке и технике, 1963.
- 2.5. Орлов В. В., Матвеев В. И., Жуков А. В. и др. Основные принципы выбора органов регулирования быстрых энергетических реакторов и температурные и мощностные эффекты в быстрых реакторах: Доклад на симпозиуме по состоянию и развитию атомных электростанций с реакторами на быстрых нейтронах. — Обнинск, 1967.
- 3.1. Gross E., Marable J. Static and Dynamic Multiplication Factors and Their Relation to the Inhour Equation // Nucl. Sci. and Engng. — 1960. — Vol. 7. — P. 281.
- 3.2. Тошинский Г. И., Булавин П. Е. К расчету относительной ценности запаздывающих нейтронов в реакторе // Атом. энергия. — 1967. — Т. 23, вып. 2.
- 3.3. Воронков А. В., Земсков Е. А., Кальченко В. В. Методы расчета параметров точечной кинетики ядерного реактора // Науч.-техн. сб. «Вопросы атомной науки и техники». Сер. «Обеспечение безопасности АЭС». — Вып. 24: Реакторные установки СВБР. — М.: Изд-во ФГУП НИКИЭТ, 2009.
- 3.4. Сандалмайер А. Г. Кинетика и стабильность реакторов на быстрых нейтронах. — М.: Гос. изд-во лит. по атом. науке и технике, 1963.
- 3.5. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1975.
- 3.6. Саркисов А. А., Крайнов А. А., Лихтеров Б. М. и др. Динамические режимы работы судовых ядерных энергетических установок. — Л.: Судостроение, 1971.
- 3.7. Саркисов А. А., Пучков В. Н., Мельников Б. А. Выбор эффективности поглощающих стержней для защиты реактора от превышения заданного уровня мощности // Атом. энергия. — 1973. — Т. 34, вып. 6.
- 3.8. Климов А. Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. — М.: Энергоатомиздат, 1983.

- 3.9. *Hafelet W.* Static and Dynamic Measurements on the Doppler Effect in an Experimental Fast Reactor // Proc. of the Third Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. — Geneva, 1964.
- 3.10. *Noble L. D.* SEFOR Core 1 Transients. GEAP-13837 / General Electric Co. — [S. l.], August 1972.
- 3.11. *Багдасаров Ю. Е., Пинхасик М. С., Кузнецов И. А.* и др. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1969.
- 3.12. *Тошинский Г. И., Комлев О. Г., Новикова Н. Н.* и др. Принципы обеспечения и характеристики пассивной безопасности модульной реакторной установки типа СВБР-75/100 для атомных станций различной мощности и назначения // International Conference Kyoto, Japan, 2009.
- 3.13. *Вайнберг А., Вигнер Е.* Физическая теория ядерных реакторов. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
- 4.1. Обзор Аналитического центра по нераспространению. — Вып. 15 / World Nuclear Association, Information and Issue Brief. — [S. l.], 2004.
- 4.2. *Саркисов А. А., Пучков В. Н.* Физические основы эксплуатации ядерных паропроизводящих установок. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
- 4.3. *Широков С. В.* Физика ядерных реакторов. — Киев: Выс. шк., 1993.
- 4.4. *Лопаткин А. В., Орлов В. В., Лукасевич И. Б.* и др. Возможности реактора БРЕСТ и трансмутационного топливного цикла в условиях реализации современных планов развития ядерной энергетики // Атом. энергия. — 2007. — Т. 103, вып. 1.
- 4.5. *Смирнов В. С., Уманский А. А.* Старт быстрых реакторов на обогащенном уране // Бюл. по атом. энергии. — 2008. — № 8.
- 4.6. *Орлов В. В.* Ядерная энергетика на быстрых нейтронах — новый старт // Атом. стратегия. — 2008. — 33, апр.
- 4.7. *Тошинский Г. И., Комлев О. Г., Мельников К. Г., Новикова Н. Н.* Топливный цикл реактора СВБР-100 // Третья межотраслевая конференция «Тяжелые жидкокометаллические теплоносители в ядерных технологиях», Обнинск, 2008.
- 4.8. *Зродников А. В., Тошинский Г. И., Драгунов Ю. Г.* и др. Инновационная ядерная технология на основе модульных многоцелевых быстрых реакторов СВБР-75/100 с теплоносителем свинец-висмут: Доклад на 2-м Международном симпозиуме по инновационным ядерным энергетическим системам, INES-2. Yokohama, Japan, 2006.

# Алфавитно-предметный указатель

- Бланкет, 51  
Быстродействующий мощностной эффект, 78  
    — мощностной коэффициент, 78  
Воспроизведение ядерного топлива, 147  
Время диффузии, 28  
    — жизни поколения нейтронов, 99  
    — удвоения топлива, 151  
Геометрический параметр, 35, 37, 40  
Глубина выгорания топлива, 145  
Диффузия быстрых нейтронов, 24  
Длина диффузии, 42  
    — замедления, 49  
    — линейной экстраполяции, 36  
    — переноса, 26  
Доля выхода запаздывающих нейтронов, 101  
    — эффективная, 105  
Закон Фика, 27  
Избыточный коэффициент воспроизведения, 155  
Каналы реакции, 13  
Компаунд-ядро, 13, 21  
Коэффициент размножения нейтронов, 33  
    — воспроизведения, 148  
    — использования мощности реактора, 143  
    — конверсии, 147  
    — неравномерности объемный, 64  
        — по высоте, 63  
        — по радиусу, 63  
    — умножения нейтронов, 95  
Критичность реактора, 33  
Летаргия, 106  
Макроскопическое сечение, 16  
Материальный параметр, 32, 43  
Мгновенная критичность, 134  
    — надкритичность, 134  
Микроскопическое сечение, 15  
Многогрупповое приближение, 47  
Нейтронное поле, 11, 59  
Нейтронные реакции, 13  
Нейтроны мгновенные, 100  
    — запаздывающие, 100  
Осьевое распределение нейтронов, 38, 60  
Период полураспада, 101  
    — распада, 101  
    — реактора, 92  
    — реактора переходный, 117  
    — реактора установившийся, 117  
    — удвоения мощности, 92  
Плотностный температурный эффект, 73  
Плотность нейтронов, 11  
    — потока нейтронов, 11  
    — тока нейтронов, 12  
Постоянная распада предшественников, 101  
Профилюирование активной зоны, 64  
    — зонное, 66  
    — плавное, 66  
Радиальное распределение нейтронов, 60  
Рассеяние изотропное, 26  
    — анизотропное, 26  
Реактивность реактора, 34  
Реактор нулевой мощности, 99  
    — холодный, 99  
Реактор-бридер, 148  
Реактор-конвертер, 148  
Саморегулирование реактора, 79  
Спектр нейтронов деления, 18  
Средний косинус угла рассеяния, 26  
Средняя длина свободного пробега, 18, 25  
    — энергия нейтронов деления, 19  
Степень надкритичности, 34  
    — подкритичности, 34  
Температурный эффект реактивности, 69

- коэффициент реактивности, 69
- Топливный цикл замкнутый, 158
  - открытый, 158
  - ториевый, 147
  - урановый, 147
- Точечная модель реактора, 89
- Транспортная длина свободного пробега, 26
- Удельное объемное энерговыделение, 64
- Удельный выход ядер-предшественников, 102
- Уравнение баланса нейтронов, 29, 32
  - критичности, 34
  - обратных часов, 114
- Уравнения кинетики реактора, 112
- Устойчивость реактора, 79
- Ценность запаздывающих нейтронов, 105
- Частичная перегрузка активной зоны, 145
- Экстраполированные границы, 36
- Элементарное уравнение кинетики, 90
- Энергетический спектр нейтронов, 11
- Энергия запаздывающих нейтронов, 101
- Эффект Доплера, 76
- Эффект отражателя нейтронов, 46
  - реактивности мощностной, 75
  - геометрический, 83
  - нептуниевый, 86
  - пустотный, 81
- Эффективная добавка, 50
- Эффективные микроскопические сечения, 16
- Эффективные размеры активной зоны, 55
- Ядерная плотность вещества, 15
- Ядерный температурный эффект, 72
- Ядро-излучатель, 100
  - предшественник, 100

Научное издание

*Саркисов Ашот Аракелович,  
Пучков Виталий Николаевич*

**НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ  
В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ  
ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ**

*Утверждено к печати Ученым советом  
Института проблем безопасного развития атомной энергетики  
Российской академии наук*

Редактор *А. И. Иоффе*

Издательство «Наука»  
117997, Москва, Профсоюзная ул., 90  
Зав. редакцией *Г. И. Чертова*  
Редактор издательства *Р. С. Головина*

Оригинал-макет подготовлен ООО «Комтехпринт»

Формат  $60 \times 90 \frac{1}{16}$ . Бумага офсетная 80 г/м<sup>2</sup>  
Печать офсетная. Гарнитура «Официна»  
Уч.-изд. л. 11,0. Заказ № 23620

Заказное

Отпечатано с готовых диапозитивов типографией ООО «Инфолио-Принт»