

Поваров В.П., Голубев Е.И., Жук М.М.



**ФИЗИКА РЕАКТОРА ВВЭР-1200
И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ
ВОПРОСЫ**

НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ



НОВОВОРОНЕЖСКАЯ
АЭС
РОСАТОМ

Филиал АО «Концерн Росэнергоатом»
«Нововоронежская атомная станция»



НОВОВОРОНЕЖСКАЯ
АЭС
РОСАТОМ

Поваров В.П., Голубев Е.И., Жук М.М.

ФИЗИКА РЕАКТОРА ВВЭР-1200 И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ

НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

Белгород
Нововоронеж
2025

УДК 621.039.5(470.324)
ББК ББК 31.464.21
П42

РЕЦЕНЗЕНТЫ:

доцент кафедры ядерной физики ФГБОУ ВО ВГУ, д. ф.-м. н. Любашеский Д.Е.

заведующий кафедрой ядерной физики ФГБОУ ВО ВГУ, д. ф.-м. н. Титова Л.В.

АВТОРЫ:

Поваров В.П., Голубев Е.И., Жук М.М.

Поваров, Владимир Петрович.

П42 Физика реактора ВВЭР-1200 и эксплуатационные вопросы : научно-практическое пособие / В. П. Поваров, Е. И. Голубев, М. М. Жук ; Филиал АО «Концерн Росэнергоатом» «Нововоронежская атомная станция». – Белгород : КОНСТАНТА ; Нововоронеж, 2025. – 332 с. : ил., табл.
ISBN 978-5-907903-23-4

В настоящем пособии предпринята попытка обобщить сведения из различных источников применительно к физике реактора *ВВЭР-1200* и ядерному топливу, теплогидравлике, чтобы облегчить подготовку оперативного персонала атомной станции и персонала, осуществляющего инженерно-техническую поддержку эксплуатации *ВВЭР-1200*. Пособие предназначено для стажеров, инженеров, специалистов отделов ядерной безопасности и надежности АЭС, а также специалистов, осваивающих работу в реакторном отделении и готовящихся к проверке знаний по должностям, в первую очередь, реакторного отделения АЭС. Пособие будет полезно сотрудникам наладочных организаций и студентам технических вузов.

УДК 621.039.5(470.324)
ББК ББК 31.464.21

ISBN 978-5-907903-23-4

© Филиал АО «Концерн Росэнергоатом»
«Нововоронежская атомная станция», 2025
© ООО «КОНСТАНТА», 2025

СОДЕРЖАНИЕ

УКАЗАТЕЛЬ СОКРАЩЕННЫХ НАИМЕНОВАНИЙ	6
1. ВВЕДЕНИЕ	12
2. ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ.....	20
2.1 Вещество и электричество	20
2.2 Вероятность и спектр	22
2.3 Электромагнитное излучение	25
2.4. Строение атома.	28
2.5 Атомные спектры.	29
2.6 Основы квантовой механики	31
2.7 Квантовые состояния электронов в атоме	32
2.8 Соотношения неопределенностей	34
2.9 Энергия связи ядра.	36
2.10 Ядерные силы и стабильность ядра	38
2.11 Закон радиоактивного распада	43
2.12 Альфа-распад	46
2.13 Бета-распад	48
2.14 Пролет тяжелых заряженных частиц в веществе	49
2.15 Взаимодействие бета-частиц с веществом.	50
2.16 Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом	52
2.17 Законы сохранения энергии и импульса в ядерных реакциях	56
2.18 Составное ядро	58
2.19 Эффективное сечение и выход ядерной реакции	60
2.20 Трансурановые элементы	63
3. НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА И ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР	65
3.1 Свойства нейтронов	65
3.2 Источники нейтронов.	65
3.3 Ядерные реакции под действием нейтронов	67
3.4 Диффузия нейтронов	70
3.5 Замедление нейтронов	73
3.6 Тепловые нейтроны	78
3.7 Капельная модель ядра	79
3.8 Механизм деления	83
3.9 Цепная ядерная реакция.	90
3.10 Коэффициент размножения реактора	96
3.11 Критические параметры реактора без отражателя	101

4. ПЕРВИЧНЫЕ ОСНОВЫ ФИЗИКИ РЕАКТОРА	103
4.1 Подкритическое состояние реактора	103
4.2 Критическое и надкритическое состояние реактора	107
5. КИНЕТИКА РЕАКТОРА	113
5.1 Нестационарные процессы без учета запаздывающих нейтронов	113
5.2 Нестационарное уравнение диффузии	113
5.3 Период реактора	116
5.4 Учет запаздывающих нейтронов	117
5.5 Уравнение диффузии с учетом запаздывающих нейтронов	117
5.6 Формула обратных часов	123
5.7 Одна группа запаздывающих нейтронов	124
5.8 Малые реактивности	130
5.9 Большие реактивности	131
5.10 Отрицательные реактивности	132
6. ТЕПЛОГИДРАВЛИКА РЕАКТОРА ВВЭР-1200	135
6.1 Основные теплогидравлические характеристики ВВЭР-1200	135
6.2 Байпас ГЦНА	152
6.3 Использование уравнения Риккати	154
7. КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА В ВВЭР	161
7.1 Условия возникновения кризиса	161
7.2 Кризис в большом объеме	161
7.3 Механизмы кризиса в круглых трубах	163
7.4 Кризис в змеевиковых трубах и кольцевых каналах	168
7.5 Кризис в пучках стержней	169
7.6 Поведение реактора при изменении циркуляции через активную зону	171
7.7 Влияние различных факторов на кризис теплообмена	173
8. АКТИВНАЯ ЗОНА ВВЭР-1200	176
8.1 Краткое описание ядерного топлива	176
8.2 Тепловыделяющий элемент	186
8.3 Тепловыделяющая сборка	189
8.4 Поглощающие стержни	194
8.5 Органы регулирования СУЗ	196
8.6 Использование системы внутриреакторного контроля	201
8.7 Коэффициенты неравномерности	205
8.8 О расчетных коэффициентах реактивности	211

8.9 Планирование перегрузок ядерного топлива	226
8.10 18-месячный топливный цикл	228
8.11 Возможность изменения количества ОР СУЗ	243
9. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА КСЕНОНЕ И САМАРИИ	251
9.1 Отравление реактора ксеноном	251
9.2 Отравление реактора самарием	256
9.3 Перееходные процессы при изменении мощности	260
9.4. Управление офсетом	263
9.5 Подавление аксиальных ксеноновых колебаний.	265
9.6 Управление распределением энерговыделения.	271
9.7 Подавление диаметральных ксеноновых колебаний	273
10. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ ВВЭР-1200	274
10.1 Реакторные материалы	274
10.2 Назначение и условия работы тепловыделяющего элемента	279
10.3 Основы современной теории надежности твэлов.	281
10.4 Влияние нестационарных режимов на термомеханические процессы в твэлах	282
10.5 Переходные процессы эксплуатации	284
10.6 Проектные пределы повреждения твэлов при авариях	285
10.7 Изменение концентрации борной кислоты при водообмене	287
10.8 Обеспечение отвода тепла после останова реактора	288
10.9 Основные реакции регистрации нейтронов.	290
10.10 Эффективность ОР СУЗ	292
10.11 Коэффициенты и эффекты реактивности для ВВЭР-1200.	297
10.12 Расчет максимально допустимой мощности твэла	300
10.13 Подкритичность и скорость ввода положительной реактивности ..	302
10.14 Основные погрешности контролируемых параметров активной зоны	303
10.15 Первичные измерительные датчики	304
10.16 Эксплуатация топлива в ВВЭР-1200	315
10.17 Работа на мощностном эффекте	317
10.18 Расчет критической концентрации борной кислоты	318
10.19 Основные технические характеристики РУ с ВВЭР-1200	319
10.20 Возможные дефекты с ОР СУЗ	323
10.21 Принцип единичного отказа	323
10.22 Внутренняя самозащищенность РУ	327
11. СПИСОК ИСПОЛЪЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	331

УКАЗАТЕЛЬ СОКРАЩЕННЫХ НАИМЕНОВАНИЙ

СОКРАЩЕНИЯ	ОПРЕДЕЛЕНИЯ
АВР	Автоматический ввод резерва
АЗ	Аварийная защита
а. з.	Активная зона
АКНП	Аппаратура контроля нейтронного потока
АО	Аксиальный офсет
АОП	Аппаратура отображения и протоколирования
АР	Автоматическое регулирование
АРМ	Автоматический регулятор мощности
АС	Атомная станция
АСУ ТП	Автоматизированная система управления технологическим процес- сом
АЭС	Атомная электрическая станция
БВ	Бассейн выдержки
БД	Блок детектирования
БД	База данных
БЗТ	Блок защитных труб
БК	Борная кислота
БПУ	Блочный пункт управления
ВНИИНМ	Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов
ВВЭР	Водо-водяной энергетический реактор
ВГР	Водографитовый реактор
ВК	Вычислительный комплекс
ВКВ	Верхний концевой выключатель
ВКУ	Внутрикорпусные устройства

ВТИ	Всероссийский технологический институт
ВЧ	Выемная часть
ВХР	Водно-химический режим
ГГР	Газо-графитовый реактор
ГЕ	Гидроемкость
ГО	Герметичное ограждение
ГПК	Главный паровой коллектор
ГЦК	Главный циркуляционный контур
ГЦНА	Главный циркуляционный насосный агрегат
ГЦТ	Главный циркуляционный трубопровод
ДГ	Дизель-генератор
ДГУ	Дизель-генераторная установка
ДДСЗ	Дополнительная диверсная система защиты
ДП	Деаратор продувки
ДПЗ	Датчик прямого заряда
ДСЗ	Диверсная система защиты
ЗИП	Запасные части, инструменты, приспособления
ЗО	Защитная оболочка
ЗПА	Запроектная авария
ЗСБ	Защитная система безопасности
ИК	Измерительный канал
ИПУ	Импульсно-предохранительное устройство
ИР	Имитатор реактора
ИУ	Информационно-управляющий
КГС	Коэффициент гидравлического сопротивления
КД	Компенсатор давления
КИП	Контрольно-измерительный прибор
ККНП	Канал контроля нейтронного потока
КНИ	Канал нейтронный измерительный
КНИТ	Канал нейтронный измерительный температурный

КНИТУ	Канал нейтронный измерительный с температурным контролем и контролем уровня
КНК	Камера нейтронная компенсационная
КПД	Коэффициент полезного действия
КТП	Коэффициент тепловой передачи
КТП	Критический тепловой поток
ЛАЭС-2	Ленинградская АЭС-2
ЛВС	Локальная внутренняя сеть
ЛС	Линия связи
ЛС	Локальная сеть
ЛСБ	Локализующая система безопасности
МАГАТЭ	Международное агентство по атомной энергии
МКУ	Минимальный контролируемый уровень
МП	Машина перегрузочная
МПА	Максимальное проектное землетрясение
МРЗ	Максимальное расчетное землетрясение
НАР	Нейтронный анализатор раствора
НВАЭС	Нововоронежская АЭС
НВАЭС-2	Нововоронежская АЭС-2
НВЗ	Наиболее вероятное значение
НЖУ	Нижний жесткий упор
НИЦ КИ	Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
НК	Направляющий канал
НКВ	Нижний концевой выключатель
ННУЭ	Нарушение нормальных условий эксплуатации
НЭ	Нормальная эксплуатация
ННЭ	Нарушение нормальной эксплуатации
НРХ	Напор-расходная характеристика
НУЭ	Нормальные условия эксплуатации
НФИ	Нейтронно-физические измерения

НФХ	Нейтронно-физические характеристики
ООБ	Отчет по обоснованию безопасности
ООП	Отказы по общей причине
ОПБ	Общие положения обеспечения безопасности атомных станций
ОР СУЗ	Орган регулирования системы управления и защиты
ОСБ	Обеспечивающая система безопасности
ОСТ	Отраслевой стандарт
ОТВС	Отработавшая ТВС
ОЯБиН	Отдел ядерной безопасности и надежности
ПБЭ	Пределы безопасной эксплуатации
ПБЯ	Правила ядерной безопасности
ПВ	Положение верха
ПВД	Подогреватель высокого давления
ПГ	Парогенератор
ПД	Передача движения
ПД	Предел дозы
ПД	Продукты деления
ПДД	Предельно допустимая доза
ПЗ	Предупредительная защита
ПК	Повторная критичность
ПК КД	Предохранительный клапан компенсатора давления
ПО	Программное обеспечение
ППО	Прикладное программное обеспечение
ППР	Планово-предупредительный ремонт
ПС	Предупредительная сигнализация
ПТК-З	Программно-технический комплекс защиты
ПТК-НУ	Программно-технический комплекс нижнего уровня
ПТС	Программно-технические средства
ПФР	Программы физических расчетов
ПЭЛ	Поглощающий элемент

ПЭН	Питательный электронасос
РБК	Раствор борной кислоты
РБМК	Реактор большой мощности канальный
РМ	Рабочее место
РО	Реакторное отделение
РПУ	Резервный пункт управления
РСА	Регистрация событий аналоговых
РУ	Реакторная установка
САОЗ	Система аварийного охлаждения зоны
САПР	Система аварийного и планового расхолаживания
САР	Система аварийного расхолаживания
САЗ	Система аварийного электроснабжения
СБ	Система безопасности
СБР	Система борного регулирования
СВБУ	Система верхнего блочного уровня
СВРД	Сборка внутриреакторных детекторов
СВРК	Система внутриреакторного контроля
СГО	Система герметичного ограждения
СКА	Система комплексного анализа
СКВ	Система контроля вибрации
СКГО	Система контроля герметичности оболочек
СКО	Среднеквадратичное отклонение
СКУД	Система контроля, управления, диагностики
СКУТ	Система контроля уровня теплоносителя
СН	Собственные нужды
СПЗАЗ	Система пассивного залива активной зоны
СПОТ	Система пассивного отвода тепла
СУЗ	Система управления и защиты
ТВС	Тепловыделяющая сборка
ТВЭЛ	Тепловыделяющий элемент

ТВЭГ	Тепловыделяющий элемент с гадолинием
ТЗ	Техническое задание
ТЗБ	Технологические защиты и блокировки
ТКР	Температурный коэффициент реактивности
ТН	Теплоноситель
ТП	Термопара
ТРБЭ	Рабочий технологический регламент безопасной эксплуатации
ТС	Техническое средство
ТС	Термосопротивление
ТТО	Транспортно-технологическое оборудование
ТУ	Технические условия
УНО	Устройство накопления и обработки
УПЗ	Ускоренная предупредительная защита
УСБ	Управляющая система безопасности
УСБТ	Управляющая система безопасности по технологическим параметрам
УСВБ	Управляющая система, важная для безопасности
УСНЭ	Управляющая система нормальной эксплуатации
ФНП	Федеральные нормы и правила
ШВК	Шахта внутрикорпусная
ШЭМ	Шаговый электромагнит
ЦДР	Циркониевая дистанционирующая решетка
ЦТАИ	Цех тепловой автоматики и измерений
ЭВ	Энерговыделение
ЭДС	Электродвижущаяся сила
ЭП	Эксплуатационный предел
IN-OUT	Свежее топливо в центре, выгоревшее на периферии
PWR	Реактор с водой под давлением
RIA	Авария при вводе реактивности

1. ВВЕДЕНИЕ

Нововоронежская АЭС – первая атомная станция с водо-водяным энергетическим реактором (ВВЭР). Ее история уникальна: все приходилось делать впервые – от выбора площадки для строительства атомной станции до освоения принципиально нового технологического процесса получения электрической энергии в промышленных масштабах.

30 сентября 1964 года введен в эксплуатацию *энергоблок № 1* Нововоронежской АЭС с реактором типа ВВЭР-210 – в то время это был самый мощный ядерный энергоблок в мире [1].

Всего на нововоронежской площадке было построено 7 энергоблоков с водо-водяными энергетическими реакторами (ВВЭР). Каждый из ныне действующих реакторов является прототипом серийных энергетических реакторов водо-водяного типа: ВВЭР-440, ВВЭР-1000 и ВВЭР-1200.

Корпуса всех реакторов Нововоронежской АЭС изготовлены АО «Ижорский завод» г. Санкт-Петербург.

Оборудование реакторных установок (РУ) размещено в герметичных боксах (энергоблок № 4) или в защитных герметичных оболочках (энергоблок № 5 Нововоронежской АЭС и № 1, 2 Нововоронежской АЭС-2), которые обеспечивают удержание в этих помещениях радиоактивных веществ при возможном разуплотнении первого контура.

Реакторная установка энергоблока № 4 ВВЭР-440 (модификация В-179) является головной РУ с ВВЭР-440 [1].

Реакторная установка ВВЭР-1000 (модификация В-187) энергоблока № 5 является головной РУ с ВВЭР-1000 [1].

В 2017 году введен в промышленную эксплуатацию энергоблок № 6 НВАЭС (энергоблок № 1 НВАЭС-2) электрической мощностью 1200 МВт, сооруженный по проекту «АЭС-2006», а в 2019 году введен в промышленную эксплуатацию энергоблок № 7 НВАЭС (энергоблок № 2 НВАЭС-2) электрической мощностью 1200 МВт, сооруженный по проекту «АЭС-2006» [15].

В настоящее время в эксплуатации на Нововоронежской АЭС находятся энергоблоки № 4, 5, 6 и 7 суммарной электрической мощностью 3840 МВт. Необходимо отметить, что АЭС на Верхнем Дону полностью обеспечивает потребности Воронежской области в электрической энергии, оставаясь надежным и экологически чистым источником.

Реакторные установки ВВЭР-1200 (модификация В-392М) энергоблоков № 1 и 2 Нововоронежской АЭС-2 идентичны. Техничко-экономические показатели этих энергоблоков были улучшены за счет увеличения мощности, усовершенствования оборудования и повышения срока эксплуатации основного оборудования до 60 лет.

Реакторы ВВЭР сыграли определяющую роль в ключевых этапах становления и развития ядерной энергетики России. Опыт эксплуатации показал, что энергоблоки с реакторами типа ВВЭР безопасны, а научно-технические решения – правильны. За годы эксплуатации энергоблоков Нововоронежской АЭС не было инцидентов, оказывающих влияние на окружающую среду.

По критериям безопасности Нововоронежская АЭС сегодня соответствует национальным и международным нормам безопасной эксплуатации [2, 3, 4, 20]. Технические и организационные мероприятия, выполненные в ходе модернизации оборудования, связанные с продлением срока эксплуатации энергоблоков сверх проектного (на энергоблоке № 4 – на 15 лет, на энергоблоке № 5 – на 25 лет), существенно повысили их безопасность и возможность исключения тяжелых аварий. С момента ввода в эксплуатацию Нововоронежской АЭС выработано более 700 млрд киловатт-часов электрической энергии.

Активная зона ВВЭР-1200 размещается во внутрикорпусных устройствах реактора и собирается из шестигранных тепловыделяющих сборок (ТВС), содержащих тепловыделяющие элементы (ТВЭЛ) стержневого типа с сердечником из диоксида урана в виде таблеток, находящихся в оболочке из циркониевого сплава. В тепловыделяющих сборках ТВЭЛы размещены в треугольной решетке. В свою очередь, ТВС также собраны в треугольную решетку. В качестве ядерного топлива используется спеченный диоксид урана с начальным обогащением ураном-235 в диапазоне от 1.3 до 4.95 % (масс) [10].

На всех энергоблоках применяется зонная загрузка ядерного топлива (с различным обогащением или выгоранием урана) для выравнивания распределения энерговыделения по диаметру активной зоны.

Замена отработавших тепловыделяющих сборок «свежими» производится на остановленном и разуплотненном реакторе под водой специальными перегрузочными машинами с дистанционным управлением. Графиком перегрузки предусматривается поочередная остановка реакторов, причем, как правило, перегрузки выполняются в весенне-летний период, когда нагрузка энергосистемы минимальна.

Перед разработчиками проекта для АЭС-2006 были поставлены задачи достижения следующих целевых показателей [10]:

- единичной тепловой мощности до 3200 МВт;
- повышения КПД энергоблока;
- проектного срока службы оборудования РУ без необходимости его замены – 60 лет;
- коэффициента технического использования, усредненного за весь срок службы АЭС, до 92 %;
- годового коэффициента использования установленной мощности, усредненного за весь срок службы АЭС, до 90 %;
- максимального выгорания топлива по ТВС до 70 МВт·сут/кгU.
- длительность межперегрузочного периода – до 24 месяцев.

Кроме того, в проекте предусмотрено:

- дальнейшее совершенствование систем безопасности с целью оптимизации их структуры и, в том числе, с целью ограничения доз облучения персонала и выхода радиоактивных веществ в окружающую среду в условиях нормальной эксплуатации, проектных аварий, запроектных аварий;
- уменьшение объема радиоактивных отходов;
- исключение возможности внезапных больших разрывов трубопроводов 1-го контура за счет внедрения концепции «течь пред разрушением» и усовершенствования систем диагностики.

Среди основных путей достижения целевых показателей при разработке проекта РУ ВВЭР-1200 для АЭС-2006 следует выделить следующее:

- форсирование мощности реактора за счет снятия консерватизма и реализация заложенных в ВВЭР теплотехнических запасов;
- повышение рабочих параметров теплоносителя РУ с целью повышения коэффициента полезного действия АЭС в целом;
- увеличение внутреннего диаметра корпуса реактора и парогенератора;
- максимальное использование результатов исследовательских работ, проведенных для ВВЭР ранее;
- учет многолетнего опыта эксплуатации РУ ВВЭР.

Реактор ВВЭР-1200 по своему конструктивному исполнению является эволюционным по отношению к реакторам ВВЭР-1000. Основные отличия от референтного реактора РУ В-320, направленные на увеличение проектного срока службы корпуса реактора до 60 лет с учетом увеличения тепловой мощности реактора до 3200 МВт, состоят в следующем [10]:

- увеличен на 100 мм внутренний диаметр корпуса реактора в районе активной зоны с целью уменьшения потока нейтронов на корпус реактора;
- реализовано увеличенное количество ОП СУЗ до 121 штуки;
- предусмотрена новая программа образцов-свидетелей (размещение облучаемых образцов-свидетелей непосредственно на стенке корпуса реактора);
- улучшены условия охлаждения активной зоны в аварийных ситуациях с потерей теплоносителя (за счет увеличения объема теплоносителя в реакторе);
- снижены дозовые нагрузки на персонал, обслуживающий ГЦНА и парогенераторы;
- снижено содержание никеля в сварных швах корпуса.

Основные характеристики топливного цикла ВВЭР-1200 следующие:

- применение уран-гадолиниевого топлива;
- максимальная средняя величина выгорания ТВС более 50 МВт·сут/кгU;
- длительность межперегрузочного периода – 18 месяцев;
- температура повторной критичности – менее 120 °С;
- увеличение массы загружаемого в реактор топлива за счет увеличения длины топливного столба и изменения размеров топливной таблетки.

Основными целями при обеспечении ядерной безопасности, в соответствии с [3] являются:

- обеспечение контроля и управления цепной ядерной реакцией в активной зоне реактора;
- предотвращение образования локальной критичности при перегрузке, транспортировании и хранении ЯТ;
- обеспечение теплоотвода от твэлов.

Для предотвращения образования локальной критичности при перегрузке, транспортировании и хранении ЯТ в проекте РУ предусмотрены [2, 3, 4]:

- конструктивные, технологические решения и организационные меры, исключающие возникновение условий, при которых возможно достижение критического состояния при транспортировке и хранении топлива;
- обращение с ТВС по всей цепи прохождения топлива на АЭС с использованием штатного транспортно-технологического оборудования.

Анализ и обоснование ядерной безопасности проводились в соответствии с требованиями [4] для применяемого в реакторе топлива максимального обогащения 5 % по ^{235}U при максимальной проектной загрузке средств транспортировки и хранения.

В проекте АЭС-2006 показано, что в условиях нормальной эксплуатации с учетом возможных технологических отклонений элементов конструкции в чехлах свежих кассет, в бассейне выдержки, в хранилище свежего топлива обеспечивается требуемая подкритичность с $K_{эф} \leq 0.95$.

Надежный и безопасный теплоотвод от твэлов и теплообмен из первого контура во второй при нормальной эксплуатации в стационарных режимах обеспечивается с учетом превышений мощности реактора и отклонений параметров теплоносителя, обусловленных погрешностью систем регулирования и измерений, без нарушения эксплуатационного предела повреждения твэлов.

По сравнению с энергоблоками АЭС с РУВ-320 в проекте НВАЭС-2 предусмотрены дополнительные пассивные системы безопасности – система пассивного отвода тепла (СПОТ) и система пассивного залива активной зоны (система ГЕ-2).

АЭС удовлетворяет требованиям безопасности, если ее радиационное воздействие на персонал, население и окружающую среду при нормальной эксплуатации, нарушениях нормальной эксплуатации, включая проектные аварии, не приводит к превышению установленных доз облучения персонала и населения, нормативов по выбросам и сбросам, содержанию радиоактивных веществ в окружающей среде, а также ограничивается при запроектных авариях [2, 10, 20].

В соответствии с концепцией глубокоэшелонированной защиты в проекте АЭС-2006 предусмотрены системы безопасности, предназначенные для выполнения следующих основных функций безопасности:

- аварийного останова реактора и поддержания его в подкритическом состоянии;
- аварийного отвода тепла от реактора;
- удержания радиоактивных веществ в установленных границах.

По характеру выполняемых функций системы безопасности разделяются на защитные, локализирующие, обеспечивающие, управляющие.

Система физических барьеров блока АЭС включает: топливную матрицу, оболочку твэла, границу контура теплоносителя реактора, герметичное ограждение реакторной установки и биологическую защиту.

Система технических и организационных мер образует пять уровней глубоко эшелонированной защиты и включает следующие уровни [2, 10].

Уровень 1 (Условия размещения АЭС и предотвращение нарушений нормальной эксплуатации):

- оценка и выбор площадки, пригодной для размещения АЭС;
- установление санитарно-защитной зоны, а также зоны наблюдения вокруг АЭС, на которой осуществляется планирование защитных мероприятий;
- разработка проекта на основе консервативного подхода с развитым свойством внутренней самозащищенности РУ;
- обеспечение требуемого качества систем (элементов) АЭС и выполняемых работ;

- эксплуатация АЭС в соответствии с требованиями нормативных документов, технологических регламентов и инструкций по эксплуатации;
- поддержание в исправном состоянии систем (элементов), важных для безопасности, путем своевременного определения дефектов, принятия профилактических мер, замены выработавшего ресурс оборудования и организация эффективно действующей системы документирования результатов работ и контроля;
- подбор и обеспечение необходимого уровня квалификации персонала АЭС для действий при нормальной эксплуатации и нарушениях нормальной эксплуатации, включая предаварийные ситуации и аварии, формирование культуры безопасности.

Уровень 2 (Предотвращение проектных аварий системами нормальной эксплуатации):

- выявление отклонений от нормальной работы и их устранение;
- управление при эксплуатации с отклонениями.

Уровень 3 (Предотвращение запроектных аварий системами безопасности):

- предотвращение перерастания исходных событий в проектные аварии, а проектных аварий в запроектные с применением систем безопасности;
- ослабление последствий аварий, которые не удалось предотвратить, путем локализации выделяющихся радиоактивных веществ.

Уровень 4 (Управление запроектными авариями):

- предотвращение развития запроектных аварий и ослабление их последствий;
- возвращение АЭС в контролируемое состояние, при котором прекращается цепная реакция деления, обеспечивается постоянное охлаждение ядерного топлива и удержание радиоактивных веществ в установленных границах.

Уровень 5 (Противоаварийное планирование):

- подготовка и осуществление при необходимости планов противоаварийных мероприятий на площадке АЭС и за ее пределами.

Все проектные режимы в зависимости от частоты возникновения исходных событий разделены на четыре категории:

- категория 1 – нормальная эксплуатация;
- категория 2 – условия отказов (частота исходных событий в год: $10^{-2} \leq f$, исходные события соответствуют эксплуатации с отклонениями по ОПБ);
- категория 3 – постулируемые аварии класса 2 (частота исходных событий в год: $10^{-4} \leq f < 10^{-2}$);
- категория 4 – постулируемые аварии класса 1 (частота исходных событий в год: $10^{-6} \leq f < 10^{-4}$).

Дополнительно к положениям, предусмотренным в проекте, по выполнению требований детерминистических проектных режимов, учтены определенные положения о дополнительных условиях проектирования, что по определению ОПБ соответствует запроектным авариям. Это делается для того, чтобы обозначить необходимость реализации мер, включая модернизированное или дополнительное оборудование, или процедуры по управлению авариями, для:

- сложных последовательностей, которые включают отказы сверх тех, которые рассматривались в детерминистических проектных условиях, но не приводят к расплавлению активной зоны;

– аварий с расплавлением активной зоны.

Проектом РУ предусмотрены:

- меры по управлению развитием и ослаблению последствий такого типа аварий (для запроектных аварий без расплавления активной зоны)
- меры по предотвращению расплавления, для запроектных аварий с расплавлением активной зоны – меры по снижению давления в корпусе реактора в момент его разрушения.

Для проектных режимов категорий 1 и 2, согласно нормам и правилам, установлены, соответственно, эксплуатационный предел и предел безопасной эксплуатации по повреждаемости твэлов при работе АЭС на мощности:

- допустимое количество твэлов с повреждениями типа газовой неплотности:
 - 1) 0.2 % от общего количества твэлов – эксплуатационный предел;
 - 2) 1.0 % от общего количества твэлов – предел безопасной эксплуатации;
- допустимое количество твэлов с прямым контактом топлива и теплоносителя:
 - 1) 0.02 % от общего количества твэлов – эксплуатационный предел;
 - 2) 0.1 % от общего количества твэлов – предел безопасной эксплуатации.

Для проектных аварий установлены следующие критерии по количеству поврежденных твэлов в активной зоне:

- для проектных режимов категории 3 – не более 1 % от общего количества твэлов;
- для проектных режимов категории 4 – не более 10 % от общего количества твэлов.

Для проектных аварий категории 3, связанных с:

- разгерметизацией первого контура (в соответствующих анализах определен размер течи первого контура, при котором не превышает предел безопасной эксплуатации повреждения твэлов);
- проектными авариями разгерметизации второго контура;
- неплотностью одного ИПУ КД,

не должен быть превышен предел безопасной эксплуатации повреждения твэлов за счет обеспечения подкритичности активной зоны, сохранения ее под заливом теплоносителя и обеспечения бескризисного охлаждения с учетом предусмотренных проектных запасов, быстродействия и эффективности защитных систем.

Для проектных аварий и сложных последовательностей установлен максимальный проектный предел повреждения твэлов, соответствующий следующим предельным параметрам:

- температура оболочек твэлов – не более 1200 °С;
- эквивалентная степень окисления оболочек твэлов; – не более 18 % от исходной толщины оболочки;
- доля прореагировавшего циркония в активной зоне – не более 1 % его массы в оболочках твэлов;
- максимальная температура топлива должна быть не выше температуры плавления.

Для аварий с расплавлением активной зоны установлены следующие критерии:

- концентрация смеси газов, которые образуются в реакторе и подреакторном пространстве после выпадения расплава, не должна достигать взрывоопасного значения;
- давление в первом и втором контурах не должно превышать соответствующих значений давлений гидроиспытаний на прочность;

- если остатки активной зоны нельзя охладить внутри корпуса реактора, то в момент проплавления корпуса давление в системе теплоносителя первого контура должно быть не более 1 МПа ;
- допустимое воздействие импульса давления на элементы шахты бетонной – $150 \text{ кПа} \cdot \text{с}$;
- максимально допустимое давление в шахте бетонной – 2.0 МПа ;
- должно исключаться кипение расплава;
- должна быть обеспечена подкритичность разрушенной и расплавленной активной зоны.

Проектный предел при запроектных авариях определяется одним из трех требований:

- не более 5 % объемной концентрации водорода в сухом контайнменте;
- внутри интервала $5 \div 10$ % объемной концентрации водорода:
 - 1) при объемной концентрации водяного пара более 60 %;
 - 2) при объемной концентрации воздуха менее 20 % (кислорода менее 5 %);
- более 10 % объемной концентрации водорода при объемных концентрациях водяного пара более 5 % и воздуха менее 20 % (кислорода менее 5 %).

При тяжелых запроектных авариях следует руководствоваться приемочным критерием, согласно которому предотвращается взрыв водородосодержащих смесей, угрожающий разрушению контайнмента.

В соответствии с концепцией глубокоэшелонированной защиты в проекте предусмотрены системы безопасности, предназначенные для выполнения следующих основных функций безопасности:

- аварийной остановки реактора и поддержания его в подкритическом состоянии;
- аварийного отвода тепла от реактора, а также от бассейна выдержки отработавшего топлива;
- удержания радиоактивных веществ в установленных границах;
- сохранение целостности границы контура давления реактора.

В проекте АЭС с ВВЭР-1200 были воплощены лучшие решения и опыт, накопленные при разработке предыдущих проектов АЭС, в том числе построенной Россией первой очереди АЭС «Тяньвань» (Китай), АЭС «Куданкулам» (Индия). Проект предполагает максимальный учет рекомендаций МАГАТЭ, широкое использование дополнительных пассивных систем безопасности в сочетании с активными традиционными системами (табл. № 1.1). В частности, заложены такие конструктивные решения, как устройство локализации расплава активной зоны реактора (ловушка расплава) и улучшенный контайнмент, способный выдержать прямое падение самолета массой до 5.7 тонн на скорости 100 метров в секунду, взрывную волну с давлением 30 кПа и землетрясение силой до 0.12g (около 7 баллов по шкале Рихтера).

Таблица № 1.1
Сравнительные показатели АЭС с реактором ВВЭР-1000 и ВВЭР-1200

ХАРАКТЕРИСТИКИ	ВВЭР-1000	ВВЭР-1200	ИЗМЕНЕНИЕ, %
Мощность электрическая, МВт	1000	1195.4	12
Годовая выработка, млрд кВт*ч	7.5	9.1	21.3
Срок службы АЭС (проектный), лет	30	50÷60	+67÷100
Удельная материалоемкость, отн. ед.	1.00	0.85	- 15

Проект «АЭС-2006» для НВАЭС-2 есть проект поколения 3+. Проект характеризуется значением вероятности повреждения активной зоны ниже $5 \cdot 10^{-7}$, что приближает его к показателям надежности для проектов АЭС четвертого поколения.

В настоящее время большое внимание уделяется подготовке персонала для эксплуатации АЭС. При подготовке персонал сталкивается с определенными трудностями поиска материалов в многочисленных книгах по физике реакторов. Необходимо отметить, что в общедоступных книгах недостаточно рассмотрены специфические вопросы, связанные с пусками новых энергоблоков ВВЭР-1200, а также практически не рассмотрены вопросы по современным видам топлива ВВЭР-1200 и вопросы теплогидравлики.

В настоящем пособии предпринята попытка обобщить сведения из различных источников по физике реактора ВВЭР-1200, теплогидравлике и ядерному топливу, чтобы сделать более комфортной подготовку оперативного персонала и персонала вспомогательных подразделений атомной станции. Пособие будет полезно сотрудникам наладочных организаций и студентам технических вузов.

Авторы благодарят Бохолдина Ю.О., Глушкову Г.Е., Белоусову Т.А., Крючкову Л.С., Борискина А.А., Виткалова К.А. за помощь при оформлении пособия.

Авторы планируют в будущем продолжить работу по улучшению данного пособия и будут благодарны за советы и замечания.

2. ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

2.1. ВЕЩЕСТВО И ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Вещество является формой природы, материального мира. У каждого вещества есть мельчайшая частица (атом, молекула), обладающая всеми его химическими свойствами. Молекула простых веществ состоит из одного или нескольких одинаковых атомов, молекула сложных веществ – из атомов различных химических элементов [5].

Атомы химического элемента различаются массой. Такие атомы называют изотопами химического элемента. У природного углерода есть два изотопа. За атомную единицу массы (а.е.м.) принята $1/12$ часть массы более легкого изотопа углерода.

Атомная масса элемента (табл. № 2.1) равна среднему значению атомных масс изотопов элемента. Так, атомная масса бора, состоящего из изотопов с $A = 10.0129$ (18.8 %) и $A = 11.0093$ (81.2 %), равна 10.8220. Масса атома (молекулы) в атомных единицах массы численно равна атомной (молекулярной) массе. Например, масса атома гелия равна 4.002 а.е.м., кислорода – 15.9994 а.е.м.

В молекулярной физике, химии и других областях науки для однородных веществ, то есть веществ, состоящих из частиц с одинаковыми свойствами, введена внесистемная единица массы: килограмм-моль (кмоль). Она равна количеству однородного вещества в килограммах, численно равному его молекулярной (атомной) массе. Например, килограмм-моль углерода равен 12.01115 кг, бериллия – 9.0122 кг, воды – 18.0154 кг и так далее.

Масса атома (молекулы) сравнима с величиной массы 10^{-26} кг. Такие малые величины измеряют специальными приборами, которые были изобретены сравнительно недавно. До появления этих приборов массы атомов и молекул выражали в относительных единицах. Отношение массы атома (молекулы) к атомной единице массы называют относительной атомной (молекулярной) массой [кратко: атомная (молекулярная) масса]. Согласно определению, эта величина безразмерная. Она показывает, во сколько раз масса атома (молекулы) больше атомной единицы массы. Атомную массу обозначают буквой A , молекулярную – буквой μ . В килограмм-моле любого однородного вещества содержится число молекул N_A равное $6.02 \cdot 10^{26}$ моль/кмоль. Величину N_A называют числом Авогадро. По числу Авогадро и килограмм-молю углерода рассчитывается атомная единица массы:

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} \cdot \frac{A_c}{N_A} = \frac{1}{12} \cdot \frac{12}{6.02 \cdot 10^{26}} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.} \quad (2.1)$$

Количество частиц (молекул, атомов), заключенных в 1 м^3 однородного вещества, называют плотностью частиц N . Ее находят по известным плотности вещества ρ (кг/м³), молекулярной μ (атомной A) массе и числу Авогадро [6]. В таблице № 2.1 приведены атомные массы элементов:

$$N = \frac{\rho}{\mu} \cdot N_A. \quad (2.2)$$

Таблица № 2.1
Атомные массы элементов

ЭЛЕМЕНТ	СИМВОЛ	АТОМНАЯ МАССА	ЭЛЕМЕНТ	СИМВОЛ	АТОМНАЯ МАССА
Водород	<i>H</i>	1.00797	Натрий	<i>Na</i>	22.9898
Гелий	<i>He</i>	4.0026	Железо	<i>Fe</i>	55.847
Литий	<i>Li</i>	6.9390	Никель	<i>Ni</i>	58.71
Бор	<i>B</i>	10.8220	Индий	<i>In</i>	114.82
Углерод	<i>C</i>	12.01115	Торий	<i>Th</i>	232.038
Кислород	<i>O</i>	15.9994	Уран	<i>U</i>	238.03

При расчете величины N часто используют приближенные значения μ и A , ограниченные первыми тремя цифрами.

Если известны плотность и химическая формула молекулы вещества, то легко рассчитать число атомов любого элемента в 1 м^3 вещества:

$$N_i = n_i \cdot \frac{\rho_i}{\mu_i} \cdot N_A, \quad (2.3)$$

где: n_i – число атомов i -го элемента в молекуле.

В атомной физике за единицу длины принят ангстрем ($\text{\AA}$), равный 10^{-10} м . В этих единицах диаметр молекулы воды d равен примерно $3.86 \text{ \AA}$.

Атомизм строения наблюдается не только у вещества, но и у электричества. Элементарный электрический заряд $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$. Любой электрический заряд кратен e и не может быть меньше его. Существуют положительный и отрицательный элементарные электрические заряды. Носителем элементарного отрицательного заряда является электрон, масса которого $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 5.5 \cdot 10^{-4} \text{ а.е.м.}$, удельный заряд $e/m = 1.76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$. Элементарный положительный заряд имеет позитрон. У него такие же масса и удельный заряд, как и у электрона. Позитрон обозначают символом e^+ , электрон – e^- .

2.2. ВЕРОЯТНОСТЬ И СПЕКТР

Природные события (явления) подразделяют на достоверные и случайные. Достоверное событие – это такое событие, которое обязательно происходит при выполнении S условий. Событие называют случайным, если в определенных условиях оно или происходит, или нет. Например, подброшенная монета падает на землю или гербом, или цифрой вверх. Выпадение герба и цифры – случайные события.

Закономерности множества случайных событий, выпадающих при определенных условиях, изучает теория вероятностей. Одним из основных понятий теории вероятностей является понятие вероятности появления события.

Пусть в опыте при одинаковых условиях наблюдаются случайные события A ($i = 1, 2, \dots, k$). Пусть событие A_1 выпадает n_1 раз, событие A_2 – n_2 раз и т.д., а общее число событий $n = n_1 + n_2 + \dots + n_k$ достаточно велико. Вероятностью события A_i называют величину $f(A_i)$, равную доле событий A_i в общем количестве событий:

$$f(A_i) = \frac{n_i}{n}. \quad (2.4)$$

По известной вероятности $f(A_i)$ предсказывают возможность появления события A_i . Так, если монету бросают вверх в одинаковых условиях, то вероятности выпадения герба и цифры равны 0.5.

Из определения вероятности $f(A_i)$ следует, что сумма всех вероятностей:

$$\sum_{i=1}^k f(A_i) = f(A_1) + f(A_2) + \dots + f(A_k) = 1. \quad (2.5)$$

Следовательно, при выполнении заданных условий одно из k событий обязательно происходит. Необходимо отметить, что вероятность достоверного события равна единице, а невозможного – нулю.

Аналогично случайным событиям определяются случайные физические величины. К ним относятся такие физические величины, которые принимают различные значения в одних и тех же условиях. Например, скорость молекулы газа – случайная величина. При давлении газа 1 атм молекула испытывает около 10^8 столкновений за секунду с другими молекулами, после каждого из которых ее скорость изменяется. Поэтому можно говорить лишь о вероятности того или иного значения скорости молекулы.

Теорию вероятностей применяют в различных областях науки и техники. В физике ее используют, например, для описания спектра физической величины.

В природе существует огромное количество систем (множеств) частиц, объединенных или силами притяжения, или другими условиями. Одна из таких систем частиц – газ, заключенный в замкнутом объеме (сосуде).

Килограмм-моль любого газа при нормальных условиях (давление равно 760 мм рт. ст., температура $t = 0^\circ\text{C}$) занимает объем, равный 22.4 м³. При этих условиях плотность молекул всех газов одинакова. Она находится, как частное от деления числа Авогадро на объем килограмм-моля газа, и равна $2.7 \cdot 10^{25}$ моль/м³. Из сравнения плотностей молекул воды и газа следует, что расстояние между молекулами газа намного превышает их размеры.

Молекулы вещества находятся в состоянии непрерывного движения, называемого тепловым. В процессе теплового движения молекулы газа часто сталкиваются друг с другом. При нормальных условиях молекула газа пробегает от столкновения до столкновения в среднем 10^{-8} м. Во время столкновения между молекулами происходит обмен энергией, при котором более быстрые молекулы передают часть своей энергии более медленным. В результате огромного числа таких столкновений в замкнутом объеме газа устанавливается равновесное распределение молекул по скоростям.

Кроме системы молекул газа, существуют и другие системы, в которых частицы характеризуются неодинаковыми массами, скоростями, энергиями, частотами и так далее. Под спектром физической величины (спектр масс, энергий, скоростей, частот) понимают распределение частиц системы по значениям этой физической величины. Так, распределение молекул газа по скоростям называют спектром скоростей, а распределение изотопов элемента по массам – спектром масс элемента.

Различают два типа спектров. Если в системе есть частицы с любыми значениями физической величины, то спектр называют сплошным (непрерывным). Если же в системе встречаются частицы только с отдельными значениями физической величины, то спектр называют дискретным (линейчатым). Примером дискретного спектра служит спектр масс элемента. В нем наблюдаются атомы с отдельными значениями массы. Распределение молекул газа по скоростям (спектр скоростей) относится к сплошному спектру.

Пусть частицы системы характеризуются случайной величиной L , изменяющейся непрерывно. Так как величина случайна, то не имеет смысла говорить о числе частиц с точным значением L . Это число неоднозначно и может быть даже равным нулю. Однако число частиц со значениями в интервале от L до $L+dL$ вполне определено и равно $dN(L)$. Иначе говоря, $dN(L)$ – это число частиц в интервале dL вблизи значения L . Число $dN(L)$ пропорционально числу частиц в системе N_0 и интервалу dL :

$$dN(L) = f(L) \cdot N_0 \cdot dL. \quad (2.6)$$

Коэффициент пропорциональности:

$$f(L) = \frac{1}{N_0} \cdot \frac{dN(L)}{dL} \quad (2.7)$$

называют плотностью вероятности. Она зависит от L и равна доле частиц системы, отнесенной к единичному интервалу вблизи L . Функция $f(L)$ характеризует также вероятность того, что частица имеет значение физической величины, заключенное в единичном интервале вблизи L . Под сплошным спектром физической величины понимают функцию $f(L)$. Этот спектр нормирован на единицу, так как интеграл от функции $f(L)$ по всем возможным значениям L равен единице [5, 6]:

$$\int_0^{\infty} f(L) \cdot dL = \frac{1}{N_0} \cdot \int_0^{N_0} dN = 1. \quad (2.8)$$

Свойства систем частиц описываются средними значениями физических величин $\bar{L}$, которые получаются с помощью усреднения по спектру физической величины:

$$\bar{L} = \frac{\int_0^{\infty} L \cdot f(L) \cdot dL}{\int_0^{\infty} f(L) \cdot dL}. \quad (2.9)$$

Так как функция $f(L)$ нормирована на единицу, то

$$\bar{L} = \int_0^{\infty} L \cdot f(L) \cdot dL. \quad (2.10)$$

Спектр скоростей $f(v)$ молекул газа в ограниченном объеме впервые был изучен Максвеллом. По имени ученого функцию $f(v)$ называют спектром Максвелла, или функцией распределения Максвелла. Аналитическая запись спектра Максвелла имеет вид:

$$f(v) = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{m}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{m \cdot v^2}{2 \cdot k \cdot T}}, \quad (2.11)$$

где: v – скорость молекулы, м/с;

m – масса молекулы, кг;

$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана;

T – температура газа, К.

На рисунке № 2.1 приведен спектр Максвелла $f(v)$. Однако большинство молекул движутся со скоростями, близкими к наиболее вероятной скорости v_p , при которой спектр Максвелла имеет максимум, а со скоростью $v < v_p$ движется около 42 % всех молекул. Поэтому средняя скорость молекул в 1.128 раза больше v_p . Доля молекул в интервале dv вблизи скорости v изображена заштрихованной площадью столбика. Основание столбика равно dv , а средняя его высота – $f(v)$.

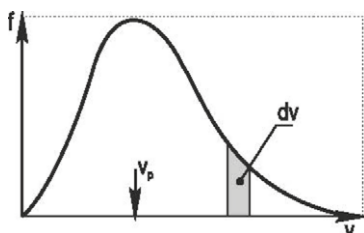


Рис. № 2.1. Распределение молекул газа по скоростям

Средняя кинетическая энергия молекул $\bar{E}$ и кинетическая энергия молекул E_p , соответствующая наиболее вероятной скорости молекул v_p , пропорциональны температуре газа T :

$$\bar{E} = \frac{2}{3} \cdot k \cdot T; \quad E_p = k \cdot T. \quad (2.12)$$

При нагревании газа происходит перераспределение молекул газа по скоростям. Как следствие этого процесса максимум спектра Максвелла сдвигается в направлении больших скоростей, а температура газа повышается.

Пусть теперь в системе из N_0 частиц случайная величина L принимает дискретные значения L_i ($i = 1, 2, \dots, k$), а N_i – число частиц системы со значением L_i . Вероятность того, что частица имеет значение L_i , равна доле частиц со значением L_i :

$$f(L_i) = \frac{N_i}{N_0}. \quad (2.13)$$

Дискретный спектр $f(L_i)$ нормирован на единицу, так как сумма:

$$\sum_{i=1}^{\infty} f(L_i) = 1. \quad (2.14)$$

Среднее значение дискретной величины:

$$\bar{L} = \sum_{i=1}^{\infty} L_i \cdot f(L_i). \quad (2.15)$$

2.3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Электромагнитные волны излучаются зарядами, движущимися с ускорением. Если заряд колеблется с постоянной частотой ν , то возбуждается электромагнитная волна такой же частоты. Электрическая E и магнитная H напряженности электромагнитного поля равны по абсолютному значению. Они колеблются с одинаковой частотой перпендикулярно друг другу и направлению распространения волны. Если в антенне создать колебания электронов с частотой ν , то она будет излучать радиоволны. Другим примером ускоренного движения электронов является их движение по кругу с частотой ν . В таблице № 2.2 приведены виды электромагнитного излучения.

Таблица № 2.2
Виды электромагнитного излучения

ИЗЛУЧЕНИЕ	ДИАПАЗОН ЧАСТОТ, Гц	ДИАПАЗОН ДЛИН ВОЛН λ , м
Радиоволны	$10^4 \div 10^{11}$	$3 \cdot 10^4 - 0.3 \cdot 10^{-2}$
Инфракрасное	$10^{11} \div 4 \cdot 10^{14}$	$0.3 \cdot 10^{-2} \div 7.5 \cdot 10^{-7}$
Световое	$4 \cdot 10^{14} \div 7.5 \cdot 10^{14}$	$7.5 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-7}$
Ультрафиолетовое	$7.5 \cdot 10^{14} \div 3.0 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{-7} \div 10^{-10}$
Рентгеновское	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{20}$	$10^{-8} \div 10^{-12}$
Гамма-излучение	$3 \cdot 10^{19} \div 3 \cdot 10^{22}$	$10^{-11} \div 10^{-14}$

Период колебания T и длина волн λ электромагнитного излучения связаны с частотой и скоростью света соотношениями:

$$T = \frac{1}{\nu}; \quad \lambda = \frac{c}{\nu}. \quad (2.16)$$

Электромагнитное излучение подразделяется на несколько видов. Свойства электромагнитного излучения зависят только от частоты ν , а не от способа его получения. Инфракрасное излучение вызывает у человека ощущение тепла, и поэтому его часто называют тепловым. Рентгеновское излучение используют в медицине для диагностики болезней, так как оно имеет большую проникающую способность в веществе.

Волновые свойства электромагнитного излучения подтверждаются экспериментально, например, в дифракционных опытах. Дифракция излучения наблюдается при взаимодействии излучения с телами, размеры которых соизмеримы с длиной волны λ . В результате дифракции образуются чередующиеся максимумы и минимумы интенсивности электромагнитного излучения. Можно рассмотреть дифракцию рентгеновского излучения при отражении от поверхности монокристалла (рис. № 2.2). Монокристалл состоит из правильно расположенных атомов, расстояния между которыми (постоянная кристалла) примерно равны размеру атома 10^{-10} м и соизмеримы с длиной волны рентгеновского излучения.

Все атомы, лежащие в одной плоскости, образуют кристаллическую плоскость. Для рентгеновского излучения, падающего под углом θ на поверхность монокристалла, все кристаллические плоскости являются полупрозрачными зеркалами. Они частично отражают, а частично пропускают рентгеновское излучение. Таким образом, монокристалл представляет собой набор таких отражающих плоскостей.

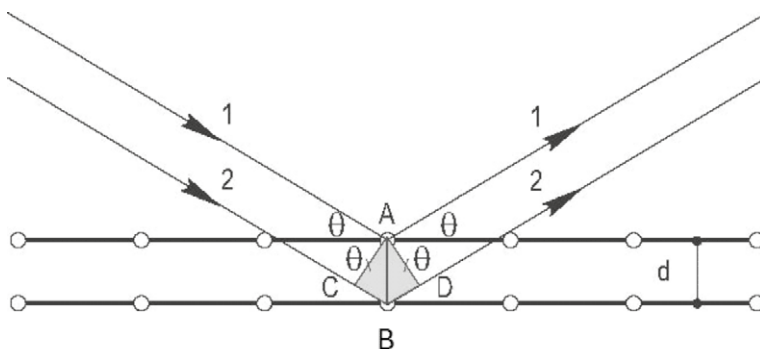


Рис. № 2.2. Отражение рентгеновского излучения от кристаллических плоскостей

Угол падения излучения равен его углу отражения. Поэтому прямоугольные треугольники ABC и ABD равны. Следовательно, отрезок $BC=BD = d \cdot \sin\theta$. Интенсивность излучения усиливается, если отраженные пучки выходят из кристалла в одной фазе. Такое условие выполняется, когда на расстоянии l укладывается целое число длин волн:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin\theta, \quad (2.17)$$

где: $n = 1, 2, 3, 4, \dots$

Данное уравнение независимо получили русский физик Вульф и английский физик Брэгг, по фамилиям которых оно названо уравнением Вульфа–Брэгга.

Если разность хода пучков в кристалле равна не целому числу длин волн, то отраженные пучки выходят из кристалла в различных фазах. Вследствие этого отраженное излучение

частично или полностью гасится. Последний эффект имеет место, если путь l равен нечетному числу полудлин волн и наблюдается под углом θ , определяемым уравнением:

$$\frac{2 \cdot n + 1}{2} \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin \theta. \quad (2.18)$$

Волновая теория излучения хорошо объясняет такие явления, как дифракция, интерференция и так далее. Однако при рассмотрении фотоэффекта волновая теория дает результаты, резко расходящиеся с результатами эксперимента.

Явление фотоэффекта заключается в том, что некоторые металлы, когда на них падает свет, испускают фотоэлектроны. Существует наименьшая частота света ν_0 , ниже которой фотоэффект не наблюдается. Частоту ν_0 называют красной границей фотоэффекта. Наиболее низкая красная граница фотоэффекта у щелочных металлов, особенно у цезия. Им покрывают катоды фотоэлементов.

По волновой теории вырывание электронов из металла происходит следующим образом. Периодическое электрическое поле световой волны создает внутри металла периодическую силу, действующую на электрон. Эта сила «раскачивает» электрон, и он может накопить энергию, необходимую для выхода из металла (работа выхода). Чем больше интенсивность света, тем сильнее раскачивается электрон, тем больше должна быть скорость фотоэлектронов.

Далее, по волновой теории, фотоэлектроны должны появиться некоторое время спустя с момента начала освещения металла. За это время электроны, раскачиваясь, накапливают энергию, превышающую работу выхода. Согласно волновой теории при малых интенсивностях света время накопления энергии электронами составляет несколько часов. Однако выводы волновой теории не совпадают с результатами экспериментов. Во-первых, скорость фотоэлектронов зависит от частоты, а не от интенсивности света, во-вторых, фотоэлектроны появляются сразу же после начала освещения металла.

В 1905 г. Эйнштейн показал, что все закономерности фотоэффекта просто объясняет новая, квантовая теория света. По этой теории свет представляется, как поток электрически нейтральных частиц, названных фотонами. Энергия фотона E_ϕ пропорциональна частоте света:

$$E_\phi = h \cdot \nu, \quad (2.19)$$

где: $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Фотон всегда движется со скоростью света c , а его релятивистская масса равна

$$m_\phi = \frac{E_\phi}{c^2} = \frac{h \cdot \nu}{c^2}. \quad (2.20)$$

Масса покоя фотона равна нулю, т. е. фотон не может находиться в покое, как электрон, атом и так далее.

По квантовой теории света фотоны, падающие на поверхность металла, поглощаются электронами. Часть энергии фотона $E_\phi = h \cdot \nu$ электрон тратит на работу выхода W , а другая часть превращается в кинетическую энергию фотоэлектрона E . По закону сохранения энергии:

$$h \cdot \nu = W + E. \quad (2.21)$$

Наименьшая энергия фотона $h \cdot \nu_0$, вызывающего фотоэффект, равна работе выхода W . Заменяв W на $h \cdot \nu_0$, получится:

$$h \cdot \nu = h \cdot \nu_0 + E, \quad (2.22)$$

где: ν_0 – красная граница фотоэффекта.

На основе последнего уравнения объясняются результаты опытов по фотоэффекту. Скорость фотоэлектронов v зависит от энергии фотона $E_{\text{ф}}$, поглощенного электроном в металле. Так как фотон передает энергию электрону мгновенно, то и фотоэлектроны появляются сразу же после начала освещения металла.

Энергия фотоэлектрона линейно зависит от частоты ν , что позволяет опытным путем определить постоянную Планка h . Для этого измеряется с помощью фотоэлемента зависимость энергии фотоэлектронов от частоты света. Затем строится график $E = f(\nu)$, который получается в виде прямой линии. Тангенс угла наклона этой линии к оси частот численно равен постоянной Планка h .

Рассматривая свойства электромагнитного излучения, ученые пришли к выводу, что одни опытные данные объясняет волновая, а другие – квантовая теория излучения. Ни одна из этих теорий в отдельности не может объяснить всей совокупности экспериментальных результатов. Такую двойственность природы электромагнитного излучения называют дуализмом. При объяснении различных природных явлений пользуются или волновой, или квантовой теорией излучения.

2.4. СТРОЕНИЕ АТОМА

В 1913 г. была разработана новая модель атома, за основу которой была принята планетарная модель Резерфорда с двумя постулатами:

1. Электроны, движущиеся в атомах по отдельным, стационарным орбитам, не излучают электромагнитных волн, а энергия электронов принимает дискретный ряд значений $W_1, W_2, \dots, W_n$.
2. При переходе электрона с одной орбиты на другую энергия электрона изменяется скачком на величину:

$$\Delta W = W_{n2} - W_{n1}, \quad (2.23)$$

где: W_{n1} и W_{n2} – начальная и конечная энергия электрона.

Если $\Delta W > 0$, то атом поглощает энергию, если $\Delta W < 0$ – атом испускает фотон с частотой $\nu = \Delta W/h$.

По теории Бора электроны в атоме сгруппированы по электронным оболочкам, номера которых возрастают по мере их удаления от ядра. Номер оболочки $n = 1, 2, 3, \dots$ называют квантовым числом. Электронные оболочки с квантовыми числами $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ обозначают соответственно буквами $K, L, M, N, O, P, \dots$. Так, первая оболочка ($n = 1$) K -оболоч-

ка и так далее. Электроны n -й оболочки характеризуются одинаковой энергией W_n , которую обычно отсчитывают от суммарной энергии покоя ядра и всех атомных электронов. На электрон действует не только сила притяжения ядра, но и сила отталкивания других электронов, которая ослабляет связь электрона с ядром. Чем дальше электронная оболочка от ядра, тем экранировка электронов больше. В многоэлектронных атомах электроны K - и L -оболочек наиболее крепко связаны в атоме.

У атома большое число электронных оболочек. Небольшая доля оболочек заполнена полностью или частично электронами, а на остальных оболочках электронов нет. Если на атом не действуют внешние силы, то электроны в атоме располагаются на самых близких к ядру оболочках. В каждой n -ой оболочке может быть не более $2 \cdot n^2$ электронов. При таком расположении электронов энергия атома минимальна, что обеспечивает длительное устойчивое состояние атома. Это состояние атома называют основным, а энергию атома – основным энергетическим уровнем (основным уровнем). Если на атом действуют внешние силы (неупругие столкновения с другими атомами, свободными электронами и т. д.), то электрон может получить определенную порцию энергии и перейти на вакантное место одной из внешних оболочек. Такое состояние атома называют возбужденным, а его энергию – возбужденным энергетическим уровнем (возбужденным уровнем). Если с оболочки электрон удаляется из атома, то атом ионизируется.

Возбужденный атом неустойчив. Время его жизни составляет примерно 10^{-8} с. Затем электрон переходит на более близкую к ядру оболочку, и атом возвращается в основное состояние. Во время перехода возбужденного атома в основное состояние испускаются фотоны.

Ядро и атом относятся к связанным системам частиц. В таких системах частицы удерживаются силами притяжения. Связь частицы в системе характеризуется энергией связи ε_0 . Она равна энергии, которую необходимо затратить для удаления частицы из системы (например, электрона из атома). Энергия связи системы частиц W_0 равна энергии, необходимой для разрыва связей между всеми частицами системы. После возвращения частицы в связанную систему частиц освобождается энергия.

2.5. АТОМНЫЕ СПЕКТРЫ

Линейчатые спектры атомов отражают строение электронных оболочек атомов. В любом атомном спектре наблюдаются определенные закономерности. Атомный спектр состоит из ряда серий оптического и рентгеновского излучения. С увеличением частоты излучения каждая серия заканчивается граничной линией, по направлению к которой линии серии сгущаются, а их интенсивность падает (рис. № 2.3).

Электромагнитное излучение испускается только возбужденными атомами. При переходе электрона с оболочки n_2 на оболочку n_1 ($n_2 > n_1$) испускается фотон с энергией $h = -\Delta W$.

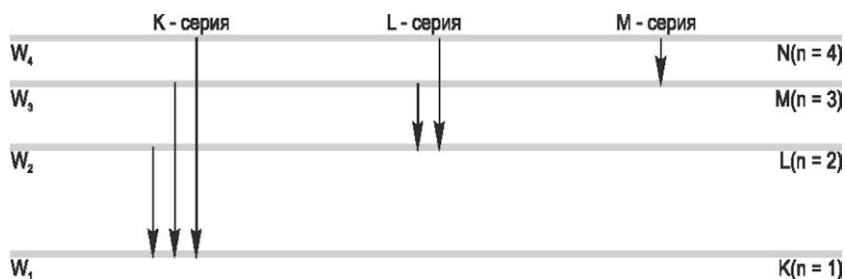


Рис. № 2.3. Энергия электрона в оболочках атома и серии характеристического рентгеновского излучения

Энергию электронов в оболочках атома изображают в виде диаграмм (рис. № 2.3). Они состоят из ряда горизонтальных линий, расположенных друг над другом. Расстояние n -ой горизонтальной линии до начала отсчета пропорционально энергии W_n . Около линий наносят энергии W_n и квантовые числа n . Вертикальные стрелки показывают возможные переходы электронов в возбужденном атоме. При переходах электронов на K -оболочку испускается K -серия, на L -оболочку – L -серия и т. д.

Каждый переход электрона в возбужденном атоме сопровождается испусканием одного фотона. Поэтому при многократных переходах электрона в возбужденном атоме возникает несколько фотонов. Так, если на свободное место в K -оболочке переходит электрон сразу из внешней оболочки, то испускается один фотон. Если на K -оболочку попадает сначала электрон с L -оболочки, а на последнюю – электрон с внешней оболочки, то испускаются два фотона и т. д.

Переход электрона с одной оболочки атома на другую соответствует переходу атома с одного энергетического уровня на другой. При этом энергии электрона и атома изменяются на одну и ту же величину.

Простейшим атомом является атом водорода. Ядро водорода – протон – обозначают буквой p , масса протона $m_p = 1.00727$ а.е.м. в 1936 раз больше массы электрона. Положительный заряд протона равен элементарному электрическому заряду $1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Спектр излучения водорода по теории Бора описывается соотношением:

$$\nu = c \cdot R \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (2.24)$$

где: $R = 10973731 \text{ м}^{-1}$ – постоянная Ридберга;

c – скорость света, м/с.

Возбужденные атомы водорода испускают серию Бальмера при переходах электронов с оболочек $n_2 = 3, 4, 5, \dots$ на L -оболочку ($n_1 = 2$). Эта серия была известна экспериментаторам до теории Бора. По соотношению (2.24) Бор предсказал несколько серий излучения водорода, которые были найдены впоследствии экспериментально. Совпадение теории и эксперимента по спектру водорода подтвердило справедливость постулатов Бора об особенностях движения электронов в атоме. Спектр многоэлектронных атомов имеет

сложное строение. Эта сложность обуславливается экранировкой электронов в атоме, которая изменяется по мере удаления электронной оболочки от ядра.

Атомы испускают рентгеновское излучение при переходах электронов на внутренние оболочки. С переходами электронов на внешних оболочках связано оптическое излучение, которое подразделяется на ультрафиолетовое, световое и инфракрасное.

Каждый элемент имеет отличное от других элементов расположение линий в рентгеновском спектре. Строение рентгеновского спектра, отражающее свойства внутренних электронных оболочек, является характеристикой атома.

2.6. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Классическая физика рассматривает законы макроскопического мира (макромира). Квантовая механика рассматривает законы микромира. По квантовой теории свет: это фотоны с энергией E и импульсом p :

$$E = h \cdot \nu; p = \frac{h}{\lambda}. \quad (2.25)$$

Левые части (энергия, импульс) системы (2.25) являются признаками частицы (корпускулы), а правые части (частота и длина волны $\lambda = c \cdot \nu$) – электромагнитной волны. В записи системы (2.25) отражается дуализм (волна – частица) света. Свет, с одной стороны, похож на газ, состоящий из фотонов с энергией E и импульсом p . С другой стороны, он представляется непрерывной электромагнитной волной с частотой ν . В различных условиях эксперимента свет проявляет или корпускулярные, или волновые свойства.

Кинетическая энергия и импульс тела связаны с частотой и длиной волны уравнениями (2.25). Длину волны движущихся тел находят из второго уравнения, в котором импульс p заменен произведением релятивистской массы m на скорость v :

$$\lambda = \frac{h}{m \cdot v}. \quad (2.26)$$

С увеличением массы тела длина волны стремится к нулю. У макроскопических тел она несравнимо меньше размеров самих тел даже при небольших скоростях.

В квантовых явлениях существенное влияние на движение оказывают волновые свойства частиц. Длина волны частиц, особенно при небольших скоростях, сравнима с размерами атомов и молекул. Поэтому микрочастицы, взаимодействуя между собой, в одних случаях ведут себя, как волны, а в других (высокие скорости) – как частицы. Это одна из особенностей микромира.

Вторая особенность микромира – дискретность механических и магнитных величин (энергии момента количества движения и др.) связанных частиц (атома, ядра и т. п.). Если в макромире эти величины изменяются непрерывно, то в микромире они могут принимать только отдельные, дискретные значения.

Отличительная черта микромира – атомизм строения элементарных (простых) и сложных частиц. Атомизм выражается в том, что каждая частица (электрон, протон и т. д.) характе-

ризуется своей массой, зарядом и т. д. Элементарные частицы возникают и уничтожаются не по частям, а как единое целое. Сложные частицы (атом, ядро) образуются из определенных элементарных частиц. Их можно раздробить на эти же элементарные частицы. Сложные частицы существуют только, как целое. Достаточно удалить из них хотя бы одну элементарную частицу, как свойства сложной частицы изменятся. Например, атом является носителем химических свойств элемента, в то время, как ион атома – заряженная частица – такими свойствами не обладает.

В квантовой механике особую роль играет постоянная Планка. Она входит в выражения для всех величин, характеризующих квантовые явления (энергия фотона, длина волны частиц и т. д.). Если при рассмотрении какого-либо движения можно пренебречь этими величинами, то движение подчиняется классическим законам. При движении макроскопических тел нет смысла учитывать их длину волны $\lambda = h/m \cdot v$.

2.7. КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМЕ

Квантовое состояние электрона в атоме описывается энергией, моментами количества движения и магнитными моментами, которые могут принимать только дискретные значения. Иначе говоря, все эти величины в атоме квантуются. Электроны оболочки с номером n движутся с одной и той же энергией. Числа $n = 1, 2, 3$, как и в теории атома Нильса Бора, характеризуют дискретные энергетические состояния электронов и номер электронной оболочки, n называют главным квантовым числом.

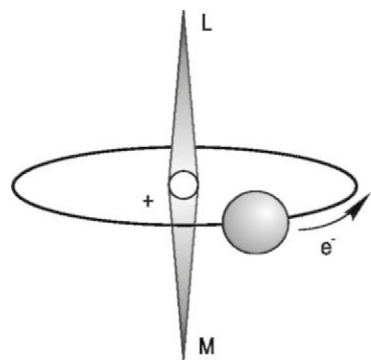


Рис. № 2.4. Относительное положение орбитального момента количества движения L и магнитного момента M электрона

Движение электрона по орбите характеризуется орбитальным моментом количества движения L . Он направлен по оси вращения электрона, перпендикулярно к плоскости орбиты (рис. № 2.4). Модуль орбитального момента принимает дискретные значения:

$$L = \hbar \cdot \sqrt{l \cdot (l + 1)}, \hbar = \frac{h}{2 \cdot \pi}. \quad (2.27)$$

Целое число l называют орбитальным квантовым числом. Для n -ой оболочки оно принимает значения от 0 до $n-1$. Возможное число значений орбитального квантового числа в n -ой оболочке равно n . В K -оболочке орбитальное квантовое число может быть только равным нулю. Для орбитального движения это кажется противоречивым. Все объясняется тем, что электрон с $l = 0$ не имеет определенной орбиты. Его с равной вероятностью можно найти в любой точке поверхности сферы с радиусом оболочки.

Так как орбитальный момент имеет направление в пространстве, то при равновероятном движении электрона по сфере среднее значение орбитального момента равно нулю. В L -оболочке ($n = 2$) орбитальное квантовое число принимает два значения: 0 и 1. Электрон

с $l = 0$ движется равновероятно по сфере в L -оболочке, как и в K -оболочке. Орбитальное движение электрона с $l = 1$ имеет более определенную ориентацию в пространстве. Среднее значение модуля L при $n = 1$ равно $\hbar\sqrt{2}$. В M -оболочке ($n = 3$) модуль момента количества движения принимает три значения: $0, \hbar\sqrt{2}, \hbar\sqrt{6}$. Состояния электронов n -ой оболочки с различными орбитальными квантовыми числами несколько отличаются друг от друга. Поэтому n -ая оболочка расслаивается на n подоболочек электронов. Они характеризуются одним главным, но различными орбитальными квантовыми числами. Орбитальное движение электрона можно рассматривать как круговой электрический ток. За направление тока принимают направление перемещения положительных зарядов. Поэтому орбитальный ток течет против движения электрона. Круговой ток создает магнитное поле (см. рис. № 2.4) с магнитным моментом M . Он направлен в противоположном направлении относительно момента L . Магнитный момент M также квантуется. Его модуль принимает значения, пропорциональные магнетону Бора:

$$\mu_0 = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e} = 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж / К}. \quad (2.28)$$

Магнитный и орбитальный моменты пропорциональны, поэтому возможные значения модуля магнитного момента равны:

$$M = \mu_0 \cdot \sqrt{l \cdot (l + 1)}, \hbar = \frac{e \cdot L}{2 \cdot m_e}. \quad (2.29)$$

Магнитное поле ориентирует орбитальные магнитные моменты в определенных направлениях. Магнитный момент располагается так, что проекция орбитального момента на ось z принимает значения, кратные $\hbar$. Орбитальный момент $L = \hbar \cdot \sqrt{12} \dots (l = 3)$ может иметь семь ориентаций в пространстве, при этом проекция орбитального момента на направление поля принимает значения: $-3 \cdot \hbar, -2 \cdot \hbar, -\hbar, 0, +\hbar, +2 \cdot \hbar, +3 \cdot \hbar$ (рис. 2.5). Проекции момента L_z на ось z записывают кратко $m \cdot \hbar$. Число m называют магнитным квантовым числом. Для каждого орбитального момента оно принимает $2 \cdot l + 1$ целочисленных значений в единицах $\hbar$: от -1 до $+1$. Размерность константы $\hbar$ совпадает с размерностью действия (момент количества движения, произведение энергии на время). Эта константа принята в квантовой механике за единицу измерения действия и названа квантом действия. Экспериментально измеряют, например, не сам модуль момента L , а его проекцию L_z , которая всегда кратна $\hbar$. Электрон имеет еще и собственное вращательное движение с моментом количества движения S , называемым спином. Электрон условно можно представить как волчок, вращающийся вокруг своей оси. Спин электрона принимает одно значение, равное:

$$\hbar \cdot \sqrt{\frac{3}{2}}.$$

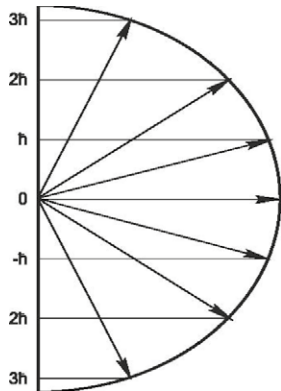


Рис. № 2.5. Возможные значения проекций орбитального момента $\hbar\sqrt{12}$ на направление магнитного поля ($l = 3$)

Вращение электрона, как заряда, вокруг своей оси создает подобие кругового тока. Собственный магнитный момент электрона направлен противоположно спину и равен $\mu_0 \cdot \sqrt{3}$. Ориентация спина электрона в магнитном поле обуславливается ориентацией собственного магнитного момента. Последний устанавливается в пространстве так, что проекция спина S на направление магнитного поля может принимать два значения: $-\hbar/2$ и $\hbar/2$. Возможные проекции спина записывают одним выражением:

$$S_z = m_z \cdot \hbar. \quad (2.30)$$

Число m_z , равное $1/2$ и $-1/2$, называют спиновым квантовым числом.

При рассуждениях о движении связанных электронов и других частиц ради простоты моменты L , S и M заменяются обычно их максимальными проекциями $\hbar l$, $\hbar/2$, $\mu_0 l$ и так далее. Такие упрощения используются в дальнейшем тексте. Так, на рисунке № 2.6 изображен электрон и указаны максимальные проекции спина $\hbar/2$ и собственного магнитного момента μ_0 .

Квантовое состояние электронов в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами: главным n , орбитальным l , магнитным m и спиновым m_z . Для объяснения состава и строения электронных оболочек атома швейцарский физик Паули в 1924 г. сформулировал общий принцип, названный принципом Паули. Иногда его называют запретом Паули. По принципу Паули двум электронам запрещается находиться в одинаковых квантовых состояниях. Это значит, что квантовые состояния любых двух электронов в атоме отличаются друг от друга хотя бы одним квантовым числом из четырех.

Максимальное число электронов в n -ой оболочке равно сумме членов прогрессии, т. е.:

$$\frac{2 + 2 \cdot (n-1)}{2} \cdot n = 2 \cdot n^2. \quad (2.31)$$

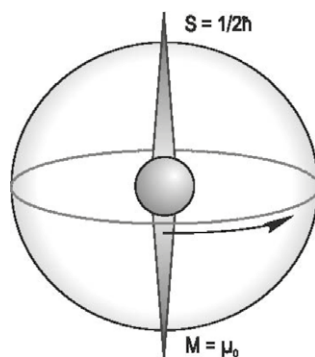


Рис. № 2.6.
Относительное
положение собственного
момента количества
движения (спина)
и магнитного момента
электрона

2.8. СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ

В классической механике траектория движения тела характеризуется его точными координатой $x(t)$ и импульсом $p(t)$ в любой момент времени t , причем обе величины взаимосвязаны. Например, равномерное прямолинейное движение тела массой m со скоростью v описывается координатой $x(t)=v \cdot t$, импульсом $p=m \cdot v$. Отсюда следует, что

$$x(t) = \frac{p \cdot t}{m}.$$

В микромире частицы проявляют при одних условиях волновые свойства, при других – корпускулярные. Исходя только из корпускулярных свойств, как в теории атома Н. Бора, можно найти точное месторасположение частицы в пространстве. Однако такой вывод не отражает волновых свойств частицы. Так как волновой процесс заполняет большое пространство, то понятие координаты волны не имеет физического смысла.

В квантовой механике с учетом волновых свойств частиц показывается, что у частицы не существует одновременно точных координат и импульса и что обе величины не связаны между собой. Если импульс частицы имеет точное значение, то ее местоположение неопределенно, и наоборот. Такая закономерность микромира отражается соотношением неопределенностей. Его иначе называют соотношением Гейзенберга, по фамилии немецкого физика, впервые сформулировавшего его. По соотношению Гейзенберга произведение неопределенности импульса Δp на неопределенность координаты Δx примерно равно постоянной Планка $\hbar$:

$$\Delta p \cdot \Delta x \approx \hbar. \quad (2.32)$$

При разделении последнего выражения на массу частицы m и учитывая, что $\Delta p = m \cdot \Delta v$, получится соотношение Гейзенберга для неопределенности скорости Δv и координаты Δx :

$$\Delta v \cdot \Delta x \approx \frac{\hbar}{m}. \quad (2.33)$$

Соотношение Гейзенберга, отражая природу микромира, ограничивает наши знания об одновременном местоположении и импульсе частицы. Эти ограничения не зависят от точности измерительных приборов.

По соотношению Гейзенберга неопределенность скорости электрона:

$$\Delta v \approx \frac{\hbar}{m_e \cdot \Delta x} \approx \frac{1.05 \cdot 10^{-34}}{9.11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} \approx 1.15 \cdot 10^6 \text{ м/с}. \quad (2.34)$$

Скорость электрона v в атоме равна примерно $1.0 \cdot 10^6$ м/с и сравнима с неопределенностью Δv . Поэтому не имеет смысла говорить об орбите электрона. Однако большую часть времени атомные электроны движутся вблизи боровских орбит. Теория Бора объяснила некоторые свойства атома лишь потому, что в ней были отражены наиболее вероятные положения электронов в атоме.

Для тел с большой массой соотношение Гейзенберга не имеет практического значения, координата и скорость вычисляются с высокой точностью одновременно.

Второе соотношение Гейзенберга характеризует неопределенность энергии системы ΔW за время Δt :

$$\Delta W \cdot \Delta t \approx \hbar. \quad (2.35)$$

Время измерения энергии покоя нестабильных частиц ограничивается их временем жизни τ . Поэтому минимальная неопределенность энергии для них не меньше:

$$\Delta W \approx \frac{\hbar}{\tau}. \quad (2.36)$$

2.9. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА

Синтез ядер из протонов и нейтронов сопровождается высвобождением энергии. Эквивалентную этой энергии массу ΔM называют дефектом массы. Он равен разности суммарной массы Z протонов и $A-Z$ нейтронов и массы ядра:

$$\Delta M(Z, A) = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M_{\text{я}}(Z, A). \quad (2.37)$$

По известному дефекту массы довольно просто рассчитать энергию связи ядра, т. е. энергию, необходимую для расщепления ядра на составные частицы:

$$W_c \approx \Delta M \cdot c^2. \quad (2.38)$$

Учитывая, что $1 \text{ а.е.м.} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$, находим энергию, соответствующую атомной единице массы:

$$W = 1.66 \cdot 10^{-27} \cdot (3 \cdot 10^8)^2 = 931 \text{ МэВ} = 1.492 \cdot 10^{-10} \text{ Дж}. \quad (2.39)$$

Если дефект массы ΔM выражен в атомных единицах массы, то:

$$W_c = 931 \cdot \Delta M, \text{ МэВ}. \quad (2.40)$$

В таблице № 2.3 вместе с массами атомов приведена энергия связи ядер. Она растет с увеличением числа частиц в ядре и мало зависит от их сорта. Так, при добавлении к дейтону d нейтрона или протона совершается переход к тритону T или к ядру ${}^3\text{He}$.

В первом случае приращение энергии связи составляет 6.259 МэВ , а во втором 5.500 МэВ . Разница в приращении энергии связи 0.769 МэВ объясняется ослаблением связи в ядре ${}^3\text{He}$ за счет кулоновских сил отталкивания между протонами. Увеличение энергии связи с ростом массового числа имеет некоторые особенности. Они выявляются из рассмотрения зависимости средней энергии связи $\varepsilon = W_c / A$, приходящейся на одну ядерную частицу (нуклон), от массового числа (рис. № 2.7). Величина ε сначала растет и достигает максимального значения 8.7 МэВ при $A \sim 60$.

Последующие добавления частиц в ядро ведут к постепенному ослаблению связи частиц. В области тяжелых ядер ($A > 200$) величина ε уменьшается до 7.5 МэВ .

Все точки для средней энергии ε хорошо ложатся на гладкую кривую, за исключением ядер, имеющих 2, 8, 14, 20, 50, 82 протонов или 2, 8, 14, 20, 50, 82, 126 нейтронов. Приведенные числа протонов и нейтронов, а также ядра, содержащие их, называют магическими. Протоны и нейтроны в магических ядрах наиболее плотно упакованы. Поэтому значение ε у магического ядра больше, чем у ядер с близкими значениями массовых чисел.

Самыми легкими магическими ядрами являются ядра ${}^4_2\text{He}$ и ${}^{16}_8\text{O}$. Повышенное значение ε наблюдается также у легких ядер, содержащих равные количества протонов и нейтронов (${}^{12}_6\text{C}$) и не относящихся к магическим ядрам. Если разделить тяжелое ядро ($A \approx 240$) на два средних ядра ($A \approx 120$) или из двух легких ядер синтезировать одно ядро, то в обоих

случаях получаются ядра прочнее исходных. Значит, в данных процессах освобождается энергия. Процесс деления ядер является источником ядерной энергии, а процесс синтеза ядер – термоядерной энергии. Энергия связи отдельных протонов ε_p или нейтронов ε_n не совпадает со значением средней энергии ε , так как первые две величины зависят от положения частиц в ядре. Например, для удаления нейтрона из ядра ${}^9_4\text{Be}$ требуется энергия $\varepsilon_n = 2 \text{ МэВ}$, в то время как $\varepsilon = 6.5 \text{ МэВ}$.

Таблица № 2.3
Массы атомов и энергии связи ядер

	МАССОВОЕ ЧИСЛО A	МАССА АТОМА, а.е.м.	ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА, МэВ
n	1	1.008665	-
H	1	1.007825	-
D	2	2.014102	2.2250
T	3	3.016049	8.4820
${}^3_2\text{He}$	3	3.016022	7.7243
${}^4_2\text{He}$	4	4.002603	28.2937
${}^6_3\text{Li}$	6	6.015128	31.9870
${}^7_3\text{Li}$	7	7.016008	39.239
${}^9_4\text{Be}$	9	9.012191	58.153
${}^9_5\text{B}$	9	9.013300	56.050
${}^{10}_5\text{B}$	10	10.012940	64.744
${}^{11}_5\text{B}$	11	11.009314	76.192
${}^{12}_6\text{C}$	12	12.000000	92.156
${}^{13}_6\text{C}$	13	13.003355	97.102
${}^{14}_7\text{N}$	14	14.003075	104.653
${}^{15}_8\text{O}$	15	15.000108	115.485
${}^{16}_8\text{O}$	16	15.999400	127.612
${}^{17}_8\text{O}$	17	16.999128	131.754
${}^{18}_8\text{O}$	18	17.999131	139.789

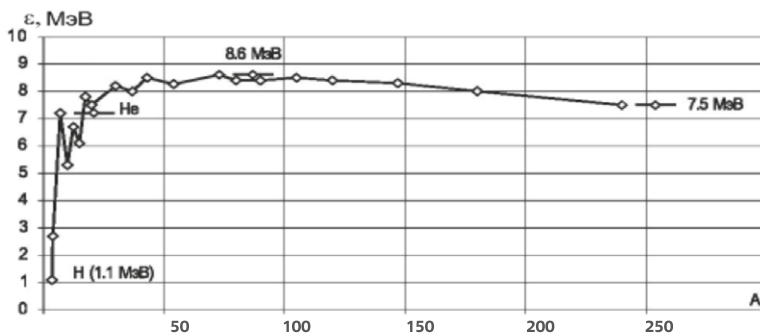


Рис. № 2.7. Средняя энергия связи на нуклон, как функция массового числа A природных ядер

Энергию связи ε_α частицы α в ядре рассчитывают так же, как энергию связи ядра. Можно представить ядро A_ZX как связанную систему ядра ${}^{A-1}_{Z-1}Y$ и частицы α . Тогда:

$$\varepsilon_\alpha = 831 \cdot [M(Z_1, A_1) + m_\alpha - M(Z, A)], \quad (2.41)$$

где: m_α – масса частицы α ;

$M(Z, A)$, $M(Z_1, A_1)$ – массы атомов с массовыми числами A и A_1 с порядковыми числами Z и Z_1 соответственно.

2.10. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ И СТАБИЛЬНОСТЬ ЯДРА

Ядра большинства природных атомов – очень устойчивые системы. Нейтроны и протоны удерживаются в ядре мощными ядерными силами притяжения, подавляющими расталкивающее действие кулоновских сил между протонами. Необходимо рассмотреть некоторые свойства ядерных сил. Ядерные взаимодействия между двумя протонами ($p-p$), двумя нейтронами ($n-n$), протоном и нейтроном ($p-n$) одинаковы, поэтому ядерные силы не зависят от электрического заряда. В этом и заключается свойство зарядовой независимости ядерных сил. Из него следует вывод, что природа ядерных сил отличается от природы электрических и гравитационных сил. Протонам и нейтронам приписывают одинаковый ядерный заряд и относят их к одному типу ядерных частиц – нуклонам. Свойством зарядовой независимости объясняется, например, устойчивость дейтона, состоящего из протона и нейтрона.

Ядерные силы относятся к силам насыщения (каждый нуклон взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов). Такое заключение следует из анализа величины энергии связи ядер. Допустим, что каждый нуклон взаимодействует с остальными $A-1$ нуклонами. Тогда полное число взаимодействий будет равно $A \cdot (A-1)$, и энергия связи ядра должна быть пропорциональной $A \cdot (A-1) \approx A^2$. В действительности энергия связи пропорциональна массовому числу A .

С увеличением числа Z начинает сказываться ослабление ядерных сил за счет кулоновского отталкивания между протонами. Чтобы компенсировать это ослабление, ядро должно содержать больше нейтронов, чем протонов. На рисунке № 2.8 приведено соотношение нейтронов и нуклонов в ядре в зависимости от массового числа.

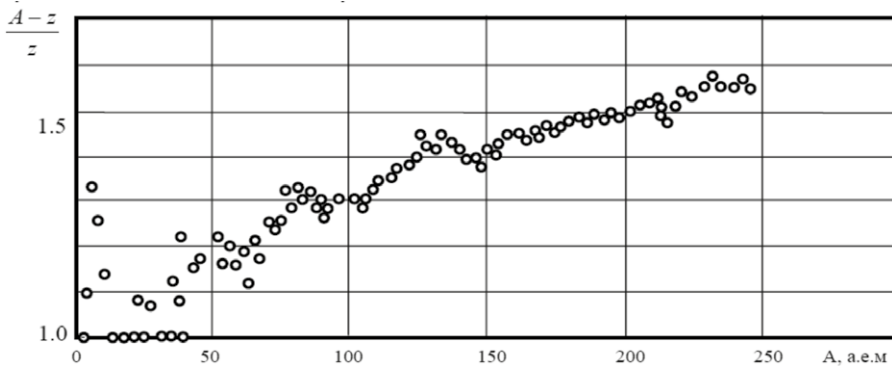


Рис. № 2.8. Соотношение нейтронов и нуклонов в ядре в зависимости от массового числа.

Среди легких ядер наиболее сильно связаны нуклоны в α -частице. Два протона и два нейтрона в этом ядре образуют насыщенную систему. Если добавить к α -частице еще один нуклон, то получится нестабильное ядро. Ядерные силы – это короткодействующие силы. Радиус их действия порядка 1 Фм (единица длины ферми, равная 10^{-15} м , названа по имени итальянского физика Энрико Ферми).

Если расстояние протона от ядра больше 1 Фм , то между ними действует кулоновская сила отталкивания, которая относится к ненасыщаемым дальнодействующим силам. Потенциальная энергия взаимодействия ядра и протона:

$$V(r) = \frac{Z \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r}, \quad (2.42)$$

где: $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – электрическая постоянная.

Постоянная $b_0 = 1/4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ м/Ф}$ численно равна потенциальной энергии взаимодействия в вакууме двух частиц с зарядами по 1 Кл на расстоянии $r = 1 \text{ м}$. По мере приближения протона к ядру потенциальная энергия отталкивания растет (рис. № 2.9). В отсутствие ядерного притяжения энергия взаимодействия продолжала бы возрастать при уменьшении расстояния r (тонкая линия вверху на рис. № 2.9, б). Однако, как только протон входит в зону действия ядерных сил ($r \approx R = 1.5 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ – радиус

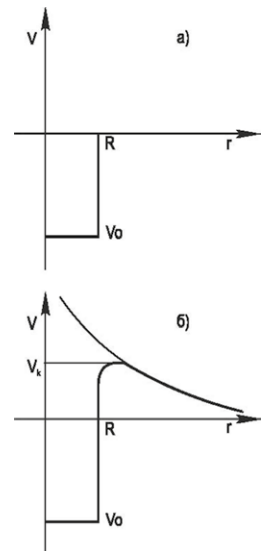


Рис. № 2.9. Изменение потенциальной энергии нейтрона (а) и протона (б) в зависимости от расстояния до ядра

ядра), отталкивание резко сменяется притяжением и потенциальная энергия становится отрицательной. График $V(r)$ разбивают на две части: потенциальный барьер (при $r > R$) высотой V_k и потенциальную яму ($r < R$) глубиной V_0 . Высота потенциального барьера V_k равна максимальной потенциальной энергии протона на границе с ядром. Можно получить выражение для V_k в мегаэлектронвольтах. Для любой частицы с зарядом $Z \cdot e$ высота потенциального барьера ядра с зарядом $Z_1 \cdot e$:

$$V_k = b_0 \cdot \frac{Z_1 \cdot Z \cdot e^2}{R}, \quad (2.43)$$

где: R – радиус ядра, $R = 1.5 \cdot 10^{-15} \cdot \sqrt[3]{A}$, м.

Взаимодействие нейтрона с ядром начинается на расстоянии, близком к радиусу ядра R . Потенциальная энергия взаимодействия нейтрона с ядром характеризуется только глубиной потенциальной ямы V_0 . Нуклоны движутся в ядре, удерживаясь в нем силами притяжения. Кинетическая энергия нуклона меньше по абсолютному значению глубины потенциальной ямы на его энергию связи

У поля ядерных сил есть свои обменные частицы – нестабильные π -мезоны (пи-мезоны), которые иначе называют пионами. Существование пионов было предсказано японским физиком Хидэки Юкава в 1936 г., а обнаружены они в 1947 г. Пионы подразделяются на три вида, различающиеся зарядом, массой и временем жизни. Положительный и отрицательный пионы ($\pi^\pm$ -мезоны) характеризуются массой покоя $m_\pi^\pm = 273.2 \cdot m_e$, зарядом $q = \pm e$, временем жизни $\tau = 2.5 \cdot 10^{-8}$ с. У нейтрального, (π^0 -мезона) масса покоя $m_\pi = 264.2 \cdot m_e$, а время жизни $\tau = 1.9 \cdot 10^{-16}$ с. Спин пионов всех трех видов равен нулю.

Обменные взаимодействия между двумя нуклонами происходят через интервалы времени, равные примерно $4 \cdot 10^{-24}$ с. За такое короткое время неопределенность энергии нуклонов в несколько раз превышает массу покоя пионов. Радиус действия ядерных сил равен максимальному расстоянию, которое пролетает виртуальный пион за $4 \cdot 10^{-24}$ с со скоростью, близкой к скорости света: $R \approx 4 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^8 = 1.2 \cdot 10^{-15}$ м.

Два протона, два нейтрона обмениваются нейтральными пионами. В этом случае не происходит превращений нуклонов. Взаимодействие нейтрона с протоном осуществляется обменом отрицательным пионом. Нейтрон, испуская отрицательный пион, превращается в протон. После поглощения протоном отрицательного пиона положительный заряд нейтрализуется и протон превращается в нейтрон. Необходимо отметить: протон с нейтроном взаимодействуют посредством положительного пиона. С характером проявления ядерных сил непосредственно связана стабильность ядра. В природе существует около 300 стабильных ядер, содержащих определенные количества протонов и нейтронов. Начиная с $Z = 20$ отношение $(N)/(Z)$ в области стабильности отклоняется от прямой линии и у последнего стабильного ядра $^{209}_{83}\text{Bi}$ достигает значения 1.52 (рис. № 2.8). Это верхняя граница стабильной области. В ядрах с $Z > 83$ ядерные взаимодействия нуклонов уже не в состоянии полностью компенсировать кулоновское расталкивание, и эти ядра радиоактивны.

Свойства легких ядер различных нуклидов можно систематизировать с помощью протонно-нейтронной диаграммы (диаграммы Сегре) – таблицы на рисунке № 2.10, строки которой соответствуют нуклидам с одинаковым числом протонов, а столбцы – нуклидам

с одинаковым числом нейтронов. Для всех остальных средних и тяжелых нуклидов – на рисунке № 2.11.

Под цифрой (1) указана «дорожка» бета-стабильных ядер (265 ядер); Цифра (2) указывает на область бета-активных ядер (>1700 ядер); Последняя же (3) показывает на область нуклоностабильных ядер.

Некоторые особенности из данной диаграммы:

- известно более 2000 нуклидов, из них 265 нуклидов являются стабильными;
- нуклиды с официальными названиями имеют Z от 0 (нейтрон) до 118 (оганесон). Для существующих в природе ядер Z меняется от 1 (водород) до 92 (уран). Остальные нуклиды получают искусственно. Нет стабильных нуклидов с $Z = 0, 43, 61$ и $Z \geq 84$;
- известны нуклиды с числом нуклонов A от 1 до 294 включительно. Нет стабильных нуклидов при $A = 5, 8$ и при $A \geq 210$.

Все без исключения тяжелые ядра с массовым числом A , превышающим значение 209, нестабильны по отношению к α -распаду. Поэтому ядра нуклидов, у которых массовое число A превышает граничное значение 209, являются родоначальниками связанных последовательных цепочек радиоактивных распадов, в которых каждый последующий нуклид возникает в результате распада предыдущего. При каждом α -распаде число протонов Z и число нейтронов в дочернем ядре уменьшается на две единицы (число нуклонов – на четыре) по отношению к материнскому. Такое ядро чаще всего нестабильно по отношению к β -распаду, так как оказывается ниже дорожки стабильности (см. рис. № 2.11), и в последовательных цепочках распадов процессы α - и β -распадов чередуются друг с другом.

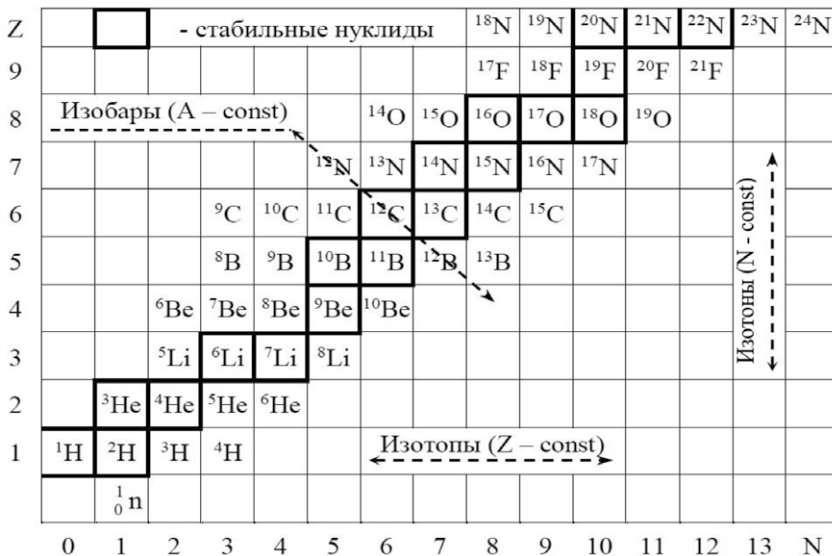


Рис. № 2.10. Протонно-нейтронная диаграмма Сегре для легких элементов

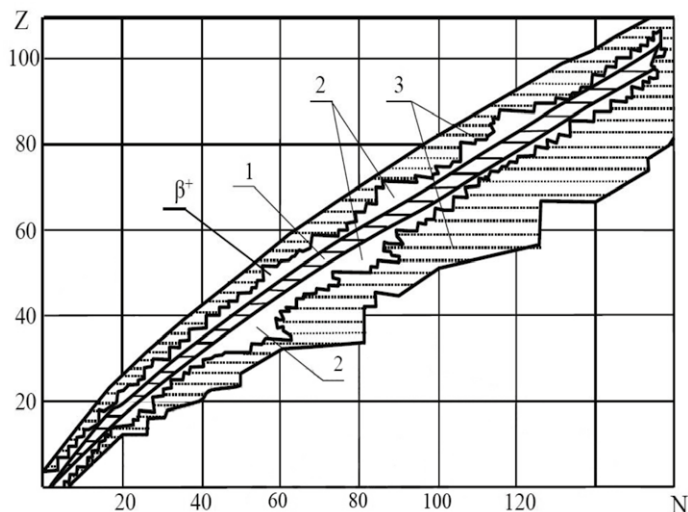


Рис. № 2.11. Протонно-нейтронная диаграмма Сегре для средних и тяжелых элементов

Все естественные радиоактивные нуклиды с $A > 209$ можно расположить в виде трех последовательных цепочек, называемых радиоактивными семействами или рядами. Каждое радиоактивное семейство начинается с α -радиоактивного нуклида, называемого родоначальником семейства, а каждый радиоактивный последующий элемент семейства является продуктом распада предыдущего.

Переход от одного элемента к другому в пределах семейства может быть описан изменением массового числа в виде формулы, называемой правилом смещения:

$$A = 4 \cdot n + c,$$

где: c – постоянная для данного семейства величина;

n – либо уменьшается на единицу (при альфа-распаде), либо не изменяется (при бета-распаде).

На рисунке № 2.12 показана диаграмма Сегре для семейства урана. Стрелки на диаграмме (A, Z), направленные влево и вниз обозначают α -распады, направленные вверх β -распады. Возле каждой из жирных стрелок, обозначающих основную цепочку распада, приведены соответствующие периоды полураспада. Начинается это семейство с U^{238} , который с периодом $T_{1/2} = 4.5 \cdot 10^9$ лет путем альфа-распада превращается в торий, который, в свою очередь, путем бета-распада с $T_{1/2} = 24$ дня превращается в Pa^{234} (протактиний). Протактиний, в свою очередь, с $T_{1/2} = 1.2$ минуты также распадается. Следует обратить внимание на огромное различие в периодах полураспада в первом и втором звеньях ряда. Это различие типично и для остальных радиоактивных семейств. Некоторые нуклиды (например, Po^{218}), могут с разной вероятностью испытывать как альфа-, так и бета-распады и образуют, так называемые, вилки. Семейство урана заканчивается стабильным нуклидом свинца Pb^{206} , ядро которого является магическим по числу протонов.

Более легкие, чем нуклиды радиоактивных семейств, естественные радиоактивные ядра непрерывно образуются под действием космического излучения. Например, под действием космического излучения атмосферный азот превращается в бета-активный нуклид, имеющий период полураспада *5730 лет*. Измерение содержания этого нуклида в древних органических останках (скелетах, мумиях, деревянных предметах и т.п.) позволяет археологам определять возраст этих предметов.

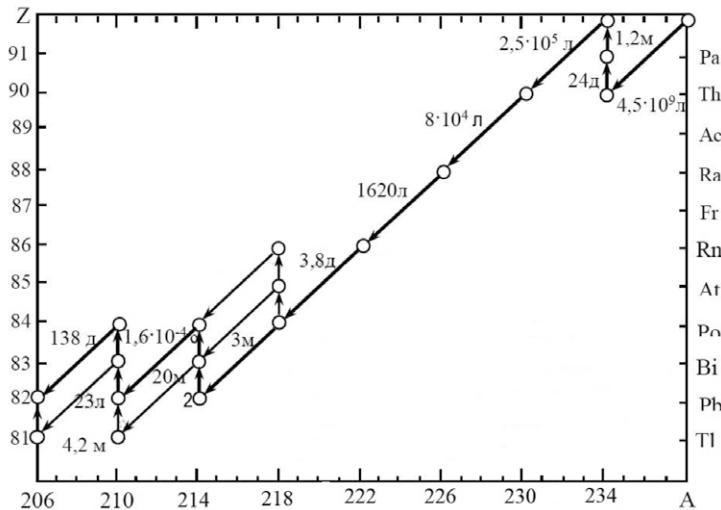


Рис. № 2.12. Протонно-нуклонная диаграмма Сегре для семейства урана (α -распады и β -распады)

2.11. ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Радиоактивный распад зависит только от внутреннего состояния ядра. Поэтому вероятность радиоактивного распада λ ядра за единицу времени постоянна. Отсюда следует, что число актов радиоактивного распада dN за интервал времени dt пропорционально количеству ядер $N(t)$ в момент времени t :

$$dN = -\lambda \cdot N(t) \cdot dt. \quad (2.44)$$

Величину λ , имеющую размерность с^{-1} , называют постоянной радиоактивного распада, или, кратко, постоянной распада. Знак минус в дифференциальном уравнении указывает на убыль числа радиоактивных ядер со временем.

Можно решить данное дифференциальное уравнение. Для этого надо записать его в следующем виде:

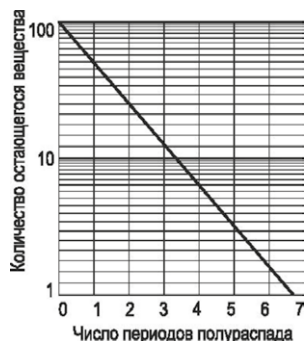
$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt. \quad (2.45)$$

После интегрирования левой и правой частей получится:

$$N(t) = B \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (2.46)$$

Постоянную интегрирования находят из начальных условий распада: при $t = 0$ число радиоактивных ядер было N_0 , поэтому $B = N_0$. После замены B на N_0 в последней формуле получается уравнение, известное под названием закона радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (2.47)$$



Этот закон справедлив для большого числа радиоактивных ядер. Функция $\ln[N(t)]$ линейно зависит от времени t . График этой функции приведен на рис. № 2.13. На оси x отложено число периодов полураспада. Через время, равное периоду полураспада $T_{1/2}$, число радиоактивных ядер уменьшается вдвое.

Можно записать:

$$\frac{N(T)_{(1/2)}}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda \cdot T_{1/2}}. \quad (2.48)$$

Отсюда следует:

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}. \quad (2.49)$$

Рис. № 2.13. Закон радиоактивного распада

В интервале времени между t и $t + dt$ распадается $\lambda \cdot N \cdot dt$ ядер, каждое из которых жило время t . Общее время жизни этих ядер равно $t \cdot \lambda \cdot N \cdot dt$, а суммарная продолжительность жизни всех N_0 ядер равна интегралу от произведения $t \cdot \lambda \cdot N \cdot dt$ в пределах по времени от нуля до бесконечности. Среднее время жизни радиоактивных ядер τ равно отношению интеграла к N_0 :

$$\tau = \frac{1}{N_0} \cdot \int_0^{\infty} t \cdot \lambda \cdot N \cdot dt = \lambda \cdot \int_0^{\infty} t \cdot e^{-\lambda \cdot t} \cdot dt. \quad (2.50)$$

После интегрирования получится:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (2.51)$$

Формула (2.51) показывает, что чем больше постоянная распада λ , тем быстрее распадаются радиоактивные ядра. При подстановке в формулу (2.49) $\lambda = 1/\tau$, получится связь между периодом полураспада $T_{1/2}$ и средним временем жизни τ :

$$T_{1/2} = 0.693 \cdot \tau. \quad (2.52)$$

В таблицах радиоактивных веществ указываются величины постоянной распада λ и периода полураспада $T_{1/2}$ или одна из них, а также тип испускаемой частицы и ее энергия. В таблице № 2.4 приведены некоторые характеристики некоторых радиоактивных веществ.

Таблица № 2.4

Характеристики некоторых радиоактивных веществ

ВЕЩЕСТВО	$^{238}_{92}\text{U}$	$^{234}_{92}\text{U}$	$^{210}_{83}\text{Bi}$	$^{210}_{81}\text{Po}$
Период полураспада	$4.5 \cdot 10^9 \text{ лет}$	$2.48 \cdot 10^5 \text{ лет}$	4.97 дня	1.32 мин
Постоянная распада, с^{-1}	$4.84 \cdot 10^{-18}$	$8.17 \cdot 10^{-14}$	$1.61 \cdot 10^{-6}$	$8.75 \cdot 10^{-3}$
Частица	α	α	β^-	β^-
Полная энергия распада W_p , МэВ	4.2	4.75	1.17	1.80

В экспериментах измеряют активность вещества, равную числу ядер, распадающихся ежесекундно. Активность a рассчитывается из уравнения:

$$a = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda \cdot N. \quad (2.53)$$

За единицу активности принят *1 распад в секунду*, то есть *1 Бк (беккерель)*. Часто пользуются внесистемной единицей *кюри* и ее долями:

$$1 \text{ Ки (кюри)} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк};$$

$$1 \text{ мКи (милликюри)} = 3.7 \cdot 10^7 \text{ Бк};$$

$$1 \text{ мкКи (микрокюри)} = 3.7 \cdot 10^4 \text{ Бк}.$$

Масса радиоактивного вещества m активностью в *1 Ки* связана с его периодом полураспада $T_{1/2}$ и атомной массой A . В массе m содержится:

$$N = \frac{m}{A} \cdot N_A$$

радиоактивных атомов, а активность вещества:

$$a = \frac{\lambda \cdot m}{A} \cdot N_A,$$

где: N_A – число Авогадро.

Так как по условию: $a = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ расп./с}$, то:

$$m = 8.61 \cdot 10^{-17} \cdot A \cdot T_{1/2}, \quad (2.54)$$

где: m – масса в килограммах;

$T_{1/2}$ – в секундах.

Активность *1 кг* радиоактивного вещества в кюри равна:

$$a = \frac{1.16 \cdot 10^{16}}{A \cdot T_{1/2}}. \quad (2.55)$$

Накопление радиоактивных дочерних ядер зависит от скоростей распада материнских и самих дочерних ядер. Пусть $N_1(t)$ и $N_2(t)$ число материнских и дочерних радиоактивных ядер, а λ_1 и λ_2 – их постоянные распада. Если в начальный момент времени $t = 0$ число

материнских ядер равно N_{01} , а дочерних ядер не было, то изменение числа дочерних ядер во времени $N_2(t)$ описывается функцией:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{01} \cdot (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (2.56)$$

2.12. АЛЬФА-РАСПАД

В процессе радиоактивного распада выполняется закон сохранения энергии, согласно которому энергия материнского ядра равна энергии продуктов распада. Можно записать закон сохранения энергии в процессе распада при покоящемся материнском ядре [5, 6]:

$$M_\pi(Z, A) \cdot c^2 = [M_\pi(Z_1, A_1) + m_\alpha] \cdot c^2 + W_p. \quad (2.57)$$

Величину W_p называют полной энергией распада. Она равна части энергии покоя материнского ядра, преобразующейся в кинетическую энергию дочернего ядра, частицы α и гамма-квантов.

Явление α -распада было открыто при изучении радиоактивности природных элементов. Естественные α -излучатели расположены в конце периодической системы Д.И. Менделеева. Всего насчитывается около 40 естественных и 100 искусственных α -излучателей.

Уравнение α -распада имеет следующий вид [5, 6]:

$${}_Z^AZ = {}_{Z-2}^{A-4}Y + \alpha + W_p, \quad (2.58)$$

где: W_p – энергия распада.

Вследствие испускания α -частицы заряд ядра уменьшается на две единицы, а массовое число – на четыре единицы. Пример α -распада:

$${}_{92}^{238}U = {}_{90}^{234}Th + \alpha + 4.2 \text{ МэВ}. \quad (2.59)$$

Учитывая в уравнении (2.59), что $m_\alpha = m_\alpha$ и $Z - Z_1 = 2$, получится энергетическое условие α -распада. Заменив $m_\alpha + 2m_e$ величиной $M({}_2^4He)$ [1], можно получить:

$$M(Z, A) = M(Z - 2, A - 4) + M({}_2^4He) + \frac{W_p}{c^2}. \quad (2.60)$$

Так как энергия $W_p > 0$, то α -распад возможен в том случае когда масса материнского ядра больше суммы масс дочернего ядра и ядра гелия ${}_2^4He$. В последнем примере масса ${}^{238}U$ превышает суммарную массу ${}^{234}Th$ и ${}_2^4He$ на $\Delta M = 0.0045 \text{ а.е.м.}$

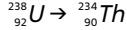
Процесс α -распада имеет две особенности, которые были найдены на основе экспериментального изучения α -распада. Теперь вкратце об этих особенностях:

1. Постоянная распада λ и энергия α -частиц E_α связаны законом Гейгера-Неттола:

$$\ln \lambda = B_1 \cdot \ln E_\alpha + B_2. \quad (2.61)$$

Для всех семейств постоянная B_1 одна и та же, а постоянная B_2 изменяется от семейства к семейству. Закон Гейгера-Неттола показывает, что чем короче время жизни α -излучателя, тем больше энергия α -частицы.

2. Энергия α -частиц, покидающих ядра различных α -излучателей, меняется в пределах $4\div 9$ МэВ. Она значительно меньше энергии, которую α -частицы должны бы получить после α -распада при ускорении в электрическом поле ядра. Например, в α -распаде:



потенциальная энергия отталкивания α -частицы на границе ядра тория составляет около 30 МэВ. Следовательно, α -частица после преодоления потенциального барьера должна ускориться не менее чем до 30 МэВ. Однако экспериментально наблюдаются только α -частицы с энергией 4.2 МэВ.

Как объяснить закон Гейгера–Неттола? Почему энергия испускаемых α -частиц сравнительно невысока? Ответы на эти вопросы дает квантовая механика. Перед началом α -распада во многих ядрах уже существует по одной α -частице. Она движется с энергией E'_α . Если бы не было потенциального барьера, α -частица выходила бы из ядра с энергией $E_\alpha = E'_\alpha - V_0$ (рис. № 2.14), где V_0 – глубина потенциальной ямы. Как раз такая энергия α -частиц и наблюдается экспериментально. Покидая ядро, α -частица как бы не замечает существования потенциального барьера.

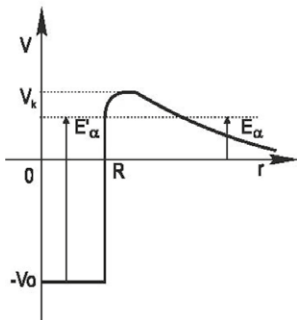


Рис. № 2.14. Схема, иллюстрирующая проникновение α -частицы сквозь потенциальный барьер

Согласно законам квантовой механики α -частицам присущи волновые свойства. Поэтому при попадании на стенку потенциального барьера они отражаются от нее, как волны. Однако от стенки отражаются не все α -частицы. Часть их проникает сквозь стенку и уходит из радиоактивных ядер с энергией E_α . Эффект просачивания α -частиц через потенциальный барьер при энергиях ниже его высоты называют туннельным эффектом. Им объясняется причина низких энергий α -частиц в α -распаде.

С ростом энергии E'_α уменьшается ширина потенциального барьера (см. рис. № 2.14). Чем уже потенциальный барьер, тем больше вероятность выхода α -частицы из ядра. Таково физическое объяснение закона Гейгера–Неттола.

Долю столкновений α -частиц с потенциальным барьером, приводящих к α -распаду, называют коэффициентом прозрачности D . С увеличением энергии α -частицы коэффициент прозрачности растет и становится равным единице при энергиях E_α , больших высоты потенциального барьера V_k .

При внешнем облучении ядра α -частицами или другими заряженными частицами с энергиями $E_\alpha < V_k$ коэффициент прозрачности показывает долю частиц, проникающих в ядро через потенциальный барьер. Эти частицы вступают во взаимодействие с ядром, вызывая ядерные превращения.

Энергия α -частиц зависит от энергетического состояния дочернего ядра после α -распада. Если дочернее ядро образуется только в основном состоянии, то испускаются моноэнергетические α -частицы. Если же дочернее ядро образуется, как в основном, так и в возбужденных состояниях, то испускаются несколько энергетических групп α -частиц и γ -кванты. Следовательно, спектр α -частиц дискретный. В α -распаде ${}_{92}^{238}\text{U}$ наблюдается три группы α -частиц с энергиями: 4.559; 4.370 и 4.170 МэВ.

Дочерние ядра $^{231}_{90}\text{Th}$ образуются в основном состоянии и на двух возбужденных уровнях. Дальнейший переход тория из возбужденного состояния в основное сопровождается излучением γ -квантов.

2.13. БЕТА-РАСПАД

В β -распаде происходит превращение одних изобаров в другие. Одна из особенностей β -распада – это сплошной энергетический спектр β -частиц $f(E_e)$ (рис. № 2.15). Энергия β -частиц изменяется от нуля до энергии распада, которую называют максимальной (граничной) энергией $E_e^{\text{макс}}$. Кроме позитрона (электрона), в β -распаде испускается нейтрино ν (антинейтрино $\bar{\nu}$). Оно характеризуется спином $\hbar/2$, движется, как и γ -квант, со скоростью света, не имеет массы покоя и заряда. Нейтрино обладает огромной проникающей способностью, поэтому зарегистрировать его очень трудно.

Энергия β -частицы $E_e = E_e^{\text{макс}} - E_\nu$. Она зависит от энергии E_ν , уносимой нейтрино, что и является причиной сплошного спектра β -частиц. В среднем, с β -частицами освобождается $1/3 \cdot E_e^{\text{макс}}$, которая измеряется в эксперименте. Такое кажущееся нарушение закона сохранения энергии в β -распаде вызвало в свое время сомнения в применимости этого закона для микромира. В 1933 г. швейцарский физик Паули теоретически обосновал испускание нейтрино и закон сохранения энергии в β -распаде.

По современной теории испускание β -частиц и нейтрино (антинейтрино) в β -распаде связано с превращением нуклонов в ядре. Электроны и позитроны возникают в процессе превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон.

Если ядро содержит избыток нейтронов по сравнению со стабильным ядром с тем же порядковым номером Z , то происходит β -распад, в котором нейтрон в ядре заменяется протоном:



Порядковый номер ядра увеличивается на единицу, а массовое число остается постоянным. Энергия β^- -распада находится из уравнения:

$$W_\beta = 931 \cdot [M(Z, A) - M(Z + 1, A)] . \quad (2.63)$$

Энергия распада W_β – положительная величина. Поэтому β -распад возможен только тогда, когда масса материнского атома $M(Z, A)$ больше массы дочернего атома $M(Z + 1, A)$.

Если ядро содержит избыток протонов, то его состав изменяется путем превращения протона в нейтрон:

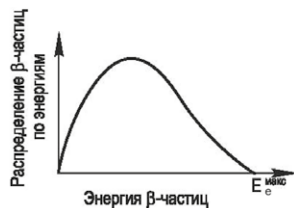


Рис. № 2.15.
Энергетический спектр
при β -распаде

Такое превращение протона в нейтрон может происходить только в ядре. В свободном состоянии протон – стабильная частица. Массовое число при β^+ -распаде не изменяется, а заряд ядра уменьшается на единицу. Энергетическое условие β^+ -распада отличается по записи от β^- -распада [5]:

$$Wp = M(Z, A) - M(Z - 1, A) - 2 \cdot m_e. \quad (2.65)$$

Позитронный распад наблюдается в тех случаях, когда масса материнского атома больше массы дочернего атома не менее, чем на две электронные массы.

Последний, третий тип β -распада, называют электронным захватом. Материнское ядро с избытком протонов захватывает орбитальный электрон из атомных оболочек. После захвата электрона, как и в позитронном распаде, один протон в ядре превращается в нейтрон:

$$p + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}. \quad (2.66)$$

Электронный захват обозначают так же, как и оболочку. Так, захват электрона с K -оболочки называют K -захватом, с L -оболочки – L -захватом и так далее, а электроны, участвующие в этих процессах, обозначают e_K , e_L и т. д.

В электронном захвате порядковый номер уменьшается на единицу ($Z - Z_1 = +1$), а один электрон исчезает, поэтому энергия распада по уравнению (2.66):

$$Wp = [M(Z, A) - M(Z - 1, A)] \cdot c^2, \quad (2.67)$$

где: индекс $n = K, L$ и т. д. – обозначение атомных оболочек.

Следовательно, электронный захват может наблюдаться у материнского атома, масса которого больше массы дочернего атома. Уравнение электронного захвата:

$${}_Z^A X \xrightarrow{n} {}_{Z-1}^A Y. \quad (2.68)$$

Над стрелкой, указывающей радиоактивный распад, записывают обозначение оболочки, с которой захватывается электрон. Пример K -захвата:

$${}_4^7 Be \xrightarrow{K} {}_{Z-1}^A Li. \quad (2.69)$$

Энергия K -захвата $W_{pK} = 0.864 \text{ МэВ}$.

2.14. ПРОБЕГ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ

Заряженная частица проходит в веществе некоторое расстояние, прежде чем потеряет всю кинетическую энергию. Полный путь заряженной частицы в веществе до остановки называют ее линейным пробегом R . Линейный пробег определяется удельными потерями энергии. Чем больше плотность атомных электронов и заряд частицы, тем выше эти потери и тем меньше пробег частицы в веществе. Тяжелые заряженные частицы, взаимодействующие в основном с атомными электронами, мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Поэтому пробег тяжелой частицы измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки ее остановки. Хорошей иллюстрацией торможения α -частиц в воздухе служит кривая (рис. № 2.16), которую получил в 1905 г. английский физик Брэгг для моноэнергетических α -частиц с начальной энергией 7.68 МэВ . С удалением

частиц от источника удельная ионизация сначала медленно растет, а затем резко увеличивается и так же резко падает. Характер хода кривой объясняется изменением скорости α -частиц. Вначале α -частицы движутся с большой скоростью, поэтому удельная ионизация сравнительно небольшая. В результате ионизационных потерь движение α -частиц замедляется. Они проводят больше времени около электронов, и удельная ионизация растет. В конце своего движения α -частицы особенно интенсивно теряют энергию на ионизацию. Однако, медленно двигаясь, они захватывают сначала один орбитальный электрон, а затем второй и последовательно превращаются в однократно заряженные ионы гелия и атомы гелия. Поэтому ионизационные потери резко уменьшаются. Плотность потока α -частиц практически не изменяется на расстоянии их пробега от источника, а интенсивность α -частиц уменьшается с увеличением расстояния от источника вследствие потерь энергии на ионизацию.

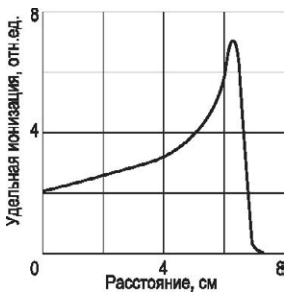


Рис. № 2.16. Изменение удельной ионизации при торможении α -частиц в воздухе

Взаимодействие α -частиц с электронами имеет вероятностный характер, поэтому пробеги α -частиц в веществе имеют некоторый разброс. Незначительная часть α -частиц проникает дальше других от источника. Средний пробег R_α моноэнергетических α -частиц рассчитывают по эмпирическим формулам.

В воздухе при нормальных условиях:

$$R_\alpha = a \cdot E_\alpha^n, \quad (2.70)$$

где: R_α — пробег, см;

E_α^n — кинетическая энергия α -частиц, МэВ;

a — константа.

Для α -частиц, испускаемых естественными α -излучателями ($4 < E_\alpha < 9$ МэВ), $a = 0.318$, $n = 1$. Для α -частиц с более высокими энергиями ($E_\alpha < 200$ МэВ) $a = 0.148$, $n = 1$. Так, α -частицы с энергией $E_\alpha = 5$ МэВ пробегают в воздухе расстояние 3.1 см, а с энергией $E_\alpha = 30$ МэВ — 68 см.

Отношение линейных пробегов двух видов частиц, начинающих движение в воздухе с одинаковыми скоростями, пропорционально отношению удельных потерь энергии частиц:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} \cdot \left(\frac{q_2}{q_1} \right)^2, \quad (2.71)$$

где: m_1 и m_2 — массы частиц;

q_1 и q_2 — заряды частиц.

2.15. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕТА-ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Потери энергии движущимися электронами в веществе подразделяют на ионизационные и радиационные. Энергетическая зависимость удельных ионизационных потерь для электронов имеет такой же вид, как и для тяжелых заряженных частиц (см. рис. № 2.16).

Кривая потерь резко падает с увеличением скорости до кинетических энергий, равных удвоенной энергии покоя электрона, а затем медленно поднимается. Радиационные потери наблюдаются при ускоренном движении свободной заряженной частицы в электрическом поле ядра. Пролетая вблизи ядра, заряженная частица отклоняется от своего первоначального направления движения под действием кулоновской силы:

$$F = b_0 \cdot \frac{Z \cdot e^2}{\varepsilon \cdot r}.$$

Эта сила связана с массой частицы m и ее ускорением a вторым законом Ньютона $F = m \cdot a$. Свободный заряд, движущийся с ускорением a , излучает электромагнитные волны, энергия которых пропорциональна квадрату ускорения: $a^2 = F^2/m^2$. Так как $a^2 \approx 1/m^2$, то радиационные потери тяжелых заряженных частиц значительно меньше радиационных потерь легких заряженных частиц (электронов и позитронов). Например, радиационные потери электронов в $(m_p/m_e)^2 = 3.5 \cdot 10^6$ раз больше, чем протонов. Радиационные потери тяжелых частиц по сравнению с ионизационными потерями незначительны до весьма высоких энергий, и поэтому их обычно не учитывают. Однако при движении легких частиц радиационные потери могут быть весьма существенными, особенно в веществах с большим порядковым номером Z .

Радиационные потери преобразуются в излучение, называемое тормозным. Это излучение появляется, как следствие торможения заряженных частиц в электрическом поле ядра. Тормозное излучение возникает также при движении электронов по круговым орбитам в ускорителях электронов – бетатроне и синхротроне.

Удельные радиационные потери E_p пропорциональны энергии E_e и квадрату порядкового номера вещества:

$$E_p \sim Z^2 \cdot E_e. \quad (2.72)$$

Ионизационные потери у электронов преобладают в области сравнительно небольших энергий. При увеличении кинетической энергии вклад ионизационных потерь в общие потери энергии уменьшается. Так как $E_i \sim Z$, отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии k пропорционально $Z \cdot E_e$: $k = 1.25 \cdot 10^{-3} \cdot Z \cdot E_e$. Энергию электронов, при которой величины E_i и E_p равны ($k = 1$), называют критической. Критическая энергия для железа ($Z = 26$) равна 31 МэВ , а для свинца ($Z = 82$) – примерно 9.8 МэВ . Выше критической энергии радиационные потери преобладают над ионизационными. Так, в железе радиационные потери у электронов с энергией 100 МэВ в 3.25 раза, а в свинце в 10.2 раза больше ионизационных.

Тормозное излучение электронов с частотами в интервале рентгеновского излучения получают в специальных рентгеновских трубках с высоким вакуумом и тяжелым антикатодом. Его используют в медицине для диагностики болезней. Электроны в рентгеновских трубках ускоряются до $30 \div 100 \text{ кэВ}$ ($1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$), а затем тормозятся в тяжелом антикатоде. При торможении электронов испускается рентгеновское излучение, характеризующееся сплошным спектром.

Масса электронов значительно меньше массы тяжелых частиц. Это и определяет характер их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны сильно отклоняются от своего первоначального движения. Их движение происходит не по

прямой линии, как у тяжелых заряженных частиц, а по извилистой траектории. Полный путь электронов в веществе значительно превосходит пробеги тяжелых заряженных частиц. Однако практический интерес представляет эффективный пробег электронов. Он равен толщине вещества, которое поглощает электроны. Эффективный массовый пробег электронов в алюминии находят по эмпирическим формулам:

$$R_{m_e} = 5.43 \cdot E_e - 160, \text{ если } 1 \leq E_e \leq 2.5 \text{ Мэв}; \quad R_{m_e} = 5.30 \cdot E_e - 1.06, \text{ если } E_e \geq 2.5 \text{ Мэв}; \quad (2.73)$$

где: R_{m_e} измеряют в кг/м²;

E_e — максимальная энергия β -частиц или энергия моноэнергетических электронов, МэВ.

Формулы (2.73) с погрешностью примерно 10 % можно использовать для оценки величины R_{m_e} в воздухе и железе.

Быстрые позитроны, как и электроны, расходуют энергию в веществе на ионизацию и тормозное излучение. Замедленные позитроны, движущиеся в веществе с малой скоростью, вырывают из атома внешние электроны, которые слабее связаны с ядром, чем внутренние. Пара позитрон-электрон образует самый легкий водородоподобный атом — позитроний. В этом атоме электрон и позитрон движутся вокруг общего центра тяжести. Время жизни позитрония исчисляется миллиардными долями секунды, после чего позитрон и электрон аннигилируют (исчезают) и вместо них образуются два или три γ -кванта. Суммарная энергия γ -квантов 1.02 МэВ равна удвоенной энергии покоя электрона. Аннигиляция электрона и позитрона может происходить и без образования позитрония.

2.16. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Рентгеновское, бетатронное, синхротронное и γ -излучения относятся к электромагнитному излучению, свойства которого зависят от частоты. Они не различаются, если их частоты совпадают. Можно рассмотреть особенности взаимодействия γ -излучения с веществом. Такие же особенности свойственны и другим излучениям в соответствующем частотном интервале γ -излучения: γ -излучение относится к сильнопроникающему в веществе излучению. Проходя сквозь вещество, γ -кванты взаимодействуют с атомами, электронами и ядрами, в результате чего их интенсивность уменьшается. Первичными частицами называют такие частицы, которые не испытали взаимодействия с электронами, ядрами и атомами при движении в веществе.

Пусть на поверхность плоской мишени перпендикулярно к ней падает поток γ -квантов (рис. № 2.17). Первичный пучок в веществе ослабляется за счет поглощения и рассеяния γ -квантов. Рассеиваясь на электроне, γ -квант теряет часть своей энергии и меняет направление своего движения. На расстоянии x от внешней поверхности плотность потока первичных γ -квантов ослабляется до величины $\Phi(x)$. В тонком слое мишени толщиной dx плотность потока уменьшается на $d\Phi$ γ -квантов. Величина $d\Phi$ пропорциональна величине $\Phi(x)$ на поверхности слоя и толщине слоя dx :

$$d\Phi = -\mu \cdot \Phi \cdot dx. \quad (2.74)$$

Коэффициент пропорциональности μ называют полным линейным коэффициентом ослабления. Он имеет размерность m^{-1} и численно равен доле моноэнергетических γ -квантов, выбывающих из параллельного пучка на единице пути излучения в веществе. Величина μ зависит от плотности и порядкового номера вещества, а также от энергии γ -квантов:

$$\mu = \mu(\rho, Z, E_\gamma). \quad (2.75)$$

Обозначив Φ_0 плотность потока γ -квантов на поверхности мишени, можно записать закон ослабления параллельного моноэнергетического пучка первичных γ -квантов в веществе (рис. № 2.17):

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}. \quad (2.76)$$

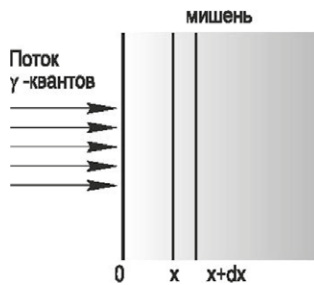


Рис. № 2.17. Поток гамма-квантов, падающий на плоскую мишень

Величина μ равна обратной толщине вещества, то есть $1/d$, где d – толщина вещества, ослабляющая плотность потока γ -квантов в $e = 2.72$ раза. Более удобной величиной для практического применения является слой половинного ослабления $d_{1/2}$. Он равен слою вещества, ослабляющему плотность потока Φ в два раза. Величины μ и $d_{1/2}$ связаны так же, как период полураспада с постоянной распада:

$$\mu = \frac{0.693}{d_{1/2}}. \quad (2.77)$$

Полный линейный коэффициент ослабления пропорционален плотности вещества. Если разделить его на плотность вещества, то получится массовый коэффициент ослабления: $\mu_m = \mu/\rho$, который измеряют в квадратных метрах на килограмм (m^2/kg). Он численно равен доле моноэнергетических γ -квантов, выбывающих из пучка при прохождении слоя мишени толщиной $1 kg/m^2$.

Коэффициент μ_m зависит от порядкового номера вещества и энергии γ -квантов:

$$\mu_m = \mu(Z, E_\gamma). \quad (2.78)$$

После замены закон ослабления (2.76) переписывается в виде:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot e^{-\mu_m \cdot M_x}, \quad (2.79)$$

где: $M_x = \rho \cdot x$ – масса мишени площадью $1 m^2$ и толщиной x .

Убыль γ -квантов из пучка обуславливается тремя основными независимыми процессами: фотоэффектом, комптон-эффектом и эффектом образования пар. Каждый из этих эффектов характеризует взаимодействие γ -квантов, соответственно, с атомами, электронами и ядрами. Вследствие этого полный линейный коэффициент ослабления равен сумме трех независимых линейных коэффициентов: фотоэлектрического поглощения μ_{ϕ} , комптоновского взаимодействия μ_{κ} и эффекта образования пар μ_n :

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_n. \quad (2.80)$$

Каждый из трех линейных коэффициентов зависит по-разному от порядкового номера и энергии γ -квантов.

Фотоэффектом называют такое взаимодействие γ -кванта с атомом, при котором γ -квант поглощается (исчезает), а атом испускает электрон. Одна часть энергии γ -кванта (E_{γ}), расходуется на разрыв связи электрона с ядром, другая преобразуется в кинетическую энергию электрона E_e :

$$E_{\gamma} = E_e + \varepsilon_e^{(n)}. \quad (2.81)$$

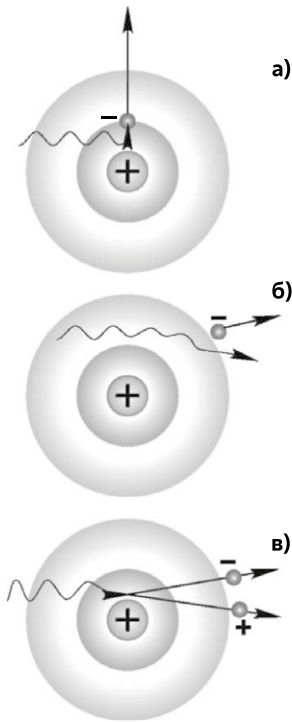
Фотоэффект происходит только в том случае, когда энергия γ -кванта больше $\varepsilon_e^{(n)}$ – энергии связи электрона в n -ой оболочке атома. Например, если энергия γ -кванта меньше энергии связи электрона в K -оболочке, но больше, чем в L -оболочке, то фотоэффект может идти на всех оболочках атома, кроме K -оболочки.

Фотоэлектрон движется почти перпендикулярно к направлению распространения поглощенного γ -кванта (рис. № 2.18а). Движение фотоэлектрона близко к направлению электрической напряженности электромагнитного поля. Это показывает, что фотоэлектрон вырывается из атома электрическими силами. Фотоэлектрическое поглощение γ -квантов на n -ой оболочке уменьшается с ростом энергии γ -квантов. Оно максимально при энергии $E_{\gamma} = \varepsilon_e^{(n)}$. При энергии $E_{\gamma} > \varepsilon_e^{(n)}$ вероятность фотоэлектрического поглощения в n -ой оболочке снижается в тысячи раз.

Линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения μ_{ϕ} пропорционален отношению:

$$\frac{Z^5}{E_{\gamma}^{3.5}}.$$

Рис. № 2.18. Основные типы взаимодействия γ -квантов с веществом:
а – фотоэффект;
б – комптон-эффект;
в – эффект образования пар



На атомных электронах происходит рассеяние γ -квантов, называемое комптон-эффектом. Взаимодействие γ -квантов с электроном в комптон-эффекте представляется, как столкновение двух упругих шариков (см. рис. № 2.18б) с массами $m_{\gamma} = h\nu/c^2$ и m_e . В каждом упругом столкновении γ -квант передает часть своей энергии электрону и рассеивается. Поскольку рассеяние γ -квантов зависит от плотности атомных

электронов $N_e \sim Z$, то и комптон-эффект определяется порядковым номером Z вещества. Рассеяние γ -квантов происходит главным образом на слабосвязанных электронах внешних оболочек атомов. Линейный коэффициент комптоновского взаимодействия μ пропорционален отношению Z/E_γ . Поэтому с увеличением энергии доля рассеянных γ -квантов уменьшается.

Комптон-эффект в свинце начинает преобладать над фотоэффектом в энергетической области $E_\gamma > 0.5 \text{ МэВ}$. Уменьшение коэффициента μ_k с энергией более плавное, чем коэффициента μ_ϕ . В области энергий $E_\gamma > 0.5 \text{ МэВ}$ в свинце образуется больше комптон-электронов, чем фотоэлектронов. Комптон-эффект становится незначительным при энергиях свыше $50 \div 100 \text{ МэВ}$. А γ -квант в поле ядра может образовать пару частиц: электрон и позитрон (см. рис. № 2.18в).

Вся энергия γ -кванта преобразуется в энергию покоя электрона и позитрона $2 \cdot m_e \cdot c^2$, их кинетические энергии E_{e+} , E_{e-} и кинетическую энергию ядра E_γ :

$$h \cdot \nu = 2 \cdot m_e \cdot c^2 + E_{e+} + E_{e-} + E_\gamma. \quad (2.82)$$

Пара частиц возникает только в том случае, когда энергия γ -кванта превышает удвоенную массу покоя электрона, равную 1.02 МэВ . Вне поля ядра γ -кванту запрещено превращаться в пару частиц, так как в этом случае не выполняется закон сохранения импульса. Например, γ -квант с энергией 1.02 МэВ энергетически может породить электрон и позитрон. Однако их импульс будет равен нулю, тогда как импульс γ -кванта равен $h \cdot \nu / c$.

В поле ядра импульс и энергия γ -кванта распределяются между электроном, позитроном и ядром без нарушений законов сохранения энергии и импульса. Масса ядра несравненно больше массы электрона и позитрона, поэтому ядро получает пренебрежимо малую долю энергии. Практически вся энергия γ -кванта преобразуется в энергию электрона и позитрона.

Линейный коэффициент эффекта образования пар μ_n пропорционален $Z^2 \cdot \ln E_\gamma$. Эффект образования пар заметен в тяжелых веществах при больших энергиях γ -квантов. Коэффициент μ_n становится отличным от нуля при пороговой энергии $E_\gamma = 1.02 \text{ МэВ}$. С увеличением энергии коэффициент μ_n резко растет.

Начиная с энергии 10 МэВ основное поглощение γ -квантов происходит за счет эффекта образования пар. Полный линейный коэффициент ослабления μ , как сумма трех коэффициентов μ_ϕ , μ_k и μ_n , с увеличением энергии сначала уменьшается, принимая минимальное значение при энергии 3 МэВ , а затем увеличивается. Такой ход кривой объясняется тем, что при низких энергиях зависимость $\mu(E_\gamma)$ обуславливается фотоэффектом и комптон-эффектом, а уже при энергиях, больших 3 МэВ , в коэффициент μ основной вклад дает эффект образования пар. Свинец наиболее прозрачен для γ -квантов с энергией около 3 МэВ . Аналогичная зависимость коэффициента $\mu(E_\gamma)$ наблюдается и для других тяжелых элементов. Коэффициент передачи энергии излучения. Энергия γ -излучения, взаимодействующего с веществом, преобразуется в кинетическую энергию электронов и энергию вторичного γ -излучения (рентгеновское излучение после фотоэффекта, рассеянные γ -кванты в комптон-эффекте, аннигиляционное излучение).

Вследствие этого коэффициент μ представляют суммой $\mu = \mu_o + \mu_s$. Коэффициент μ_o называют линейным коэффициентом передачи энергии излучения. Он равен доле энергии

γ -излучения, переданной освобожденным электронам в слое вещества единичной толщины. Коэффициент μ_s , равный доле энергии γ -излучения, преобразованной в энергию вторичного γ -излучения в единичном слое вещества, называют линейным коэффициентом рассеяния. Коэффициент μ_s имеет большое значение в дозиметрии излучений, так как поглощенная доза излучения пропорциональна интенсивности излучения и коэффициенту μ_s вещества.

Для воздуха массовый коэффициент передачи энергии (табл. № 2.5) мало изменяется в энергетическом интервале от 0.2 до 1.5 МэВ.

Таблица № 2.5
Массовый коэффициент передачи энергии для воздуха

$E_\gamma, \text{МэВ}$	$\mu_0, \text{м}^2/\text{кг}$	$E_\gamma, \text{МэВ}$	$\mu_0, \text{м}^2/\text{кг}$
0.05	0.384	1.0	0.280
0.08	0.236	1.5	0.256
0.10	0.233	3.0	0.211
0.15	0.251	4.0	0.194
0.30	0.288	6.0	0.172
0.40	0.296	8.0	0.160
0.60	0.296	10.0	0.153

2.17. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

В ядерных процессах выполняются законы сохранения энергии и количества движения (импульса). Необходимо записать баланс энергии в ядерной реакции:

$${}_Z^AX(a,b){}_{Z_1}^{A_1}Y,$$

учитывая, что полная энергия ядер и частиц равна энергии покоя и кинетической энергии:

$$M_{\text{я}}(Z, A) \cdot c^2 + m_a \cdot c^2 + E_1 + E_a = M_{\text{я}}(Z_1, A_1) \cdot c^2 + m_b \cdot c^2 + E + E_b. \quad (2.83)$$

Индексами a и b обозначены величины, относящиеся к соответствующим частицам; E_1 – кинетическая энергия ядра-мишени; E – кинетическая энергия ядра ${}_{Z_1}^{A_1}Y$.

Можно сгруппировать энергии покоя в левой части, а кинетические энергии – в правой:

$$[M_{\text{я}}(Z, A) + m_a - M_{\text{я}}(Z_1, A_1) - m_b] \cdot c^2 = E + E_b - (E_1 + E_a). \quad (2.84)$$

Изменение кинетической энергии в реакции, равное по абсолютному значению изменению энергии покоя, называют энергией реакции (тепловым эффектом) и обозначают Q .

По определению:

$$Q = [M_{\text{я}}(Z, A) + m_a - M_{\text{я}}(Z_1, A_1) - m_b] \cdot c^2 = \Delta M \cdot c^2. \quad (2.85)$$

В экзоэнергетической (экзотермической) реакции ($Q > 0$) происходит преобразование части энергии покоя ядра-мишени и бомбардирующей частицы в кинетическую энергию продуктов реакции. Как правило, ядро-мишень перед реакцией неподвижно и:

$$Q = E + E_a - E_b. \quad (2.86)$$

Если массы ядер и частиц выражены в единицах а.е.м., то энергия реакции связана с изменением массы выражением:

$$Q = 931 \cdot [M_{\text{я}}(Z, A) + m_a - M_{\text{я}}(Z_1, A_1) - m_b] \text{ МэВ}. \quad (2.87)$$

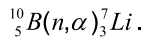
При замене массы ядер по формуле:

$$M(Z, A) \approx M_{\text{я}}(Z, A) + Zm_e \quad (2.88)$$

массами соответствующих атомов $M(Z, A)$ и $M(Z_1, A_1)$ получится:

$$Q = 931 \cdot [M(Z, A) - M(Z_1, A_1) + m_a - m_b - (Z - Z_1) \cdot m_e]. \quad (2.89)$$

Примером экзоэнергетической реакции является реакция:



Можно произвести расчет энергии реакции Q , выписав из таблицы № 2.3 массы соответствующих атомов и нейтрона:

$$M({}^{10}_5\text{B}) = 10.0129 \text{ а.е.м.},$$

$$M({}^7_3\text{Li}) = 7.016 \text{ а.е.м.},$$

$$m_n = 1.0087 \text{ а.е.м.},$$

$$M({}^4_2\text{He}) = 4.0026 \text{ а.е.м.}$$

Суммарная масса покоя до реакции равна 11.0216 а.е.м. , после реакции 11.0186 а.е.м. . Уменьшение массы покоя

$$\Delta M = 11.0216 - 11.0186 = 0.0030 \text{ а.е.м.} \quad (2.90)$$

По формуле (2.87):

$$Q = 931 \cdot \Delta M = 931 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \approx 2.8 \text{ МэВ}. \quad (2.91)$$

В эндоэнергетической (эндотермической) реакции ($Q < 0$) суммарная масса покоя ядра-мишени и бомбардирующей части меньше массы покоя продуктов реакции. Необходимо к исходной массе покоя добавить массу $\Delta M = Q / c^2$. Это приращение массы получается в результате преобразования кинетической энергии в энергию покоя. Эндоэнергетические реакции протекают при кинетической энергии частицы a , большей пороговой $E_{\text{пор}}$. Поэтому их называют пороговыми реакциями. Пороговая энергия обеспечивает в ядерном процессе увеличение массы исходных частиц на величину ΔM . Если кинетическая энергия бомбардирующей частицы ниже пороговой, то эндоэнергетическая реакция не наблюдается. К пороговым реакциям, например, относятся неупругое рассеяние частиц, реакция ${}^3_1\text{H}(p, n){}^3_1\text{He}$, энергия которой $Q = -0.783 \text{ МэВ}$.

Закон сохранения импульса в ядерной реакции на неподвижном ядре-мишени записывают в виде векторного равенства:

$$m_a \cdot V_a = M_{\text{я}} \cdot V_{\text{я}} + m_b \cdot V_b. \quad (2.92)$$

Необходимо применить закон сохранения импульса для получения связи пороговой энергии $E_{\text{пор}}$ с энергией реакции Q в пороговой реакции. После столкновения частицы с ядром-мишенью образуется составное ядро, масса которого $M_c \sim M_{\text{я}} + m_a$. При покоящемся ядре-мишени импульс частицы a равен импульсу составного ядра. Так как скорости частицы a и составного ядра C имеют одно и то же направление, то:

$$m_a \cdot V_a = M_c \cdot V_c. \quad (2.93)$$

Кинетическая энергия составного ядра:

$$E_c = \frac{M_c \cdot V_c^2}{2} = \frac{M_c}{2} \cdot \left(\frac{m_a}{M_c} \right)^2 \cdot V_a^2 = \frac{m_a}{M_c} \cdot E_a \quad (2.94)$$

Кинетическая энергия частицы, преобразующаяся в энергию покоя составного ядра, равна разности кинетических энергий частицы и составного ядра. Учитывая, что $M_{\text{я}}(Z, A) \approx A \text{ а.е.м.}$, $m_a \approx A_a \text{ а.е.м.}$, получится:

$$\Delta M \cdot c^2 = E_a - E_c = \frac{A}{A + A_a} \cdot E_a. \quad (2.95)$$

Минимальный прирост массы, необходимой для протекания пороговой реакции, $\Delta M = -Q/c^2$, при этом кинетическая энергия E_a частицы равна пороговой:

$$\Delta M \cdot c^2 = |Q|; \quad E_a = E_{\text{пор}}. \quad (2.96)$$

Тогда:

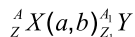
$$E_{\text{пор}} = \frac{A}{A + A_a} \cdot |Q|. \quad (2.97)$$

Если $A_a \ll A$, то

$$E_{\text{пор}} \approx |Q|. \quad (2.98)$$

2.18. СОСТАВНОЕ ЯДРО

Исследование ядерных реакций дало много экспериментальных результатов, на которых было построено теоретическое объяснение процессов ядерных превращений. Одна из этих теорий – теория составного (промежуточного) ядра. Она объясняет ядерные превращения при энергиях бомбардирующих частиц до 50 МэВ. Ядерная реакция:



по этой теории протекает в два этапа. На первом этапе ядро ${}_Z^AX$ захватывает частицу a . В результате этого образуется составное ядро C в возбужденном состоянии:



(звездочка указывает на возбужденное состояние ядра). Энергия возбуждения $W_{\text{в}}$ составного ядра складывается из энергии связи ε_a частицы a в составном ядре и части кинетической энергии частицы E_a , преобразующейся в энергию покоя составного ядра:

$$W_e = \varepsilon_a + \frac{A}{A + A_a} \cdot E_a. \quad (2.100)$$

Если $A_a \ll A$, то:

$$W_e = \varepsilon_a + E_a. \quad (2.101)$$

В сильных взаимодействиях нуклонов энергия возбуждения быстро распределяется почти равномерно между нуклонами. Можно допустить, что энергии возбуждения ядра S вполне хватает для выброса частицы b , однако этому препятствует рассредоточенность энергии по всем нуклонам. Столкновения нуклонов могут привести к передаче всей энергии возбуждения частице b , находящейся в поверхностном слое составного ядра. После этого наступает второй этап реакции – распад ядра на частицу b и ядро ${}^A_{Z_1}Y$:

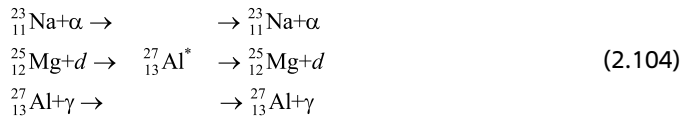
$$C^* \rightarrow {}^A_{Z_1}Y + b. \quad (2.102)$$

Время жизни составного ядра обратно пропорционально ширине возбужденного уровня Γ , которая у большинства ядер равна примерно 0.1 эВ. По второму соотношению Гейзенберга время жизни составного ядра:

$$\tau_c \approx \frac{\hbar}{\Gamma} \approx \frac{1.05 \cdot 10^{-34}}{0.1 \cdot 0.6 \cdot 10^{-19}} \approx 0.6 \cdot 10^{-14} \text{ с}. \quad (2.103)$$

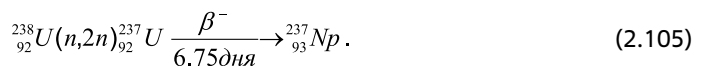
Значение τ_c намного больше характерного ядерного времени τ_π , за которое частица a пролетает расстояния, сравнимые с радиусом ядра R . Так, для α -частицы, движущейся со скоростью $v_\alpha \approx 10^9$ см/с, время $\tau_\pi = R/v_\alpha \approx 10^{-12}/10^9 = 10^{-21}$ секунд в 10^8 раз меньше времени жизни составного ядра.

Длительное существование составного ядра приводит к тому, что его образование и распад становятся независимыми. Способ распада составного ядра определяется только энергией возбуждения. Процесс ядерного превращения через составное ядро:



Составное ядро ${}^{27}_{13}\text{Al}^*$ может быть получено в различных реакциях: при бомбардировке ${}^{23}_{11}\text{Na}$ α -частицами, при поглощении дейтона ядром ${}^{25}_{12}\text{Mg}$ и после захвата ядром ${}^{27}_{13}\text{Al}$ γ -кванта. Если энергия возбуждения ${}^{27}_{13}\text{Al}^*$ превышает энергию связи, как α -частицы, так и дейтона, то составное ядро может или выбросить одну из этих частиц, или перейти в основное состояние, испустив один или несколько γ -квантов. Если же энергия возбуждения ${}^{27}_{13}\text{Al}^*$ меньше энергии связи α -частицы и дейтона, то в реакции возникают ядро ${}^{27}_{13}\text{Al}$ и γ -кванты. Ядро ${}^A_{Z_1}Y$ после распада составного ядра часто оказывается в возбужденном состоянии. Тогда в реакции кроме частицы b образуются и γ -кванты.

Полная запись уравнения ядерной реакции с учетом составного ядра:



2.19. ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ И ВЫХОД ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ

Уравнение ядерной реакции дает только качественное описание взаимодействия частиц с ядрами. Однако по виду уравнения нельзя ничего сказать о количестве частиц, прореагировавших с ядрами в каком-нибудь объеме вещества. Для определения величины, характеризующей вероятность взаимодействия частицы с ядром, можно рассмотреть тонкую плоскую мишень из однородного вещества. Пусть на поверхность мишени перпендикулярно падает поток моноэнергетических частиц (рис. № 2.19).

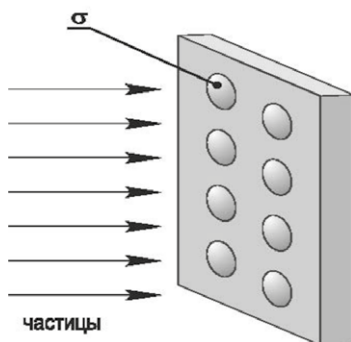


Рис. № 2.19. Сечение реакции (кружки)

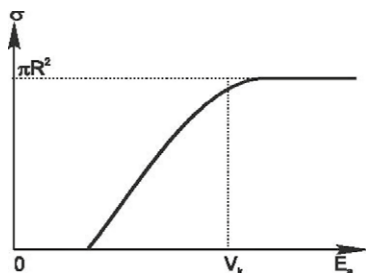


Рис. № 2.20. Зависимость сечения реакции σ от энергии частицы E_a

Количество ядерных реакций Π , происходящих каждую секунду на 1 м^2 мишени, пропорционально плотности потока нейтронов Φ и числу ядер N_s на 1 м^2 мишени:

$$\Pi = \sigma \cdot N_s \cdot \Phi. \quad (2.106)$$

Коэффициент σ характеризует вероятность взаимодействия нейтрона с ядром:

$$\sigma = \frac{\Pi}{\Phi \cdot N_s}. \quad (2.107)$$

Учитывая размерности $[I] = \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $[\Phi] = \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $[Ns] = \text{м}^{-2}$, получится, что σ – это площадь, отнесенная к одному ядру мишени. Нейтрон вызывает ядерную реакцию всякий раз, когда он пересекает поверхность условного шара (кружки на рис. № 2.19), площадь поперечного сечения которого равна σ . Общее поперечное сечение для всех ядер на 1 м^2 мишени равно $\sigma \cdot N_s$. Поэтому из Φ нейтронов, которые равномерно падают за 1 секунду на 1 м^2 мишени, прореагируют с ядрами $\sigma \cdot N_s \cdot \Phi$ нейтронов.

Сечение σ взаимодействия частиц с ядрами называют эффективным сечением реакции (кратко: сечением реакции, сечением). Сечения реакции и геометрические сечения ядра сравнимы с площадью 10^{-28} м^2 . Поэтому для удобства за единицу ядерных сечений принята следующая единица: $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$. На рисунке № 2.20 приведена зависимость сечения реакции σ от энергии частицы E_n .

Сечение σ не совпадает с геометрическим сечением ядра. Так, сечение реакции ^{235}U с нейтронами энергией 0.025 эВ равно 705 барн , а геометрическое – около 2.5 барн . Различие объясняется тем, что при взаимодействии проявляются волновые свойства частиц.

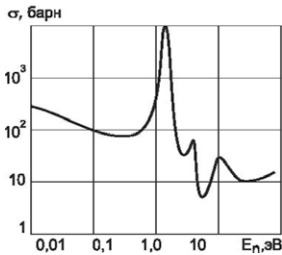


Рис. № 2.21.
Зависимость σ для
индия от энергии
нейтронов E_n .

На рисунке № 2.21 приведена в логарифмическом масштабе зависимость сечения реакции σ от энергии нейтронов для одного из тяжелых элементов – индия. До энергий $E_n \approx 0.5 \text{ эВ}$ сечение изменяется по закону $1/v$. В области энергий $E_n > 0.5 \text{ эВ}$ изменение сечения имеет резонансный пикообразный характер. На некоторых интервалах энергий сечение сначала резко возрастает, достигает максимального значения σ_r при энергии E_r , называемой резонансной, а затем резко падает.

С увеличением энергии высоты пиков, соответствующих другим возбужденным состояниям, уменьшаются, а энергетические уровни расширяются. При кинетической энергии $E_n \sim 1 \text{ кэВ}$ расстояние между уровнями тяжелых ядер становится меньше разрешения измерительных приборов, и уровни не разделяются. Сечение σ , измеренное экспериментально, на-

чинает убывать, монотонно приближаясь к геометрическому сечению ядра $\pi \cdot R^2$.

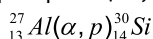
Ядерному взаимодействию между заряженной частицей и ядром препятствует потенциальный барьер. Если кинетическая энергия бомбардирующих частиц меньше высоты потенциального барьера, то не все частицы, взаимодействующие с ядрами, вступают в ядерную реакцию. Часть из них рассеивается электрическим полем ядра. Другая часть проникает в ядра через потенциальный барьер и вызывает ядерную реакцию. Доля частиц, проникающих при столкновении с ядрами сквозь потенциальный барьер, равна коэффициенту прозрачности D . Энергия заряженных частиц, вступающих в реакцию с ядрами, не равна их начальной энергии E на поверхности мишени. До столкновения с ядром заряженная частица расходует часть своей энергии на ионизацию и возбуждение атомов мишени. И чем длиннее путь частиц в мишени до столкновения с ядром, тем больше ионизационные потери и тем меньше энергия частиц. Следовательно, ядерные реакции протекают под действием заряженных частиц, энергия которых заключена в интервале от $E - \Delta E$ до E . Здесь ΔE – ионизационные потери частицы в мишени.

Учитывая прозрачность потенциального барьера ядра, количество реакций на 1 м^2 тонкой мишени при плотности потока моноэнергетических частиц Φ будет равно:

$$P = \sigma \cdot D \cdot N_s \cdot \Phi. \quad (2.108)$$

Произведение $\sigma \cdot D$ рассчитывается по результатам экспериментальных измерений. Его принимают за сечение реакции и обозначают единым символом сечения σ . В нем учитывают влияние на образование составного ядра ядерных и электрических свойств ядра-мишени и частицы. Коэффициент прозрачности D сильно растет с увеличением энергии частицы и становится равным единице при энергиях частицы, превышающих высоту потенциального барьера V_k . Аналогично изменяется и сечение реакции σ .

На рисунке № 2.20 показана типичная зависимость сечения реакции σ от энергии заряженной частицы E_α . Сечение становится отличным от нуля при энергии $E_\alpha \sim 0.5V_k$. Затем оно резко увеличивается и при энергиях $E_\alpha > V_k$ постепенно приближается к геометрическому сечению ядра $\pi \cdot R^2$. Для некоторых реакций, например, такой, как:



в интервале энергий до $E_\alpha \approx V_k$ на кривой сечения есть несколько резонансных пиков.

Пусть сечение образования составного ядра равно σ . Возможные направления распада составного ядра характеризуются парциальными сечениями реакции: σ_s – сечение упругого рассеяния; σ_{in} – сечение неупругого рассеяния; σ_a – сечение поглощения частицы [реакция (α, b)]. Отношения σ_s/σ , σ_{in}/σ и σ_a/σ показывают вероятность распада составного ядра с упругим, неупругим рассеянием и поглощением частицы соответственно. Из общего числа P ядерных реакций $(\sigma_s/\sigma) \cdot P$ частиц рассеивается упруго, $(\sigma_{in}/\sigma) \cdot P$ частиц рассеивается неупруго, а $(\sigma_a/\sigma) \cdot P$ частиц поглощается ядрами. Так как возбужденное составное ядро обязательно распадается по какому-нибудь выходному каналу, то и сумма вероятностей его распада:

$$\frac{\sigma_s}{\sigma} + \frac{\sigma_{in}}{\sigma} + \frac{\sigma_a}{\sigma} = 1, \quad (2.109)$$

откуда следует:

$$\sigma_s + \sigma_{in} + \sigma_a = \sigma. \quad (2.110)$$

Непосредственно с сечением реакции связан выход реакции Y . Он равен доле частиц, вступающих в реакцию с ядрами мишени. Чтобы найти выход реакции Y , необходимо разделить количество реакций на 1 м^2 мишени за 1 с на плотность потока частиц Φ . В тонкой мишени ослабление плотности потока и изменение энергии частиц по ее толщине незначительны. Поэтому плотность потока и энергию частиц можно считать постоянными. В этом частном случае число реакций на 1 м^2 мишени за 1 с :

$$P_i = \sigma_i \cdot N_s \cdot \Phi, \quad (2.111)$$

где: N_s – число ядер, приходящихся на 1 м^2 мишени, $\text{ядро}/\text{м}^2$;

σ_i – сечение i -ой реакции ($i = s, a$).

При разделении числа реакций P на плотность потока Φ получится выход реакции для тонкой мишени:

$$Y_i = \sigma_i \cdot N_s. \quad (2.112)$$

Так как на 1 м^2 мишени толщиной 1 м содержится столько же ядер, сколько атомов в 1 м^3 , то на 1 м^2 мишени толщиной δ :

$$N_s = \frac{\rho \cdot \delta}{A} \cdot 6.02 \cdot 10^{26} \text{ ядро / м}^2. \quad (2.113)$$

При подстановке выражение для N_s в формулу (2.112), получится:

$$Y_i = \frac{\sigma_i \cdot \rho \cdot \delta}{A} \cdot 6.02 \cdot 10^{26}.$$

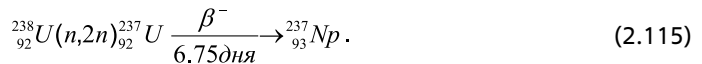
2.20. ТРАНСУРАНОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Природные элементы заполняют периодическую систему химических элементов Д.И. Менделеева до урана ($Z = 92$). Химические элементы, расположенные за ураном, называют трансуранными (табл. № 2.6). Все они радиоактивны и имеют малый период полураспада по сравнению с возрастом Земли. Поэтому трансуранные элементы давно распались и не встречаются на Земле. Торий, протактиний, уран и трансуранные элементы образуют группу актиноидов. В периодической системе элементов актиноиды расположены под лантаноидами, которые насчитывают в своей группе 14 элементов. Такое же количество элементов и в группе актиноидов. До 1940 г. были известны три первых актиноида, встречающиеся в природе: торий, протактиний и уран. Остальные 11 элементов группы актиноидов были получены в ядерных реакциях.

Большинство изотопов трансуранных элементов являются β^- -излучателями. Это свойство радиоактивности и используют при получении изотопов трансуранных элементов. Первый изотоп химического элемента с порядковым номером $Z = 93$ был получен американским физиком Мак-Милланом в 1940 г. Он облучал нейтронами природный уран: $^{238}_{92}\text{U}$ (99.3 %) и $^{235}_{92}\text{U}$ (0.7 %). В результате реакции $^{238}_{92}\text{U}(n, \gamma) ^{239}_{92}\text{U}$ и дальнейшего β^- -распада ^{239}U с периодом полураспада 23 мин:



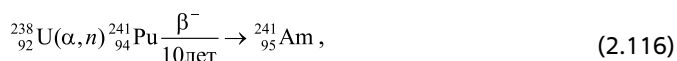
возникал изотоп нового химического элемента с $Z = 93$. Он был назван нептунием. У нептуния известно 11 изотопов с массовыми числами от 231 и до 241. Наибольший интерес для изучения химических свойств нептуния представляет изотоп $^{239}_{99}\text{Np}$ с периодом полураспада $2.2 \cdot 10^6 \text{ лет}$. Он образуется в цепочке превращений:



Нептуний-237 принадлежит к радиоактивному семейству с массовыми числами $A = 4n + 1$. В дочерних продуктах β^- -активных изотопов нептуния порядковый номер увеличивается до $Z = 94$. Химический элемент с порядковым номером $Z = 94$ назван плутонием. Изучено более десяти изотопов плутония. Наибольший научный и практический интерес представляет изотоп плутония ^{239}Pu с периодом полураспада 24000 лет. Плутоний-239 полу-

чают из ^{238}U , который облучают мощными потоками нейтронов. Большая исследовательская работа в области трансурановых элементов была проделана группой американских ученых (Сиборг, Мак-Миллан и др.) в Калифорнийском университете (г. Беркли).

Новые элементы получались при облучении тяжелых мишеней ($A \sim 240$) пучками дейтронов и α -частиц, ускоренных в циклотроне. Так, америций *Am* и кюрий *Cm* образуются в цепочках превращений:



В последнее время для получения трансурановых элементов используют пучки ядер $^{12}_6\text{C}$, $^{14}_7\text{N}$, $^{16}_8\text{O}$. Порядковый номер *Z* после реакции увеличивается на шесть-восемь единиц. Таким способом были синтезированы эйнштейний *Es*, фермий *Fm*, менделевий *Md*, лоуренсий *Lr* и другие химические элементы. Например, при облучении ^{238}U ядрами ^{14}N , ускоренными до 100 МэВ, идет реакция:



Таблица № 2.6
Трансурановые элементы

ЭЛЕМЕНТ	ХИМИЧЕСКИЙ СИМВОЛ	ПОРЯДКОВЫЙ НОМЕР	МАССОВЫЕ ЧИСЛА ИЗОТОПОВ	ГОД ОТКРЫТИЯ
Нептуний	<i>Np</i>	93	231÷241	1940
Плутоний	<i>Pu</i>	94	232÷246	1940
Америций	<i>Am</i>	95	237÷246	1944
Кюрий	<i>Cm</i>	96	238÷250	1944
Берклий	<i>Bk</i>	97	243÷250	1949
Калифорний	<i>Cf</i>	98	244÷254	1950
Эйнштейний	<i>Es</i>	99	246÷256	1953
Фермий	<i>Fm</i>	100	250÷256	1954
Менделевий	<i>Md</i>	101	255÷256	1955
Нобелий	<i>No</i>	102	253÷255	1957
Лоуренсий	<i>Lr</i>	103	257	1961
Курчатовий	<i>Ku</i>	104	260	1964

3. НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА И ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

3.1. СВОЙСТВА НЕЙТРОНОВ

Значение массы нейтрона, которая принята в настоящее время, $m_n = 1.008665 \text{ а.е.м.}$ (масса протона равна $m_p = 1.00727 \text{ а.е.м.}$). Разность масс нейтрона и протона больше массы электрона. Поэтому свободный нейтрон радиоактивен. Он распадается на протон, электрон и антинейтрино:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} . \quad (3.1)$$

Измерения периода полураспада свободного нейтрона относятся к очень тонким экспериментам. Они затруднены тем, что нейтроны, непрерывно двигаясь в веществе, поглощаются ядрами за время, намного меньшее их периода полураспада. Пучок нейтронов пропускают через цилиндрическую вакуумную камеру. За время прохождения через камеру часть нейтронов распадается. Продукты распада (протоны и электроны) разделяются электрическим полем. Они отклоняются в противоположных направлениях, перпендикулярных к оси камеры, и регистрируются. Счетчики протонов и электронов подключают к схеме совпадений. В эксперименте регистрируют число совпадений ΔN , равных числу распадов нейтронов, и число нейтронов N , прошедших через цилиндрическую камеру за то же время. Затем по этим данным рассчитывают постоянную распада $\lambda = -(\Delta N / \Delta t) \cdot (1/N)$. По наиболее точным измерениям период полураспада нейтрона равен 11.7 минут . Нейтроны входят в состав всех ядер, кроме ядра водорода. Связанные нейтроны в ядре, в отличие от свободных нейтронов, существуют бесконечно долго [5, 6].

3.2. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны возникают в ядерных реакциях. Источники нейтронов подразделяют по типу реакции, по способу получения бомбардирующих частиц и т. д.

Характеристиками источника нейтронов служат интенсивность источника I и энергетический спектр нейтронов $f(E)$. Интенсивность источника I – это количество нейтронов, испускаемых источником в единицу времени. Она изменяется в широких пределах – от 10^6 до 10^{12} н/с и выше. Для некоторых источников нейтронов, таких, как ядерный реактор, удобной характеристикой является плотность потока нейтронов Φ . В мощных ядерных реакторах величина Φ достигает значений $10^{18} \text{ н/(м}^2 \cdot \text{с)}$. Энергетический спектр нейтронов – это распределение нейтронов источника по энергии. Одни источники нейтронов имеют дискретный спектр, другие – сплошной спектр.

Первыми источниками нейтронов были радий-бериллиевые ($R_\alpha\text{-Be}$) и полоний-бериллиевые ($P_\alpha\text{-Be}$) источники. В них атомы α -излучателей ^{210}Po и ^{226}Ra равномерно перемешаны

с атомами бериллия, а смесь заключена в герметичную металлическую ампулу. Так, один из типов (*Ra-Be*)-источника представляет собой ампулу с суспензией тонкомолотого порошка бериллия в водном растворе солей радия. Радий и полоний испускают α -частицы с энергиями $4.8 \div 7.7$ МэВ. Этой энергии хватает для преодоления потенциального барьера ядра бериллия высотой около 4 МэВ для α -частиц.

Однако большинство α -частиц, взаимодействуя с электронами атомов, замедляются до энергий ниже 4 МэВ, и только одна из $(1 \div 1.5) \cdot 10^4$ α -частиц проникает в ядро бериллия и вызывает реакцию ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. (*Ra-Be*)- и (*Po-Be*)-источники характеризуются сплошным энергетическим спектром нейтронов, заключенным в интервале от 1 до 13 МэВ. Средняя энергия нейтронов составляет примерно $4 \div 5$ МэВ. Выход нейтронов в (*Ra-Be*)- и (*Po-Be*)-источниках зависит от способа приготовления смеси, размера зерен бериллия в смеси, равномерности перемешивания α -излучателя и бериллия и т.д. Обычно его выражают количеством нейтронов, испускаемых источником за 1 с, отнесенным к 1 Ки радиоактивного вещества. Выход нейтронов хорошо приготовленного (*Ra-Be*)-источника достигает $2.0 \cdot 10^7$ н/с на 1 Ки радия.

Следует отметить, что некоторые продукты распада радия (радон, полоний и висмут) также испускают α -частицы, на долю которых приходится около 6/7 выхода нейтронов. Выход нейтронов (*Ra-Be*)-источника практически постоянный вследствие большого периода полураспада радия, равного 1620 годам. К недостатку источника относится сильная γ -активность. Источники приходится хранить в специальных контейнерах, поглощающих γ -излучение. Среди продуктов распада полония нет α -излучателей, поэтому и выход нейтронов из (*Po-Be*)-источника на 1 Бк полония примерно в семь раз меньше, чем на 1 Бк радия. (*Po-Be*)-источник практически удобнее использовать, так как при равной активности γ -эквивалент (*Po-Be*)-источника примерно в $5 \div 10^3$ раз меньше γ -эквивалента (*Ra-Be*)-источника. Однако период полураспада полония равен всего 138.4 дня. Поэтому активность полония, а, следовательно, и мощность источника значительно уменьшаются в течение короткого времени.

Многие радиоактивные вещества излучают γ -кванты, энергия которых больше энергии связи нейтронов в ядрах ${}^9\text{Be}$ (1.63 МэВ) и D (2.225 МэВ). Это обстоятельство и используют для получения нейтронов в реакциях $D(\gamma, n)H$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$. В фотонейтронном источнике ампула с радиоактивным веществом (${}^{24}\text{Na}$, ${}^{72}\text{Ga}$) и др. помещается внутрь вещества-мишени (Be , D_2O). Энергия нейтронов равна $E_n = E_\gamma - \varepsilon_n$, где: ε_n – энергия связи нейтрона в ядре-мишени и E_γ – γ -энергия кванта. Если радиоактивное вещество испускает одну γ -линию с энергией E_γ , превышающей порог (γ, n) -реакции, то в источнике образуются моноэнергетические нейтроны. Однако в самом источнике нейтроны могут замедляться. Разброс нейтронов по энергии возрастает с увеличением размера источника. Выход нейтронов в фотонейтронных источниках зависит от сечения (γ, n) -реакции σ_n и толщины вещества-мишени δ . Например, сечение σ_n бериллия в области энергии γ -квантов $E > 1.7$ МэВ составляет $(0.5 \div 1.0)$ мбарн. Интенсивность фотонейтронных источников не превышает $10^7 \div 10^8$ н/с. Фотонейтронные источники применяют в лабораториях, а также в качестве стандартных источников нейтронов [5, 6].

С развитием ускорительной техники физики-экспериментаторы получили очень мощные и удобные источники нейтронов. Для получения нейтронов пучок ускоренных заря-

женных частиц (протонов и дейтронов) направляют на мишень, в состав которой входят легкие атомы с небольшой энергией связи нейтронов в ядрах (дейтерий, тритий, литий). В мишени протекают реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ (порог реакции 1.88 МэВ), $D(d,n)\text{He}$, $T(d,n){}^4\text{He}$. Приведенные реакции используют для получения моноэнергетических нейтронов. Особенно высок выход нейтронов при облучении пучком быстрых дейтронов мишеней, содержащих дейтерий и тритий [5,6].

Самым мощным источником нейтронов является ядерный реактор. Нейтроны получают внутри реактора в реакциях деления. Пучки нейтронов по специальным каналам выводят из реактора в лабораторные помещения. Спектр нейтронов в реакторе – сплошной. Его форма зависит от состава реактора [5, 6].

3.3. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ

Необходимо рассмотреть основные ядерные реакции под действием нейтронов: упругое и неупругое рассеяние, поглощение нейтронов и реакцию ($n, 2n$).

Сечения (n, b) – реакции имеют некоторые особенности изменения в отдельных областях энергий. Вследствие этого нейтроны подразделяют на тепловые ($E_n < 1$ эВ), промежуточные ($1 \text{ эВ} < E_n < 0.1 \text{ МэВ}$) и быстрые ($E_n \gg 0.1 \text{ МэВ}$). Соответственно, и весь интервал энергий разбивают на три области: тепловую, промежуточную и быструю. Промежуточные нейтроны с энергиями часто называют резонансными, а соответствующую область энергий – резонансной. Иногда тепловые и резонансные нейтроны объединяют в одну группу медленных нейтронов.

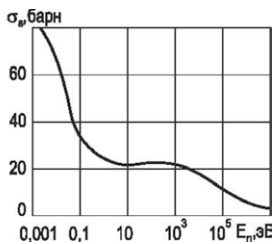


Рис. № 3.1. Зависимость сечения рассеяния водорода от энергии нейтронов

Об упругом рассеянии. Реакция упругого рассеяния аналогична упругому столкновению двух шаров. Между нейтроном и ядром при упругом рассеянии происходит перераспределение кинетической энергии без изменения внутреннего состояния ядра. Если кинетическая энергия нейтрона больше кинетической энергии ядра, то рассеянный нейтрон замедляется, а ядро ускоряется, и наоборот. Упругое рассеяние нейтронов подразделяют на потенциальное и резонансное. В процессе потенциального упругого рассеяния нейтрона главную роль играют его волновые свойства. Нейтрон, как волна, отражается от поверхности ядра. Резонансное упругое рассеяние нейтрона идет через составное ядро. Сечение упругого рассеяния $\sigma_s = \sigma_{sn} + \sigma_{sp}$, где σ_{sn} и σ_{sp} – сечения потенциального и резонансного упругих рассеяний нейтрона. В области резонансных пиков $\sigma_{sp} \gg \sigma_{sn}$, а вдали от них $\sigma_{sn} \gg \sigma_{sp}$.

Сечение потенциального рассеяния σ_{sn} в быстрой области энергий, как и сечение образования составного ядра σ , стремится к геометрическому сечению ядра πR^2 . Экспериментальные результаты по полным сечениям $\sigma_t = \sigma + \sigma_{sn}$ для энергий $E_n > 15 \text{ МэВ}$ дают значение коэффициента пропорциональности в формуле (3.38) для радиуса ядра R , равное 1.5 Фм ($1 \text{ ферми} = 10^{-15} \text{ м}$).

Сечение упругого рассеяния σ_s большинства веществ зависит от энергии нейтрона только в быстрой области, а в тепловой и промежуточной областях почти постоянно. Исключением является водород. В тепловой области сечение σ_s водорода (рис. № 3.1) резко падает (от 80 до 20 барн), в промежуточной области остается постоянным, а в быстрой области снова падает до 4÷5 барн.

О неупругом рассеянии. Быстрые нейтроны могут испытать не только упругое рассеяние, но и неупругое:



В результате реакции ядро-мишень переводится в возбужденное состояние. В процессе неупругого рассеяния нейтрон передает ядру часть кинетической энергии, равной энергии возбуждения ядра. Затем возбужденное ядро переходит в основное состояние, испуская γ -кванты.

Неупругое рассеяние – пороговая реакция. Энергия порога:

$$E_{nop} = \frac{A+1}{A} \cdot W_1. \quad (3.3)$$

где: W_1 – энергия первого возбужденного уровня ядра.

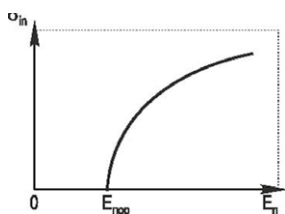


Рис. № 3.2. Зависимость сечения неупругого рассеяния от энергии нейтрона

Величина W_1 уменьшается с ростом массового числа A от нескольких миллионов электронвольт до 100 кэВ и ниже. Следовательно, неупругое рассеяние нейтронов происходит только в быстрой области и преимущественно на тяжелых ядрах.

Сечение неупругого рассеяния (рис. № 3.2) становится отличным от нуля при энергии порога. Оно достигает максимального значения для энергий 10÷15 МэВ.

При поглощении нейтронов в реакции (n,b) нейтрон исчезает, поглощается, а вместо него образуется новая частица b . Поглощение нейтронов происходит в реакциях (n,γ) , (n,α) , деления, $(n, 2n)$ и т. д.

Учитывая все возможные процессы, в которых поглощается нейтрон, сечение поглощения можно представить в виде [5, 6]:

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_\alpha + \sigma_f + \sigma_{2n} + \dots \quad (3.4)$$

где: σ_γ – сечение радиационного захвата;

σ_α – сечение реакции (n,α) ;

σ_f – сечение деления;

σ_{2n} – сечение $(n,2n)$ -реакции.

До энергии 5 МэВ у большинства ядер наблюдается только радиационный захват нейтронов ($\sigma_a = \sigma_\gamma$), табл. № 3.1. Однако для ядер ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^6_3\text{Li}$ характерна реакция (n,α) ($\sigma_a = \sigma_\alpha$), а у ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ радиационный захват конкурирует с делением ядра ($\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$).

Сечение поглощения в тепловой области для большинства ядер изменяется по закону $1/v$ (формула 3.5),

где: v – скорость нейтрона,

c – константа:

$$\sigma_a = \frac{c}{v}. \quad (3.5)$$

В промежуточной области кривая изменения сечения поглощения у тяжелых ядер имеет резонансный характер, то есть, на некоторых интервалах энергий сечение сначала резко возрастает, достигает максимального значения σ_γ при резонансной энергии E_γ , а затем также резко падает.

Таблица № 3.1
Сечения реакций (барн) для нейтронов с энергией 0.025 эВ

ЯДРО	σ_t	σ_s	σ_a	σ_γ	σ_f	σ_a
${}^9\text{Be}$	7	7	0.01	0.01	-	-
${}^{12}\text{C}$	4.8	4.8	0.0034	0.0034	-	-
${}^{10}\text{B}$	4014	4.0	4010	0.5	-	4009.5
${}^{235}\text{U}$	704	10	694	110	582	-

При реакции $(n, 2n)$ возбужденное составное ядро может выбросить два нейтрона, если его энергия возбуждения не меньше энергии связи двух нейтронов в ядре. Энергия порога реакции ${}^9\text{Be}(n, 2n){}^8\text{Be}$ равна 1.75 МэВ. Для большинства ядер энергия порога лежит в интервале от 8 до 10 МэВ. Сечение σ_{2n} изменяется аналогично сечению неупругого рассеяния σ_{in} , только σ_{2n} начинает отличаться от нуля в более высокой области энергий, чем сечение σ_{in} .

Нейтроны, проходящие через вещество, рассеиваются и поглощаются ядрами вещества. Пусть на поверхность плоской мишени толщиной δ падает параллельный пучок моноэнергетических нейтронов и скорость нейтронов направлена перпендикулярно к поверхности мишени. После реакций нейтроны выбывают из пучка. На глубине x плотность потока первичных нейтронов ослабляется до значения $\Phi(x)$.

Уменьшение плотности потока нейтронов $d\Phi$ в слое dx равно:

$$d(\Phi) = -\sigma_t \cdot \Phi(x) \cdot N \cdot dx. \quad (3.6)$$

где: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$ – полное сечение реакции (рассеяние плюс поглощение);

N – плотность ядер вещества.

Знак минус указывает на ослабление плотности потока нейтронов в слое.

После деления левой и правой части уравнения (3.6) на величину Φ , а затем после интегрирования полученного выражения получится:

$$\ln \Phi \cdot x = -N \cdot \sigma_t \cdot x + C. \quad (3.7)$$

Постоянная интегрирования C находится из граничных условий: при $x = 0$, $\Phi = \Phi_0$ и $\ln \Phi_0 = C$.

При замене в уравнении постоянной C получится:

$$\ln \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) = -N \cdot \sigma_t \cdot x. \quad (3.8)$$

После потенцирования последнего выражения получится закон ослабления параллельного пучка в плоской мишени:

$$\Phi(x) = \Phi_0(x) \cdot e^{-N \cdot \sigma_t \cdot x}. \quad (3.9)$$

Ослабление параллельного пучка в мишени зависит от полного (макроскопического) сечения всех ядер в 1 м^3 :

$$\Sigma_t = N \cdot \sigma_t. \quad (3.10)$$

При подстановке вместо сечения σ_t его выражения через парциальные сечения:

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a. \quad (3.11)$$

Сечение $\Sigma_i = N \cdot \sigma_i$ ($i = t, s, a$) называют макроскопическим, а сечение σ_i – микроскопическим. Макроскопические сечения i -го процесса в химическом соединении представляются в виде

$$\Sigma_{i,k} = N_1 \cdot \sigma_{i,1} + N_2 \cdot \sigma_{i,2} + \dots + N_n \cdot \sigma_{i,n}, \quad (3.12)$$

где: $i = t, s, a$; $k = 1, 2, 3, \dots, n$ – номера сортов ядер, входящих в состав молекулы.

Длина рассеяния это среднее расстояние, которое проходит нейтрон между двумя актами рассеяния. Длина переноса (транспортная длина рассеяния) это среднее расстояние, проходимое нейтроном в первоначальном направлении до поворота на угол больше 90° . Длина поглощения это средний путь, который проходит нейтрон от точки рождения до точки поглощения. Возраст нейтрона это мера среднего расстояния по прямой, на которое перемещается нейтрон от точки рождения до точки, где он замедлится до тепловой энергии, $\tau = (1/6) \cdot \bar{r}_{\text{зам}}^2$. Длина диффузии это мера среднего расстояния по прямой, которое проходит нейтрон от точки, где он стал тепловым, до точки поглощения. Длина миграции нейтрона это мера среднего расстояния по прямой, которое проходит нейтрон от точки рождения до точки поглощения [8].

3.4. ДИФфуЗИЯ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны, взаимодействуя с веществом, рассеиваются или поглощаются ядрами. Вещества, которые преимущественно рассеивают и мало поглощают нейтроны ($\sigma_s \gg \sigma_a$), называют рассеивающими. Вещества с сечением поглощения $\sigma_a \gg \sigma_s$ называют поглощающими. Подразделение веществ на рассеивающие и поглощающие условно. Одно и то же вещество в одной энергетической области может быть рассеивающим, в другой – поглощающим. Например, бор является хорошим поглотителем медленных нейтронов и слабо поглощает быстрые нейтроны [5, 6].

Траектория отдельного нейтрона в рассеивающем веществе представляет собой зигзагообразную линию (рис. № 3.3), состоящую из прямолинейных отрезков, по которым нейтрон движется от столкновения к столкновению. Расстоя-

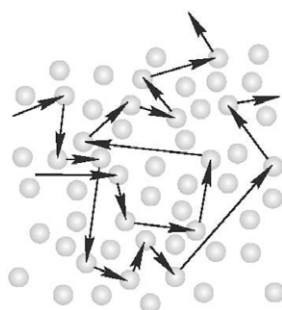


Рис. № 3.3. Траектории нейтронов в рассеивающей среде

ние, пробегаемое нейтроном между двумя последовательными рассеивающими столкновениями называют длиной свободного пробега рассеяния (кратко: длиной рассеяния). Длины рассеяния не одинаковы: в одних случаях нейтрон пробегает от одного рассеяния до другого короткий путь, в других случаях этот путь длиннее.

После ряда последовательных рассеяний нейтрон поглощается средой. Полный путь, проходимый нейтроном в среде от рождения до поглощения, называют длиной свободного пробега поглощения (длиной поглощения). Она, так же как и длина рассеяния, не одинакова для различных нейтронов. Одни нейтроны поглощаются через несколько рассеяний, для других это число может быть больше или меньше.

В поглощающих средах большинство нейтронов поглощается при первых же столкновениях с ядрами. В таких средах перемещения нейтронов очень малы.

В практических задачах интересуются не историей каждого отдельного нейтрона, а перемещением большого количества нейтронов в рассеивающих средах. Оно примерно такое же, как и перемещение молекул в жидкостях и газах, которое описывается законами диффузии. Молекулы, сталкиваясь между собой, перемещаются из мест с большими плотностями молекул в места с меньшими плотностями. Такая же картина наблюдается и для нейтронов. Различие заключается в том, что диффузия нейтронов обуславливается рассеивающими столкновениями с ядрами среды.

Следует заметить, что столкновения между нейтронами – довольно редкое явление, так как плотность свободных нейтронов в веществе в $10^{12} \div 10^{14}$ раз меньше плотности ядер вещества.

Общее движение многих нейтронов в средах характеризуется средними длинами рассеяния λ_s и поглощения λ_a . Они связаны очень простым соотношением с макроскопическими сечениями:

$$\lambda_i = \frac{1}{\Sigma_i}, \quad i = s, a. \quad (3.13)$$

В теории диффузии нейтронов предполагается, что все нейтроны данной энергии имеют одну и ту же длину рассеяния λ_s и проходят в среде до поглощения пути λ_a . Полная средняя длина пробега:

$$\lambda_t = \frac{1}{\Sigma_t}. \quad (3.14)$$

Из выше приведенных формул следует:

$$\lambda_t = \frac{\lambda_s \cdot \lambda_a}{\lambda_s + \lambda_a}. \quad (3.15)$$

Физический смысл величины λ_t вытекает из закона ослабления параллельного пучка моноэнергетических нейтронов в плоской пластине. Полная средняя длина пробега нейтронов равна толщине слоя, который ослабляет параллельный пучок первичных нейтронов в e раз. В рассеивающих средах $\lambda_s \ll \lambda_a$, поэтому $\lambda_t \sim \lambda_s$.

Наоборот, в поглощающих средах $\lambda_t \sim \lambda_a$. Так, средние длины пробега нейтронов с энергией 0.025 эВ в бериллии составляют $\lambda_s = 1.15 \text{ см}$, $\lambda_a = 810 \text{ см}$, $\lambda_t \sim 1.15 \text{ см}$, а в природном боре $\lambda_s = 1.2 \text{ см}$, $\lambda_a = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ и $\lambda_t \sim 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

Нейтрон, упруго рассеянный ядром, изменяет направление своего движения, причем угол θ между направлениями его начальной и конечной скоростей может лежать в интервале от 0 до 180° . После центрального столкновения нейтрон рассеивается на угол $\theta = 180^\circ$, после нецентрального столкновения угол θ лежит в пределах $0 < \theta < 180^\circ$. Если вероятность рассеяния нейтрона по всем возможным направлениям одинакова, то рассеяние нейтрона называют изотропным. Однако все ядра рассеивают нейтроны чаще под углами $\theta < 90^\circ$ и реже под углами $\theta > 90^\circ$. Такое рассеяние называют анизотропным.

Изотропное и анизотропное рассеяния нейтронов схематически изображены на рисунке № 3.4. Стрелки на ядре A совпадают с направлением скорости рассеянных нейтронов, а длина стрелки пропорциональна вероятности рассеяния нейтрона n_θ под углом θ . Анизотропию рассеяния нейтронов характеризуют средним косинусом угла рассеяния $\bar{\mu} = \overline{\cos\theta}$. Для изотропного рассеяния средний косинус $\bar{\mu} = 0$, а для анизотропного рассеяния $\bar{\mu} \geq 0$. При невысоких энергиях средний косинус зависит только от массового числа A [5,6]:

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3 \cdot A}. \quad (3.16)$$

Наибольшая анизотропия рассеяния нейтронов наблюдается на водороде и дейтерии (табл. № 3.2). С ростом массового числа A величина стремится к нулю, поэтому рассеяние на ядрах с массовыми числами $A > 10$ можно приближенно считать изотропным.

Утечка нейтронов из одних объемов в другие происходит только в том случае, если плотности нейтронов в них различны. Перетечкам нейтронов из одного места в другое препятствует среда, так как нейтроны, сталкиваясь с ядрами, изменяют направление своего движения. Чем больше плотность ядер, тем труднее нейтрону пройти даже через сравнительно небольшую толщину среды. Перемещение нейтронов между объемами зависит от разности плотностей потоков нейтронов в них: чем больше эта разность, тем больше нейтронов перетекает из одного объема в другой.

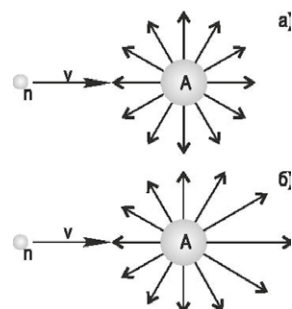


Рис. № 3.4. Изотропное (а) и анизотропное (б) рассеяние нейтронов

Таблица № 3.2
Средние косинусы рассеяния веществ

ВЕЩЕСТВО	A	СРЕДНИЙ КОСИНУС	ВЕЩЕСТВО	A	СРЕДНИЙ КОСИНУС
H	1	0.67	C	12	0.056
D	2	0.33	O	16	0.042
Be	9	0.074	U	238	0.0028

Для характеристики перемещения нейтронов введена величина плотности тока нейтронов:

$$j = -D \cdot \frac{d\Phi}{dx}. \quad (3.17)$$

Первый сомножитель зависит от свойств среды и называется коэффициентом диффузии. Он обратно пропорционален числу рассеивающих столкновений нейтрона в среде на единицу длины:

$$D = \frac{\lambda_s}{3 \cdot (1 - \mu)}. \quad (3.18)$$

Среды с малым коэффициентом диффузии (вода, бериллий) оказывают большое сопротивление перемещению нейтронов. Сравнительно тонкие слои таких веществ значительно ослабляют плотность потока нейтронов.

Второй сомножитель ($-d\Phi/dx$) учитывает влияние изменения плотности потока нейтронов в слое толщиной 1 см вещества, на перемещение нейтронов. Чем больше перепад плотности потока нейтронов между отдельными частями объема среды, тем интенсивнее перемещение нейтронов между этими частями. Знак минус показывает, что ток нейтронов направлен в сторону уменьшения плотности потока нейтронов.

Диффузия быстрых и тепловых нейтронов различна. Быстрые нейтроны, перемещаясь в среде, замедляются, так как их энергия несравненно больше энергии теплового движения атомов среды. Энергия тепловых нейтронов, наоборот, сравнима с энергией атомов, поэтому тепловые нейтроны могут и ускоряться, и замедляться – все определяется энергиями нейтронов и атомов.

3.5. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Источники нейтронов испускают быстрые нейтроны. Дальнейшая история нейтронов зависит от состава и размеров среды. В результате упругих и неупругих столкновений с ядрами быстрые нейтроны замедляются. В конечных средах часть замедляющихся нейтронов, движущихся вблизи поверхности, утекает из объема среды. Все эти факторы влияют на пространственное и энергетическое распределения замедляющихся нейтронов [5,6].

Потеря энергии нейтрона при упругом рассеянии зависит от типа столкновения нейтрона и ядра, а также от массы ядра. Необходимо определить сброс энергии нейтроном при центральном столкновении с неподвижным ядром (рис. № 3.5).

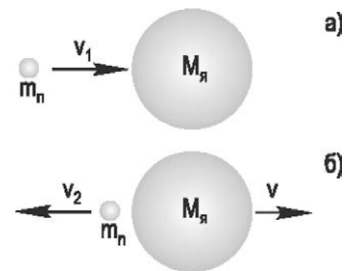


Рис. № 3.5. Центральное столкновение нейтрона с ядром. Направление движения нейтрона до столкновения (а) и направление движения нейтрона после столкновения (б)

Необходимо записать законы сохранения энергии и импульса. Так как $m_n \approx 1 \text{ а.е.м.}$, $M_A \approx A \text{ а.е.м.}$, то:

$$\left. \begin{aligned} \frac{v_1^2}{2} &= \frac{A \cdot v^2}{2} + \frac{v_2^2}{2}, \\ v_1 &= A \cdot v - v_2. \end{aligned} \right\} \quad (3.19)$$

Скорости v_1 и v имеют противоположное направление по отношению к скорости v_2 . Такое различие в направлениях скоростей отражено в знаках членов закона сохранения импульса. После преобразования получится:

$$v_1 - v_2 = v. \quad (3.20)$$

Если добавить к нему второе уравнение системы, получится:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{A-1}{A+1}; \quad \frac{E_2}{E_1} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2. \quad (3.21)$$

Из последней системы уравнений отношение скоростей и энергий нейтрона после и до столкновения получится:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{A-1}{A+1}; \quad \frac{E_2}{E_1} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2. \quad (3.22)$$

Максимальная потеря энергии нейтроном:

$$\Delta E_{\text{макс}} = E_1 - E_2 = \frac{4 \cdot A}{(A+1)^2} \cdot E_1. \quad (3.23)$$

При центральном столкновении нейтронов с ядром водорода ($A = 1$) нейтрон теряет всю свою энергию, с ядром углерода ($A = 12$) — $0.28 \cdot E_1$, а с ядром урана ($A = 238$) — $0.016 \cdot E_1$. Таким образом, с увеличением массового числа замедлителя замедление нейтронов ухудшается.

Кроме центральных столкновений нейтроны испытывают еще нецентральные столкновения, в которых $\Delta E < \Delta E_{\text{макс}}$. Средняя потеря на одно столкновение ΔE равна половине максимальной $\Delta E_{\text{макс}}$. Величиной ΔE пользоваться неудобно, так как она зависит от энергии нейтрона, уменьшаясь в процессе замедления нейтронов. На практике применяют средне-логарифмическую потерю энергии на одно столкновение, называемую параметром замедления ξ .

Параметр замедления ξ зависит только от массового числа A и постоянен в любом интервале энергий. В табл. № 3.3 приведены значения параметра замедления ξ для ряда веществ.

Для массовых чисел $A > 9$ расчетная формула параметра замедления ξ имеет простой вид:

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}}. \quad (3.24)$$

Таблица № 3.3
Значения параметра замедления

ВЕЩЕСТВО	A	ПАРАМЕТР ЗАМЕДЛЕНИЯ	ВЕЩЕСТВО	A	ПАРАМЕТР ЗАМЕДЛЕНИЯ
H	1	1.000	C	12	0.158
D	2	0.725	Na	23	0.084
Be	9	0.209	U	238	0.0085

Независимость параметра замедления от энергии позволяет, например, легко рассчитать среднее число столкновений j при замедлении нейтрона от энергии E_1 до E :

$$j = \frac{\ln \frac{E_1}{E}}{\xi}. \quad (3.25)$$

В формуле для j можно заменить $\ln(E_1/E)$ разностью:

$$\ln \frac{E_1}{E} = \ln \frac{E_0}{E} - \ln \frac{E_0}{E_1}, \quad (3.26)$$

где: E_0 – константа, которая задается.

Часто в расчетах принимают константу $E_0 = 2 \cdot 10^6$ эВ. Величину $u = \ln(E_0/E)$ называют логарифмической энергией, или летаргией. Она возрастает по мере замедления нейтронов и в тепловой области ($E = 0.025$ эВ) принимает значение $u_T = 18.2$.

В другом виде формула для j :

$$j = \frac{u - u_1}{\xi}. \quad (3.27)$$

Каждый замедляющийся нейтрон сталкивается с ядрами рассеивающего вещества в среднем $\Sigma_s = 1/\lambda_s$ раз на 1 м пути, при этом его логарифмическая энергия увеличивается на $\xi \cdot \Sigma_s$. Величина $\xi \cdot \Sigma_s$ показывает, как замедляются нейтроны веществом. Эту величину называют замедляющей способностью вещества.

Чем больше замедляющая способность вещества, тем быстрее замедляются нейтроны в нем. Легкие вещества, имеющие наиболее высокие значения $\xi \cdot \Sigma_s$, называют замедлителями.

Второй характеристикой замедлителя является коэффициент замедления нейтронов:

$$k_3 = \xi \cdot \frac{\Sigma_s}{\Sigma_{ат}}. \quad (3.28)$$

где: $\Sigma_{от}$ – сечение поглощения тепловых нейтронов замедлителя.

Коэффициент замедления нейтронов пропорционален отношению удельных скоростей образования и поглощения тепловых нейтронов.

Чем больше замедляющая способность и чем меньше сечение поглощения, тем интенсивнее накапливаются тепловые нейтроны в замедлителе.

В табл. № 3.4 приведены замедляющие способности и коэффициенты замедления нейтронов ряда веществ. Наилучшим замедлителем является тяжелая вода ($k_3 = 20000$). Однако наиболее широко применяют в качестве замедлителя не тяжелую воду, стоимость которой высока, а дешевые воду и графит.

Замедляющую способность сплавов или химических соединений рассчитывают по формуле:

$$\xi \cdot \Sigma_s = \xi_1 \cdot \Sigma_{s,1} + \xi_2 \cdot \Sigma_{s,2} + \dots + \xi_n \cdot \Sigma_{s,n}. \quad (3.29)$$

Индексы $i = 1, 2, \dots, n$ соответствуют различным ядрам, входящим в состав вещества; $\xi_i \cdot \Sigma_{s,i}$ – их замедляющие способности.

Таблица № 3.4
Физические характеристики замедлителей

ЗАМЕДЛИТЕЛЬ	ПЛОТНОСТЬ, кг/м³	ПАРАМЕТР ЗАМЕДЛЕНИЯ ξ	ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ, м⁻¹	КОЭФФИЦИЕНТ ЗАМЕДЛЕНИЯ
Вода	1000	0.924	135	70
Тяжелая вода	1100	0.515	18.8	20000
Бериллий	1800	0.209	15.4	159
Окись бериллия	2800	0.174	12.9	180
Дифенильная смесь	1060	0.886	16.1	118
Графит	1670	0.158	6.4	170

Замедляющиеся нейтроны имеют определенное распределение по энергиям. В общем случае оно зависит от свойств и размеров замедлителя, распределения источников быстрых нейтронов по объему замедлителя и поглощения замедляющихся нейтронов. Форма энергетического спектра замедляющихся нейтронов наиболее проста в бесконечном объеме замедлителя в частном случае равномерного распределения источников быстрых нейтронов.

В этом частном случае энергетический спектр замедляющихся нейтронов, названный спектром Ферми, имеет вид:

$$\Phi(E) = \frac{Q}{\xi \cdot \Sigma_s} \cdot \frac{1}{E}, \quad (3.30)$$

где: Q – число рождающихся в активной зоне быстрых нейтронов.

Быстрый нейтрон, прежде чем стать тепловым, перемещается от источника на некоторое расстояние. У каждого нейтрона это расстояние различно, одни нейтроны становятся тепловыми вблизи источника, другие – вдали от него. Среднее расстояние от источника, на котором быстрые нейтроны замедляются до энергий E , характеризуются длиной замедления нейтронов $L_s(E)$.

Смещение быстрого нейтрона от источника зависит от трех величин: коэффициента диффузии, замедляющей способности вещества и начальной энергии нейтрона. Чем меньше

коэффициент диффузии D , тем труднее быстрым нейтронам уйти от источника на большие расстояния.

С увеличением замедляющей способности вещества $\xi \cdot \Sigma_s$ путь торможения быстрых нейтронов становится короче. С увеличением энергии источника растет длина замедления нейтронов.

Если сечение рассеяния среды слабо зависит от энергии нейтрона, то квадрат длины замедления нейтронов определяется из уравнения:

$$L_s^2 = \frac{D}{\xi \cdot \Sigma_s} \cdot u_T. \quad (3.31)$$

Так, как коэффициент диффузии обратно пропорционален, а макроскопическое сечение прямо пропорционально плотности вещества ρ , то квадрат длины замедления $L_s \approx 1/\rho^2$. Отсюда следует связь длин замедления L_{s0} и L_s в одном и том же веществе, но с разными плотностями ρ_0 и ρ :

$$L_s = L_{s0} \cdot \frac{\rho_0}{\rho}. \quad (3.32)$$

Плотность твердых веществ зависит от технологии производства и мало изменяется при нагревании вещества. Так, плотность графита лежит в пределах $1650 \div 1800 \text{ кг/м}^3$, а плотность бериллия – $1750 \div 1850 \text{ кг/м}^3$. Плотность жидкостей не зависит от технологии производства, однако заметно уменьшается при нагревании. Так, плотность воды, нагретой под давлением до 200°C , падает от 1000 до 800 кг/м^3 . Самые точные сведения о длине замедления нейтронов дают экспериментальные измерения (табл. № 3.5), так как сечения рассеяния большинства замедлителей зависят от энергий нейтронов. Длина замедления нейтронов в замедлителе, имеющем плотность ρ , отличную от табличной ρ_0 , рассчитывается по формуле № 3.32.

Таблица № 3.5
Экспериментальные значения длины замедления нейтронов
с начальной энергией 2 МэВ

ЗАМЕДЛИТЕЛЬ	ПЛОТНОСТЬ, 10^3 кг/м^3	ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ, 10^{-2} м
Вода	1.0	5.2
Тяжелая вода	1.1	11.2
Графит	1.67	17.7
Бериллий	1.85	9.3
Окись бериллия	2.8	12.0
Дифенильная смесь	1.06	9.6

3.6. ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ

Энергия тепловых нейтронов, перемещающихся в среде, сравнима с энергией теплового движения ядер. После многочисленных упругих столкновений с ядрами устанавливается равновесное распределение тепловых нейтронов по скоростям. Это распределение тепловых нейтронов, называемое максвелловским, мало отличается по форме от распределения молекул газа по скоростям. Наиболее вероятной скорости нейтронов v_0 соответствует кинетическая энергия нейтронов [5, 6]:

$$E_n = \frac{m_n \cdot v_0^2}{2} \cdot k \cdot T_n. \quad (3.33)$$

Величину T_n по аналогии с температурой газа называют температурой нейтронов. При подстановке значения постоянной Больцмана $k = 8.61 \cdot 10^{-5}$ эВ/К получится:

$$E_n = 8.61 \cdot 10^{-5} \cdot T_n, \text{ эВ}. \quad (3.34)$$

Практически измерить температуру нейтронов не так просто, как температуру газов. Для этого спектрометром нейтронов измеряют распределение нейтронов по скоростям. Из распределения находят наиболее вероятную скорость нейтронов, а затем рассчитывают температуру нейтронов. Температура нейтронов T_n зависит от температуры T и сечения поглощения σ_a среды. Поглощение тепловых нейтронов средой является их стоком. Сечение поглощения замедлителей изменяется по закону $1/v$, и нейтрон со скоростью $v < v_0$ поглощается с большей вероятностью, чем нейтрон со скоростью $v > v_0$. Преимущественное поглощение более медленных нейтронов сдвигает максимум спектра в направлении больших скоростей нейтронов. В крайнем случае, при $\sigma_a = 0$ температура среды и температура нейтронов совпадают. Предполагается, что энергия всех тепловых нейтронов одинакова, а среда имеет сечение захвата и коэффициент диффузии, усредненные по спектру тепловых нейтронов.

Тепловой нейтрон смещается от источника до места поглощения в среднем на расстояние L . Величину L называют длиной диффузии тепловых нейтронов. Она зависит от двух величин: коэффициента диффузии D и макроскопического сечения поглощения Σ_a тепловых нейтронов:

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}. \quad (3.35)$$

В таблице № 3.6 приведены основные диффузионные характеристики замедлителей. Сечение поглощения и длина диффузии тепловых нейтронов зависят от примесей в замедлителях. Особенно заметно влияние примесей воды в тяжелой воде. Так, примесь 0.2 % воды в тяжелой воде уменьшает величину L от 159 до 110 см. Нейтроны, перемещаясь в среде, удаляются от точки рождения на некоторое расстояние. Быстрые нейтроны сначала замедляются и становятся тепловыми, а затем перемещаются до тех пор, пока не поглощаются средой. Среднее расстояние, проходимое нейтроном в среде по прямой между точками рождения и поглощения, пропорционально длине миграции:

$$L_M = \sqrt{L_s^2 + L^2}. \quad (3.36)$$

Длина миграции характеризует утечку нейтронов из конечного объема. Чем больше длина миграции, тем толще поверхностный слой среды, из которого происходит утечка нейтронов.

Уравнение диффузии:

$$D \cdot \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \cdot \Phi + S = \frac{1}{v} \cdot \frac{d\Phi}{dt}, \quad (3.37)$$

где: D – коэффициент диффузии;

Σ_a – сечение поглощения;

S – источник нейтронов в единице объема;

v – скорость нейтронов;

Φ – плотность потока нейтронов.

В левой части уравнения (формула 3.37) первый член означает утечку нейтронов; второй член – поглощение нейтронов; третий член – источник нейтронов. В правой части – баланс нейтронов в единице объема среды за единицу времени.

Таблица № 3.6
Диффузионные характеристики замедлителей

ЗАМЕДЛИТЕЛЬ	ПЛОТНОСТЬ, 10^3 кг/м ³	СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ σ_a , барн	КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ D , см	ДЛИНА ДИФФУЗИИ, см
Вода	1.0	0.664	0.163	2.72
Тяжелая вода	1.1	$1.14 \cdot 10^{-3}$	0.960	159
Бериллий	1.85	0.01	0.533	21
Графит	1.67	$3.2 \cdot 10^{-3}$	0.900	58
Окись бериллия	2.8	0.01	0.560	30
Дифенильная смесь	1.06	3.354	0.140	3.7

3.7. КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

В некоторых случаях полезно рассматривать атомное ядро, как нечто схожее с каплей несжимаемой жидкости [7]. Можно предположить, что, подобно тому, как силы поверхностного натяжения стремятся сохранить сферическую форму жидкой капли, ядерные силы создают аналогичный эффект в атомном ядре. Это представление имеет особое значение при рассмотрении деления ядер.

В жидкости молекулярные силы являются силами близкодействующими. Это означает, что силы действуют только между данной молекулой и молекулами, находящимися в непосредственной близости от нее. Таким образом, в жидкости нет существенного взаимодей-

ствия между более отдаленными молекулами. Эти соображения, очевидно, применимы и к силам, действующим между нуклонами в ядре. Эту точку зрения подтверждают значения энергии связи, указанные ниже. Если бы ядерные силы были дальнодействующими, то каждый нуклон взаимодействовал бы со всеми другими нуклонами и полная энергия связи, грубо говоря, росла бы пропорционально квадрату числа нуклонов. В действительности энергия связи пропорциональна числу нуклонов.

Дальнейшие доказательства того, что ядерные силы есть силы близкодействующие, были получены при помощи определения радиусов ядер. Для этой цели могут быть применены три основных метода. Первый метод, применяемый к испускающим α -частицы радиоактивным ядрам с большим массовым числом, основан на определении скорости распада и энергии испускаемых α -частиц. Второй метод основан на разности в энергии связи зеркальных ядер, то есть, такой пары ядер, у которых число нейтронов первого ядра равно числу протонов второго, а число протонов первого – числу нейтронов второго ядра. Наконец, последний метод определения радиусов ядер, который может быть (по крайней мере, в принципе) применен к любому ядру независимо от его устойчивости и массового числа, состоит в измерении поперечного сечения рассеяния быстрых нейтронов.

Значения радиуса ядра для данного изотопа, полученные различными методами, находятся в хорошем согласии друг с другом. За исключением элементов с наименьшими массовыми числами, результаты этих измерений могут быть достаточно хорошо аппроксимированы формулой [7]:

$$R = 1.5 \cdot 10^{-15} \cdot \sqrt[3]{A}, \text{ м} \quad (3.38)$$

где: R – радиус ядра с массовым числом A .

Большое значение имеет тот факт, что радиус ядра приблизительно пропорционален корню кубическому из массового числа. Следовательно, объем ядра прямо пропорционален массовому числу, то есть, его действительной массе. Это означает, что все атомные ядра, состоящие из одних и тех же частиц, т. е. нейтронов и протонов, имеют в основном одну и ту же плотность. Именно постоянство ядерной плотности независимо от числа нуклонов заставило предположить, что ядро ведет себя подобно жидкости, между отдельными частицами которой существуют близкодействующие силы. Для энергии связи может быть применена капельная модель атомного ядра. Это делается путем рассмотрения различных факторов, которые, как предполагается, вносят свой вклад в ядерную энергию связи. Такой метод является чрезвычайно упрощенным. Соответствующие постоянные определяются из теоретических соображений тогда, когда это возможно, и из экспериментальных данных, когда теория неудовлетворительна.

Если ядерные силы подобны силам, действующим в жидкой капле, каждый нуклон в основном испытывает сильное притяжение со стороны своих непосредственных соседей, но не взаимодействует с остальными нуклонами. Это приводит в формуле для энергии к члену, соответствующему притяжению, который пропорционален числу нуклонов в ядре. Энергия притяжения, таким образом, меняется с изменением массового числа A и, следовательно, может быть представлена в виде:

$$\text{Эн. притяжения} = a_1 \cdot A, \quad (3.39)$$

где: a_1 – некоторая постоянная.

Предполагая, что энергия притяжения пропорциональна массовому числу, тем самым допущается, что каждый нуклон взаимодействует одинаковым образом с другими. В действительности же нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, менее тесно связаны, чем нуклоны, находящиеся внутри него. Поэтому энергия притяжения, данная формулой (3.39), будет преувеличена на величину, зависящую от площади поверхности. Чем больше величина поверхности, тем больше будет число нуклонов, не полностью окруженных другими нуклонами. Величина, на которую преувеличена энергия притяжения, приблизительно пропорциональна поверхности ядра. Об этой величине часто говорят, как об эффекте поверхностного натяжения, потому что он вызывается причинами, подобными тем, которые вызывают поверхностное натяжение в жидкости.

Поскольку радиус ядра пропорционален $A^{1/3}$, площадь поверхности пропорциональна $A^{2/3}$ и, следовательно:

$$\text{Эффект поверхностного натяжения} = -a_2 \cdot A^{2/3}, \quad (3.40)$$

где: a_2 – постоянная.

В устойчивом ядре имеется тенденция к образованию групп, состоящих из пар нейтрон-протон. Например, наиболее устойчивые изотопы, такие как ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$ и ${}^{16}_8\text{O}$, содержат равное число нейтронов и протонов. Большинство ядер, особенно тяжелые ядра, имеют избыток нейтронов над протонами. Этот избыток необходим для того, чтобы силы притяжения нейтрон-нейтрон и нейтрон-протон могли компенсировать силы электростатического отталкивания между протонами. В то же время известная неустойчивость появляется вследствие того, что избыточные нейтроны занимают некоторое число ядерных уровней, которые не содержат протонов. Наличие в ядре большого числа нейтронов по сравнению с протонами означает, что оценка для энергии притяжения, данная в (3.39), слишком велика. Соответствующая поправка может быть сделана в виде, так называемого, изотопического члена, который выражается формулой:

$$\text{Изотопический член} = -\frac{a_3 \cdot (A - 2 \cdot Z)^2}{A}, \quad (3.41)$$

где: a_3 – постоянная;

$(A - 2 \cdot Z)$ – избыток нейтронов над протонами в ядре.

Сумма приведенных выше трех членов представляет, вероятно, только энергию притяжения в ядре. Необходимо теперь определить энергию отталкивания, вызванную электростатическим отталкиванием протонов. Потенциальная энергия однородной заряженной сферы пропорциональна Z^2/R , где Z – число единичных зарядов, т. е. в данном случае атомный номер, а R – радиус сферы. Применительно к энергии связи ядра электростатическое отталкивание можно представить в виде:

$$\text{Энергия отталкивания} = -\frac{a_4 \cdot Z^2}{A^{1/3}}. \quad (3.42)$$

где: радиус ядра R заменен на $A^{1/3}$, то есть, на величину, которой он пропорционален;

a_4 – постоянная.

Наконец, следует привести соображения относительно влияния четности или нечетности числа протонов или нейтронов. Когда число протонов и число нейтронов нечетно, то есть,

ядро нечетно-нечетное, то система особенно неустойчива. Это может быть приписано эффекту увеличения устойчивости при компенсации спинов нуклонов, которая возможна в том случае, когда как число протонов, так и число нейтронов четное. Следовательно, в случае четно-четного ядра имеется дополнительный вклад в энергию связи, тогда как в нечетно-нечетном ядре, то есть, когда протоны и нейтроны ядра имеют некомпенсированные спины, существует член, соответствующий отрицательному эффекту.

$$\text{Эффект спина} = \pm \frac{a_5}{A^{3/4}}. \quad (3.43)$$

Чисто эмпирические соображения, основанные на вычисленных из масс изотопов энергиях связи показывают, что вклад эффекта спина может быть представлен в виде, где знак плюс относится к четно-четным ядрам, а знак минус – к нечетно-нечетным ядрам. Для четно-нечетных (или нечетно-четных) ядер член, зависящий от спина, равен нулю. Суммируя различные члены в энергии связи, введенные ранее, получится для полной энергии связи ядра следующее выражение:

$$W_C = a_1 \cdot A - a_2 \cdot A^{2/3} - \frac{a_3 \cdot (A - 2 \cdot Z)^2}{A} - \frac{a_4 \cdot Z^2}{A^{1/3}} \pm \frac{a_5}{A^{3/4}}, \quad (3.44)$$

где: $a_5 = 0$ для нечетно-четного ядра.

Из пяти постоянных уравнения (3.44) a_4 может быть определена из электростатической теории, все прочие постоянные должны быть получены эмпирически.

Дифференцирование (3.44) по Z (при A постоянной) приводит к выражению:

$$\frac{d(W_C)}{dZ} = \frac{4 \cdot a_3 \cdot (A - 2 \cdot Z)}{A} - \frac{2a_4 \cdot Z}{A^{1/3}} \quad (3.45)$$

и, следовательно, максимум энергии связи будет при условии:

$$\frac{4 \cdot a_3 \cdot (A - 2 \cdot Z)}{A} = \frac{2 \cdot a_4 \cdot Z}{A^{1/3}} \quad (3.46)$$

Это уравнение устанавливает связь между массовым числом A и атомным номером Z для наиболее устойчивых ядер, поскольку последние должны обладать наибольшей энергией связи для данного массового числа. Как упоминалось выше, a_4 можно определить из электростатической теории, поэтому для a_3 может быть взято значение, дающее при подстановке в (3.46) кривую зависимости A от Z для наиболее устойчивых ядер. Единственной постоянной, которая давала бы правильное значение для всей области массовых чисел, не существует, и потому приходится принимать компромиссное решение и использовать в (3.46) наилучшее значение a_3 [5, 7].

Поскольку a_3 и a_4 известны, значения постоянных a_1 и a_2 могут быть определены из известных энергий связи, вычисленных из масс изотопов любой пары нечетно-четных ядер, так как в этом случае $a_5 = 0$. Наконец, знание a_5 может быть оценено из энергии связи для четно-четных ядер.

При подстановке полученных таким образом постоянных в (3.46) получится уравнение для энергии связи, выраженное в МэВ [5,7]:

$$W_c \cdot (M \rightarrow B) = 14,0 \cdot A - 13,0 \cdot A^{2/3} - \frac{19,3 \cdot (A - 2 \cdot Z)^2}{A} - \frac{0,585 \cdot Z^2}{A^{1/3}} \pm \frac{33}{A^{3/4}}. \quad (3.47)$$

Относительную роль различных членов в энергии связи лучше всего можно оценить, используя уравнение (3.47) для вычисления энергий связи с малыми, средними и большими массовыми числами. Результаты этих вычислений для $^{40}_{20}\text{Ca}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ даны в таблице № 3.7. Согласие вычисленных значений с экспериментальными удовлетворительное, несмотря на то, что значения постоянных приведены только с тремя значащими цифрами.

Таблица № 3.7
Энергия связи ядер, МэВ

ПАРАМЕТР	$^{40}_{20}\text{Ca}$	$^{107}_{47}\text{Ag}$	$^{238}_{92}\text{U}$
Притяжение нуклонов	560	1500	3330
Поверхностный эффект	-152	-293	-501
Изотопический эффект	0	-30.6	-236
Электростатическое отталкивание	-68.4	-272	-799
Эффект спина	3.2	0	0.5
Вычисленная энергия связи	343	904	1790
Экспериментальная энергия связи	341	907	1785
Энергия связи на один нуклон	8.5	8.4	7.5

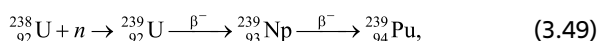
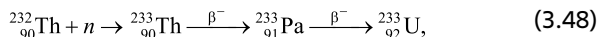
3.8. МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ

Механизм деления ядра удовлетворительно описывается капельной моделью ядра. Кулоновское отталкивание протонов стремится разорвать каплю-ядро на составные части. Наоборот, поверхностные силы, обусловленные ядерным взаимодействием нуклонов, подавляют кулоновские силы и сохраняют ядро как единое целое. Пусть ядро поглотило нейтрон. Форма возбужденного ядра начинает деформироваться и может пройти ряд фаз. Сначала сферическое ядро принимает форму эллипсоида (рис. № 3.6). Поверхностные силы стремятся возвратить ядро к исходной форме. Если возбужденное ядро принимает опять сферическую форму, то ядро испускает γ -кванты и переходит в основное состояние. Если же энергия возбуждения больше энергии порога деления W_d , то ядро может принять форму гантели и под действием кулоновских сил отталкивания разорваться по перемычке на два осколка деления.

После захвата нейтрона тяжелым ядром-мишенью образуется составное ядро с энергией возбуждения W_b , равной сумме энергии связи нейтрона в составном ядре и кинетической энергии нейтрона.

Если величина W_{β} больше порога деления составного ядра, то может произойти деление ядра. У тяжелых ядер ($A = 230 \div 240$) величина W_d заключена в пределах $5.5 \div 5.9$ МэВ. Захватывая тепловой нейтрон, ядро ^{235}U превращается в ядро ^{236}U с энергией возбуждения 6.4 МэВ, а порог деления ^{236}U равен 5.8 МэВ. Следовательно, ядро ^{235}U делится под действием нейтронов любой энергии. Для ^{238}U порог деления $W_d = 5.8$ МэВ, в то время как энергия возбуждения этого ядра после захвата теплового нейтрона ^{238}U составляет примерно 4.8 МэВ. Поэтому ядро ^{238}U может делиться только нейтронами с энергиями больше 1.0 МэВ.

Кроме ^{235}U тепловые нейтроны делят ядра ^{233}U и ^{239}Pu . Ядра ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и вещества (материалы), состоящие из атомов ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu называют делящимися. ^{233}U и ^{239}Pu не встречаются в природе. Их получают искусственно:



^{232}Th и ^{238}U , которые используют для получения делящихся веществ, называют ядерным сырьем.

Химическим анализом среди осколков деления обнаружены атомы с массовыми числами $A = 72 \div 161$. Кривая выхода осколков на одно деление ^{235}U , как функция массового числа A , приведена на рисунке № 3.7. Выход осколка на деление равен отношению числа делений с образованием данного осколка деления к общему числу делений. На кривой выхода отмечаются две группы осколков деления, появление которых при делении ядер наиболее вероятно.

Первая группа (легкие осколки деления) состоит из ядер с массовыми числами от 80 до 110 , вторая группа (тяжелые осколки деления) – из ядер с массовыми числами от 125 до 155 . Легкие и тяжелые осколки образуются в 99% делений ядер. Симметричное деление ядра на два осколка с примерно равными массовыми числами ($A = 110 \div 125$) происходит крайне редко. Доля таких делений составляет примерно 1% . Следовательно, при делении ядра наиболее вероятно образование легкого и тяжелого осколков. Деление ядер может происходить примерно по 30 различным каналам. Поэтому в ядерном топливе появляются по 30 легких и тяжелых осколков деления.

Осколки деления β -активны, так как они пересыщены нейтронами. Это видно на примере осколков $^{94}_{38}\text{Sr}$ и $^{140}_{54}\text{Xe}$, выход которых равен примерно 7% . Массовые числа стабильных ядер стронция и ксенона не превышают соответственно 88 и 136 . Поэтому ядро $^{94}_{38}\text{Sr}$ имеет избыток шесть нейтронов, а ядро $^{140}_{54}\text{Xe}$ – четыре нейтрона. Осколки деления дают начало радиоактивным цепочкам β -распадов. Все радиоактивные цепочки состоят в среднем из трех радиоактивных ядер и заканчиваются стабильным ядром. Цепочка с образованием лантана:

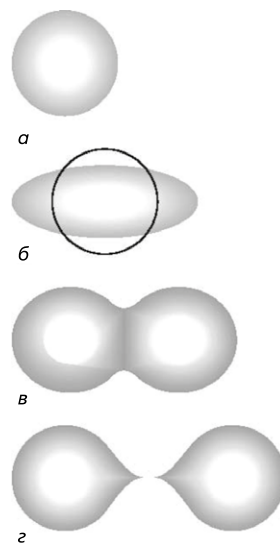


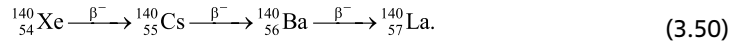
Рис. № 3.6. Схема деления ядра по капельной модели:

а – недеформированное ядро;

б – слабodeформированное ядро;

в – сильнодеформированное ядро;

г – осколки деления



В результате деления ядер и последующего распада осколков деления в ядерном топливе образуется около 180 видов радиоактивных ядер. Осколки деления и продукты их радиоактивного распада называют продуктами деления.

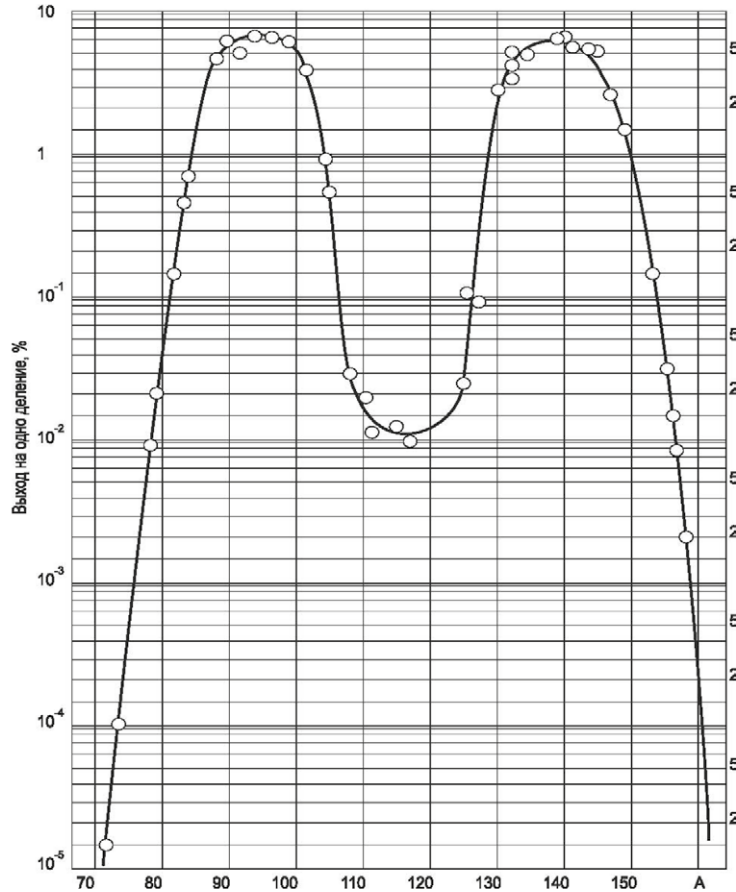


Рис. № 3.7. Выход осколков на одно деление ${}^{235}\text{U}$

На каждое деление ядра появляется в среднем $2\frac{1}{3}$ нейтрона деления. Число зависит от энергии поглощаемого нейтрона (табл. № 3.8) [5, 6].

Таблица № 3.8
Среднее число нейтронов деления ν

ВЕЩЕСТВО	E_n		ВЕЩЕСТВО	E_n	
	0.025 эВ	1.8 МэВ		0.025 эВ	1.8 МэВ
^{233}U	2.52	2.71	^{238}U	–	2.70
^{235}U	2.43	2.74	^{239}Pu	2.92	3.21

Нейтроны деления подразделяются на мгновенные и запаздывающие. Мгновенные нейтроны испускаются в момент деления, запаздывающие нейтроны – спустя некоторое время после момента деления ядра.

Мгновенные нейтроны составляют более 99 % нейтронов деления. Энергия большинства мгновенных нейтронов заключена в пределах от 0.1 до 10 МэВ. Во многих прикладных задачах (расчет длины замедления нейтронов деления, среднее число упругих столкновений при замедлении и т.п.) учет распределения мгновенных нейтронов по энергии усложняет расчеты. Для упрощения часто предполагают, что все мгновенные нейтроны рождаются с одной и той же энергией, равной их средней энергии (2 МэВ). Эта энергия и принята за константу E_0 при определении логарифмической энергии. Мгновенные нейтроны испускаются спустя $10^{-17} \div 10^{-14}$ с.

Запаздывающие нейтроны составляют менее 1 % нейтронов деления. Некоторые осколки деления (^{87}Br , ^{88}Br) после β^- -распада образуют часть дочерних ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона. Сразу же после такого распада возбужденное дочернее ядро испускает запаздывающий нейтрон. Время появления запаздывающих нейтронов связано с периодами полураспада их предшественников – осколков деления. По этому признаку запаздывающие нейтроны разбивают на шесть групп (табл. № 3.9). Время запаздывания отдельных групп нейтронов изменяется от долей секунды до нескольких десятков секунд. Наибольший вклад в общее количество запаздывающих нейтронов дают третья, четвертая и пятая группы. Среднее время запаздывания $\bar{\tau}_3$ равно среднему времени жизни осколков деления – источников запаздывающих нейтронов – 12.4 с.

Таблица № 3.9
Группы запаздывающих нейтронов для ^{235}U [5]

НОМЕР ГРУППЫ i	ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА ОСКОЛКОВ, с	ВРЕМЯ ЖИЗНИ, с	ДОЛЯ (ВЫХОД) ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ГРУППЫ ОТ ОБЩЕГО ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ, %	КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ, МэВ
1	0.2	0.33	0.00027	–
2	0.6	0.88	0.00074	0.42
3	2.3	3.32	0.00253	0.62
4	6.2	9.0	0.00125	0.43
5	22.7	32.8	0.00140	0.56
6	55.7	80.6	0.00021	0.25
		$\Sigma = 0.0064$		

Суммарный выход запаздывающих нейтронов по отношению к нейтронам деления для ^{235}U $\beta = 0.0064$. Среднее время запаздывания нейтронов равно 12.4 с. Несмотря на малый выход, запаздывающие нейтроны имеют огромное значение для регулирования цепной ядерной реакции. Запаздывающие нейтроны при определенных условиях обеспечивают безопасное нарастание цепного процесса, β для $^{239}\text{Pu} = 0.0021$, для $^{238}\text{U} = 0.0157$.

Сечение поглощения σ_a делящихся ядер равно сумме сечений деления σ_f и радиационного захвата σ_γ :

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma = \sigma_f \cdot (1 + \alpha). \quad (3.51)$$

Следовательно, деление ядер вызывает $1/(1+\alpha)$ часть нейтронов, поглощенных ядрами.

Среднее число нейтронов деления $\eta_{эфф}$ на один захват нейтрона в делящемся ядре составляет (ν – среднее число нейтронов деления, таблица № 3.8):

$$\eta_{эфф} = \nu \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{\nu}{1 + \alpha}. \quad (3.52)$$

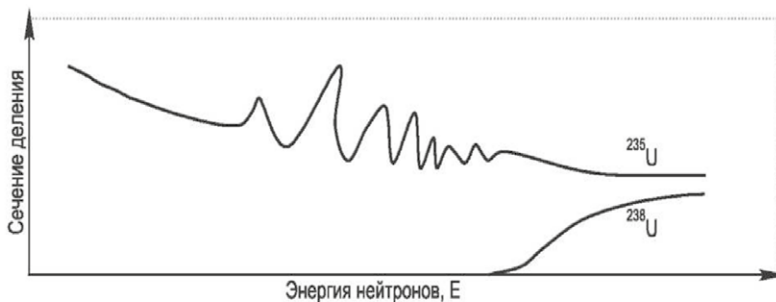


Рис. № 3.8. Качественная зависимость сечений делений для ^{235}U и ^{238}U от энергии нейтрона.

На рис. № 3.8 приведена качественная зависимость сечений делений для ^{235}U и ^{238}U от энергии нейтрона [5]. В силу квантово-механического характера ядерных взаимодействий вероятность протекания той или иной реакции с участием нейтронов зависит от кинетической энергии нейтрона и разрешенных законами микромира дискретных энергетических состояний («энергетических уровней») ядра-мишени. Не имея электрического заряда, нейтроны (а также γ -кванты) могут беспрепятственно проникать в положительно заряженное ядро, как бы скатываясь в глубокую «потенциальную яму».

Однако чтобы это произошло, необходимо (даже по самой простейшей классической схеме), во-первых, чтобы нейтрон и ядро встретились и хотя бы «коснулись» друг друга геометрически, как маленькие «шарики», и, во-вторых, чтобы время их взаимодействия было достаточным для захвата нейтрона ядром. И тут, оказывается, решающее значение приобретают волновые свойства нейтрона в силу дуализма волн и частиц [1,5].

Согласно теории де Бройля о волновой природе частиц свободному нейтрону с массой покоя m_n движущемуся со скоростью $v_n \ll c$ ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света) можно приписать длину волны (по аналогии с γ -квантами) $\lambda_n = h/m_n \cdot v_n$, где $h = 6.625 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка. При разделении на 2π и подстановке значения констант, получится:

$$\lambda'_n = 4.55 \cdot 10^{-10} \cdot E_n^{-1/2}, \quad (3.53)$$

где: $\lambda'_n = \lambda_n/2\pi$ – длина волны нейтрона при квантовых взаимодействиях, см;

E_n – кинетическая энергия нейтрона, эВ.

Для быстрого нейтрона с $E_n^6 = 2$ МэВ (средняя энергия нейтронов деления) $\lambda_n'^6 = 3.22 \cdot 10^{-13}$ см. Для теплового нейтрона с $E_n^7 = 0.0253$ эВ (энергия спектра Максвелла для наиболее вероятной скорости нейтронов $v_n = 2200$ м/с при температуре 20°C , принятая в нейтронной физике в качестве реперной) получится в 8950 раз большая величина $\lambda_n'^7 = 0.288 \cdot 10^{-8}$ см, сопоставимая с радиусом атома (примерно 10^{-8} см). Если использовать известную формулу для вычисления радиуса ядра (если указать точнее – радиуса действия ядерных сил) $R_\pi = 1.23 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см (где A – массовое число нуклида), и применить ее для ^{235}U , то получится $7.58 \cdot 10^{-13}$ см. С этой величиной сопоставимо (но численно меньше) значение $\lambda_n'^6$. Сравнение определенно указывает на то, что быстрый нейтрон ведет себя как частица с радиусом $\lambda_n'^6$ (при «геометрическом» радиусе нейтрона $R_n = 1.2 \cdot 10^{-13}$ см), а у теплового нейтрона чрезвычайно сильно проявляются волновые свойства (нейтрон как бы «размазан» в пространстве, соизмеримом с объемом атома). Длина волны де Бройля интерпретируется, как радиус сферического пространства, в пределах которого локализован нейтрон, или как «эффективный» размер нейтрона. Нейтрону можно приписать «эффективное сечение» σ_n равное площади поперечного сечения корпускулы волны с заменой геометрического радиуса R_n на длину волны λ'_n , т. е. $\sigma_n = \pi \cdot (\lambda'_n)^2$ (единица измерения сечений $1 \text{ барн} = 1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ по порядку величины соизмерима с геометрической площадью поперечного сечения ядер $\pi \cdot R_\pi^2$; например, для ядра ^{235}U имеем $\sigma_r = \pi \cdot R_\pi^2 = 1.8 \text{ барн}$). Такое понятие эффективного сечения нейтрона определяется только свойствами нейтрона, приписывается только ему и удобно для описания физической картины столкновения двух частиц.

Часто применяется такая схематическая (очень условная, но наглядная) модель столкновения нейтрона с ядром: в момент столкновения (как минимум, «касания» друг друга)

расстояние между центрами ядра и нейтрона равно $(R_n + \lambda'_n)$. Если предположить, что налетающий на ядро, которое в большинстве случаев можно считать неподвижным, нейтрон есть точечная корпскула, а вокруг центра ядра описать окружность радиусом $(R_n + \lambda'_n)$, то столкновение считается свершившимся, если точечный нейтрон попал в круг площадью $\sigma_{cm} = \pi \cdot (R_n + \lambda'_n)^2$, центр которого расположен в середине ядра. Эта величина σ_{cm} принимается за «поперечное сечение» столкновения нейтрона с ядром (мера вероятности их встречи) и приписывается ядру, так как свойства нейтрона в первом приближении учтены через λ'_n , а дальнейшее протекание ядерного процесса целиком определяется свойствами ядра, как квантово-механической системы связанных нуклонов (общее название для нейтронов и протонов в ядре). Этим объясняется: почему на ^{235}U для тепловых нейтронов сечение деления существенно выше, чем для быстрых нейтронов. Для нейтронов с $E_n = 0.0253 \text{ эВ}$ для $^{235}\text{U} - \sigma_f = 582 \text{ барн}$, для нейтронов с $E_n = 2 \text{ МэВ}$: для $^{235}\text{U} - \sigma_f = 1.32 \text{ барн}$, для $^{238}\text{U} - \sigma_f = 0.55 \text{ барн}$. В тепловой (табл. № 3.10) и быстрой областях коэффициент $\eta > 2$ для всех делящихся ядер. Однако в промежуточной области он падает до 1.5 у ^{235}U и ^{239}Pu . С точки зрения размножения нейтронов деление этих ядер на промежуточных нейтронах менее выгодно.

Средняя энергия связи на нуклон в ядрах с массовыми числами $A \sim 100$ примерно на 0.85 МэВ больше, чем в ядрах урана. Следовательно, в результате деления на каждый нуклон освобождается энергия, равная 0.85 МэВ. Энергия деления на ядро $W_f = 235 \cdot 0.85 \approx 200 \text{ МэВ}$. На рисунке № 3.9 приведены спектры нейтронов в процессе замедления. На рисунке № 3.9 приведены виды спектров нейтронов в процессе замедления.

Таблица № 3.10
Коэффициенты в области тепловых нейтронов

ВЕЩЕСТВО	σ_f , барн	σ_γ , барн	σ_a , барн	$1 + \alpha$	$\frac{\nu}{1 + \alpha}$
^{233}U	527	54	581	1.10	2.29
^{235}U	582	112	694	1.19	2.07
^{239}Pu	746	280	1026	1.38	2.12

Основную часть энергии деления W_f составляет кинетическая энергия осколков. Другая часть выделяется в виде мгновенного γ -излучения, а также β - и γ -излучений радиоактивного распада осколков деления, кинетической энергии нейтронов деления и энергии нейтрино. Баланс энергии деления, МэВ:

Кинетическая энергия осколков деления 169

Энергия:

мгновенных γ -квантов 5

нейтронов деления 5

β -частиц распада 7

γ -квантов распада 6

нейтрино 11

Итого: 203

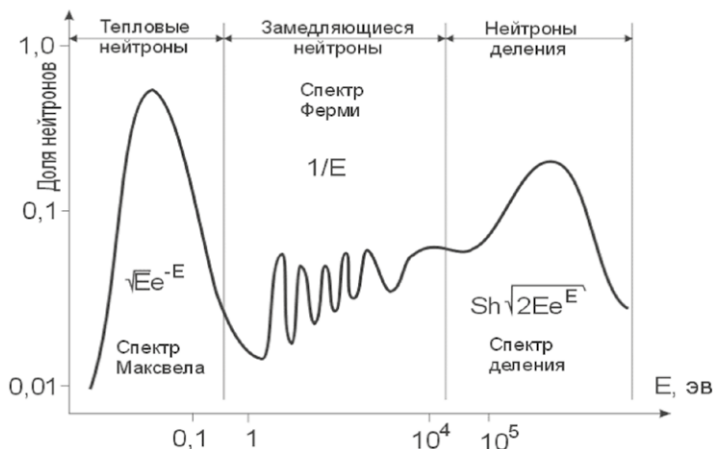


Рис. № 3.9. Виды спектров нейтронов в процессе замедления

Кроме составляющих энергии деления, приведенных выше, вклад в энергосодержание дают γ -кванты, испускаемые после радиационного захвата части нейтронов деления. Этот вклад зависит от состава, размеров ядерного реактора, в котором происходит деление ядер, и в среднем равен ~ 8 МэВ на одно деление ядра. Следовательно, после деления ядра в ядерном реакторе освобождается примерно 211 МэВ энергии. Из этой энергии в тепло можно превратить не более 200 МэВ, т. е. всю энергию, кроме энергии нейтрино. Количество делений в секунду, эквивалентное мощности 1 кВт, составляет примерно $3,1 \cdot 10^{13}$. Сжигание 1 кг делящегося вещества обеспечивает получение тепловой мощности 2000 кВт в течение года.

3.9. ЦЕПНАЯ ЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ

Размножение нейтронов при делении одних ядер создает условие для деления других. Пусть после каждого деления испускаются три нейтрона. Тогда один нейтрон может вызвать деление и породить три нейтрона. Их называют нейтронами первого поколения. Они, в свою очередь, создадут $3^2 = 9$ нейтронов второго поколения.

В третьем поколении возникает $3^3 = 27$ нейтронов и т. д. Такова схема размножения нейтронов. Реакции с размножением нейтронов протекают аналогично цепным химическим реакциям, поэтому они также названы цепными. Для начала цепной ядерной реакции необходимо небольшое количество нейтронов.

В действительности не все нейтроны вызывают деление. Часть нейтронов теряется при радиационном захвате, другая часть вылетает из объема. Эти потери нейтронов влияют на ход цепной реакции.

Делящиеся ядра поглощают наиболее интенсивно тепловые нейтроны. Сечение деления в тепловой области в сотни раз превышает сечение деления для быстрых нейтронов. Что-

бы воспользоваться этим свойством, быстрые нейтроны замедляют без больших потерь до тепловых энергий, после чего они вступают в реакцию с делящимися ядрами.

Цепную реакцию на тепловых нейтронах осуществляют в размножающих системах, в состав которых входят делящиеся вещества и замедлители. Число ядер в единице объема системы уран–замедлитель практически совпадает с плотностью ядер замедлителя N_s . Поэтому концентрация ядер урана в системе равна N_u/N_s , где N_u – число ядер урана в 1 м^3 замедлителя. Концентрацию урана характеризуют часто отношением N_s/N_u , показывающим, сколько ядер замедлителя приходится на одно ядро урана в системе, или числом ядер урана в 1 м^3 системы, которую называют иначе концентрацией ядер (ядерной концентрацией).

В системах на тепловых нейтронах концентрация ^{235}U сравнительно небольшая. Так, в системе ^{235}U –C цепная реакция протекает при концентрациях ^{235}U , равных примерно $3 \cdot 10^{-5}$, или при отношениях $N_s/N_5 \sim 3 \cdot 10^4$.

Необходимо рассмотреть размножение нейтронов в бесконечной системе. Размножение нейтронов удобно представить в виде ряда циклов размножения. Отдельный цикл размножения состоит из четырех последовательных этапов: поглощения тепловых нейтронов, деления ^{235}U , деления ^{238}U быстрыми нейтронами и резонансного поглощения нейтронов.

Пусть плотность нейтронов первого поколения (начало цикла размножения) равна n_1 . Можно найти плотность нейтронов второго поколения (конец цикла размножения).

Все n_1 тепловых нейтронов поглощаются в бесконечной системе, в том числе $\theta \cdot n_1$ в уране. Коэффициент использования тепловых нейтронов θ показывает, какая доля тепловых нейтронов поглощается ураном. Он всегда меньше единицы, так как часть нейтронов теряется в замедлителе. Ясно, что чем выше концентрация урана в системе, тем ближе коэффициент θ к единице.

Каждый из $\theta \cdot n_1$ нейтронов образует в среднем η нейтронов деления, поэтому общее количество быстрых нейтронов равно $\eta \cdot \theta \cdot n_1$. Так как тепловые нейтроны поглощаются ^{235}U и ^{238}U , то коэффициент η зависит от изотопного состава урана:

$$\eta = \nu \cdot \frac{x \cdot \sigma_f^5}{x \cdot \sigma_a^5 + (1-x) \cdot \sigma_a^8}, \quad (3.54)$$

где: η – среднее число нейтронов деления на один захват быстрого нейтрона в топливе;

x – весовое содержание ^{235}U в уране;

σ_f^5, σ_a^5 – сечение деления и поглощения тепловых нейтронов ^{235}U ;

σ_a^8 – сечение поглощения тепловых нейтронов ^{238}U ;

ν – число нейтронов, появляющихся при делении одного ядра ^{235}U .

Для реактора $\eta_{\text{эфф}} = x \cdot \eta$, где: x – доля нейтронов, вызывающая деление урана-235 в блоке топлива, η – число быстрых нейтронов, высвобождаемых в результате одного акта деления. Весовое содержание ^{235}U в уране, большее, чем в природном уране ($7.14 \cdot 10^{-3}$), называют обогащением урана. Такое название величины x отражает технологический процесс, в котором уран обогащается по изотопу ^{235}U . Уран с повышенным содержанием ^{235}U называют обогащенным ураном.

Быстрые нейтроны с энергиями больше 1.0 МэВ , сталкиваясь с ядрами ^{238}U , могут вызвать их деление, при этом плотность быстрых нейтронов увеличится до $\varepsilon \cdot \eta \cdot \theta \cdot n_1$. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах ε показывает, во сколько раз увеличивается число нейтронов поколения от деления ядер ^{238}U быстрыми нейтронами.

Во время замедления часть замедляющихся нейтронов захватывается на резонансах ^{238}U . Поэтому плотность тепловых нейтронов n_2 меньше плотности быстрых нейтронов:

$$n_2 = \psi \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot \theta \cdot n_1, \quad (3.55)$$

где: ψ – вероятность избежать резонансного захвата.

Коэффициент ψ показывает, какая доля быстрых нейтронов замедляется до тепловых энергий, избежав резонансного захвата.

Для ВВЭР-1200 численные значения коэффициентов равны: $\varepsilon = 1.026$, $\psi = 0.76$, $\theta = 0.67$, $\eta = 1.98$.

Размножение на тепловых нейтронах в бесконечной среде характеризуется коэффициентом размножения бесконечной системы K_∞ . Он равен отношению плотностей тепловых нейтронов во втором n_2 и первом n_1 поколениях (формула четырех сомножителей):

$$K_\infty = \psi \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot \theta. \quad (3.56)$$

Выражение для коэффициента K_∞ не изменится, если его определить как отношение числа делений нейтронами второго поколения к числу делений нейтронами первого поколения. Коэффициент K_∞ показывает, как развивается цепная реакция в бесконечной размножающей системе. Если величина $K_\infty < 1$, то плотность нейтронов уменьшается от поколения к поколению, и цепная реакция затухает. Цепная реакция становится самоподдерживающейся при $K_\infty = 1$ и развивающейся при $K_\infty > 1$.

Для размножающей системы без ^{238}U коэффициенты ε и ψ равны единице и $K_\infty = \eta \cdot \theta$.

Коэффициент размножения конечной системы называют эффективным и обозначают $K_{\text{эфф}}$. Часть нейтронов вылетает из среды через ее поверхность (утечка нейтронов) и не участвует в цепной реакции. Следовательно, плотность нейтронов во втором поколении n_2 уменьшается еще из-за утечки нейтронов во время замедления и диффузии тепловых нейтронов, поэтому $K_{\text{эфф}} < K_\infty$. Связь коэффициентов $K_{\text{эфф}}$ и K_∞ записывают в следующем виде:

$$K_{\text{эфф}} = K_\infty \cdot p_1 \cdot p_2, \quad (3.57)$$

где: p_1 – доля быстрых нейтронов, замедляющихся в системе до тепловых энергий;

p_2 – доля тепловых нейтронов, поглощенных в системе.

С увеличением объема размножающей системы утечка нейтронов уменьшается. При этом значения p_1 и p_2 стремятся к единице, а эффективный коэффициент размножения $K_{\text{эфф}}$ стремится к K_∞ .

Самоподдерживающиеся и развивающиеся цепные реакции возможны в конечных системах при условии, что коэффициент $K_{\text{эфф}} > 1$. Принято называть системы в зависимости от значения $K_{\text{эфф}}$ подкритическими ($K_{\text{эфф}} < 1$), критическими ($K_{\text{эфф}} = 1$) и надкритическими ($K_{\text{эфф}} > 1$). Масса делящегося вещества и размеры (объем) критической системы называют критическими. Система на тепловых нейтронах имеет самый большой критический объем и минимальную критическую массу.

Для создания системы, в которой может идти самоподдерживающаяся реакция, необходимо условие $K_{\infty} > 1$. При рассмотрении цепной реакции деления в активной зоне ядерного реактора, то есть в размножающей среде конечного размера, необходимо учитывать утечку нейтронов, которая зависит от размеров и формы зоны, а также от природы и расположения материалов в ней. При увеличении размеров зоны относительная утечка нейтронов будет уменьшаться. Деление ядер топлива происходит внутри всего объема активной зоны, а утечка нейтронов осуществляется в основном из наружного слоя, поэтому число нейтронов, освобождающихся при делении определяется объемом, а число нейтронов, потерянных вследствие утечки, – площадью внешней поверхности активной зоны. Чем меньше отношение поверхности активной зоны к ее объему, тем меньше доля нейтронов, теряющихся в результате утечки.

$K_{\text{эфф}} = K_{\infty} \cdot w$, где: w – вероятность утечки нейтронов. Активная зона находится в критическом состоянии, если $K_{\text{эфф}} = 1$, то есть, число образующихся нейтронов равно числу поглощаемых и утекающих из системы нейтронов, в такой системе идет стационарная цепная реакция.

В реальных активных зонах всегда существует утечка нейтронов, поэтому w меньше 1, отсюда $K_{\text{эфф}}$ меньше K_{∞} . Таким образом, для того чтобы в активной зоне имела место самоподдерживающаяся цепная реакция деления, значение K_{∞} должно быть несколько больше 1. Для типичного энергетического реактора на тепловых нейтронах K_{∞} примерно равно 1.03 (аналог формулы 3.57). На коэффициенты в формуле четырех сомножителей влияние оказывают многие факторы (например, вид и обогащение топлива, структура активной зоны). Есть еще внутренний источник нейтронов, поэтому $K_{\text{эфф}}$ немножко меньше 1. То есть, реактор ВВЭР-1200 при работе на мощности немного подкритичен.

Для чистого урана-235 $\eta = 2.08$, для естественного (природного) урана $\eta = 1.34$ (η зависит от обогащения топлива).

Необходимо отметить, что значения констант отличаются в разных источниках, в данном пособии константы, в основном, взяты из [5, 6].

Цепную реакцию на быстрых нейтронах осуществляют в системах из чистых делящихся веществ, а также в системах, состоящих из тяжелых и делящихся веществ. Основная доля делений в системе происходит в быстрой области энергий. Сечение деления ^{235}U , ^{239}Pu и других ядер в этой области не превышает 2 барн. Поэтому концентрация делящихся веществ, а значит, и критическая масса в системах на быстрых нейтронах в несколько десятков раз больше, чем в системах на тепловых нейтронах. Можно кратко рассмотреть процесс размножения нейтронов в бесконечной системе на быстрых нейтронах. Часть нейтронов поколения поглощается в первых же столкновениях с ядрами. Однако большинство нейтронов сначала испытывает ряд неупругих столкновений и замедляется до $0.1 \div 0.4$ МэВ, а затем поглощается в системе.

Пусть θ – доля быстрых нейтронов поколения, поглощенных ураном (плутонием), а η – среднее число нейтронов деления на один захват быстрого нейтрона в топливе. Коэффициент размножения системы на быстрых нейтронах $K_{\infty} = \theta \cdot \eta$.

Так как сечение поглощения конструкционных материалов в быстрой области намного меньше сечения поглощения делящихся ядер, то $\theta \sim 1$ и $K_{\infty} = \eta$.

Система из чистого ^{238}U не может быть критической. Сечение поглощения σ_a для ^{238}U для области энергий выше 1.1 МэВ не больше 1 барн , а его сечение неупругого рассеяния в этой области $\sigma_{in} \approx 3 \text{ барн}$. Убыль нейтронов из областей энергий $E_n > 1.0 \text{ МэВ}$ происходит за счет поглощений и неупругих рассеяний.

Поэтому:

$$\theta = \frac{\sigma_a}{\sigma_a + \sigma_{in}} \quad (3.58)$$

и

$$K_{\infty} = \eta \cdot \frac{\sigma_a}{\sigma_a + \sigma_{in}}. \quad (3.59)$$

Так как $\theta = 0.25$, а $\eta = 3$, то $K_{\infty} = 0.75$.

В системах на промежуточных нейтронах выбирают такое количество замедлителя, чтобы большинство быстрых нейтронов замедлялось до резонансных энергий ($1 \div 10^3 \text{ эВ}$), а затем уже захватывалось в делящемся веществе. Так, в промежуточной системе ^{235}U – С отношение N_c/N_5 колеблется в пределах от 200 до 500 . Цепные реакции подразделяют на управляемые и неуправляемые. Для военных целей (взрыв атомных и термоядерных бомб) применяют неуправляемые цепные реакции. В центральной части термоядерной бомбы расположена атомная бомба, которая окружена термоядерным горючим (смесь лития, дейтерия, трития). Атомная бомба состоит из трех частей: двух неподвижных полусферических половинок и центральной подвижной части (запальник). Все три части изготовлены из ^{235}U или ^{239}Pu .

При боевой готовности запальник находится в верхнем положении, чем обеспечивается подкритическое состояние атомной бомбы. Обычным взрывчатым веществом запальник вводится внутрь атомной бомбы, после чего происходит ее взрыв. В результате атомного взрыва температура термоядерного горючего повышается до десятков миллионов градусов, и начинается термоядерная реакция. Оболочка удерживает термоядерное горючее в определенном объеме до взрыва термоядерной бомбы. Управляемые цепные реакции осуществляют в ядерных реакторах. Замечателен не тот факт, что некоторые из атомных ядер неустойчивы и радиоактивны, а скорее то обстоятельство, что они обладают некоторой устойчивостью. С первого взгляда могло бы показаться, что система плотно упакованных (положительно заряженных) протонов, как она существует в атомном ядре, должна была бы разлететься вследствие электростатического отталкивания зарядов. Устойчивость атомного ядра, очевидно, зависит, хотя бы частично, от присутствия в нем нейтронов наряду с протонами. Существование устойчивого ядра дейтерия, изотопа водорода с массовым числом 2 , состоящего из нейтрона и протона, показывает, что между нейтроном и протоном должны существовать силы притяжения, как между самими протонами, так и между нейтронами. Эти силы притяжения действуют только на таких малых расстояниях, как внутриядерные. Например, устойчивость ядра ^3He , состоящего из одного нейтрона и двух протонов, указывает на существование сил притяжения протон-протон внутри атомного ядра. Однако, хотя установлено существование сил притяжения протон-протон, нейтрон-нейтрон и протон-нейтрон, о природе этих сил известно мало. На рисунке № 3.10 приведена схема нейтронного цикла на тепловых нейтронах.

$$K_{\infty} = \psi \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot \theta$$

$$K_{\text{эфф}} = K_{\infty} \cdot p_1 \cdot p_2,$$

где: p_1 – доля быстрых нейтронов, замедляющихся в системе до тепловых энергий;

p_2 – доля тепловых нейтронов, поглощенных в системе;

χ – доля нейтронов, вызывающая деление урана-235 при поглощении в блоке топлива.

Для ВВЭР-1200: $\varepsilon = 1.026$, $\psi = 0.76$, $\theta = 0.67$, $\eta = 1.98$

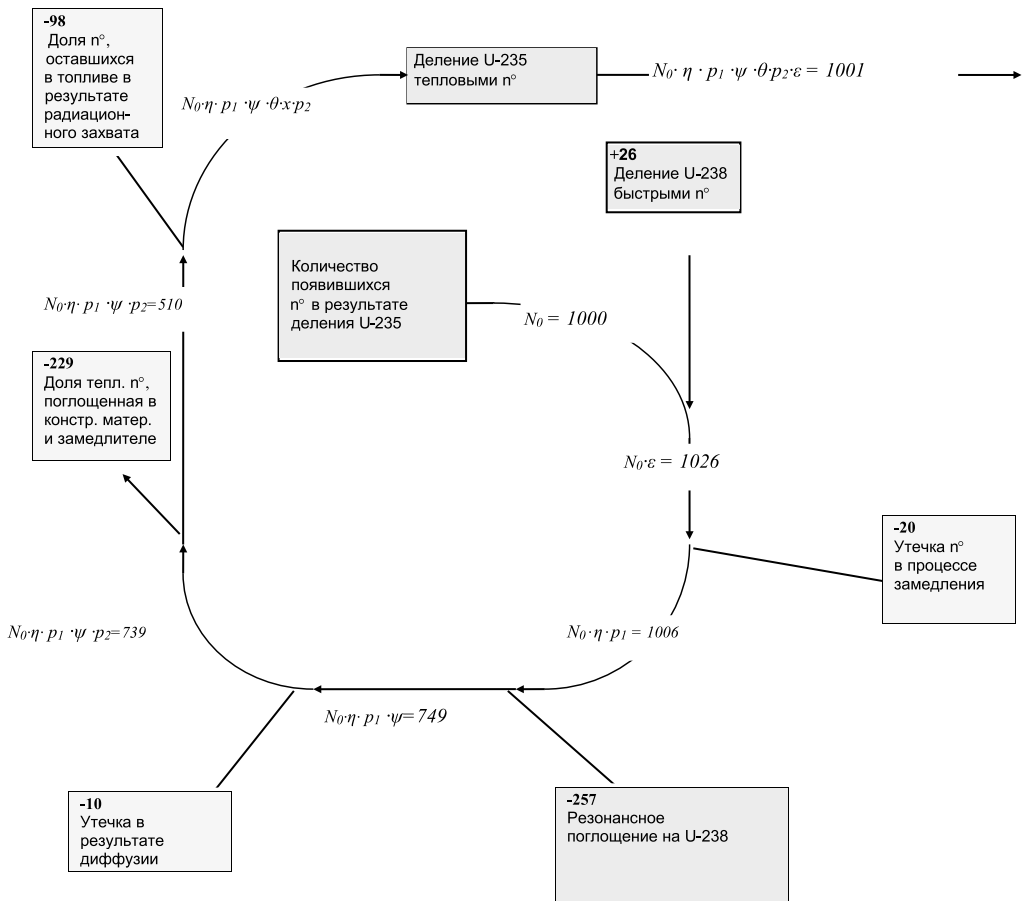


Рис. № 3.10. Схема нейтронного цикла на тепловых нейтронах

3.10. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ РЕАКТОРА

Замедлитель и ядерное топливо в гомогенной активной зоне облучаются потоками тепловых нейтронов плотности (Φ). Для определенности за ядерное топливо принимается уран. Количество тепловых нейтронов, поглощенных за 1с в единице объема гомогенной смеси $\Sigma_a \cdot \Phi = (\Sigma_a^3 + \Sigma_a^U) \cdot \Phi$, в том числе $\Sigma_a^U \cdot \Phi$ в уране (Σ_a^3, Σ_a^3 и Σ_a^U – соответственно макро-скопические сечения поглощения смеси, замедлителя и урана в смеси). Коэффициент θ равен доле тепловых нейтронов, поглощенных в уране:

$$\theta = \frac{\Sigma_a^U \cdot \Phi}{\Sigma_a \cdot \Phi} = \frac{\Sigma_a^U}{\Sigma_a^3 + \Sigma_a^U} \quad (3.60)$$

или:

$$\theta = \frac{1}{1 + \frac{N_3 \cdot \sigma_a^3}{N_U \cdot \sigma_a^U}} \quad (3.61)$$

Из анализа формулы (3.61) следуют два вывода:

1) коэффициент θ гомогенной смеси не зависит от скорости нейтронов v , а значит, и от температуры нейтронов T_n , если сечение поглощения σ_a всех компонентов смеси подчиняется закону $1/v$;

2) с увеличением концентрации урана в смеси коэффициент θ стремится к единице. Наоборот, разбавление урана замедлителем ведет к уменьшению коэффициента θ .

Гетерогенная активная зона, в отличие от гомогенной, неоднородна для тепловых нейтронов, так как сечения поглощения замедлителя и твэлов резко различаются. Можно выяснить изменение величины θ при переходе от гомогенной системы к гетерогенной на примере цилиндрической ячейки, состоящей из уранового стержня и замедлителя (рис. № 3.11).

Быстрые нейтроны теряют свою энергию в замедлителе, так как урановый стержень состоит только из тяжелых атомов. Следовательно, тепловые нейтроны накапливаются в слабо поглощающем замедлителе, который является источником тепловых нейтронов. Из замедлителя тепловые нейтроны перетекают в урановый стержень.

Пусть Φ_U и Φ_3 – средние плотности потока тепловых нейтронов в уране и замедлителе. Поглощение тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе ядрами замедлителя больше, чем в гомогенном. Поэтому при одинаковом составе активной зоны коэффициент $\theta_{гет}$ гетерогенного реактора меньше, чем коэффициент $\theta_{гом}$ гомогенного реактора. Переход от гомогенной системы к гетерогенной ухудшает использование тепловых нейтронов в цепной реакции. Например, в квадратной уран-графитовой решетке с шагом $a = 30$ см и стержнем из природного урана диаметром $d = 3$ см отношение $N_3/N_U = 215$, а коэффициент $\theta_{гет} = 0.885$. В гомогенной смеси с таким соотношением ядер углерода и природного урана значение $\theta_{гом} = 0.915$. В данном

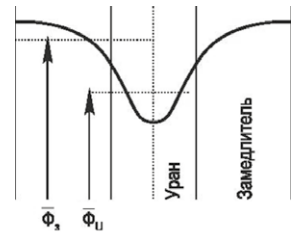


Рис. № 3.11. Изменение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу топливной ячейки

случае эффективность использования тепловых нейтронов при переходе к гетерогенной системе снижается примерно на 3 %.

В ядерное топливо кроме делящихся веществ вводят вещества-разбавители. Они улучшают механические свойства и радиационную стойкость ядерного топлива, что, в свою очередь, повышает выгорание ядерного топлива за кампанию. Все нейтроны, поглощенные в ядерном топливе, подразделяют на две группы. Одна из них вызывает деление ядер, другая расходуется на радиационный захват в уране и во всех остальных компонентах ядерного топлива. Каждый нейтрон, делящий ^{235}U , порождает несколько нейтронов деления. Если обозначить $\alpha_{\text{ят}}$ долю всех нейтронов, захваченных ядерным топливом с делением, то среднее число нейтронов деления на один поглощенный нейтрон в ядерном топливе $\eta = \alpha_{\text{ят}} \cdot \nu$. Общее число нейтронов, захватываемых в единице объема топлива, равно $(\Sigma_a^{\text{p}} + \Sigma_a^{\text{u}}) \cdot \Phi$, из них вызывают деление $\Sigma_f \Phi$ нейтронов. Следовательно,

$$\alpha_{\text{ят}} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a^{\text{u}} + \Sigma_a^{\text{p}}}, \quad (3.62)$$

где: Σ_a^{u} и Σ_f – соответственно макроскопические сечения поглощения и деления урана;
 Σ_a^{p} – макроскопическое сечение поглощения разбавителя ядерного топлива.

Для увеличения среднего числа нейтронов деления на один захват нейтрона в ядерном топливе используют обогащенный уран, который разбавляют материалами с небольшим сечением радиационного захвата. Последнее приобретает особую важность в реакторах-размножителях, так как коэффициент воспроизводства зависит не только от обогащения урана, но и от поглощения нейтронов в разбавителях.

Резонансное поглощение нейтронов. В некоторых узких энергетических интервалах сумма кинетической энергии нейтрона и его энергии связи в составном ядре находится вблизи средней энергии возбужденного уровня составного ядра. В этих интервалах и происходит резонансное поглощение нейтронов. С увеличением энергии нейтронов расстояние между энергетическими уровнями ядра уменьшается. Начиная с некоторой граничной энергии $E_{\text{гр}}$ оно становится меньше разрешения измерительного прибора, и при энергиях $E > E_{\text{гр}}$ резонансные пики не разделяются.

Резонансная область состоит из областей разрешенных и неразрешенных резонансных пиков. Первая область занимает энергетический интервал от 1 эВ до $E_{\text{гр}}$. У тяжелых элементов граничная энергия $E_{\text{гр}} \approx 1$ кэВ.

В реакторах на тепловых нейтронах основным резонансным поглотителем нейтронов является ^{238}U . В таблице № 3.11 для ^{238}U приведены несколько значений резонансных энергий нейтронов E_r , максимальные сечения поглощения $\sigma_{a,r}$ в пике и ширина Γ этих резонансов.

Таблица № 3.11
 Параметры резонансных пиков ^{238}U

E_r , эВ	$\sigma_{a,r}$, барн	Γ , 10^{-3} эВ	E_r , эВ	$\sigma_{a,r}$, барн	Γ , 10^{-3} эВ
6.68	22030	26.3	36.8	39820	59.0
21.0	33080	34.0	66.3	21190	43.0

Пусть резонансные нейтроны движутся в бесконечной системе, состоящей из замедлителя и ^{238}U . При столкновении с ядрами замедлителя нейтроны рассеиваются, а с ядрами ^{238}U – поглощаются. Первые столкновения способствуют сохранению и выведению резонансных нейтронов из опасной зоны, вторые ведут к их потере.

Вероятность избежать резонансного захвата (коэффициент ψ) связана с плотностью ядер N_8 и замедляющей способностью среды $\xi \cdot \Sigma_s$ соотношением:

$$\psi = e^{-\frac{N_8}{\xi \cdot \Sigma_s} \cdot J_{\text{эф}}} \quad (3.63)$$

Величину $J_{\text{эф}}$ называют эффективным резонансным интегралом. Он характеризует поглощение нейтронов отдельным ядром в резонансной области и измеряется в барнах. Использование эффективного резонансного интеграла упрощает количественные расчеты резонансного поглощения без детального рассмотрения взаимодействия нейтронов при замедлении. Эффективный резонансный интеграл обычно определяют экспериментально. Он зависит от концентрации ^{238}U и взаимного расположения урана и замедлителя. В гомогенной смеси замедлителя и ^{238}U эффективный резонансный интеграл с хорошей точностью находят по эмпирической формуле:

$$J_{\text{эф}} = 3.9 \cdot \left(\frac{N_3}{N_8} \cdot \sigma_s^3 \right)^{0.415} \quad (3.64)$$

где: N_3/N_8 – отношение ядер замедлителя и ^{238}U в гомогенной смеси;

σ_s^3 – микроскопическое сечение рассеяния замедлителя, барн.

Как видно из формулы (3.64), эффективный резонансный интеграл уменьшается с ростом концентрации ^{238}U . Чем больше ядер ^{238}U в смеси, тем менее вероятно поглощение отдельным ядром замедляющихся нейтронов. Этот эффект поясняется на численном примере. Пусть в резонансной области замедляется 1000 нейтронов и на 1 см³ смеси приходится только одно ядро ^{238}U , с которым может столкнуться в процессе замедления каждый из тысячи нейтронов. Если же увеличить концентрацию ядер ^{238}U в смеси, то вероятность столкновения каждого нейтрона с отдельным ядром ^{238}U уменьшится, так как часть нейтронов поглотится другими ядрами. Влияние поглощений в одних ядрах ^{238}U на поглощение в других называют экранировкой резонансных уровней. Она растет с увеличением концентрации резонансных поглотителей.

В гомогенной системе все ядра ^{238}U находятся в одинаковых условиях по отношению к потоку резонансных нейтронов. В гетерогенной системе уран отделен от замедлителя, что существенно сказывается на резонансном поглощении нейтронов. Во-первых, часть резонансных нейтронов становятся тепловыми в замедлителе, не сталкиваясь с ядрами урана; во-вторых, резонансные нейтроны, попадающие на поверхность твэлов, почти все поглощаются тонким поверхностным слоем. Внутренние ядра ^{238}U экранируются поверхностными и меньше участвуют в резонансном поглощении нейтронов, причем экранировка растет с увеличением диаметра твэла d . Поэтому эффективный резонансный интеграл ^{238}U в гетерогенном реакторе зависит от диаметра твэла d :

$$J_{\text{эф}} = \frac{a+b}{\sqrt{d}} \quad (3.65)$$

Постоянная a характеризует поглощение резонансных нейтронов поверхностными, а постоянная b – внутренними ядрами ^{238}U . Для каждого сорта ядерного топлива постоянные a и b измеряются экспериментально.

При разделении урана и замедлителя заметно уменьшается поглощение нейтронов в резонансной области. Размножение нейтронов в бесконечном реакторе на тепловых нейтронах зависит от его состава и строения. На рисунке № 3.12 приведены зависимости вероятности избежать резонансного захвата ψ и коэффициента использования тепловых нейтронов θ от отношения ядер замедлителя и урана N_3/N_U в гомогенной системе. Коэффициент θ в системе с высокой концентрацией урана мало отличается от единицы. С увеличением отношения N_3/N_U растет поглощение тепловых нейтронов в замедлителе, и использование тепловых нейтронов в цепной реакции ухудшается. Вероятность избежать резонансного захвата при этом монотонно стремится к единице.

Коэффициент размножения K_∞ пропорционален произведению $\psi \cdot \theta$, которое и показывает изменение величины K_∞ в зависимости от отношения N_3/N_U . При больших концентрациях урана коэффициент θ мало меняется, поэтому величина K_∞ пропорциональна коэффициенту ψ . В системах с небольшой концентрацией урана значение ψ близко к единице и величина K_∞ изменяется подобно коэффициенту θ . Таким образом, коэффициент размножения сначала растет, достигает максимума, а затем уменьшается и стремится к нулю.

У природного урана коэффициент $\eta = 1.34$, поэтому для осуществления цепной реакции произведение $(\psi \cdot \theta)$ должно быть больше $K_\infty / \eta = 1/1.34 = 0.75$. Гомогенные смеси природного урана с графитом, бериллием и водой непригодны для реакторов, так как максимум произведения $(\psi \cdot \theta)_{\text{макс}}$ для них меньше 0.75. Так, в уран-графитовой смеси $(\psi \cdot \theta)_{\text{макс}} = 0.56$.

Для гомогенной смеси природный уран-тяжелая вода коэффициент K_∞ может быть больше единицы, так как замедлитель – тяжелая вода очень слабо поглощает тепловые нейтроны. В гетерогенном реакторе характер изменения коэффициента K_∞ от шага решетки a при постоянных размерах твэла такой же, как и в гомогенной смеси от отношения N_3/N_U . Максимальный коэффициент размножения достигается при шаге решетки, называемом оптимальным.

Расход нейтронов на резонансное поглощение в гетерогенном реакторе снижается настолько, что становится возможной цепная реакция на природном уране с графитовым или бериллиевым замедлителем. Так, максимальное значение $\psi \cdot \theta$ в квадратной решетке стержней природного урана диаметром 30 мм в графите составляет 0.830 при оптимальном шаге решетки $a = 25$ см. Поэтому природный уран пригоден, как ядерное топливо, для газо-графитовых реакторов.

На рисунке № 3.13 показано качественное изменение коэффициента размножения от водоуранового отношения для реактора ВВЭР [1, 5].

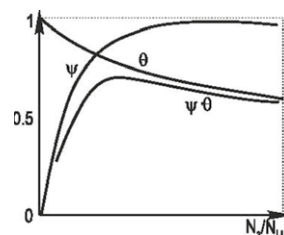


Рис. № 3.12. Зависимость ψ , θ и произведения $\psi \cdot \theta$ от концентрации урана в гомогенной смеси

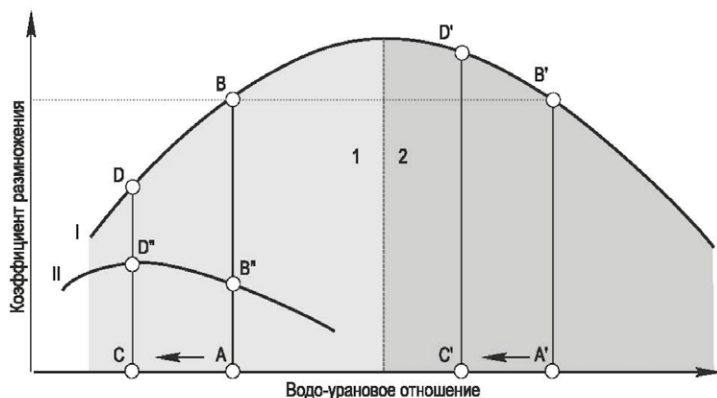


Рис. № 3.13. Зависимость коэффициента размножения нейтронов от водо-уранового отношения топливной решетки

Необходимость использования в ВВЭР обогащенного урана связана с потерями нейтронов, ухудшающими нейтронно-физические характеристики активной зоны. К ним относятся потери в воде, в конструкционных материалах ТВС, в продуктах деления ядерного топлива, особенно при большом выгорании. Потери нейтронов в воде в сильной степени определяются отношением объема, занимаемого водой, к объему, занимаемому ураном V_{H_2O} / V_U .

Анализ этого отношения для действующих ВВЭР [1, 5] показывает, что в отношении физических характеристик оно не оптимально и может быть уменьшено с соответствующим уменьшением потерь нейтронов. Водный зазор выбирают в основном по теплотехническим соображениям в силу необходимости обеспечения механической прочности и достаточного расхода воды для отвода тепла от ТВЭЛов. При повышении температуры теплоносителя водо-урановое отношение уменьшается, при этом коэффициент размножения нейтронов может или увеличиваться, или уменьшаться в зависимости от диапазона изменения водо-уранового отношения (рис. № 3.13, кривая I). Если значения водо-уранового отношения при разогреве реактора лежат в диапазоне AC, то коэффициент размножения уменьшается с B до D, а если в диапазоне A'C', то увеличивается с B' до D'. Для обеспечения безопасной работы и саморегулируемости ВВЭР уменьшение выбранного водо-уранового отношения при разогреве активной зоны должно сопровождаться уменьшением $K_{эфф}$, то есть, значение водо-уранового отношения должно лежать в области отрицательного температурного коэффициента реактивности.

При наличии борной кислоты в теплоносителе характер зависимости $K_{эфф}$ от водо-уранового отношения меняется, а именно максимальное значение $K_{эфф}$ смещается в сторону меньших значений водо-уранового отношения и при определенной концентрации борной кислоты выбранный рабочий диапазон изменений этого отношения может перейти в область положительного температурного коэффициента реактивности. Кривая II на ри-

сунке № 3.13 качественно иллюстрирует этот эффект. Если при отсутствии борной кислоты с уменьшением водо-уранового отношения от A к C коэффициент $K_{эфф}$ уменьшается от B к D , то при наличии борной кислоты в воде коэффициент размножения увеличивается от B'' к D'' .

Таким образом, водо-урановое отношение для активной зоны ВВЭР выбирают из условия обеспечения устойчивого уменьшения $K_{эфф}$ при увеличении температуры воды во всех эксплуатационных режимах (левее точки D').

3.11. КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ РЕАКТОРА БЕЗ ОТРАЖАТЕЛЯ

В конечном реакторе часть нейтронов вытекает из реактора и не участвует в цепном процессе. На один поглощенный тепловой нейтрон в бесконечном реакторе образуется, а затем снова поглощается K_{∞} тепловых нейтронов. В конечном реакторе из K_{∞} тепловых нейтронов поглощается $K_{эфф}$ тепловых нейтронов:

$$K_{эфф} = p_1 \cdot p_2 \cdot K_{\infty}, \quad (3.66)$$

$$p_1 = e^{-B^2 \cdot L_s^2}, \quad (3.67)$$

где: p_1 – вероятность для нейтрона замедлиться до тепловой энергии;

B^2 – геометрический параметр;

L_s – длина замедления.

$$p_2 = \frac{1}{1 + B^2 \cdot L^2}, \quad (3.68)$$

где: p_2 – вероятность тепловому нейтрону поглотиться в активной зоне;

B^2 – геометрический параметр;

L – длина диффузии.

Таким образом, $(K_{\infty} - K_{эфф})$ нейтронов вытекают из реактора. Из этого следует, что коэффициент K_{∞} всегда больше эффективного $K_{эфф}$. С увеличением размеров реактора разность $(K_{\infty} - K_{эфф})$ уменьшается. Она равна нулю в бесконечном реакторе.

При подстановке выражения для p_1 и p_2 в уравнение для эффективного коэффициента размножения, получится:

$$K_{эфф} = \frac{K_{\infty} \cdot e^{-B^2 \cdot L_s^2}}{1 + B^2 \cdot L^2}, \quad (3.69)$$

При определенном составе и размерах «голый» реактор становится критическим ($K_{эфф} = 1$):

$$1 = \frac{K_{\infty} \cdot e^{-B^2 \cdot L_s^2}}{1 + B^2 \cdot L^2}, \quad (3.70)$$

Уравнение (3.70) называют критическим. Для известного состава реактора рассчитывают значения K_{∞} , L_s и L . Затем из уравнения (3.70) находится значение B_k . Для этого на одном графике строят две функции:

$$\begin{aligned} F_1(B^2) &= 1 + B^2 \cdot L^2, \\ F_2(B^2) &= K_\infty + e^{-B^2 \cdot L_s^2} \end{aligned} \quad (3.71)$$

в зависимости от B^2 . Обе функции пересекаются в точке $B^2 = B_K^2$.

По найденному значению B_K^2 и формуле (3.69) или (3.70) рассчитываются критические размеры реактора.

Для цилиндрического реактора предварительно задают отношение высоты H_3 к радиусу R_3 . В ВВЭР длина диффузии мала, а произведение $B^2 \cdot L^2 \sim 0$. Поэтому в критическом уравнении для ВВЭР можно пренебречь утечкой тепловых нейтронов ($p_2 \sim 1$):

$$1 = K_\infty \cdot e^{-B_K^2 \cdot L_s^2}, \quad (3.72)$$

или

$$B_K^2 = \frac{\ln K_\infty}{L_s^2}. \quad (3.73)$$



4. ПЕРВИЧНЫЕ ОСНОВЫ ФИЗИКИ РЕАКТОРА

4.1. ПОДКРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ РЕАКТОРА

Для осуществления цепной реакции в активной зоне необходимо иметь исходный нейтрон, начинающий процесс деления. Источниками таких нейтронов в неработающем ядерном реакторе со свежезагруженным топливом являются [5, 8]:

1) спонтанное деление ядерного топлива: ^{238}U самопроизвольно делится с $T = 8 \cdot 10^{15}$ лет (24.8 дел/г·ч), испуская в среднем $f = 2.43$ нейтрона на деление. Изотоп ^{235}U делится в 22 раза медленнее (число делений в единицу времени в 22 раза меньше). Спонтанное деление происходит преимущественно на четно-четных ядрах типа ^{238}U , ^{240}Pu и других со своим f ;

2) нейтроны космического излучения: $\Phi \sim 65$ н/м²·с.

Если ядерный реактор уже работал, в нем накапливаются γ -активные нуклиды. При наличии в активной зоне Be или D_2O (в 1 т обычной воды имеется ~ 200 г тяжелой) имеет место фотонейтронная (γ , n) реакция на ядрах ^9Be и ^2H . Кроме того, в работающем ядерном реакторе накапливаются спонтанно делящиеся трансурановые элементы (Cf , Am и др.). Наибольший интерес представляет собой изотоп калифорния ^{252}Cf , в 1 мг которого происходит $8 \cdot 10^3$ дел/с ($T_{\text{Cf}} = 87.5$ лет, $f = 3.7$ н/дел) и испускается $\sim 3 \cdot 10^9$ н/с.

В течение нескольких минут после остановки ядерного реактора некоторые продукты деления излучают запаздывающие нейтроны.

При необходимости можно использовать искусственные источники нейтронов, представляющие собой в большинстве случаев смесь α -излучателей (Ra , Pu , Po и др.) с нуклидами, имеющими низкий порог реакции выбивания нейтрона, например Be , B . Стандартный Pu-Be -источник имеет поток нейтронов до $5 \cdot 10^7$ н/с; Po-Be -источник испускает до $4 \cdot 10^8$ н/с, источник на основе Cf – от $1.5 \cdot 10^7$ до 10^9 н/с. Недостаток Ra-Be -источника – высокая интенсивность γ -излучения. Po-Be -источник обладает меньшей γ -активностью, но поток нейтронов его быстро снижается ($T_0 \sim 138$ сут). При пусках реакторов используются источники интенсивностью $10^6 \div 10^7$ н/с.

Тепловая мощность, обусловленная спонтанным делением урана без учета размножения, создающим поток нейтронов I_{cn} (н/с) равна,

$$N_{\text{cn}} = \frac{I_{\text{cn}}}{3.1 \cdot 10^{13} \cdot \nu_f} \approx 1.4 \cdot 10^{-14} \cdot I_{\text{cn}}, \text{кВт} \quad (4.1)$$

где: $\nu_f = 2.3$ – число нейтронов, приходящихся в среднем на одно спонтанное деление урана;

$3.1 \cdot 10^{13}$ дел/(с·кВт) – число делений, соответствующее мощности 1 кВт.

Установившаяся интенсивность источника в размножающей среде при подкритичности – $\delta K_{\text{эфф}} - 1$ ($K_{\text{эфф}} \leq 1$) и $I_{\text{ист}}$ (н/с) равна:

$$I_{уст} = I_{уст} \cdot K_{эфф} + I_{уст} \cdot K_{эфф}^2 + \dots + I_{уст} \cdot K_{эфф}^i = I_{уст} \cdot \frac{1 - K_{эфф}^i}{1 - K_{эфф}} \xrightarrow{i \rightarrow \infty} \frac{I_{уст}}{1 - K_{эфф}}, \quad (4.2.)$$

где: $1/(1 - K_{эфф}) \sim 1/\rho_{под} = K_{под} = \Pi$ – подкритический коэффициент размножения;
 $i = t/l$ – количество поколений нейтронов за время t при времени жизни одного поколения l (с).

Плотность потока нейтронов в подкритическом ядерном реакторе ($K_{эфф} < 1$) через время t (с) после введения источника нейтронов интенсивностью $I_{ист}$ (н/с), которому соответствует $\Phi_{ист}$, равна:

$$\Phi_{под} = \frac{\Phi_{ист} \cdot (1 - K_{эфф}^{t/l})}{1 - K_{эфф}} \text{ н/(см}^2 \cdot \text{с)}. \quad (4.3)$$

При $i \rightarrow \infty$ ($t \rightarrow \infty$) $\Phi_{под}$ и $N_{уст}$ достигают установившегося значения:

$$\begin{aligned} \Phi_{уст} &= \frac{\Phi_{ист}}{1 - K_{эфф}} \approx \frac{\Phi_{ист}}{\rho_{под}} = \Pi \cdot \Phi_{ист} = K_{под} \cdot \Phi_{ист}, \\ N_{уст} &= \frac{N_{ист}}{1 - K_{эфф}} \approx \frac{N_{ист}}{\rho_{под}} = \Pi \cdot N_{ист} = K_{под} \cdot N_{ист}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

где: $\Phi_{ист}$ и $N_{ист}$ – плотность потока нейтронов источника и соответствующая ей мощность источника без учета размножения.

Время установления подкритической плотности потока до уровня $\Phi_{уст}$ зависит от подкритичности ядерного реактора ($1 - K_{эфф}$), времени жизни поколения нейтронов l с, плотности потоков нейтронов источника $\Phi_{ист}$ [н/(см²·с)], то есть интенсивности источника $I_{ист}$ (н/с), введенного в данную зону при данной подкритичности:

$$t \approx \frac{1}{1 - K_{эфф}} \cdot \ln \frac{\Phi_{ист}}{\Delta \Phi} = \frac{1}{1 - K_{эфф}} \cdot \ln \frac{\Phi_{уст}}{\Phi_{уст} - \Phi(t_{уст})}, \quad (4.5)$$

где: $\Delta \Phi_{уст} = \Phi_{уст} - \Phi(t_{уст})$ – недостающая плотность потока нейтронов в момент времени $t_{уст}$ до установившегося значения (рис. № 4.1).

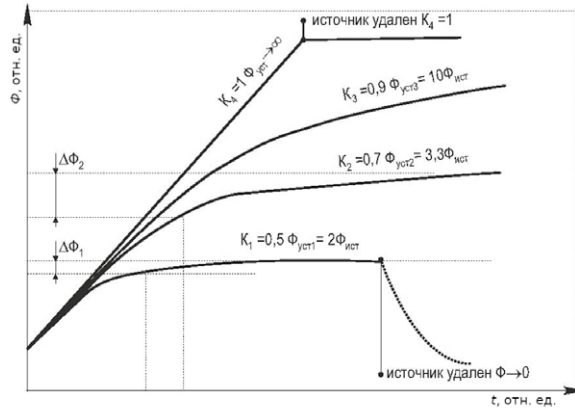


Рис. № 4.1. Изменение плотности потока нейтронов Φ от времени в подкритическом и критическом состояниях ядерного реактора

Практически $\Phi_{под}$ можно считать установившейся, когда она достигает значения $(90 \div 95) \% \Phi_{уст}$. При подкритичности, меньшей доли запаздывающих нейтронов, чем ближе $K_{эфф}$ к единице, тем в большей степени на время установления влияет время запаздывания запаздывающих нейтронов. В этом случае приведенные выше формулы для $I_{уст}$ будут точнее, если в качестве времени жизни поколения нейтронов брать усредненное по мгновенным и запаздывающим нейтронам время жизни l . Например, для ^{235}U $l \sim 0.08$ с и $t_{уст} \sim 3 \cdot l / \rho_{под} \sim 0.25 / \rho_{под}$, с. Чем ближе критическое состояние, тем больше время стабилизации процесса. Здесь речь шла об установлении стационарной подкритической плотности потока нейтронов после уменьшения подкритичности и введения в подкритическую активную зону источника нейтронов. Если же сделать $K_{эфф} < 1$ в ядерном реакторе, находящемся в критическом или надкритическом состоянии, то изменение Φ характеризуется другими закономерностями.

При наличии источника нейтронов в подкритическом состоянии ядерного реактора $\Phi_{под}$ и $N_{под}$ устанавливаются на постоянном уровне (4.6). С уменьшением подкритичности при $t \rightarrow \infty$:

$$\Phi_{под} = \frac{\Phi_{уст}}{1 - K_{эфф}} \xrightarrow{K_{эфф} \rightarrow 1} \infty \quad (4.6)$$

Чем ближе ядерный реактор к критическому состоянию, то есть, чем меньше подкритичность, тем быстрее нарастает мощность при постоянной скорости увеличения реактивности. Если высвобождение реактивности ρ производится одинаковыми порциями $\delta\rho$ с выдержкой времени между ними, то по изменению подкритической мощности можно будет точно определить подкритичность ядерного реактора. Действительно, пусть при подкритичности $\rho_{под1}$: $N_{под1} = N_{уст} / \rho_{под1}$. После высвобождения $+\delta\rho$ подкритичность станет равной: $\rho_{под2} = \rho_{под1} - \delta\rho$, а $N_{под2} = N_{уст} / \rho_{под2} = N_{уст} (\rho_{под1} - \delta\rho)$. Следовательно:

$$\frac{N_{под2}}{N_{под1}} = \frac{\rho_{под1}}{\rho_{под1} - \delta\rho} = \frac{\rho_{под2} + \delta\rho}{\rho_{под2}} \quad (4.7)$$

Из этих отношений видно, что чем ближе ядерный реактор к критическому состоянию, тем быстрее растет подкритическая мощность при высвобождении одинаковой реактивности. При $\rho_{под1} - \delta\rho$, $N_{под2}/N_{под1} \rightarrow \infty$. По изменению подкритической мощности и высвобождаемой ρ можно определить подкритичность при пуске ядерного реактора:

$$\rho_{под} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \cdot \delta\rho \text{ или } \rho_{под2} = \rho_{под1} - \delta\rho = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \cdot \delta\rho. \quad (4.8)$$

Персоналу полезно запомнить, что при уменьшении $\rho_{под}$ в 2 раза $N_{под}$ увеличивается в 2 раза. Следовательно, если при очередном высвобождении ρ подкритическая мощность увеличится в 2 раза, то после следующего такого же увеличения реактивности ядерный реактор станет критичным.

Действительно, при подкритичности $\rho_{под1} = 2 \cdot \delta\rho$ $N_{под1} = N_{уст}/2 \cdot \delta\rho$, после уменьшения $\rho_{под}$ в 2 раза $\rho_{под2} = \delta\rho$ и $N_{под2} = N_{уст}/\delta\rho = 2 \cdot N_{под1}$.

В реальных условиях пуска необходимо иметь в виду, что установление $N_{под}$ после очередного высвобождения реактивности ρ происходит медленно, особенно при приближении к критическому состоянию. Поэтому оценка подкритичности по увеличению подкритической мощности при небольшом промежутке времени между очередными высвобождениями реактивности ρ будет завышенной, то есть с погрешностью в опасную сторону.

В критическом ядерном реакторе ($K_{эфф} = 1$) каждая цепочка делений, начинающаяся от спонтанного деления или инициируемая другим источником нейтронов, не затухает, а поддерживается на постоянном уровне. Поэтому при постоянно действующем источнике количество делений (мощность) в критическом ядерном реакторе будет непрерывно расти с постоянной скоростью пропорционально времени и мощности источника (рис. № 4.1):

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \frac{I_{уст} \cdot v}{V} \cdot t = \Phi_0 + I_{y0} \cdot v \cdot t. \quad (4.9)$$

где: Φ_0 – плотность потока нейтронов в тот момент ($t = 0$), когда $K_{эфф}$ стал равным 1, $н/(см^2 \cdot с)$;

$I_{уст}$ – интенсивность источника, $н/с$;

v – скорость нейтронов, производящих деление, $м/с$;

V – объем активной зоны, $см^3$;

I_{y0} – удельная интенсивность, $н/(см^3 \cdot с)$;

t – время.

Если из критического ядерного реактора удалить источник нейтронов, то поток нейтронов стабилизируется на том уровне, который был в момент удаления источника.

Если в критический ядерный реактор ввести отрицательную реактивность, то он станет подкритичным и $\Phi(N)$ будет уменьшаться по экспоненциальному закону до установления стационарной $\Phi_{под}(N_{под})$, которая, вообще говоря, будет медленно уменьшаться.

4.2. КРИТИЧЕСКОЕ И НАДКРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ РЕАКТОРА

Мощность реактора пропорциональна количеству делений ядер в активной зоне за единицу времени. Реактор работает в стационарном режиме, если в активной зоне ежесекундно делится одно и то же число ядер. Если скорость делений ядер изменяется во времени, то реактор работает в нестационарном режиме.

Изменение мощности реактора удобно описывать относительным отклонением эффективного коэффициента размножения от единицы [5, 8]:

$$\rho = \frac{K_{эфф} - 1}{K_{эфф}} \cdot \delta\rho. \quad (4.10)$$

Если значение $K_{эфф}$ мало отличается от единицы, то:

$$\rho \approx K_{эфф} - 1. \quad (4.11)$$

Величину ρ называют реактивностью реактора. Она характеризует состояние реактора. Реактивность это мера отклонения реактора от критичности. Реактивность подкритического реактора отрицательная, надкритического реактора положительная, критического реактора равна нулю.

Реактивность может измеряться в различных величинах: абсолютных единицах, процентах, долларах, центах и т.д. $1 \text{ доллар} = 1 \beta_{эфф}$, $1 \text{ цент} = 0.01 \text{ доллара}$ ($\beta_{эфф} = \varepsilon \cdot \beta$, где ε – ценность запаздывающих нейтронов для ВВЭР-1200 значение $\varepsilon \approx 1.05 \div 1.1$). В процессе эксплуатации $\beta_{эфф}$ уменьшается из-за накопления плутония, в реакторе ВВЭР-1200, $\beta_{эфф}$ в течение кампании может изменяться, примерно, от 0.65 до 0.55 %.

Необходимо рассмотреть закон изменения мощности реактора в предположении, что реактивность скачком увеличилась от нуля до $\rho < 1$ в некоторый момент времени t_0 . Момент скачка реактивности принимается за начало отсчета времени.

Средняя плотность нейтронов в реакторе n_0 за время жизни поколения нейтронов τ увеличивается до $n_1 = K_{эфф} \cdot n_0$, за 2τ – до $n_2 = K_{эфф}^2 \cdot n_0$, за $m\tau$ – до $n_m = K_{эфф}^m \cdot n_0$ и так далее. Поскольку m поколению соответствует время $t = m\tau$, а мощность $N(t)$ пропорциональна плотности нейтронов $n(t)$, то:

$$N(t) = N_0 \cdot K_{эфф}^{t/\tau}. \quad (4.12)$$

При логарифмировании этого уравнения получится:

$$\ln \frac{N(t)}{N_0} = \frac{t}{\tau} \cdot \ln K_{эфф} \quad (4.13)$$

Учитывая, что $\rho \ll 1$, можно представить в виде:

$$\ln K_{эфф} = \ln(1 + \rho) \approx \rho \quad (4.14)$$

После этого закон изменения мощности можно записать:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{\frac{\rho}{\tau} t} = N_0 \cdot e^{\frac{t}{T}}, \quad (4.15)$$

где: N_0 – мощность реактора при $t = 0$.

Через интервал времени $T = \tau/\rho$ мощность реактора увеличивается в e раз. Величина T называется периодом реактора. На практике часто используется время удвоения мощно-

сти реактора T_2 , за которое мощность реактора возрастает в два раза. Время T_2 связано с периодом T отношением $T_2 = 0.693 \cdot T$.

Время жизни мгновенных нейтронов τ_M в реакторе на тепловых нейтронах складывается из времени замедления быстрых нейтронов τ_3 и времени диффузии тепловых нейтронов τ_d :

$$\tau_M = \tau_3 + \tau_d. \quad (4.16)$$

Учитывая, что в реакторах ВВЭР-1200 время $\tau_3 \approx 10^{-5}$ с, а время $\tau_d \approx 10^{-4}$ с, можно представить $\tau_M \approx \tau_d$ [7]. Время τ_d рассчитывается из условия, что все тепловые нейтроны движутся со средней скоростью v и проходят в веществе путь до поглощения λ_a :

$$\tau_d = \frac{\lambda_a}{v}, \quad (4.17)$$

где: λ_a – средняя длина поглощения теплового нейтрона в реакторе.

Можно допустить, что после деления испускаются только мгновенные нейтроны, имеющие время жизни $\tau_M = 5 \cdot 10^{-4}$ с, а реактивность реактора $\rho = +0.0025$. Так как время жизни поколения нейтронов $\tau = \tau_M$, то период реактора $T = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с} / 2.5 \cdot 10^{-3} = 0.2$ с. За 1 с мощность реактора увеличивается в $N(1)/N_0 = e^5 \sim 150$ раз. Автоматическое регулирование реактора при таких скоростях изменения мощности $N(t)$ практически невозможно. Реакторы разрушатся раньше, чем сработают системы автоматического управления.

Однако после деления не все нейтроны испускаются мгновенно. Количество мгновенных нейтронов на одно деление составляет $(1-\beta) \cdot v$, а остальная часть в $\beta \cdot v$ – запаздывающие нейтроны. Для ^{235}U число $v = 2.54$, доля запаздывающих нейтронов $\beta = 0.0064$ (для ^{239}Pu $\beta = 0.0021$, для ^{238}U $\beta = 0.0154$).

Среднее время запаздывания $\bar{\tau}$ для запаздывающих нейтронов равно среднему времени жизни осколков деления – источников запаздывающих нейтронов – 12.4 с.

Время жизни запаздывающих τ_3 нейтронов после распада осколков деления мало отличается от времени $\bar{\tau}_M$. Поэтому запаздывающие нейтроны поглощаются в реакторе через время:

$$\bar{\tau}_3 = \bar{\tau} + \bar{\tau}_M. \quad (4.18)$$

Время жизни поколения нейтронов $\bar{\tau}_n$ равно среднему арифметическому от времени жизни $(1-\beta) \cdot v$ мгновенных и $\beta \cdot v$ запаздывающих нейтронов:

$$\bar{\tau}_n = \frac{(1-\beta) \cdot v \cdot \bar{\tau}_M + \beta \cdot v \cdot \bar{\tau}_3}{v} \approx \bar{\tau}_M + \beta \cdot \bar{\tau}_3 \quad (4.19)$$

Принимая $\bar{\tau}_M = 5 \cdot 10^{-4}$ с, $\beta \cdot \bar{\tau}_3 = 0.0064 \cdot 12.4 = 0.08$ с, получится $\bar{\tau}_n \approx 0.080$ с.

Период реактора при $\rho = +0.0025$ с становится равным не 0.2, а 32 с, и мощность $N(t)$ возрастает за 1 с только на 3.1 %. При такой скорости нарастания мощности реактор легко поддается автоматическому регулированию.

Необходимо выяснить, в каком интервале реактивности запаздывающие нейтроны в надкритическом реакторе влияют на развитие цепного процесса. После поглощения в активной зоне n нейтронов первого поколения рождается $K_{эф} \cdot (1 - \beta) \cdot n$ мгновенных нейтронов и $\beta \cdot K_{эф} \cdot n$ запаздывающих нейтронов второго поколения. Согласно определению:

$$K_{эфф} = K_{эфф} \cdot (1 - \beta) + K_{эфф} \cdot \beta. \quad (4.20)$$

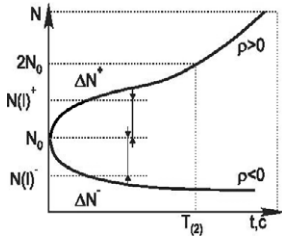
Первое слагаемое представляет собой коэффициент размножения мгновенных нейтронов K_M , а второе – запаздывающих нейтронов K_3 :

$$K_M = K_{эфф} \cdot (1 - \beta), \quad K_3 = K_{эфф} \cdot \beta. \quad (4.21)$$

Если $K_M < 1$, то протекание цепной реакции зависит и от мгновенных, и от запаздывающих нейтронов. В этом случае без делений, вызываемых запаздывающими нейтронами, происходило бы затухание цепной реакции. Если же $K_M > 1$, то цепная реакция развивается на одних мгновенных нейтронах без помощи запаздывающих. При этом условии время жизни поколения определяется временем жизни мгновенных нейтронов, мощность реактора растет с громадной скоростью и реактор становится неконтролируемым. Реактор с коэффициентом $K_M = 1$ называют мгновенно критическим. Если $K_M = 1$ и $\beta \ll 1$:

$$K_{эфф} = \frac{1}{1 - \beta} \approx 1 + \beta; \quad \rho \approx \beta. \quad (4.22)$$

Безопасный вывод реакторов на определенный уровень мощности осуществляется для большей надежности с реактивностью $\rho \ll \beta$.



На рис. № 4.2 приведены зависимости изменения мощности от времени при положительном и отрицательном скачке реактивности. При данном положительном скачке ρ ($0 < \rho < \beta$) вначале происходит увеличение мощности на мгновенных нейтронах в течение долей секунды, определяемых временем жизни мгновенных нейтронов. Мощность от значения N_0 увеличивается до $N(l)$ на величину:

$$\Delta N^+ = N(l) - N_0 = N_0 \cdot \frac{\rho}{\beta_{эфф} - \rho}. \quad (4.23)$$

Рис. № 4.2. Изменение мощности реактора в надкритическом и подкритическом состояниях

После этого в течение некоторого времени количество запаздывающих нейтронов $n_{зап}$ остается на прежнем уровне, а $n_{мгн}$ увеличивается до нового значения $n'_{мгн}$. Следовательно, уменьшается относительная эффективная доля запаздывающих нейтронов $n_{зап}/n'_{мгн} < n_{зап}/n_{мгн}$, и процесс протекает

ускоренно до установления постоянного соотношения $n_{зап}(t)/n_{мгн}(t)$ и постоянного периода разгона (определяется временем жизни запаздывающих нейтронов):

$$T \approx \frac{\beta_{эфф} - \rho}{\rho} \cdot \bar{\tau}_3. \quad (4.24)$$

Важным для понимания динамики реактора является выражение для периода реактора, учитывающее роль мгновенных и запаздывающих нейтронов, не только при постоянной реактивности, но и при ее изменении [21]:

$$T = \frac{l}{\rho} + \frac{\bar{\beta}_{эфф} - \rho}{\lambda_{эфф} \cdot \rho + \frac{d\rho}{dt}}, \quad (4.25)$$

где: $\bar{\beta}_{\text{эфф}}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов,
 $\lambda_{\text{эфф}}$ – эффективное значение постоянной распада ядер предшественников запаздывающих нейтронов, см^{-1} ,
 $d\rho/dt$ – скорость изменения реактивности, см^{-1} .

Первое слагаемое правой части выражения (4.25) описывает вклад мгновенных нейтронов в период реактора, второй – запаздывающих.

Можно рассмотреть период реактора ($\rho \ll \beta_{\text{эфф}}$) при изменении положительной реактивности с постоянной скоростью, когда рассматривается разгон только на запаздывающих нейтронах [21]:

$$T \approx \frac{\beta_{\text{эфф}} - \rho}{\lambda_{\text{эфф}} \cdot \rho + d\rho/dt} \cdot \bar{\tau}_3. \quad (4.26)$$

Формула (4.26) применима для случая вывода реактора ВВЭР-1200 в критическое состояние посредством водообмена.

В таблице № 4.1. приведена зависимость периода от реактивности и времени жизни мгновенных нейтронов.



Таблица № 4.1

Зависимость периода от реактивности и времени жизни мгновенных нейтронов [8]

T, c	T_2, c	$\beta_{эфф}, npu l$			
		$10^{-6}, c$	$10^{-5}, c$	$10^{-4}, c$	$10^{-3}, c$
0.1	0.069	0.966	0.980	1.119	2.502
0.2	0.139	0.936	0.943	1.012	1.708
0.4	0.277	0.887	0.891	0.926	1.275
0.6	0.415	0.850	0.852	0.875	1.108
0.8	0.554	0.817	0.819	0.837	1.011
1.0	0.693	0.789	0.791	0.805	0.945
2.0	1.39	0.686	0.687	0.694	0.764
4.0	2.77	0.565	0.566	0.569	0.604
6.0	4.15	0.491	0.491	0.493	0.517
8.0	5.54	0.439	0.439	0.440	0.458
10	6.93	0.399	0.399	0.400	0.414
20	13.9	0.285		0.292	
40	27.7	0.190		0.194	
60	41.5	0.144		0.147	
80	55.4	0.117		0.119	
100	69.3	0.099		0.100	
200	139	0.0557			
400	277	0.0299			
600	415	0.0205			
800	554	0.0156			
1000	693	0.0126			
3600	2500	0.0036			
6000	4150	0.0022			
10000	6930	0.0013			

Нарушается баланс и при отрицательном скачке ρ , но в этом случае $\beta_{эфф}$ увеличивается, так как $n_{мгн}$ сразу же уменьшается, а $n_{зоп}$ некоторое время остается на прежнем уровне. Поэтому при одинаковом по абсолютному значению скачке ρ от нулевого значения, но разного знака ($\pm\rho$) снижение Φ происходит медленнее, чем увеличение. При скачке $\rho < 0$ после снижения мощности на мгновенных нейтронах до уровня $N(l)$ на величину:

$$\Delta N^- = N_0 - N(l) = N_0 \cdot \frac{\rho}{\beta_{эфф} + |\rho|}, \quad (4.27)$$

и ее дальнейший спад происходит, примерно, с периодом:

$$T \approx \frac{\beta_{эфф} + |-\rho|}{\rho} \cdot \tau_{зан}, \quad (4.28)$$

то есть медленнее, чем при таком же положительном значении ρ , (см. формулу № 4.23). Через 2÷3 минуты скорость спада будет определяться постоянной распада наиболее долгоживущей группы ядер – предшественников запаздывающих нейтронов, т. е. периодом $T = 60$ с. Чем больше $|-\rho|$, тем быстрее достигается этот период, но увеличить скорость снижения мощности с этого момента невозможно.

Соответственно, изменение ρ , обуславливающее скачкообразное изменение мощности в N_2/N_1 раз в любую сторону, равно:

$$\rho = \beta_{эфф} \cdot \left(1 - \frac{N_1}{N_2}\right). \quad (4.29)$$

Скорость высвобождения ρ при пуске реактора может быть выбрана исходя из $T_{доп} = 10$ с (уставка АЗ по периоду разгона) в момент перехода из подкритического состояния в надкритическое состояние и, прежде всего, в момент выхода в критсостояние. Период будет больше 10 с только при $d\rho/d\tau < 5 \cdot 10^{-4}$, $1/\text{с} \sim 0.08 \cdot \beta_{эфф}$, $1/\text{с}$. Таким образом, условием допустимой скорости высвобождения ρ в области ожидаемого перехода через критическое состояние может быть [8]:

$$\frac{d\rho}{d\tau} \leq 0.08 \cdot \beta_{эфф} \cdot \frac{1}{\text{с}}. \quad (4.30)$$

При этом суммарная высвобождаемая положительная реактивность к моменту выхода в критическое состояние не должна превышать значения, соответствующего $T_{доп}$ при пуске реактора [8].

Почему выбрано $T_{доп} = 10$ с?

Вероятно, по трем причинам:

- 10 секунд – это время достаточное для реакции персонала и принятия решения;
- оно близко к времени жизни осколков деления (источников запаздывающих нейтронов);
- 10 секунд – круглое число.

Связь между периодом T и реактивностью ρ с учетом запаздывающих нейтронов выражается формулой обратных часов [8]:

$$\rho = \frac{1}{\bar{\tau}_M \cdot K_{эфф}} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i \cdot \tau_3} \approx \frac{1}{\bar{\tau}_M} + \frac{\bar{\tau}_\Pi}{\bar{\tau}_3 + \bar{\tau}_M}, \quad (4.31)$$

где: $K_{эфф}$ – коэффициент размножения;

λ_i – постоянная распада осколков;

β_i – доля запаздывающих нейтронов i -й группы;

$\tau_i = 1/\lambda_i$ – время жизни i -й группы осколков;

$\bar{\tau}_3$ – усредненное по шести группам время жизни осколков;

$\bar{\tau}_M$ – время жизни поколения мгновенных нейтронов;

$\bar{\tau}_\Pi$ – усредненное по мгновенным и запаздывающим нейтронам время жизни поколения нейтронов.

5. КИНЕТИКА РЕАКТОРА

5.1. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ БЕЗ УЧЕТА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Стационарный режим имеет место в том случае, когда число нейтронов, теряющихся при диффузии и поглощении, в точности равно числу нейтронов, рождающихся от какого-либо источника (например, от деления). При стационарном режиме плотность потока нейтронов не зависит от времени. Сейчас необходимо рассмотреть нестационарное состояние реактора, то есть случай, когда плотность нейтронов есть функция времени. Например, изменение нейтронной плотности со временем возникает в результате резкого изменения коэффициента размножения при перемещении группы *ОР СУЗ*, изменении температуры и давления в первом контуре, изменении концентрации борной кислоты. При этом нарушается равновесие между генерацией и убылью нейтронов. Можно предположить в первом приближении, что все нейтроны, освобождаемые в процессе деления, появляются в течение весьма короткого промежутка времени ($\sim 10^{-15}$ с), иначе говоря, предполагается, что при делении возникают только мгновенные нейтроны [7].

При изучении проблемы размножения нейтронов важную роль играет понятие времени жизни нейтрона. Время жизни нейтрона в системе определяется, как средняя продолжительность жизни одного поколения нейтронов. Оно включает, как время замедления нейтрона от энергии деления до тепловой энергии, так и время диффузии теплового нейтрона вплоть до захвата его в дальнейшем процессе деления. Эти процессы кратко рассмотрены в главе № 4. В случае реактора, работающего на естественном уране с графитовым замедлением, можно с достаточной точностью пренебречь временем замедления по сравнению с временем диффузии теплового нейтрона. Однако для реактора, в котором основная доля процессов деления происходит в области промежуточных энергий, указанное допущение неприменимо. Можно рассмотреть гомогенный реактор без отражателя на тепловых нейтронах. Тем не менее, многие выводы общего характера остаются справедливыми также для гетерогенных реакторов и реакторов, окруженных отражателем. Далее предполагается, что рассматриваемая система близка к критической, что позволяет ограничиться основным решением волнового уравнения для нейтронного потока, отбросив все остальные решения.

5.2. НЕСТАЦИОНАРНОЕ УРАВНЕНИЕ ДИФфуЗИИ

Уравнение диффузии тепловых нейтронов для случая, когда реактор находится в нестационарном состоянии, может быть записано в следующем виде [7]:

$$D \cdot \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \cdot \Phi + S = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (5.1)$$

где: v – скорость теплового нейтрона, м/с;

Φ – $n \cdot v$ – плотность потока нейтронов, н/см²·с;

D – коэффициент диффузии, см;

S – источник нейтронов, н/см³·с;

Σ_a – макроскопическое сечение поглощения нейтронов, 1/см.

Согласно теории возраста, член, учитывающий источники тепловых нейтронов, обусловленные процессом деления, выражается произведением $p \cdot q(\tau)$ и дается формулой:

$$S = k \cdot \Sigma_a \cdot \Phi \cdot e^{-\beta^2 \cdot \tau}. \quad (5.2)$$

где: $k \Sigma_a$ – количество тепловых нейтронов на 1 см³ в 1 с, возникающих в результате процесса деления в бесконечной системе, то есть, в отсутствие утечки;

множитель $e^{-\beta^2 \cdot \tau}$ представляет собой вероятность того, что нейтрон избежит утечки в процессе замедления;

$q(\tau)$ – плотность замедления (число нейтронов, отнесенных к 1 см³ за 1 с, пересекающих при замедлении значение энергии E ;

τ – возраст нейтрона, см²;

p – вероятность избежать резонансного захвата.

При подстановке формулы (5.2) в равенство (5.1) и в предположении, что внешние источники нейтронов отсутствуют, можно получить:

$$D \cdot \nabla^2 \Phi + \Sigma_a \cdot \Phi \cdot (k \cdot e^{-\beta^2 \cdot \tau} - 1) = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Разделив последнее уравнение на Σ_a и воспользовавшись соотношением $D/\Sigma_a = L^2$, где: L – длина диффузии теплового нейтрона, можно получить:

$$L^2 \cdot \nabla^2 \Phi + (k \cdot e^{-\beta^2 \cdot \tau} - 1) \cdot \Phi = \frac{1}{\Sigma_a \cdot v} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} = l_0 \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (5.3)$$

где: $1/\Sigma_a \cdot v = l_0$ – среднее время жизни теплового нейтрона в бесконечной среде.

Необходимо решить полученное уравнение методом разделения переменных.

Пусть:

$$\Phi = \Phi(r, t) = \Phi(r) \cdot T(t), \quad (5.4)$$

где: r – вектор произвольной точки внутри реактора;

t – время.

Функция $\Phi(r)$ зависит только от пространственных координат, $T(t)$ зависит только от времени. При комбинировании (5.4) с (5.3) получается:

$$\frac{L^2 \cdot \nabla^2 \Phi(r)}{\Phi(r)} + k \cdot e^{-\beta^2 \cdot \tau} - 1 = \frac{l_0}{T(t)} \cdot \frac{dT(t)}{dt}. \quad (5.5)$$

Пусть в момент времени $t=0$ реактор выведен из стационарного состояния в результате малого скачкообразного изменения коэффициента размножения k , а затем величина k остается неизменной. При этом допущении левая часть уравнения (5.5) не зависит от времени, а правая часть не зависит от пространственных координат. Таким образом, действительно переменные разделяются.

Если система не далека от критического состояния, то пространственное распределение потока с достаточной степенью точности описывается волновым уравнением:

$$\nabla^2 \Phi(r) + B^2 \cdot \Phi(r) = 0,$$

где: B^2 – геометрический параметр.

Это дает возможность освободиться в уравнении (5.5) от отношения $\frac{\nabla^2 \Phi(r)}{\Phi(r)}$, т. е. написать:

$$-(1 + L^2 \cdot B^2) + k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} = \frac{l_0}{T(t)} \cdot \frac{dT(t)}{dt}.$$

При делении обеих частей равенства на $1 + L^2 \cdot B^2$, получится:

$$\frac{k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}}{1 + L^2 \cdot B^2} - 1 = \frac{l_0}{1 + L^2 \cdot B^2} \cdot \frac{1}{T(t)} \cdot \frac{dT(t)}{dt}. \quad (5.6)$$

Первый член левой части уравнения (5.6) представляет собой эффективный коэффициент размножения $k_{эфф}$, а первый множитель правой части – среднее время жизни теплового нейтрона в ограниченной среде. Таким образом, уравнение (5.6) сводится к следующему соотношению:

$$k_{эфф} - 1 = \frac{l}{T(t)} \cdot \frac{dT(t)}{dt}. \quad (5.7)$$

Превышение величины $k_{эфф}$ над единицей обозначается через $k_{изб}$. Таким образом:

$$k_{изб} = k_{эфф} - 1. \quad (5.8)$$

Для критической системы $k_{эфф} = 1$, следовательно, $k_{изб}$ представляет собой меру удаления реактора от критического состояния. Величина $k_{изб}$ положительна для реактора в надкритическом состоянии и отрицательна для реактора в подкритическом состоянии. При подстановке (5.8) в (5.7), получается:

$$k_{изб} = \frac{l}{T(t)} \cdot \frac{dT(t)}{dt}.$$

Интегрирование последнего выражения дает:

$$T(t) = A \cdot e^{k_{изб} \cdot t/l},$$

или, принимая во внимание (5.4), получится:

$$\Phi(r, t) = A \cdot \Phi(r) \cdot e^{k_{изб} \cdot t/l}. \quad (5.9)$$

При $t=0$:

$$\Phi(r, 0) = A \cdot \Phi(r).$$

Таким образом, если обозначить $\Phi(r, 0)$ через Φ_0 , то формула (5.9) принимает вид

$$\Phi(r, t) = \Phi_0 \cdot e^{k_{изб} \cdot t/l}, \quad (5.10)$$

где: Φ_0 – стационарная плотность потока тепловых нейтронов в точке в момент, когда эффективный коэффициент размножения реактора скачкообразно изменяется на величину $k_{изб}$;

l – величина среднего времени жизни теплового нейтрона, с.

Можно заметить, что пространственное распределение потока может быть описано единственной собственной функцией, являющейся решением волнового уравнения, а именно, уравнением (5.9) при отсутствии внешних источников (при этом второй член указанного волнового уравнения равен нулю). Как уже упоминалось, это возможно только в том случае, когда реактор близок к критическому состоянию.

5.3. ПЕРИОД РЕАКТОРА

Время, в течение которого величина нейтронного потока (или нейтронной плотности) изменяется в e раз, называется периодом реактора и обозначается через T . Величину T можно определить математически, если положить [7]:

$$\Phi(r, t) = \Phi_0 \cdot e^{t/T}. \quad (5.11)$$

Сравнение этого выражения с формулой (5.10) показывает, что в рассматриваемом случае (то есть предполагая, что при делении возникают только мгновенные нейтроны):

$$T = \frac{l}{k_{изб}}. \quad (5.12)$$

Согласно приведенному выше анализу, если реактор находится в нестационарном состоянии $k_{изб} \neq 0$, поток тепловых нейтронов возрастает (или убывает) экспоненциально, причем показатель экспоненты определяется отношением среднего времени жизни теплового нейтрона к коэффициенту избыточной мультипликации. Этот результат не является неожиданным, он может быть также получен из общих соображений, приведенных ранее. Период реактора оказывается, таким образом, равным времени жизни одного поколения нейтронов, деленному на фактор избыточной мультипликации (избыточный коэффициент размножения). Можно отметить, что полученный результат является совершенно общим, он справедлив, как для мгновенных, так и для запаздывающих нейтронов. Однако следует подчеркнуть, что, как будет показано ниже, среднее время жизни теплового нейтрона можно отождествлять с временем жизни одного поколения нейтронов только в том случае, когда все рождающиеся в процессе деления нейтроны являются мгновенными.

Как указывалось ранее, если реактор находится в надкритическом состоянии, $k_{эфф} > 1$, то и $k_{изб}$ положительно. Отсюда следует, что и период реактора есть величина положительная. Это означает, что в надкритическом состоянии поток нейтронов в реакторе возрастает с течением времени по экспоненте в соответствии с формулой (5.10). Наоборот, в реакторе, находящемся в подкритическом состоянии период, так же, как и $k_{изб}$, отрицателен и поток нейтронов экспоненциально убывает. Это ранее кратко рассмотрено в главе № 4.

5.4. УЧЕТ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Очевидно, что при быстром нарастании нейтронного потока регулирование реактора было бы связано с весьма значительными затруднениями. Сделанные ранее выводы основывались на допущении, что все освобождающиеся в процессе деления нейтроны появляются мгновенно. В действительности дело обстоит не так. Как было отмечено ранее, около 0.7 % полного количества нейтронов, возникающих в процессе деления в начале борной кампании, появляются в системе в течение некоторого довольно значительного промежутка времени после акта деления. Благодаря существованию запаздывающих нейтронов оказывается возможным такой режим работы реактора, когда скорость изменения нейтронного потока значительно меньше, чем в отсутствие запаздывающих нейтронов. Это обстоятельство значительно упрощает задачу управления реактором.

При заданном $k_{изб}$ период реактора пропорционален среднему времени жизни одного поколения нейтронов. Ввиду наличия запаздывающих нейтронов это время возрастает, что влечет за собой увеличение периода реактора. Влияние запаздывающих нейтронов можно пояснить следующим образом [7]. Пусть t_i – среднее время жизни предшественника запаздывающих нейтронов i -ой группы. Тогда очевидно, что каждый нейтрон этой группы появляется в системе после акта деления по истечении некоторого среднего времени, которое в точности равно t_i . Если β_i – доля запаздывающих нейтронов i -ой группы по отношению к полному числу нейтронов, освобождающихся в результате деления, то среднее время запаздывания для этой группы выразится произведением $\beta_i \cdot t_i$. Средневзвешенное время запаздывания, равно средневзвешенному времени жизни предшественников, оно может быть записано, как сумма произведений $\beta_i \cdot t_i$, то есть, как $\sum \beta_i \cdot t_i$, где суммирование распространено на все группы запаздывающих нейтронов (см. таблицу № 3.9). Пренебрегая, как и раньше, временем замедления и учитывая наличие запаздывающих нейтронов, можно получить для среднего времени жизни одного поколения нейтронов $\bar{l}$ следующее выражение:

$$\bar{l} = \sum \beta_i \cdot t_i + l$$

где: l – величина среднего времени жизни теплового нейтрона.

Более подробно все это рассмотрено ранее в главе № 4.

5.5. УРАВНЕНИЕ ДИФФУЗИИ С УЧЕТОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Количество тепловых нейтронов, поглощаемых в 1 см^3 за 1 с, равно $\Sigma_a \cdot \Phi$ и, следовательно, скорость генерации нейтронов (как мгновенных, так и запаздывающих) выражается величиной $(k/p) \cdot \Sigma_a \cdot \Phi$ нейтронов в 1 см^3 за 1 с. Поскольку β_i – доля запаздывающих нейтронов i -ой группы в общем числе нейтронов, испускаемых в акте деления, скорость образования предшественников, соответствующих указанной группе, равна $(\beta_i \cdot k/p) \cdot \Sigma_a \cdot \Phi$ в 1 см^3 за 1 с. Далее, если обозначить через C_i концентрацию (в ядрах на 1 см^3) предшественников запаздывающих нейтронов i -ой группы (то есть, осколков деления), то обычная скорость

их радиоактивного распада будет равна $\lambda_i \cdot C_i$ ядер в 1 см^3 за 1 с , где λ_i – соответствующая постоянная распада. Таким образом, уравнение, описывающее изменение со временем концентрации предшественников i -ой группы, имеет вид [7]:

$$\frac{\partial C_i(r,t)}{\partial t} = -\lambda_i \cdot C_i(r,t) + \frac{k}{p} \cdot \beta_i \cdot \Sigma_a \cdot \Phi(r,t), \quad (5.13)$$

где: C_i – концентрация (в ядрах на 1 см^3) предшественников запаздывающих нейтронов i -ой группы;

λ_i – соответствующая постоянная распада;

k – коэффициент размножения;

p – вероятность избежать резонансного захвата;

$\Phi - n \cdot v$ – плотность потока нейтронов.

Общий вид нестационарного уравнения диффузии тепловых нейтронов в гомогенном реакторе без отражателя аналогичен уравнению (5.1) с той единственной разницей, что член, соответствующий источникам, должен учитывать наличие запаздывающих нейтронов. Если обозначить через β сумму величин β_i , взятую по всем группам запаздывающих нейтронов, то разность $1 - \beta$ будет представлять собой долю нейтронов, испускаемых мгновенно в процессе деления. Поэтому член, учитывающий источники мгновенных нейтронов, равен $(1 - \beta) \cdot k \cdot \Sigma_a \cdot \Phi \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}$. Это выражение отличается лишь множителем $(1 - \beta)$ от выражения, приведенного в (5.2).

Скорость генерации запаздывающих нейтронов i -ой группы равна скорости распада соответствующего предшественника, то есть $\lambda_i \cdot C_i$, поэтому полная скорость генерации всех запаздывающих нейтронов в 1 см^3 за 1 с равна $\sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot C_i$, где суммирование распространено

по всем группам запаздывающих нейтронов. При умножении этой величины на $e^{-B^2 \cdot \tau}$ (вероятность избежать утечки в процессе замедления) и на p (вероятность избежать резонансного захвата), получится для члена, учитывающего источники запаздывающих нейтронов, следующее выражение:

$$p \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} \cdot \sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot C_i.$$

Можно предположить для простоты, что энергетический спектр запаздывающих нейтронов совпадает со спектром мгновенных нейтронов. В действительности энергии запаздывающих нейтронов существенно меньше энергий нейтронов, рождающихся мгновенно. Учитывая, однако, что большая часть времени жизни нейтронов, в среднем, относится к области низких энергий, легко видеть, что получающееся различие невелико.

Таким образом, учет запаздывающих нейтронов приводит к следующему выражению для источников в уравнении (5.1):

$$S = (1 - \beta) \cdot k \cdot \Sigma_a \cdot \Phi \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} + p \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} \cdot \sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot C_i,$$

и, следовательно, соответствующее уравнение диффузии будет записано:

$$D \cdot \nabla^2 \Phi(r,t) - \Sigma_a \cdot \Phi(r,t) + (1 - \beta) \cdot k \cdot \Sigma_a \cdot \Phi(r,t) \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} + p \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} \sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot C_i(r,t) = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi(r,t)}{\partial t}.$$

При проведении элементарных преобразований (то есть, при делении уравнения на Σ_a и при замене D/Σ_a на L^2 , а $1/\Sigma_a \cdot \nu$ на l_0), получается:

$$L^2 \cdot \nabla^2 \Phi(r, t) + \left[(1 - \beta) \cdot k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} - 1 \right] \cdot \Phi(r, t) + \frac{p \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}}{\Sigma_a} \cdot \sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot C_i(r, t) = l_0 \cdot \frac{\partial \Phi(r, t)}{\partial t}. \quad (5.14)$$

Пусть (как это уже предполагалось ранее), в момент $t=0$ реактор выходит из стационарного режима вследствие малого скачкообразного изменения коэффициента размножения, причем в течение всего последующего времени величина k остается неизменной. В этом случае уравнение (5.14) допускает разделение переменных. Можно считать, что реактор достаточно близок к критическому состоянию, так что нейтронный поток с хорошей степенью точности может быть описан основным решением волнового уравнения. Пусть:

$$\Phi = \Phi(r) \cdot T(t)$$

и

$$C_i(r, t) = C_i(r) \cdot H_i(t).$$

При проведении соответствующей подстановки в уравнение (5.13), получится:

$$\frac{\partial H_i(t)}{\partial t} = -\lambda_i \cdot H_i(t) + \frac{k}{p} \cdot \beta_i \cdot \Sigma_a \cdot \frac{\Phi(r)}{C_i(r)} \cdot T(t),$$

откуда видно, что отношение $\frac{C_i(r)}{\Phi(r)}$ не должно зависеть от r .

В результате той же самой подстановки уравнение (5.14) преобразуется к виду:

$$L^2 \cdot \frac{\nabla^2 \Phi(r)}{\Phi(r)} + \left[(1 - \beta) \cdot k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} - 1 \right] + \frac{p \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}}{\Sigma_a} \sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot \frac{C_i(r) \cdot H_i(t)}{\Phi(r) \cdot T(t)} = \frac{l_0}{T(t)} \cdot \frac{dT(t)}{dt},$$

и, поскольку, $\frac{C_i(r)}{\Phi(r)}$ не зависит от r , очевидно, что переменные разделяются. Возможность разделения переменных связана в данном случае с тем обстоятельством, что в каждой точке реактора функции $C_i(r)$ (т. е. концентрации предшественников запаздывающих нейтронов) пропорциональны потоку $\Phi(r)$, как это и следовало ожидать из физических соображений. Ввиду того, что переменные разделяются, возможно написать, как и раньше:

$$\nabla^2 \Phi(r) + B^2 \cdot \Phi(r) = 0.$$

Поскольку оператор Лапласа не действует на функцию $T(t)$, зависящую только от времени, то после преобразования получится общий вид волнового уравнения:

$$\nabla^2 \Phi(r, t) + B^2 \cdot \Phi(r, t) = 0, \quad (5.15)$$

в котором величина B^2 является наименьшим собственным значением и определяется из граничного условия, состоящего в том, что поток тепловых нейтронов должен обращаться в нуль на экстраполированной границе. Таким образом, оказывается возможным заменить в уравнении (5.14) выражение $\nabla^2 \Phi(r, t)$ на $-B^2 \cdot \Phi(r, t)$.

Задача сводится теперь к тому, чтобы решить уравнения (5.13) и (5.14), учитывая уравнение (5.15). Поскольку оба эти уравнения есть линейные уравнения первого порядка, а также ввиду того, что имеет место разделение переменных, можно искать решение в виде:

$$\Phi(r, t) = \Phi_0 \cdot e^{t \cdot \omega} \quad (5.16)$$

и

$$C_i(r, t) = C_{i0} \cdot e^{t \cdot \omega}. \quad (5.17)$$

Требуется определить, при каких значениях параметра ω , имеющего размерность обратного времени, существуют решения указанного вида. Можно заметить, что Φ_0 и C_{i0} представляют собой значения нейтронного потока и концентрации предшественника запаздывающих нейтронов i -ой группы соответственно в момент времени $t=0$ в точке r .

При подстановке формул (5.16) и (5.17) в (5.13), получится:

$$C_{i0} \cdot \omega \cdot e^{t \cdot \omega} = -\lambda_i \cdot C_{i0} \cdot e^{t \cdot \omega} + \frac{k}{p} \cdot \beta_i \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_0 \cdot e^{t \cdot \omega},$$

и, следовательно:

$$C_{i0} = \frac{k \cdot \beta_i \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_0}{p \cdot (\omega + \lambda_i)}. \quad (5.18)$$

При вводе (5.15)÷(5.18) в (5.14), получится:

$$-(L^2 \cdot B^2 + 1) + (1 - \beta) \cdot k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} + k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{\lambda_i \cdot \beta_i}{\omega + \lambda_i} = l_0 \cdot \omega.$$

При делении этого уравнения на $1 + L^2 \cdot B^2$ и учитывая, что $l_0 / (1 + L^2 \cdot B^2) = l$ есть среднее время жизни теплового нейтрона в ограниченном реакторе, получается:

$$(1 - \beta) \cdot \frac{k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}}{1 + L^2 \cdot B^2} - 1 + \frac{k \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}}{1 + L^2 \cdot B^2} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{\lambda_i \cdot \beta_i}{\omega + \lambda_i} = l \cdot \omega.$$

Вводя величину $k_{эфф}$, можно записать:

$$(1 - \beta) \cdot k_{эфф} - 1 + k_{эфф} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{\lambda_i \cdot \beta_i}{\omega + \lambda_i} = l \cdot \omega. \quad (5.19)$$

Так как по определению $\beta = \sum_i \beta_i$ и $k_{эфф} - 1 = k_{изб}$, согласно (5.8), уравнение (5.19) может быть записано в следующем виде:

$$k_{изб} + k_{эфф} \cdot \sum_{i=1}^m \left(\frac{\lambda_i \cdot \beta_i}{\omega + \lambda_i} - \beta_i \right) = l \cdot \omega$$

или

$$k_{изб} = l \cdot \omega + k_{эфф} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{\omega \cdot \beta_i}{\omega + \lambda_i}. \quad (5.20)$$

Теперь удобно записать формулу в виде (видно, что реактивность это мера отклонения реактора от критичности):

$$\rho = \frac{k_{изб}}{k_{эфф}} = \frac{k_{эфф} - 1}{k_{эфф}}. \quad (5.21)$$

При разделении уравнения (5.20) на $k_{эфф}$, получится:

$$\rho = \frac{k_{изб}}{k_{эфф}} = \frac{l \cdot \omega}{k_{эфф}} + \sum_{i=1}^m \frac{\omega \cdot \beta_i}{\omega + \lambda_i}. \quad (5.22)$$

Из формулы (5.21) следует, что $k_{эфф} = 1/(1 - \rho)$. При подстановке этого выражения в формулу (5.22), получится следующее удобное для проведения расчетов соотношение:

$$\rho = \frac{l \cdot \omega}{l \cdot \omega + 1} + \frac{1}{l \cdot \omega + 1} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{\omega \cdot \beta_i}{\omega + \lambda_i}. \quad (5.23)$$

Соотношение (5.23) представляет собой характеристическое уравнение, связывающее параметр ω с ядерными свойствами материалов, из которых сделана активная зона. Легко видеть, что (5.23) есть алгебраическое уравнение $(m+1)$ -ой степени относительно ω . Поэтому при заданной величине реактивности ρ , вообще говоря, существует $(m+1)$ значений параметра ω . Общий характер уравнения (5.23) можно уяснить, изобразив графически реактивность ρ , как функцию ω , см. рисунок № 5.1 [7].

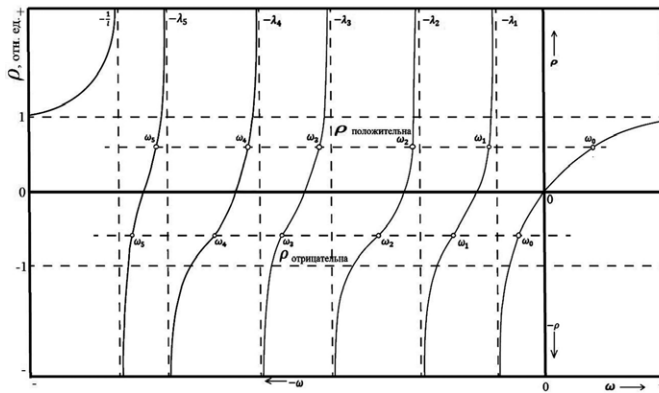


Рис. № 5.1. Общий ход зависимости ρ от ω

График на рисунке № 5.1 дает качественную картину зависимости ρ от ω при $m = 5$, что соответствует пяти группам запаздывающих нейтронов. Из графика видно, что имеется шесть полюсов при значениях ω , равных $-\lambda_1, -\lambda_2, -\lambda_3, -\lambda_4, -\lambda_5$ и $-1/l$. Следует заметить, что для расчета реакторов требуется только часть этого графика. Действительно, как видно из соотношения (5.21), требуется область $[\rho] < 1$. Область, заключенная между $\rho = 1$ и $\rho = -1$ выделена на рисунке № 5.1 горизонтальными пунктирными линиями.

Из приведенного графика видно, что при любом положительном значении величины ρ существует $m+1$ корней уравнения (5.23), из которых m отрицательны и один положителен. При этом каждый из отрицательных корней есть величина того же порядка, что и соответствующая λ_i , то есть, постоянная распада предшественника запаздывающих нейтронов i -ой группы. Отсюда следует, что нейтронный поток в точке l может быть представлен, как функция времени линейной комбинации $m + 1$ решений вида (5.16). Таким образом, получается:

$$\Phi(r, t) = A_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0} + A_1 \cdot e^{t \cdot \omega_1} + \dots + A_i \cdot e^{t \cdot \omega_i} + \dots + A_m \cdot e^{t \cdot \omega_m}, \quad (5.24)$$

где: $\omega_0, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m$ представляют собой $m+1$ корней уравнения (5.23), причем ω_0 положительно, а $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m$ приближенно можно считать равными соответственно $-\lambda_1, -\lambda_2, \dots, -\lambda_m$. Коэффициенты A_0, A_1 и т.д., как будет видно из дальнейшего, определяются начальными условиями.

Поскольку все члены правой части уравнения (5.24), кроме первого, содержат экспоненты с отрицательным показателем, очевидно, что после малого скачкообразного увеличения реактивности величина этих членов с течением времени быстро падает, приближаясь к нулю. Вклад, вносимый этими членами в величину Φ , быстро убывает. По истечении короткого промежутка времени порядка $1/\lambda_i$ (где λ_i – наименьшая постоянная распада, соответствующая группе с наибольшим временем жизни запаздывающих нейтронов) в выражении для нейтронного потока (5.24) будет играть роль только первый член, т. е.:

$$\Phi = A_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0}.$$

В этом случае, очевидно $A_0 = \Phi_0$, т. е. потоку нейтронов при $t=0$, поэтому:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0}.$$

Как указывалось ранее, величина ω_0 имеет размерность обратного времени. Положив $\omega_0 = 1/T$, получится окончательно:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{t/T}. \quad (5.25)$$

Из определения периода реактора как времени, в течение которого нейтронный поток увеличивается в e раз, вытекает, что величина T может трактоваться как период реактора после исчезновения членов, содержащих экспоненты с отрицательными показателями. Поэтому величина T , определяемая:

$$T = \frac{1}{\omega_0}, \quad (5.26)$$

получила название установившегося периода реактора. Соответственно величины $1/\omega_1, 1/\omega_2$ и т.д. называются иногда переходными периодами. Несмотря на то, что эти величины отрицательны и не могут быть истолкованы как периоды реактора в том смысле, как величина $1/\omega_0$, они представляют собой обратные значения параметра ω , который удовлетворяет характеристическому уравнению рассматриваемой задачи. Зависимость величины ω_0 (или $1/T$) от положительной реактивности, соответствующая уравнению (5.23), изображена графически на рисунке № 5.2 в предположении, что время жизни тепловых нейтронов l равно соответственно $10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ с. Из рисунка № 5.2 видно, что когда ρ мало (меньше 0.005), кривые почти сливаются. Это означает, что при заданной реактивности установившийся период реактора фактически не зависит от величины l времени жизни нейтрона. В случае же большой реактивности при уменьшении времени жизни нейтрона величина ω_0 растет, а период падает. Ниже будет дана физическая интерпретация полученных результатов.

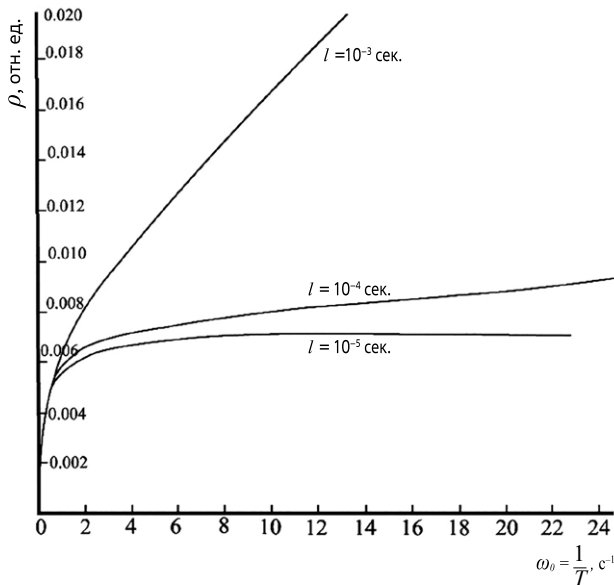


Рис. № 5.2. Зависимость реактивности от обратного периода и времени жизни тепловых нейтронов

5.6. ФОРМУЛА «ОБРАТНЫХ ЧАСОВ»

При замене в формуле (5.22) величины ω на $1/T$, получится связь между реактивностью и периодом реактора:

$$\rho = \frac{l}{T \cdot k_{эфф}} + \sum_{i=1}^m \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i \cdot T}. \quad (5.27)$$

Величину реактивности иногда выражают в «обратных часах». «Обратный час» определяется, как реактивность реактора, имеющего установившийся период, равный одному часу, то есть 3600 с. Таким образом, для получения реактивности, равной одному «обратному часу», следует подставить в формулу (5.27) $T = 3600$ с, поскольку величины λ_i выражены в обратных секундах. Формула для расчета реактивности реактора в «обратных часах» (ρ_{ih}) получается в результате деления выражения (5.27) на величину одного «обратного часа»:

$$\rho_{ih} = \frac{\frac{l}{T \cdot k_{эфф}} + \sum_{i=1}^m \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i \cdot T}}{\frac{l}{3600 \cdot k_{эфф}} + \sum_{i=1}^m \frac{\beta_i}{1 + 3600 \cdot \lambda_i}}. \quad (5.28)$$

Это выражение известно, как формула «обратных часов». Такое же наименование приписывается (5.22), (5.23) и (5.27) ввиду идентичности их с выражением (5.28). Действительно, все эти формулы выражают одну и ту же величину – реактивность, соответствующую определенному значению периода реактора.

5.7. ОДНА ГРУППА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Некоторое представление об относительной значимости установившегося и переходных членов уравнения (5.24) можно получить, рассматривая простой случай, когда имеется только одна группа запаздывающих нейтронов, характеризуемая постоянной распада λ . Величину λ можно определить, как средневзвешенное значение по всем реальным группам запаздывающих нейтронов, и уравнение (5.22) принимает вид [7]:

$$\rho = \frac{l \cdot \omega}{k_{эфф}} + \frac{\beta \cdot \omega}{\omega + \lambda}, \quad (5.29)$$

т. е. превращается в квадратное уравнение относительно параметра ω . Для упрощения дальнейших преобразований можно предположить, что величины $k_{эфф}$ и ρ весьма малы, так что можно приближенно считать $k_{эфф} = 1$. Последнее допущение не повлияет на общие выводы, вытекающие из приводимого ниже анализа. При подстановке в уравнение (5.29) $k_{эфф} = 1$ получается:

$$\rho \approx l \cdot \omega + \frac{\beta \cdot \omega}{\omega + \lambda}, \quad (5.30)$$

или

$$l \cdot \omega^2 + (\beta - \rho + l \cdot \lambda) \cdot \omega - \lambda \cdot \rho = 0.$$

Решения уравнения (5.30) имеют вид:

$$\omega = \frac{1}{2 \cdot l} \left[-(\beta - \rho + l \cdot \lambda) \pm \sqrt{(\beta - \rho + l \cdot \lambda)^2 + 4 \cdot l \cdot \lambda \cdot \rho} \right] = \frac{-(\beta - \rho + l \cdot \lambda)}{2 \cdot l} \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4 \cdot l \cdot \lambda \cdot \rho}{(\beta - \rho + l \cdot \lambda)^2}} \right].$$

При условии $(\beta - \rho + l \cdot \lambda)^2 \gg |2 \cdot l \cdot \lambda \cdot \rho|$ можно считать, что:

$$\omega \approx -\frac{(\beta - \rho + l \cdot \lambda)}{2 \cdot l} \left\{ 1 \pm \left[1 + \frac{2 \cdot l \cdot \lambda \cdot \rho}{(\beta - \rho + l \cdot \lambda)^2} \right] \right\}$$

или

$$\omega_0 \approx \frac{\lambda \cdot \rho}{\beta - \rho + l \cdot \lambda}, \omega_1 \approx -\left(\frac{\beta - \rho + l \cdot \lambda}{l} \right),$$

где в случае ω_1 вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь по сравнению с единицей.

В реакторе на тепловых нейтронах величина l обычно не превышает 10^{-3} с, а среднее значение λ для запаздывающих нейтронов составляет примерно 0.08 с^{-1} ; в предположении, что реактивность $\rho = 0.0025$, тогда величина $2 \cdot l \cdot \lambda \cdot \rho = 0.4 \cdot 10^{-6}$. Учитывая, что $t = 0$, легко получить $(\beta - \rho + l \cdot \lambda)^2 = 26 \cdot 10^{-6}$, т. е. значительно больше $0.4 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, для случая $\rho < 0.0025$ условие $(\beta - \rho + l \cdot \lambda)^2 \gg [2 \cdot l \cdot \lambda \cdot \rho]$ выполняется достаточно точно. Необходимо отметить, что ввиду малости произведения $l \cdot \lambda \approx 8 \cdot 10^{-5}$ по сравнению с разностью $\beta - \rho$, в то время, если $\beta - \rho > 5 \cdot 10^{-3}$, можно пренебречь величиной $l \cdot \lambda$ по сравнению с $\beta - \rho$, что дает возможность записать решения уравнения (5.30) в следующем виде:

$$\omega_0 \approx \frac{\lambda \cdot \rho}{\beta - \rho}, \quad \omega_1 \approx -\left(\frac{\beta - \rho}{l}\right). \quad (5.31)$$

На практике обычно представляет интерес случай, когда $\beta - \rho > 0$, т. е. $\beta > \rho$. Легко видеть, что это условие соответствует сделанному выше предположению о малости величины ρ . Таким образом, при $\beta - \rho > 0$ и при условии, что ρ положительно, величина ω_0 будет положительным решением уравнения (5.30), а ω_1 будет отрицательно.

Формула, описывающая изменение нейтронного потока со временем, имеет вид:

$$\Phi = A_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0} + A_1 \cdot e^{t \cdot \omega_1}. \quad (5.32)$$

Концентрация предшественника запаздывающих нейтронов в соответствии с (5.17) выражается соотношением:

$$C = B_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0} + B_1 \cdot e^{t \cdot \omega_1}. \quad (5.33)$$

На первый взгляд может показаться, что формулы (5.32) и (5.33) содержат четыре произвольные постоянные, однако легко убедиться в том, что только две постоянные независимы. В самом деле, величины Φ и C связаны соотношением (5.13), которое для случая одной группы запаздывающих нейтронов сводится к уравнению:

$$\frac{\partial C}{\partial t} \approx -\lambda \cdot C + \frac{k}{p} \cdot \beta \cdot \Sigma_a \cdot \Phi. \quad (5.34)$$

При подстановке в это уравнение выражений (5.32) и (5.33), получится:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\lambda \cdot (B_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0} + B_1 \cdot e^{t \cdot \omega_1}) + \frac{k}{p} \cdot \beta \cdot \Sigma_a \cdot (A_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0} + A_1 \cdot e^{t \cdot \omega_1}).$$

С другой стороны, дифференцируя (5.33), получится:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = B_0 \cdot \omega_0 \cdot e^{t \cdot \omega_0} + B_1 \cdot \omega_1 \cdot e^{t \cdot \omega_1}.$$

Сравнивая в полученных выражениях коэффициенты при $e^{t \cdot \omega_0}$ и $e^{t \cdot \omega_1}$, можно прийти к соотношениям:

$$B_0 = \frac{k}{p} \cdot \frac{\beta \cdot \Sigma_a}{\omega_0 + \lambda} \cdot A_0, \quad B_1 = \frac{k}{p} \cdot \frac{\beta \cdot \Sigma_a}{\omega_1 + \lambda} \cdot A_1.$$

Для исключения параметров ω_0 и ω_1 следует воспользоваться формулами (5.31). Пренебрегая, как и выше, величиной $\lambda \cdot l$ по сравнению с $(\beta - \rho)$, получится окончательно:

$$B_0 = \frac{k}{p} \cdot \frac{(\beta - \rho) \cdot \Sigma_a}{\lambda} \cdot A_0, \quad B_1 = \frac{k}{p} \cdot \frac{l \cdot \beta \cdot \Sigma_a}{\beta - \rho} \cdot A_1. \quad (5.35)$$

Как видно из формулы (5.35), связь между соответствующими постоянными A и B выражается посредством величин, определяющихся свойствами активной зоны данного реактора, поэтому остается определить только две произвольные постоянные. Для этой цели требуются два начальных условия. Во-первых, вспоминая сделанное ранее предположение о стационарном реакторе в момент $t = 0$ и пользуясь соотношением (5.35), легко получить:

$$\Phi(t=0) = \Phi_0 = A_0 + A_1. \quad (5.36)$$

Во-вторых, учитывая, что при условии стационарной работы реактора концентрация предшественников не должна меняться со временем, требуется, чтобы производная $\partial C/\partial t$ обращалась в нуль при $t=0$. Принимая во внимание (5.34), получится:

$$0 = -\lambda \cdot C_0 + \frac{k}{p} \cdot \beta \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_0,$$

Или

$$C_0 = \frac{k}{p} \cdot \frac{\beta}{\lambda} \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_0. \quad (5.37)$$

Далее, из формулы (5.33) следует, что при $t=0$:

$$C(t=0) = C_0 = B_0 + B_1. \quad (5.38)$$

Пользуясь соотношениями (5.37) и (5.35), необходимо ввести в формулу (5.38) соответствующее выражение для C_0 , B_0 , B_1 . В результате получится:

$$\frac{B}{\lambda} \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_0 = \frac{(\beta - \rho) \cdot \Sigma_a}{\lambda} \cdot A_0 - \frac{l \cdot \beta \cdot \Sigma_a}{\beta - \rho} \cdot A_1.$$

При замене в соответствии с (5.36) A_1 на $\Phi_0 - A_0$ и при сокращении на Σ_a , после несложных преобразований получится:

$$A_0 = \frac{\frac{\beta}{\lambda} + \frac{l \cdot \beta}{\beta - \rho}}{\frac{\beta - \rho}{\lambda} + \frac{l \cdot \beta}{\beta - \rho}} \cdot \Phi_0 \approx \frac{\beta}{\beta - \rho} \cdot \Phi_0 \quad (5.39)$$

При получении последней формулы можно пренебречь величиной $l \cdot \beta / (\beta - \rho)$, имеющей порядок 10^{-3} , по сравнению с первыми слагаемыми числителя и знаменателя, составляющим примерно 10^{-1} .

Из (5.39) и (5.36) следует, что:

$$A_1 \approx -\frac{\rho}{\beta - \rho} \cdot \Phi_0. \quad (5.40)$$

Подставляя этот результат совместно с формулами (5.31) в равенство (5.32), получится окончательное выражение для нейтронного потока в данной точке, как функция времени, при наличии одной группы запаздывающих нейтронов и при малой реактивности:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \left[\frac{\beta}{\beta - \rho} \cdot e^{\lambda \cdot p \cdot t / (\beta - \rho)} - \frac{\rho}{\beta - \rho} \cdot e^{-(\beta - \rho) \cdot t / l} \right]. \quad (5.41)$$

Интересно отметить, что поскольку в условиях применимости формулы (5.41) величина $(\beta - \rho)$ положительна, второй член в квадратных скобках имеет отрицательный коэффициент, если реактивность ρ положительна. Таким образом, нейтронный поток представляется разностью двух членов, из которых один с течением времени растет, а другой уменьшается.

Для иллюстрации полученной закономерности можно рассмотреть конкретный пример. Пусть, $l = 10^{-3}$ с, и $\rho = 0.0025$. Пусть, кроме того, $\lambda = 0.08$ с⁻¹ и $\beta = 0.0075$. Тогда, как было уже показано ранее, условия применимости рассматриваемого приближения удовлетворяются. При подстановке численных значений в уравнение (5.41) получится:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot (1.5 \cdot e^{0.04t} - 0.5 \cdot e^{-5t}).$$

Оба члена последней формулы и разность между ними изображены графически на рисунке № 5.3. Теперь следует обратить внимание на ряд интересных обстоятельств. Прежде всего видно, что второй (переходный) член почти полностью затухает в течение 1с; вклад, вносимый им в величину полного потока, к исходу первой секунды составляет около 0.2 %. Вторым член становится пренебрежимо малым за время порядка, $5/|\omega_1|$, то есть, $5l/(\beta - \rho)$. В течение всего последующего времени нейтронный поток, по существу, равен первому члену уравнения (5.41). При этом:

$$\Phi \approx \Phi_0 \cdot \frac{\beta}{\beta - \rho} \cdot e^{\lambda \cdot p \cdot t / (\beta - \rho)},$$

и, следовательно, установившийся период реактора выражается формулой:

$$T \approx \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot p}. \quad (5.42)$$

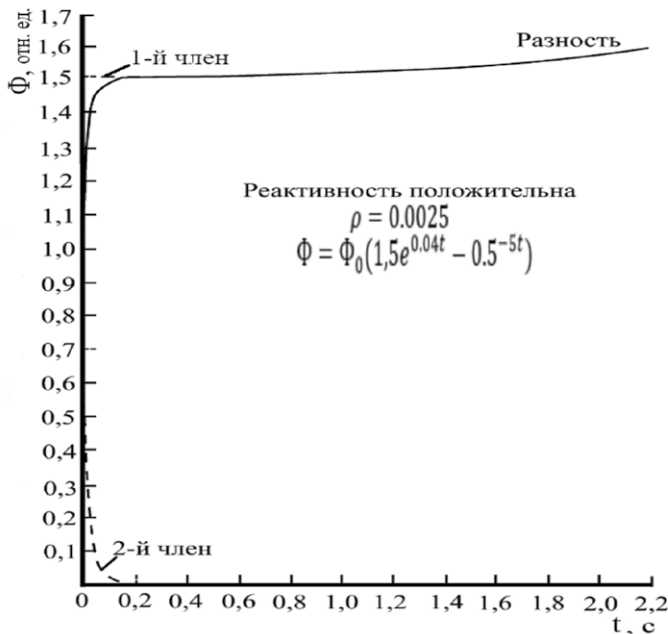


Рис. № 5.3. Изменение нейтронного потока со временем при положительной реактивности

Для рассмотренного выше примера эта формула дает период, равный 25 с. Полученный результат следует сравнить с периодом 0.4 с, вычисленным для реактивности 0.0025 в предположении, что все нейтроны являются мгновенными. В случае очень малых реактивностей можно пренебречь величиной ρ по сравнению с β . При этом формула (5.42) принимает вид:

$$T \approx \frac{\beta}{\lambda \cdot \rho}. \quad (5.43)$$

Можно заметить, что, как видно из рисунка № 5.3, немедленно после скачкообразного изменения коэффициента размножения (т. е. при значениях времени, весьма близких к $t=0$) происходит быстрое нарастание нейтронного потока. При этом скорость увеличения потока почти такая же, как и в случае, когда все нейтроны являются мгновенными. Однако по истечении некоторого небольшого промежутка времени начинает действовать эффект запаздывающих нейтронов и поток возрастает более медленно. Ранее это рассмотрено в главе № 4. Первоначальный наклон графика $\Phi(t)$ можно получить, если продифференцировать (5.32) по времени и затем положить $t = 0$. Таким образом:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t}(\text{при } t = 0) = A_0 \cdot \omega_0 + A_1 \cdot \omega_1.$$

При подстановке сюда значения A_0 , A_1 , ω_0 и ω_1 в соответствии с формулами (5.31), (5.39) и (5.40), получится:

$$\frac{1}{\Phi_0} \cdot \frac{\partial \Phi_0}{\partial t} = \frac{\lambda \cdot \rho \cdot \beta}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{l}. \quad (5.44)$$

Из формулы (5.25) следует, что:

$$\frac{1}{\Phi} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{1}{T},$$

и, следовательно, можно рассматривать левую часть уравнения (5.44) как величину, обратную установившемуся периоду реактора при $t=0$. Обозначая указанный период через T_0 , можно прийти к соотношению:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{\lambda \cdot \rho \cdot \beta}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{l} \quad (5.45)$$

При сравнительно небольших значениях параметра ρ оказывается возможным пренебречь первым членом в правой части уравнения (5.45). Так, для рассмотренного выше примера член уравнения составляет всего 0.06, в то время как второй член равен 2.5. При меньших значениях величины ρ относительное различие еще больше. Следовательно, формула (5.45) может быть записана в виде:

$$T_0 \approx \frac{l}{\rho} \approx \frac{l}{k_{изб}}. \quad (5.46)$$

Этот результат вытекает из определения ρ , как отношения $k_{изб}/k_{эфф}$, и соответствует предположению о близости величины $k_{эфф}$ к единице. Легко видеть, что полученное выражение совпадает с формулой (5.12), выведенной для случая, когда все образующиеся при делении нейтроны являются мгновенными. Таким образом, при малых реактивностях наличие запаздывающих нейтронов почти не влияет на начальную скорость увеличения

потока (рис. № 5.2). Полученный результат можно физически истолковать следующим образом. Количество запаздывающих нейтронов, вносящих свой вклад в цепную реакцию в некоторый фиксированный момент времени, пропорционально нейтронному потоку, который был в реакторе до данного момента, т. е. несколько раньше. Количество же предшественников, возникающих в результате актов деления (иными словами, количество запаздывающих нейтронов, которые остаются еще некоторое время в связанном состоянии) в каждый данный момент времени пропорционально величине нейтронного потока, соответствующей данному моменту. Если время, прошедшее после изменения параметра размножения, мало и если (что особенно важно) мала реактивность, величина нейтронного потока изменяется незначительно. При этом количество запаздывающих нейтронов, принимающих участие в цепной реакции, не может быть значительно меньшим по сравнению с числом запаздывающих нейтронов, находящихся в связанном состоянии в осколках деления. Таким образом, в течение весьма короткого промежутка времени реактор ведет себя так, как будто все освобождающиеся в процессе деления нейтроны являются мгновенными, и поток возрастает с периодом, равным примерно $l/k_{изб}$. Однако по мере возрастания нейтронного потока количество запаздывающих нейтронов, включающихся в цепную реакцию, уменьшается по сравнению с количеством запаздывающих нейтронов, возникающих в связанном состоянии. В конечном свете скорость нарастания нейтронного потока определяется установившимся периодом, выраженным по формуле (5.42) или, при малом ρ , по формуле (5.43).

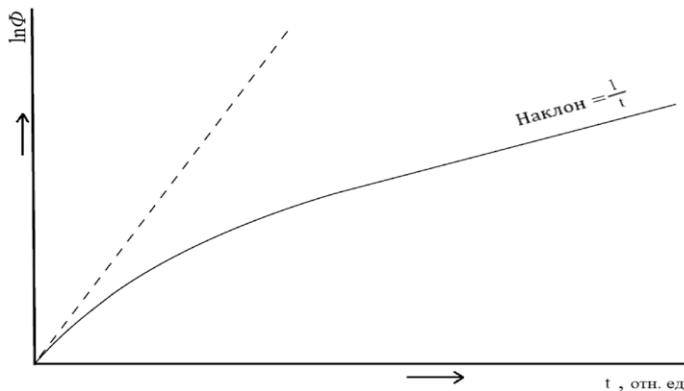


Рис. № 5.4. Влияние запаздывающих нейтронов на скорость возрастания потока со временем

Полученные выше результаты можно сделать более наглядными, если изобразить графически зависимость $\ln\Phi$ от времени, как это сделано на рисунке № 5.4. Действительное изменение $\ln\Phi$ показано сплошной линией. Пунктирная линия соответствует случаю, когда все возникающие при делении нейтроны являются мгновенными. По мере того, как время возрастает, сплошная линия постепенно переходит в прямую с наклоном, равным обратной величине установившегося периода реактора.

5.8. МАЛЫЕ РЕАКТИВНОСТИ

Теперь можно вернуться к общей задаче, связанной с учетом всех m групп запаздывающих нейтронов. Можно рассмотреть два предельных случая, при которых оказывается возможным получить простые выражения для установившегося периода, проявляющегося после затухания переходных членов. Прежде всего можно рассмотреть случай, когда величины $k_{эф}$ и ρ малы. Очевидно (см. рис. № 5.1), что при этом величина ω_0 также будет малой. Следовательно, при вычислении суммы в выражении (5.22) величиной ω_0 в знаменателях можно пренебречь по сравнению с λ_i . Таким образом, уравнение для ρ принимает вид [7]:

$$\rho \approx \frac{l \cdot \omega_0}{k_{эф}} + \omega_0 \cdot \sum_{i=1}^m \frac{\beta_i}{\lambda_i}$$

или, поскольку $\omega_0 = 1/T$,

$$\rho \approx \frac{l}{k_{эф} \cdot T} + \frac{1}{T} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{\beta_i}{\lambda_i}$$

При решении последнего уравнение относительно T получается:

$$T \approx \frac{1}{\rho} \cdot \left[\frac{l}{k_{эф}} + \sum_{i=1}^m \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right] \approx \frac{1}{\rho} \cdot \left[\frac{l}{k_{эф}} + \sum_{i=1}^m \beta_i \cdot t_i \right], \quad (5.47)$$

где, как и выше, t_i — средние времена жизни предшественников запаздывающих нейтронов или средние времена распада для запаздывающих нейтронов. Для реакторов, работающих на тепловых нейтронах, l по порядку величины не больше 10^{-3} с и, поскольку $k_{эф}$ близко к единице, первый член в квадратной скобке есть величина порядка меньше 10^{-3} с. С другой стороны, второй член, представляющий средневзвешенное значение времени запаздывания, равен, примерно, 0.1 с. Это дает возможность пренебречь величиной $l/k_{эф}$ и записать формулу (5.47) в виде:

$$T \approx \frac{1}{\rho} \cdot \sum_{i=1}^m \beta_i \cdot t_i. \quad (5.48)$$

Интересно заметить, что при определении постоянной распада для одной (усредненной) группы запаздывающих нейтронов в виде отношения $\beta/\sum \beta_i \cdot t_i$, выражения (5.43) и (5.48), полученные для случая очень малых реактивностей, полностью совпадают.

При выводе формул (5.47) и (5.48) предполагалась малость величины ω_0 по сравнению со всеми значениями λ_i , а следовательно, и по сравнению с наименьшей из этих величин. Эквивалентное утверждение состоит в том, что величина T , равная $1/\omega_0$, должна превышать наибольшее из всех значений t_i . Наибольшее значение времени жизни группы запаздывающих нейтронов t_i составляет около 80 с. В качестве довольно грубой оценки можно считать, что формула (5.47) применима при значениях T , примерно больших 250 с. При подстановке этой величины в (5.48) и, вспоминая, что $\beta/\sum \beta_i \cdot t_i \approx 0.1$, получится следующее условие применимости приближения:

$$\rho < \frac{0.1}{250} = 0.0004.$$

Иными словами, при очень малых реактивностях (около 0.0004 или меньше) можно пользоваться для расчетов формулой (5.47). Поскольку для данного состава активной зоны $\beta/\sum\beta_i \cdot t_i$ есть величина постоянная, из (5.48) следует, что при сделанных допущениях период реактора T обратно пропорционален реактивности. Следовательно, при заданной (малой) величине реактивности и при выбранном ядерном топливе период любого реактора на тепловых нейтронах будет один и тот же независимо от времени жизни нейтрона l . Это свидетельствует о целесообразности введенного нами ранее понятия реактивности. При малых значениях реактивности величина $k_{эфф}$ близка к единице и ρ мало отличается от $k_{изб}$. При этом, как видно из (5.48), период реактора можно считать равным средневзвешенному времени запаздывания, деленному на $k_{изб}$. Физически это означает, что когда реактивность мала, скорость нарастания нейтронного потока определяется, по существу, временем запаздывания и не зависит от значительно более короткого времени жизни нейтрона.

5.9. БОЛЬШИЕ РЕАКТИВНОСТИ

Необходимо рассмотреть теперь второй предельный случай; пусть реактивность велика (справа на рис. № 5.1) и по сравнению с ω_0 величинами λ_i можно пренебречь. Тогда уравнение (5.22) принимает вид [7]:

$$\rho \approx \frac{l \cdot \omega_0}{k_{эфф}} + \sum_{i=1}^m \beta_i \approx \frac{l}{T \cdot k_{эфф}} + \beta. \quad (5.49)$$

Таким образом, величина установившегося периода определяется в данном случае соотношением:

$$T \approx \frac{l}{k_{эфф}} \cdot \frac{1}{\rho - \beta}. \quad (5.50)$$

Из последнего выражения следует, что оно справедливо только в том случае, если величина ρ велика и положительна. Действительно, оно имеет смысл только при условии, что $\rho > \beta$, в противном случае период T был бы отрицательным. Пренебрегая в (5.50) величиной β по сравнению с ρ , получается:

$$T \approx \frac{l}{k_{эфф} \cdot \rho} = \frac{l}{k_{изб}}. \quad (5.51)$$

Следовательно, если реактивность больше β (т. е. больше 0.007), период реактора становится очень малым, приближаясь к величине, соответствующей случаю отсутствия запаздывающих нейтронов (формула 5.12). В этом случае, можно сказать, что реактор «опережает» запаздывающие нейтроны. Влияние запаздывающих нейтронов исключается потому, что при $\rho > \beta$ эффективный коэффициент размножения превысил бы единицу даже при отсутствии запаздывающих нейтронов. Таким образом, нейтронный поток быстро увеличивается вследствие вклада, вносимого одними мгновенными нейтронами, и реактор фактически ведет себя так, как будто запаздывающие нейтроны отсутствуют, а реактивность равна $\rho - \beta$. Действительное время жизни нейтрона определяет теперь скорость возрастания потока и, следовательно, период реактора, в согласии с равенствами (5.50) или (5.51).

Состояние реактора, при котором он становится критическим на одних мгновенных нейтронах, иногда называют мгновенной критичностью. Требуемое условие мгновенной критичности может быть получено из уравнения (5.14). После исключения члена, соответствующего источникам запаздывающих нейтронов, это уравнение преобразуется к виду:

$$(1 - \beta) \cdot k_{эфф} - 1 = \frac{l}{\Phi} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

В реакторе, находящемся в критическом состоянии, поток не должен изменяться со временем, так что производная $\partial \Phi / \partial t = 0$. Следовательно, условие мгновенной критичности есть:

$$(1 - \beta) \cdot k_{эфф} - 1 = 0,$$

или:

$$k_{эфф} = \frac{1}{(1 - \beta)}. \quad (5.52)$$

Тогда из определения реактивности в (5.21) следует, что при мгновенной критичности:

$$\rho = \beta,$$

то есть, реактивность равна доле запаздывающих нейтронов. Таким образом, реактор на тепловых нейтронах, в котором делящимся материалом является уран-235, достигает мгновенной критичности при величине реактивности, равной 0.007. Эффективный коэффициент размножения такого реактора в соответствии с (5.52) весьма близок к 1.007 (то есть, к величине $(1 + \beta)$). Если $k_{эфф}$ превысит эту величину, нейтронный поток начнет с огромной скоростью нарастать и реактор вскоре выйдет из-под контроля. При значении эффективного коэффициента размножения, меньшем 1.007, управление реактором становится возможным благодаря эффекту запаздывающих нейтронов, хотя период реактора уменьшается по мере того, как ρ приближается к β , т. е. к величине 0.007.

5.10 ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ РЕАКТИВНОСТИ

До сих пор рассматривались системы, когда реактивность обуславливалась увеличением коэффициента размножения системы. Однако уравнение (5.10), полученное для мгновенных нейтронов, и уравнение (5.22), учитывающее эффект запаздывающих нейтронов, так же, как и формулы, выведенные из этих уравнений как следствия [например, (5.41) и (5.48)], справедливы, как для положительных, так и для отрицательных значений реактивности. Иными словами, они могут быть использованы для случая, когда эффективный коэффициент размножения претерпевает скачкообразное уменьшение. Случай, когда все рождающиеся в процессе деления нейтроны являются мгновенными, не требует специального рассмотрения. Однако выяснение роли запаздывающих нейтронов заслуживает внимания. Как видно из рисунка № 5.1, в общем случае, при отрицательном значении реактивности все $m + 1$ решений уравнения (5.22) отрицательны. Зависимость нейтронного потока от времени выражается при этом суммой $m + 1$ членов, каждый из которых имеет в экспоненте отрицательный показатель и убывает по мере того, как время растёт. Несмотря на то,

что первый член, соответствующий наименьшему по абсолютной величине корню (отрицательному) ω_0 , убывает медленнее остальных и, в конце концов, определяет установившейся период, он не играет здесь такой существенной роли, как в случае положительной реактивности.

Для того, чтобы яснее представить себе эффект запаздывающих нейтронов, можно рассмотреть одну группу запаздывающих нейтронов, характеризующуюся средним значением постоянной распада. Уравнение (5.41) применимо почти для любых отрицательных значений ρ . При этом точность тем выше, чем больше ρ по абсолютной величине. Последнее вытекает из допущений, сделанных при выводе уравнения (5.21). Предполагается теперь, что реактивность скачкообразно уменьшилась на 0.0025, то есть, $\rho = -0.0025$. При подстановке в (5.41) тех же значений l и λ , что и выше, получается:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot (0.75 \cdot e^{-0.02 \cdot t} + 0.25 \cdot e^{-10 \cdot t}).$$

Необходимо отметить, что в полученном уравнении у обоих членов коэффициенты положительны, а экспоненты имеют отрицательные показатели. Однако, как видно из рисунка № 5.5, второй член весьма быстро затухает. После исчезновения этого члена установившийся период реактора при $\rho = -0.0025$ составляет $-1/0.02$, то есть, -50 с, что сравнимо с величиной 25 с для положительного ρ , равного 0.0025. Если бы все освобождающиеся при делении нейтроны были мгновенными, период реактора равнялся бы соответственно -0.4 и 0.4 с. Таким образом, наличие запаздывающих нейтронов не только уменьшает скорость возрастания потока при положительном значении реактивности, но уменьшает также (и даже в большей степени) скорость уменьшения потока при отрицательной реактивности (рис. № 5.5 и 5.6) [7]. Поэтому оказывается невозможным уменьшать нейтронный поток в реакторе быстрее, чем это разрешено наибольшим (по абсолютной величине) отрицательным периодом запаздывающих нейтронов.

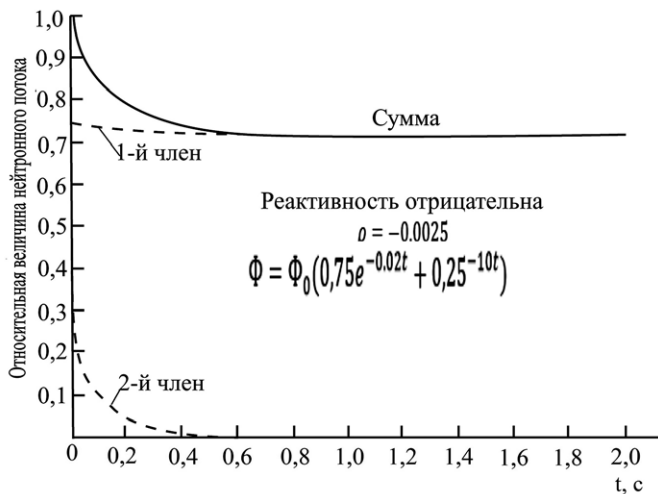


Рис. № 5.5. Изменение нейтронного потока со временем при отрицательной реактивности

Уравнение (5.46) (полученное независимо от знака реактивности) показывает, что сразу же после скачкообразного уменьшения эффективного коэффициента размножения в реакторе, работавшем ранее в стационарном режиме, нейтронный поток убывает со скоростью, соответствующей наличию одних мгновенных нейтронов. Однако по истечении некоторого короткого промежутка времени начинает действовать эффект запаздывающих нейтронов, приводящий к значительному снижению скорости убывания потока.

Проведенный выше анализ основывался на рассмотрении одной группы запаздывающих нейтронов. В общем случае, т. е. при наличии m запаздывающих групп, как видно из рисунка № 5.1, при большом отрицательном значении ρ величина ω_0 , соответствующая установившемуся периоду реактора, близка к $-\lambda_1$, где λ_1 – наименьшая постоянная распада предшественников запаздывающих нейтронов. Установившийся период, равный $1/\omega_0$, будет при этом равен $1/\lambda_1$, т. е. (-60 с). Следовательно, если реактор внезапно останавливается в результате введения большой отрицательной реактивности, поток начинает быстро спадать. Однако это продолжается в течение весьма короткого промежутка времени. После исчезновения неустановившихся членов поток будет убывать экспоненциально с периодом (-60 с). Наряду с эффектом вторичных нейтронов этот период определяет после того, как закончится переходной режим, скорость разгрузки реактора.

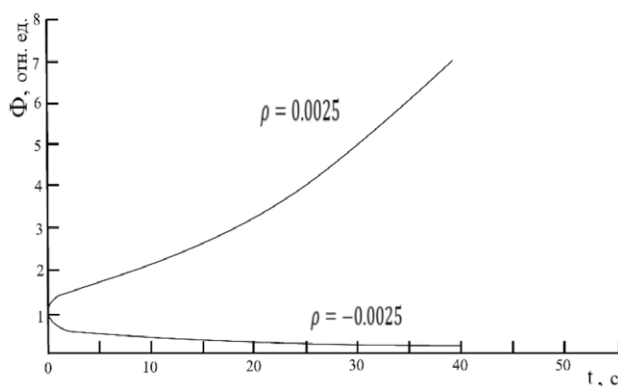


Рис. № 5.6. Сравнение положительной и отрицательной реактивностей
(зависимость плотности потока нейтронов от времени)

6. ТЕПЛОГИДРАВЛИКА ВВЭР-1200

6.1. ОСНОВНЫЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВВЭР-1200

Энергия деления ядер преобразуется в тепловую различными путями. Около 90 % тепла в реакторе образуется за счет кинетической энергии осколков деления и β -частиц. Тепловыделение пропорционально числу делений в единице объема за единицу времени, которое в реакторе на тепловых нейтронах равно $\Sigma_f \cdot \Phi$ (Σ_f – макроскопическое сечение деления ядерного топлива; Φ – плотность потока тепловых нейтронов в ядерном топливе). Если концентрация ядерного топлива в активной зоне постоянна, то плотность тепловыделения пропорциональна плотности потока Φ . Остальные 10 % энергии деления выделяются в активной зоне, отражателе и биологической защите при поглощении γ -квантов и замедлении быстрых нейтронов.

Тепловыделение, как и плотность потока нейтронов, неравномерно в активной зоне. Максимальное значение плотности тепловыделения, как правило, в центре реактора, а минимальное – вблизи его границы.

Коэффициенты неравномерности тепловыделения и плотности потока нейтронов совпадают между собой. При больших коэффициентах неравномерности распределения энерговыделения по ТВС k_q (пункт № 8.7) тепловая нагрузка ТВС очень неравномерна: небольшое число центральных ТВС имеет максимальную нагрузку, а остальные ТВС работают с меньшим k_q .

Чтобы выровнять тепловыделение по радиусу активной зоны, повышают удельную скорость деления по мере приближения к периферии активной зоны. Это достигается за счет увеличения обогащения ^{235}U в периферийных ТВС и /или за счет уменьшения концентрации выгорающего поглотителя. Увеличение количества выгорающего поглотителя в твэле может скомпенсировать обогащение ядерного топлива.

При радиальном выравнивании тепловыделения активную зону разбивают на несколько концентрических зон (орбит симметрии, рис. № 10.17). В каждой зоне помещаются ТВС, содержание ^{235}U в которых одинаковое, содержание ^{235}U увеличивается (как правило) по мере удаления зоны от центральной оси реактора.

В зависимости от уровня мощности теплоотдача от твэлов к воде может осуществляться различным образом [1, 5]:

1. Если температура поверхности твэлов ниже температуры кипения теплоносителя при данном давлении, то имеет место конвективный теплообмен с однофазной жидкостью.
2. Если температура поверхности твэлов выше температуры кипения теплоносителя при данном давлении, то вода в пристеночном слое перегревается и при наличии центров парообразования закипает, то есть возникает поверхностное кипение. Режим кипения при относительно малых тепловых потоках пузырьковый. Образовавшиеся пузырьки пара отрываются и уносятся с поверхности твэлов потоком теплоносителя. При попадании пузырьков пара в слой недогретой до кипения воды они конденсируются с отдачей тепла.

Появление пузырькового кипения недогретой жидкости вызывает сильную турбулизацию потока теплоносителя, что также приводит к увеличению теплоотдачи от поверхности твэлов.

3. При дальнейшем увеличении теплового потока количество образующихся пузырьков пара и, следовательно, площадь поверхности твэлов, занятая паровой фазой, увеличивается. Если температура теплоносителя становится выше температуры кипения при данном давлении, то поверхностное кипение воды переходит в объемное, при котором пузырьки пара не конденсируются в объеме жидкости.

4. При определенном сочетании значений теплового потока, расхода охлаждающей среды и ее массового паросодержания пузырьковый режим кипения переходит в пленочный, при котором паровая фаза занимает всю площадь поверхности твэлов. Механизм теплоотдачи при этом резко меняется: на поверхности твэлов появляется сплошная паровая пленка с большим термическим сопротивлением. Конвективный теплообмен практически прекращается и количество отводимого от твэлов тепла ограничивается теплопроводностью через паровую пленку. Температура твэлов при этом резко возрастает, что может привести к расплавлению оболочки и топлива. Очевидно, что при эксплуатации реакторов такой режим, называемый кризисом теплообмена, должен быть исключен соответствующим ограничением мощности реактора и мощности отдельных ТВС.

Интенсивность теплообмена между поверхностью твэлов и теплоносителем определяется коэффициентом теплоотдачи α . Он равен количеству тепла, переданного через единичную поверхность за единицу времени, если разность температур поверхности и теплоносителя равна 1 градусу. Плотность теплового потока равна [1, 5]:

$$q = \alpha \cdot (t_{\text{ст}} - t), \quad (6.1)$$

где: q – плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{м}^2$;

$t_{\text{ст}}$ – температура поверхности твэла, $^{\circ}\text{C}$;

t – температура теплоносителя, $^{\circ}\text{C}$;

α – коэффициент теплоотдачи от поверхности твэла к воде, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$ [для ВВЭР значение α находится в пределах $3.3 \div 3.5 \cdot 10^4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$].

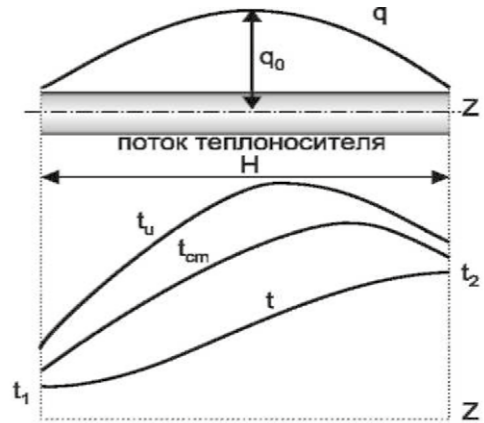
Плотность теплового потока в современных энергетических реакторах достигает нескольких тысяч киловатт на 1 м^2 . Коэффициент теплоотдачи α пропорционален $\sim \nu^{0.8}$ (ν – скорость теплоносителя). Поэтому при постоянном значении q температура $t_{\text{ст}}$ уменьшается с увеличением скорости ν . Верхний предел скорости жидких теплоносителей ограничивается эрозией (размыванием) поверхности защитной оболочки и вибрационной устойчивостью твэлов. Поток жидкости, текущей с большой скоростью, смывает с защитной оболочки микроскопические кусочки металла. Длительный унос частиц металла с поверхности может привести к разрушению защитной оболочки. Максимальные скорости жидких теплоносителей с приемлемой эрозией металлической поверхности не превышают 10 м/с . В реакторах с газовым теплоносителем для получения высоких коэффициентов теплоотдачи газ прокачивается через активную зону со скоростью до 60 м/с . Максимальную скорость газа выбирают с таким расчетом, чтобы были приемлемы и коэффициент теплоотдачи и расход мощности на прокачку газа.

Температурный напор $\Delta t = t_{cm} - t$ в некипящих реакторах ограничивается или пленочным кипением, или химической нестойкостью конструкционных материалов твэлов. Пленочное кипение может возникнуть при невысоких температурах в ВВЭР и ВГР. Максимальная температура жидких металлов в реакторах значительно ниже температуры кипения. В этом случае ограничителем температурного напора является химическая нестойкость конструкционных материалов.

Температура теплоносителя $t(z)$ монотонно увеличивается от температуры входа t_1 до температуры выхода t_2 . Подогрев теплоносителя $\Delta = t_2 - t_1$ в реакторе, работающем на определенной мощности, зависит от расхода теплоносителя Q . Чем выше расход Q , тем меньше подогрев теплоносителя.

На рисунке № 6.1 приведено изменение плотности теплового потока q и температур теплоносителя t , оболочки t_{ct} и ядерного топлива t_u на оси твэла по высоте реактора.

Рис. № 6.1. Изменение плотности теплового потока q и температур теплоносителя t , оболочки t_{cm} и ядерного топлива t_u на оси твэла по высоте реактора (направление потока слева направо)



Температура поверхности оболочки твэла:

$$t_{ct}(z) = t(z) + q(z) / \alpha. \quad (6.2)$$

Количество тепла, выделяющегося в топливе, пропорционально потоку нейтронов. Распределение потока нейтронов зависит от состава активной зоны, ее формы. Для реакторов ВВЭР активная зона реактора имеет простую форму цилиндра. Для активной зоны однородного состава и цилиндрической формы с эффективным радиусом R_0 и эффективной высотой H_0 в отсутствии отражателя плотность потока нейтронов описывается зависимостью:

$$\Phi(r, z) = \Phi_0 \cdot J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_0}\right) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_0} \quad (6.3)$$

Как уже было сказано, распределение энерговыделения по объему реактора пропорционально потоку нейтронов. Поэтому для энерговыделения в активной зоне цилиндрической формы можно записать:

$$q(r, z) = q_0 \cdot J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_0}\right) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_0}, \quad (6.4)$$

где: $J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_0}\right)$ – функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка.

Функция Бесселя показывает изменение плотности нейтронного потока по радиусу активной зоны $-r$. Спад плотности нейтронного потока (энерговыведения) к периферии активной зоны связан с утечкой нейтронов. Плотность теплового потока $q(z)$ в аксиальном направлении в реакторе без торцевых отражателей, так же как и плотность потока нейтронов, изменяется по закону косинуса. Если начало координат поместить в центре активной зоны, то:

$$q(z) = q_0 \cdot \cos \frac{\pi}{H_0} \cdot z, \quad (6.5)$$

где: q_0 – плотность теплового потока в центре активной зоны.

Коэффициент теплоотдачи α мало меняется по длине канала, если теплоноситель остается в одном агрегатном состоянии. Поэтому температура стенки оболочки твэла $t_{ст}(z)$ зависит от изменения двух величин: $t(z)$ и $q(z)$. Первая из этих функций монотонно возрастает с увеличением z , вторая (при $z > H/2$) – монотонно убывает. Вследствие такого изменения величин $t(z)$ и $q(z)$ температура стенки $t_{ст}(z)$ принимает максимальное значение на участке канала от $z = H/2$ до $z = H$. Наличие максимума объясняется тем, что температура теплоносителя на выходном участке почти постоянна, в то время как плотность теплового потока на этом участке резко падает.

Допустимая температура стенки ограничивается коррозионной стойкостью защитной оболочки в теплоносителе, ее механической прочностью и возможностью пленочного кипения.

Температура топлива в твэле изменяется в радиальном направлении и достигает максимума $t(z)$ на оси стержневого твэла. Различие температур $t_U(z)$ и $t_{ст}(z)$ связано с плотностью теплового потока $q(z)$, радиусом твэла R и коэффициентом теплопроводности ядерного топлива $\lambda_{ят}$ уравнением:

$$t_U(z) = t_{ст}(z) + q(z) \cdot \frac{R}{\lambda_{ят}}. \quad (6.6)$$

Так как коэффициент теплопроводности $\lambda_{ят}$ мало зависит от температуры, то на изменение температуры $t_U(z)$ вдоль оси при постоянном значении R влияют две величины: $t_{ст}(z)$ и $q(z)$. Температура стенки сначала повышается, достигает максимума, затем падает. Плотность теплового потока $q(z)$ является (при $z > H/2$) монотонно убывающей функцией от z . Поэтому максимум температуры на оси стержневого твэла (см. рис. № 6.1) лежит ближе к центру канала, чем максимум температуры стенки. Максимальная температура ядерного топлива, а вместе с ней и удельная мощность, ограничиваются температурой плавления и распуханием.

Коэффициент теплоотдачи при конвективном теплообмене с однофазной жидкостью рассчитывается по критериальному соотношению Михеева [1]:

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \cdot (Pr/Pr_{см})^{0.25} \cdot \varepsilon, \quad (6.7)$$

где: $Nu = \alpha \cdot D / \lambda$ – критерий Нуссельта;

$Re = w \cdot D / \nu$ – критерий Рейнольдса;

$Pr = \nu / a$ – критерий Прандтля;

Pr / Pr_{cm} – поправка на разницу теплофизических свойств воды по сечению потока (значение Pr_{cm} вычисляется при температуре воды, равной температуре поверхности твэлов);

α – коэффициент теплоотдачи от поверхности твэла к воде, $Bt / (m^2 \cdot ^\circ C)$;

ε – поправка на начальный участок кассеты ($\varepsilon = 1$ при $l / D_e > 50$);

$D = D_e \cdot \chi$ – эффективный диаметр пучка твэлов, м;

$D_e = 4 \cdot S / P$ – эквивалентный (гидравлический) диаметр пучка твэлов, м;

χ – коэффициент заполнения пучка твэлов;

$$\chi = \frac{2 \cdot f}{(1 - f)^2} \cdot \left[\frac{f}{2} - \frac{3}{2} - \frac{\ln f}{1 - f} \right], \quad (6.8)$$

где: $f = S_{твэл} / S$;

S – полное поперечное сечение пучка, m^2 ;

$S_{твэл}$ – полное поперечное сечение твэлов в пучке, m^2 ;

P – полный периметр всех твэлов в поперечном сечении пучка, м;

λ – теплопроводность воды, $Bt / cm \cdot ^\circ C$;

ν – кинематическая вязкость воды, m^2 / c ;

w – скорость воды в пучке твэлов, м/с;

a – коэффициент температуропроводности воды, m^2 / c .

При возникновении на поверхности твэлов пузырькового кипения воды теплообмен значительно улучшается. В этом случае целесообразно определять не коэффициент теплоотдачи, а температурный напор между поверхностью твэла и водой. Зависимость между Δt и q приобретает вид:

$$\Delta t = A(P) \cdot q^n, \quad (6.9)$$

где: $n = 0.3 \div 0.4$;

$A(P)$ – параметр, зависящий от давления воды.

На рисунке № 6.2 приведен вид реактора ВВЭР-1200. В конструкцию реактора ВВЭР-1200 заложены многие решения, которые являются общими для реакторов всех трех поколений. Для корпуса реактора применяется высокопрочная низколегированная сталь, что обеспечивает его минимальные габариты и массу и, следовательно, возможность транспортировки по железным дорогам. Для повышения сроков эксплуатации корпус реактора изготавливается из цельнокованых обечаек без продольных сварных швов. Входные и выходные патрубки для подсоединения главных циркуляционных трубопроводов теплоносителя, а также другие коммуникации располагаются выше верха активной зоны не менее, чем на 1 м. Этим обеспечивается повышенная прочность, так как исключаются места дополнительного концентрирования напряжения металла, и надежная сохранность активной зоны в аварийных ситуациях, связанных с возможным разуплотнением первого контура. Топливные кассеты располагаются в выемной корзине с толстостенной опорной решеткой, служащей для крепления и правильного размещения в плане их нижней части. Сверху кассеты прижимаются устройствами с опорными решетками, в которых имеются дистанционирующие элементы, определяющие правильное положение головок кассет. При перекачке теплоноси-

теля по петлям первого контура ВВЭР-1200 используются центробежные циркуляционные насосные агрегаты производительностью $\approx 22600 \text{ м}^3/\text{ч}$ с уплотнением вала, обладающие повышенной механической энергией благодаря установке маховика. Средний расход (при работе четырех ГЦНА) через ТВС: $536 \pm 20 \text{ м}^3/\text{ч}$ [10]. Это обеспечивает надежное охлаждение активной зоны в нормальных, переходных и аварийных режимах. Главные циркуляционные трубопроводы, имеющие внутренний диаметр 850 мм, выполнены из низколегированной углеродистой стали, плакированной нержавеющей сталью. Теплоноситель принудительно поступает в реактор через четыре входных патрубка корпуса, проходит по кольцевому зазору между корпусом и шахтой внутрикорпусной, через перфорированное эллиптическое днище и опорные трубы шахты входит в ТВС. Из ТВС через перфорированную нижнюю плиту БЗТ теплоноситель выходит в межтрубное пространство БЗТ, в кольцевой зазор между шахтой и корпусом и через четыре выходных патрубка корпуса выходит из реактора. Расход теплоносителя в 1-ом контуре, создаваемый главными циркуляционными насосными агрегатами (ГЦНА), зависит от гидравлического сопротивления контура. Полное гидравлическое сопротивление контура складывается из сопротивлений отдельных участков (активная зона, трубопроводы, парогенераторы и др.), которые характеризуются коэффициентами гидравлического сопротивления (КГС). Часть от общего расхода теплоносителя через реактор в виде составляющих байпасного расхода (протечек) используется для охлаждения внутрикорпусных устройств реактора и поглощающих элементов органов регулирования. В таблице № 6.1. приведен перечень и значения составляющих байпасного расхода (в процентах от общего расхода), которые не учитываются в анализе охлаждения [10, 11].

В проекте реактора не предусматривается профилированное дросселирование потоков теплоносителя на входе в ТВС. Неравномерность распределения расхода теплоносителя на входе в ТВС, обусловленная гидродинамикой в сборной камере реактора под активной зоной, при работе на четырех и частичном количестве петель подробно исследована на моделях реактора, на головных и серийных энергоблоках с реактором ВВЭР-1000. По результатам измерений [11] неравномерность расходов через кассеты не превышает:

13 % при работе на четырех петлях;

15 % при работе на трех петлях;

19 % при работе на двух петлях (смежных и противоположных).

Таблица № 6.1

Составляющие байпасного расхода теплоносителя в реакторе для ВВЭР-1200

НАИМЕНОВАНИЕ УЧАСТКА БАЙПАСА	ВЕЛИЧИНА ПРОТЕЧЕК, % от общего расхода
<i>Разделитель потока между камерами входных и выходных патрубков, G1</i>	0.1
<i>Каналы в выгородке активной зоны, зазор между выгородкой и шахтой, G2</i>	1.0
<i>Направляющие каналы, каналы под СВРД в ТВС, G3</i>	1.0
<i>Зазор между гранями выгородки и периферийными ТВС, G4</i>	1.2
<i>Общие протечки</i>	3.3

Расход (по датчикам на входе) через периферийные *ТВС* выше, чем через центральные *ТВС*, примерно на 20 % [11]. В ходе исследований в стендовых условиях на сборке из семи бесчехловых штатных кассет [11] показано, что при пониженном расходе на входе одной из кассет до 30 % происходит быстрое выравнивание расходов и скоростей теплоносителя по сечению семикассетной сборки на начальном участке пучка твэлов, длина которого не превышает 0.5 м. Выполненные на основе результатов этих исследований оценки показывают, что отклонение эквивалентного (усредненного по высоте) расхода через кассету от среднего значения расхода в кассетах не превышает 3 %. Указанная величина отклонения эквивалентного расхода по кассете из-за влияния входных условий учитывается непосредственно в теплогидравлическом расчете. Надежное охлаждение активной зоны в режимах нормальной эксплуатации (*НЭ*) с учетом превышения мощности и отклонения параметров теплоносителя в проектных пределах считается обеспеченным при условии отсутствия кризиса теплоотдачи на максимально напряженном твэле. Для подтверждения отсутствия кризиса теплоотдачи с доверительной вероятностью не менее 95 % необходимо, чтобы величина коэффициента запаса до кризиса теплоотдачи превышала 1.0. В режимах *НЭ* с учетом превышения мощности и отклонения параметров теплоносителя температура топлива T_T должна быть ниже температуры плавления топлива $T_{пл}$ с учетом влияния выгорания:

$$T_T < T_{пл} / K_{зап},$$

где: $T_{пл} = 2840 - 0.56 \cdot Vu$;

Vu – глубина выгорания, $МВт \cdot сум / кгU$;

$K_{зап}$ – проектный коэффициент запаса, установленный для обеспечения консервативности расчетных подходов; $K_{зап} = 1.1$ для твэлов, $K_{зап} = 1.3$ для твэгов.

Температура наружной поверхности оболочки твэла должна быть не более допустимой для материала оболочки температуры: +355 °С. При этом максимальное массовое паросодержание на выходе тепловыделяющей сборки не превышает 10.6 % [12]. Основная доля мощности генерируется в топливных таблетках твэлов, а небольшая часть (около 3 %) – в оболочках твэлов и окружающем замедлителе.

В теплогидравлических расчетах консервативно принимается, что вся мощность генерируется в топливных таблетках твэлов. Средний тепловой поток (линейный тепловой поток) с твэла определяется делением суммарной мощности активной зоны на общую поверхность теплообмена (длину твэлов) в горячем состоянии. На рисунке № 6.3 приведено распределение энтальпии по высоте *ТВС* [13].

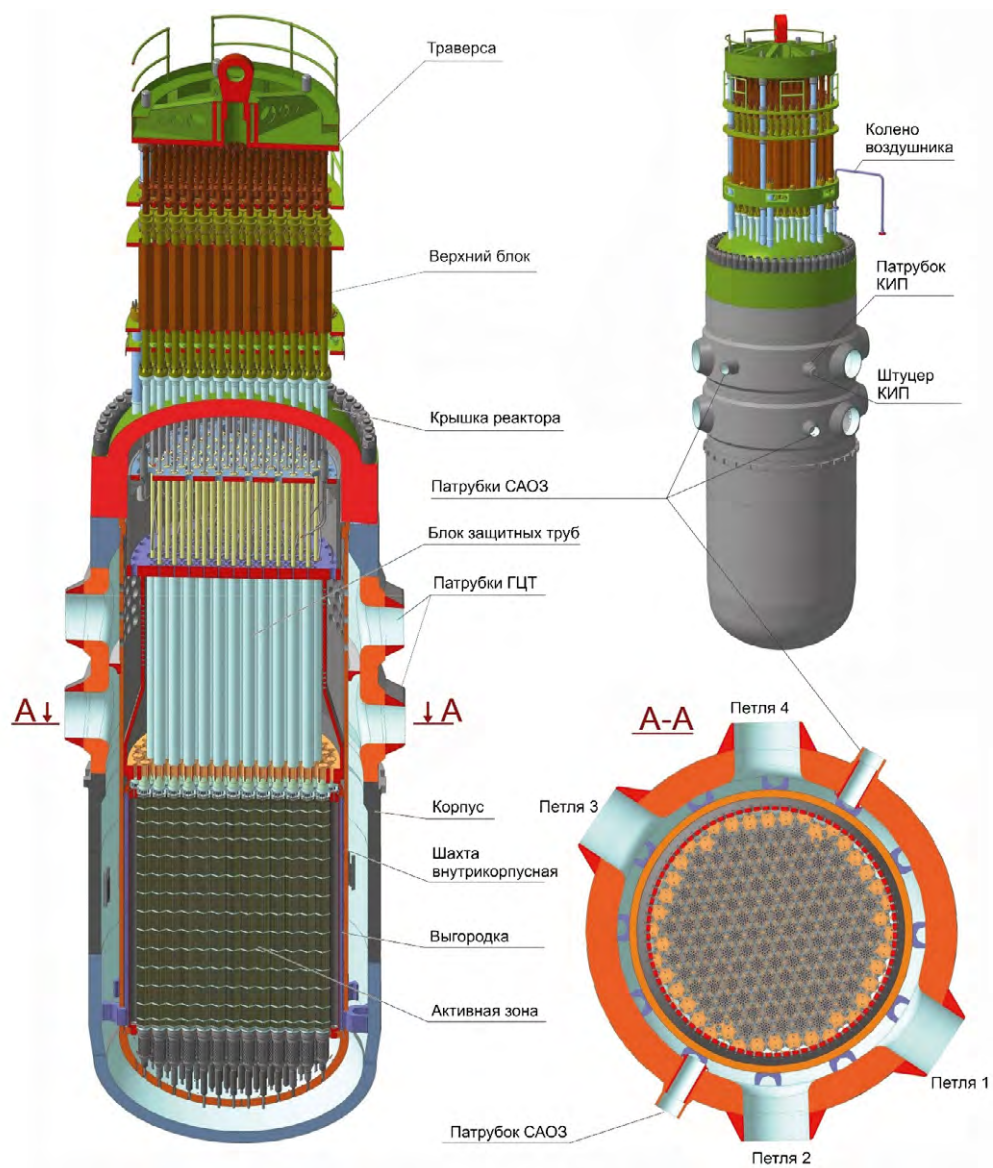
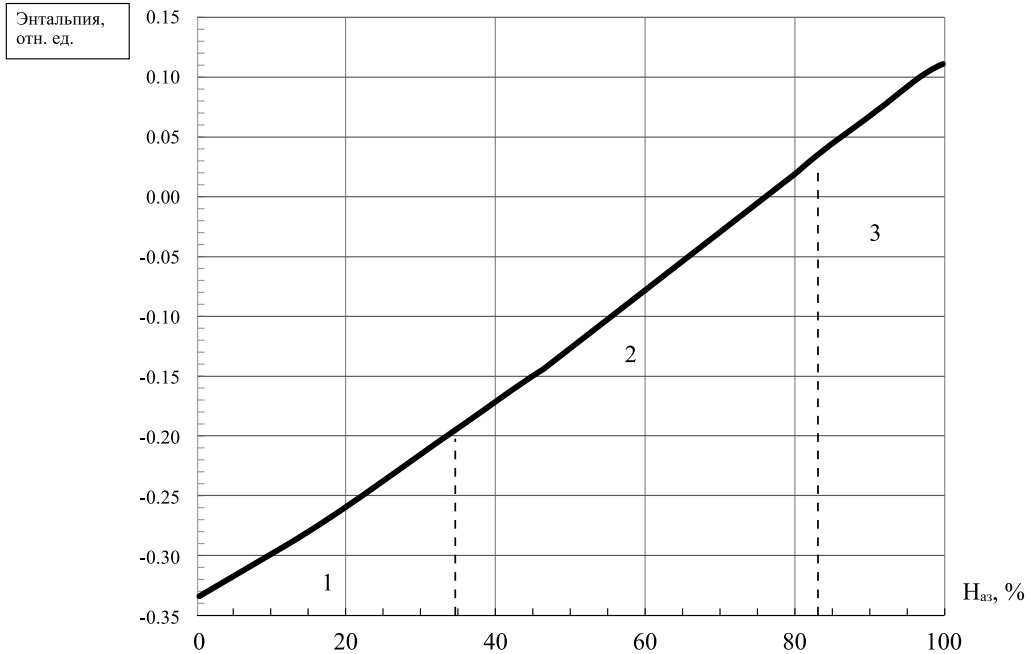


Рис. № 6.2. Вид реактора ВВЭР-1200



- 1 – область недогретого теплоносителя;
 2 – переходная область от поверхностного к объемному кипению;
 3 – область объемного кипения

Рис. № 6.3. Распределение относительной энтальпии по высоте ТВС

Зависимость перепада давления на участке трубопровода от расхода теплоносителя называется гидравлической характеристикой. Для однофазного потока:

$$\Delta P_i = \xi_i \cdot Q^2 \cdot \rho / (2 \cdot g \cdot S_i^2), \quad (6.10)$$

где: ΔP_i – перепад давления на i -ом участке, кгс/см^2 ;

ξ_i – коэффициент гидравлического сопротивления i -го участка, приведенный к расходу воды на этом участке;

Q – объемный расход теплоносителя, $\text{м}^3/\text{см}$;

g – ускорение свободного падения, м/с^2 ;

ρ – плотность теплоносителя, кг/м^3 ;

S_i – площадь проходного сечения i -го участка 1-го контура, .

В стационарных условиях работы ВВЭР поток теплоносителя в трубопроводах ГЦТ практически всегда однофазный. Появление в теплоносителе паровой фазы возможно только в случаях аварийного уменьшения расхода.

Объем 1-го контура (без КД) составляет 317 м^3 . Основные геометрические характеристики оборудования первого контура приведены в таблице № 6.2.

Таблица № 6.2

Геометрические характеристики оборудования первого контура ВВЭР-1200 [10]

НАИМЕНОВАНИЕ ОБОРУДОВАНИЯ И ЭЛЕМЕНТОВ	ОБЪЕМ, м ³	ДЛИНА ТРАКТА (высота), м	ДИАМЕТР (ширина), м	МИНИМАЛЬНОЕ ПРОХОДНОЕ СЕЧЕНИЕ, м ²
Реактор, в том числе:	110	–	–	–
входной патрубок	0.4	0.63	0.85	0.567
кольцевой опускной канал	20.0	7.08	(0.263)	2.15
нижняя камера смещения	12.4	1.76	–	1.7 ¹⁾
активная зона	14.8	3.73 ²⁾	–	4.14
верхняя камера смещения	59.6	6.87	–	3.5
выходной патрубок	0.4	0.63	0.85	0.567
Горячая нитка петли	5.7	10.1	0.85	0.567
Холодная нитка петли	15.1 (без ГЦНА)	26.6 (без ГЦНА)	0.85	0.567
Парогенератор, в том числе:	18.4	–	–	–
входной коллектор	2.2	4.9	0.834	0.546
трубчатка	14.0	11.14 (средняя)	0.013 (внутренний)	1.457 (суммарное)
выходной коллектор	2.2	4.9	0.834	0.546
Компенсатор давления, в том числе:				
корпус	79 (55 – вода)	(11.2)	3.00	7.06
дыхательный трубопровод	2.1	22.3	0.346	0.094
¹⁾ Перфорация днища шахты внутрикорпусной.				
²⁾ В холодном состоянии; в рабочем состоянии 3.75 м.				

Активная зона может быть представлена в виде системы параллельных каналов (*ТВС*), имеющих общий вход и выход теплоносителя и находящихся под одинаковым перепадом давления. Мощности отдельных *ТВС* различаются распределением энерговыделения по активной зоне. По этой причине *ТВС* активной зоны имеют различную температуру воды на выходе и различное гидравлическое сопротивление. Определяя гидравлические характеристики *ТВС*, необходимо учитывать, что при снижении расхода теплоносителя до определенного значения поток становится двухфазным. В этом случае гидравлические характеристики рассчитываются по другим, более сложным, чем формула (6.10), зависимостям.

Гидравлическая характеристика активной зоны реактора без мощности выражается зависимостью:

$$\Delta P_{a.z} = \frac{(Q_p \cdot k_{np})^2 \cdot \rho \cdot \xi_{эф}}{2 \cdot g \cdot (m \cdot S)^2}, \quad (6.11)$$

где: $\Delta P_{a.з}$ – перепад давления на активной зоне;

Q_p – объемный расход теплоносителя через реактор, $\text{м}^3/\text{с}$;

$k_{np} = 0.967$ – коэффициент расхода теплоносителя с учетом протечек (3.3 %);

m – число ТВС в активной зоне;

$\xi_{эфф}$ – эффективный коэффициент гидравлического сопротивления активной зоны;

ρ – плотность теплоносителя, $\text{кг}/\text{м}^3$;

g – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$;

S – площадь проходного сечения одной ТВС, м^2 .

На рисунке № 6.7 приведена конструкция ГЦНА.

Для определения гидравлической характеристики активной зоны реактора на номинальной мощности используются характеристики тепловыделяющих сборок. При известном распределении энерговыделения по ТВС и заданном перепаде давления на активной зоне расход теплоносителя через нее:

$$G_p \cdot k_{np} = \sum_{j=1}^{m=163} g_j = \sum_k \sum_i n_i \cdot g_i, \quad (6.12)$$

где: n_i – число ТВС с мощностью q_i ;

g_i – массовый расход воды через ТВС с мощностью q_i при заданном перепаде давления $\Delta P_{a.з}$;

$k_{np} = 0.967$;

G_p – массовый расход воды через реактор;

k – число орбит с разной мощностью.

Полное гидравлическое сопротивление первого контура складывается из сопротивлений отдельных участков. Потеря давления в 1-ом контуре представляется в виде:

$$\Delta P_1 = (\xi_{\Pi i} \cdot Q_{\Pi i}^2 + \xi_P^{\Pi P} \cdot Q_p^2) \cdot \rho / (2 \cdot g \cdot S_{TP}^2), \quad (6.13)$$

где: $\xi_{\Pi i}$ – приведенный к скорости в трубопроводе коэффициент гидравлического сопротивления i -й петли, включая вход в реактор и выход из него;

$\xi_P^{\Pi P}$ – приведенный к скорости в трубопроводе коэффициент гидравлического сопротивления реактора, включая активную зону;

S_{TP} – площадь проходного сечения трубопровода, м^2 ;

$Q_{\Pi i}$ – объемный расход теплоносителя в i -й петле, $\text{м}^3/\text{с}$;

Q_p – объемный расход теплоносителя через реактор, $\text{м}^3/\text{с}$;

ρ – плотность теплоносителя, $\text{кг}/\text{м}^3$;

g – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$.

Измеренный перепад давления для i -го ГЦН пересчитывается на проектные параметры:

$$\Delta P_{ГЦН_i}^{расч} = (\Delta P_{ГЦН_i}^{изм} + \delta P) \cdot \left(\frac{f_{ном}}{f_{изм}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\rho_{ном}}{\rho_{изм i}} \right) \cdot \left(\frac{n_{ном} \cdot U^2}{n_{ном} \cdot U_{ном}^2 + n_c \cdot (U^2 - U_{ном}^2)} \right)^2, \quad (6.14)$$

где: $\Delta P_{ГЦН_i}^{расч}$ – перепад давления на ГЦНА, приведенный к проектным условиям, $\text{кгс}/\text{см}^2$;

$\Delta P_{ГЦН_i}^{изм}$ – измеренный перепад давления на ГЦНА, $\text{кгс}/\text{см}^2$;

$f_{ном}$ – номинальная частота в электросети (50 Гц);

$f_{изм}$ – текущее значение частоты при измерениях, Гц;
 $\rho_{ном}$ – плотность теплоносителя (при 300 °С), кг/м³;
 $\rho_{изм}$ – плотность теплоносителя в холодных нитках петель, кг/м³;
 $U_{ном}$ – номинальное напряжение питания ГЦНА (6000 В);
 U – текущее значение напряжения, В;
 $n_{ном}$ – номинальная частота вращения ротора ГЦНА (16.6 Гц);
 n_c – синхронная частота вращения ротора ГЦНА (16.7 Гц);
 δP – поправка, учитывающая отличие перепадов давления ГЦНА на петле РУ и на заводском стенде, где снимается напорная характеристика ГЦНА (для ВВЭР-1200 поправкой можно пренебречь), кгс/см².

В таблице № 6.3 приведены основные гидравлические характеристики РУ ВВЭР-1200.

По величине $\Delta P_{ГЦН,i}^{расч}$ и напорной характеристике ГЦНА определяется величина объемного расхода теплоносителя по i -ой петле $G_{nem i}^{расч}$, которая затем пересчитывается на текущую частоту в электросети для получения фактического расхода при условиях измерения (величина объемного расхода не зависит от температуры теплоносителя):

$$G_{nem i}^{изм} = G_{nem i}^{расч} \cdot \left(\frac{f_{изм}}{f_{ном}} \right) \quad (6.15)$$

Объемный расход теплоносителя определяется по паспортным напорным характеристикам ГЦНА, содержащимся в паспортах на выемные части ГЦНА, установленные на блоке АЭС. Расчет производится на основе коэффициентов аппроксимации напорных характеристик по формуле:

$$Q_i = \frac{1}{1000} \cdot \left[A \cdot \frac{F}{F_{ном}} + B \cdot \left(\frac{F_{ном}}{F} \right)^1 \cdot H_i + C \cdot \left(\frac{F_{ном}}{F} \right)^3 \cdot H_i^2 \right] \quad (6.16)$$

где: Q_i – объемный расход теплоносителя по i -ой петле, 1000 м³/час;

A, B, C – коэффициенты напорных характеристик ГЦНА;

F – частота питания ГЦНА, Гц;

$F_{ном}$ – номинальная частота питания ГЦНА 50.0 Гц;

H_i – напор ГЦНА, м.

Напор ГЦНА рассчитывается следующим образом:

$$H_i = \frac{\Delta P_{гцн,i}^{изм} \cdot 10000}{g \cdot \rho_i} \quad (6.17)$$

где: $\Delta P_{гцн,i}^{изм}$ – измеренный перепад давления на ГЦНА, кгс/см²;

g – ускорение свободного падения.

Таблица № 6.3
Основные гидравлические характеристики РУ ВВЭР-1200 [10]

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ВЕЛИЧИНА
1. Расход теплоносителя в нитке при работе 4-х ГЦНА, м³/ч	+1200 22600 -1300
2. Суммарный расход теплоносителя через реактор при работающих 4-х ГЦНА, м³/ч	+2600 90400 -3700
3. Суммарный расход теплоносителя через реактор при работающих 3-х ГЦНА, м³/ч	+2300 68400 -3100
4. Суммарный расход теплоносителя через реактор при работающих 2-х ГЦНА, м³/ч	+1700 43000 -2200
5. Суммарный расход теплоносителя через реактор при работающем одном ГЦНА, м³/ч	28100÷30100
6. Перепад давления на реакторе при работе 4-х ГЦНА, кгс/см²	4.21±0.063
7. Перепад давления на ПГ при работе 4-х ГЦНА, кгс/см²	1.5±0.3
8. Перепад давления на ГЦНА, кгс/см²: – при работе 4-х ГЦНА – при работе 3-х ГЦНА – при работе 2-х ГЦНА	6.27±0.5 5.11±0.5 4.2±0.4



Таблица № 6.4
Значения параметров нормальной эксплуатации блока с ВВЭР-1200 для стационарных режимов работы
в зависимости от количества работающих ГЦНА [10]

ПАРАМЕТРЫ	КОЛИЧЕСТВО РАБОТАЮЩИХ ГЦНА		
	4 ГЦНА	3 ГЦНА	2 ГЦНА
1. Максимально допустимая тепловая мощность реактора (с учетом точности определения и точности поддержания системой регулирования), МВт/ Nном %	3200+64 100+2	2144+64 67+2	1280+64 40+2
2 Расход теплоносителя в петле с работающим ГЦНА, м3/ч	+1200 22600 – 1300	+1000 26000 – 1000	+1000 28200 – 1000
3. Расход теплоносителя в петле с неработающим ГЦНА, м3/ч	–	10300±300	6600±300
4. Расход теплоносителя через реактор, м3/ч	+2600 90400 – 3700	+2300 68400 – 3100	+1700 43000 – 2200
5. Давление в первом контуре на выходе из активной зоны реактора (абсолютное), МПа	16.2±0,3		
6. Температура теплоносителя на входе в реактор, °С не более	300.0	298.0	296.0
7. Температура теплоносителя в горячей нитке петли с работающим ГЦНА, °С	331.5	324.5	317.0
8. Температура теплоносителя в горячей нитке петли с не работающим ГЦНА, °С	–	286.7	286.0
9. Перепад давления на реакторе без входных и выходных патрубков, МПа	0.421±0.063	0.234±0.042	0.097±0.016
10. Перепад давления на парогенераторе, МПа	0.150±0.030	0.198±0.035	0.232±0.037
11. Перепад давления на ГЦНА, МПа	0.627±0.050	0.511±0.050	0.420±0.040
12. Давление пара на выходе из парового коллектора ПГ (абсолютное), МПа	7.00 +0.1 – 0.1	–	–
13. Давление пара на выходе из парового коллектора ПГ на петле с работающим ГЦНА (абсолютное), МПа	–	7.00±0.1	7.00±0.1

Продолжение таблица № 6.4

ПАРАМЕТРЫ	КОЛИЧЕСТВО РАБОТАЮЩИХ ГЦНА		
	4 ГЦНА	3 ГЦНА	2 ГЦНА
14. Давление пара на выходе из парового коллектора парогенератора на петле с не-работавшим ГЦНА (абсолютное), МПа	–	6.8±0.1	6.8±0.1
15. Температура питательной воды ПГ, °С • режим с ПВД • режим без ПВД	• ≤228.5 (при 4-х рабо- тающих ГЦН) • не менее 160	не менее 160	не менее 160
16. Паропроизводительность работающего ПГ, т/ч (при температуре питательной воды 225±5 °С)	1602 ⁺¹¹² (для N=100 %N _{НОМ})		
17. Влажность пара на выходе из парогенератора, %	≤0.2		
18. Подогрев теплоносителя в реакторе, не более, °С	31	24	20.5
19. Подогрев теплоносителя в петле, не более, °С; мощность петли реактора, МВт	31.5/830	26.5/780	21.0/650
20. Температура теплоносителя на выходе из ТВС по показаниям СВРК, не более, °С	343.5	341.0	340.5
21. Уровень в КД, мм	H _{НОМ} ±150		
22. Уровень в ПГ, м (по уравнительному сосуду на «холодном» днище ПГ)	H _{НОМ} ±0.05		

В петле с отключенным ГЦНА теплоноситель циркулирует в противоположном направлении по сравнению с включенным ГЦНА направлением. Теплоноситель входит в реактор и выходит из реактора (он не проходит через активную зону). В таблице № 6.5 приведены измеренные величины обратных расходов теплоносителя через петлю.

Расход теплоносителя в петле с неработающим ГЦНА определяется по величине измеренного перепада давления на ГЦНА при обратном токе теплоносителя в петле и коэффициенту гидравлического сопротивления остановленного ГЦНА, при этом расходу обратного тока теплоносителя в петле присваивается знак «минус»:

$$G_{\text{пет}i} = -3600 \cdot S_{\text{тр}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta P_{\text{ГЦН}i}^{\text{изм}}}{\xi_{\text{ГЦНА}} \cdot \rho_{\text{изм}i}}}, \quad (6.18)$$

где: $S_{\text{тр}}$ – проходное сечение трубопровода Ду 850, м²;

$\Delta P_{\text{ГЦН}i}^{\text{изм}}$ – измеренный перепад давления на ГЦНА, кгс/см²;

$\rho_{\text{изм}i}$ – плотность теплоносителя в холодных нитках петель, кг/м³;

$\xi_{\text{ГЦНА}}$ – коэффициент гидравлического сопротивления ГЦНА при обратном токе теплоносителя (согласно техническим условиям на ГЦНА: $\xi_{\text{ГЦНА}} = 22.57$).

Таблица № 6.5

Измеренные величины обратных расходов теплоносителя через петлю

ПРИ РАБОТЕ	ВЕЛИЧИНА
1. Одного ГЦНА, м ³ /ч	3930±300
2. Двух ГЦНА, м ³ /ч	6600±300
3. Трех ГЦНА, м ³ /ч	10300±300

Большой интерес представляет режим естественной циркуляции теплоносителя. При отключении всех четырех ГЦНА и срабатывании аварийной защиты этот режим можно наблюдать на энергоблоках [10]. Этот режим также исследуется при пуске новых энергоблоков (без срабатывания АЗ). При естественной циркуляции теплоноситель по петлям циркулирует в том же направлении, что и при включенных ГЦНА. Признаком наличия естественной циркуляции является наличие положительного подогрева по петлям. В случае, если подогрев по петлям наблюдается нулевой или отрицательный, то для восстановления естественной циркуляции необходимо увеличить расхолаживание реактора, то есть увеличить отбор пара от парогенераторов. В таблице № 6.6 приведены параметры в режиме естественной циркуляции теплоносителя по четырем петлям для ВВЭР-1200.

Необходимо отметить, что СВРК не считает расходы теплоносителя по петлям в режиме естественной циркуляции (по причине малых перепадов давления на ГЦНА). Расходы по петлям можно определить из мощности остаточных энерговыделений и подогревов по петлям.

Для обеспечения запаса до кипения в напряженной кассете 15 °С мощность реактора в режиме естественной циркуляции не должна превышать 10 % $N_{\text{ном}}$.

На рисунке № 6.5 приведена зависимость напора ГЦНА-1391 от расхода на горячей воде (при частоте в сети 50 Гц; давлении на входе в ГЦНА 16.02 МПа; температуре теплоносителя на входе в ГЦНА +300 °С).

Таблица № 6.6

Параметры в режиме естественной циркуляции теплоносителя для ВВЭР-1200 [10]

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ВЕЛИЧИНА	
Мощность тепловыделений в активной зоне, % $N_{\text{ном}}$	5	10
Расход теплоносителя по петле, $\text{м}^3/\text{ч}$	1260	1610
Температура теплоносителя на входе в реактор, °С	+284.0	+284.4
Температура теплоносителя на выходе из реактора, °С	+311.7	+325.9
Подогрев теплоносителя в реакторе, °С	+27.7	+41.5
Температура теплоносителя на выходе из ТВС, °С	+317.6	+333.9
Давление пара в ПГ, абсолютное, МПа	6.8	6.8
Давление теплоносителя на выходе из реактора, абсолютное, МПа	16.2	16.2

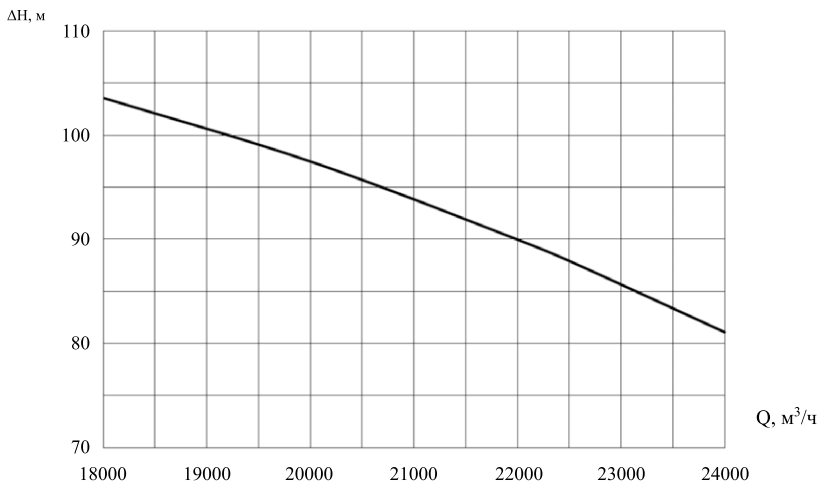


Рис. № 6.5 Зависимость напора ГЦНА-1391 от расхода на горячей воде (при частоте в сети 50 Гц; давлении на входе в ГЦНА 16.02 МПа; температуре теплоносителя на входе в ГЦНА +300 °С)

6.2. БАЙПАС ГЦНА

Расчет расхода теплоносителя 1-го контура в петлях ГЦК по перепаду давления на ГЦНА требует корректировки из-за наличия в схеме линии байпасирования ГЦНА. В таблицах № 6.7, 6.8, 6.9, 6.10, 6.11 приведены результаты расчетов теплогидравлических характеристик для ВВЭР-1200 при учете расходов по линии байпасирования ГЦНА.

Таблица № 6.7
Результаты расчета дроссельного устройства для горячей воды
(давление на входе 16.6 МПа, температура 298 °С)

ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ, МПа	РАСХОД, т/ч
0.1	49.1
0.2	69.4
0.3	85.0
0.4	98.1
0.5	109.7
0.52	111.9
0.6	120.2
0.7	129.8

Таблица № 6.8
Результаты расчёта дроссельного устройства для холодной воды
(давление на входе 3.3 МПа, температура 30 °С)

ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЯ, МПа	РАСХОД, т/ч
0.1	57.2
0.2	80.93
0.3	99.14
0.4	114.5
0.5	128.0
0.52	130.6
0.6	140.3
0.7	151.5

Таблица № 6.9

Скорректированные расходы ГЦНА для блока № 1 НВАЭС-2 с учетом расхода по линии байпассирования. Расход теплоносителя в петле ГЦТ, идущий в реактор, равен разности рассчитанного расхода по перепаду давления ГЦНА и расхода по линии байпассирования ГЦНА. Скорректированные НРХ для $P=15.4$ МПа, $T=300$ °С

ПЕТЛЯ-1 (ВЧ № 1-11)			ПЕТЛЯ-2 (ВЧ № 2-11)			ПЕТЛЯ-3 (ВЧ № 1-12)			ПЕТЛЯ-4 (ВЧ № 2-12)		
1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
103.8	18090	17907	105.5	18070	17885	105.26	18030	17846	105.68	17980	17795
100.9	18920	18740	102.3	18970	18788	102.79	18860	18678	103.1	18880	18698
98.2	19850	19672	99	20030	19851	99.19	20010	19831	99.43	19990	19811
94.9	20900	20725	96.3	20980	20804	96.03	20910	20734	95.99	21010	20834
90.5	21840	21669	91.5	22020	21848	91.46	21940	21768	91.69	21940	21768
85	22910	22744	86.3	23120	22953	86.67	22990	22823	86.45	23060	22893
80.5	23820	23659	82.3	23950	23787	81.9	23980	23817	81.74	24040	23878
75.8	24800	24644	77.6	24950	24792	76.54	25040	24883	77.06	24960	24802
69.9	25940	25790	72.9	25900	25747	72.49	25850	25697	72.01	25970	25818
64.6	26950	26806	67.6	26930	26782	67.15	26910	26763	66.95	26960	26813

Примечание.

Столбец 1 – измеренный на стенде напор, м;

Столбец 2 – измеренный на стенде расход, м³/ч;

Столбец 3 – скорректированный расход по петле при учете расхода по линии байпассирования, м/ч.

Таблица № 6.10

Скорректированные (с учетом расхода по линии байпассирования) для блока № 1 НВАЭС-2 коэффициенты напорных характеристик ГЦНА

КОРРЕКТИРОВАННЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ	А	В	С
Петля № 1	29781	59.86	-1.6668
Петля № 2	29680	74.85	-1.7624
Петля № 3	29284	80.44	-1.7836
Петля № 4	29514	74.24	-1.7373

Таблица № 6.11
Скорректированные для блока № 1 НВАЭС-2 коэффициенты
напорных характеристик ГЦНА для СВРК

КОРРЕКТИРОВАННЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ	A_{gcn}	B_{gcn}	C_{gcn}	$KGSO T_{gcn}$	$ddPgcn$	$dGgcn$
Петля № 1	29781.0	59.86	-1.6668	22.570	0.0	0.0
Петля № 2	29680.0	74.85	-1.7624	22.570	0.0	0.0
Петля № 3	29284.0	80.44	-1.7836	22.570	0.0	0.0
Петля № 4	29514.0	74.24	-1.7373	22.570	0.0	0.0

Коэффициент гидравлического сопротивления только для линии байпасирования равен $\zeta = 48.6$.

Коэффициент гидравлического сопротивления для линии отключенной петли без учета линии байпасирования равен $\zeta = 23$.

Коэффициент гидравлического сопротивления для линии отключенной петли с учетом линии байпасирования равен $\zeta = 22.57$.

6.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УРАВНЕНИЯ РИККАТИ

В режимах с отключением ГЦНА массовый расход теплоносителя в петлях с отключенным ГЦНА в течение времени выбега определяется из решения уравнения (уравнение Риккати) [9]:

$$\tau \cdot \frac{dG}{dt} + \alpha_o \cdot G_o^2 \cdot \text{sign}(G) = \alpha_p \cdot G_p^2 - \Delta H \quad (6.19)$$

где: τ – постоянная времени, с;

G – текущий расход в петле при отключении ГЦНА, *отн. ед*;

G_p – расход в петле с работающим ГЦНА, *отн. ед*;

G_o – расход в петле с отключенным ГЦНА, *отн. ед*;

$\Delta H = H_p - H_o$ – разность перепадов давления на ГЦНА, *отн. ед*;

H_p – перепад давления на работающем ГЦНА (усредненное значение по петлям с работающими ГЦНА, отнесенное к среднему по петлям перепаду давления на ГЦНА в номинальном режиме), *отн. ед*;

H_o – перепад давления на неработающем ГЦНА, *отн. ед*;

α_p – коэффициент, характеризующий гидравлическое сопротивление петли с работающим ГЦНА, без учета потерь в реакторе (отношение гидравлических потерь в петле без реактора к среднему по петлям перепаду давления на ГЦНА в номинальном режиме), *отн. ед*;

α_o – коэффициент, характеризующий гидравлическое сопротивление петли с отключенным ГЦНА (без учета потерь в реакторе), *отн. ед*.

Время выбега ГЦНА – время, в течение которого обороты ГЦНА снижаются с номинального значения до нижнего предела измерения.

Для приведения параметров к относительным единицам закладываются проектные значения расхода теплоносителя в петле и напора ГЦНА при четырех работающих ГЦНА.

Условием для расчета выбега является изменение сигнала о состоянии ГЦНА (включен/отключен).

Уравнение движения выводится из условия параллельной работы насосов на общую нагрузку (реактор).

Для петли с работающим ГЦНА:

$$\Delta P_p = H_p - K_p \cdot G_p^2, \quad (6.20)$$

где: $\Delta P_p = H_p - P_{\text{вых}}$ – перепад давления на реакторе, Па;

H_p – напор работающего ГЦНА, Па;

K_p – коэффициент, характеризующий гидравлические потери в работающей петле за исключением реактора, $1/(кг \cdot м)$;

$P_{\text{вых}}$ – давление на выходе из реактора, Па;

G_p – расход в работающей петле, $кг/с$.

Для петли с неработающим ГЦНА:

$$\left(\frac{l}{f}\right) \cdot \frac{dG}{d\tau} + K_0 \cdot G_0^2 \cdot \text{sign}(G_0) = H_0 - \Delta P_p, \quad (6.21)$$

где: (l/f) – сумма соотношений длин к сечению на различных участках (ПГ, коллектор, ГЦНА, холодный и горячий трубопроводы), $1/м$;

ΔP_p – перепад давления на реакторе, Па;

H_0 – перепад давления на отключенном ГЦНА, Па;

K_0 – коэффициент, характеризующий гидравлические потери в отключенной петле, за исключением реактора, $1/(кг \cdot м)$;

G_0 – расход в отключенной петле, $кг/с$;

$\text{sign}(x)$ равна $(+1)$ при $x > 0$, равна 0 при $x = (0)$, равна (-1) при $x < 0$.

На рисунке № 6.6. приводится расчетная схема циркуляции теплоносителя при отключении ГЦНА.

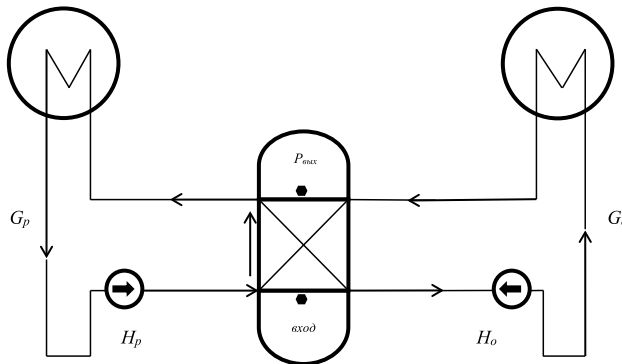


Рис. № 6.6. Схема циркуляции теплоносителя при отключении ГЦНА

Из уравнений, приведенных выше, получается:

$$\left(\frac{l}{f}\right) \cdot \frac{dG}{d\tau} + K_0 \cdot G_0^2 \cdot \text{sign}(G_0) = K_p \cdot G_p^2 - (H_p - \Delta P_r) \quad (6.22)$$

При выводе уравнения (6.19) не учитываются инерционные составляющие перепадов давления в работающих петлях и реакторе, так как их вклад несущественен при расчете выбега расхода в петлях при отключении ГЦНА. В работающих петлях вклад инерционности мал вследствие малой скорости изменения расхода, в реакторе – вследствие малости отношения длины ТВС к проходному сечению.

Расход в относительных единицах определяется по соотношению:

$$g = \frac{G}{G_{II}}, \quad (6.23)$$

где: G – значение физической величины расхода, кг/с;

G_{II} – базовый расход теплоносителя в петле, определяемый в стационарном режиме при работе на четырех ГЦНА, кг/с.

Коэффициент α_p определяется в стационарном состоянии при работе на четырех ГЦНА по формуле:

$$\alpha_p = \frac{\Delta P_{nem}}{\Delta P_{ГЦНАн}}, \quad (6.24)$$

где: ΔP_{nem} – перепад давления на участках петли первого контура за исключением гидравлического сопротивления на реакторе и перепада давления на ГЦНА, Па;

$\Delta P_{ГЦНАн}$ – номинальный перепад давления на ГЦНА, Па.

Коэффициент α_o до опрокидывания циркуляции принимается равным α_p .

После опрокидывания циркуляции коэффициент α_o определяется по параметрам стационарного режима при частичном составе оставшихся в работе ГЦНА:

$$\alpha_o = \frac{\alpha_p \cdot \left(\frac{G_p^{уст}}{G_N}\right)^2 - \left(\frac{\Delta P_{ГЦНАр}^{уст} - \Delta P_{ГЦНАо}^{уст}}{\Delta P_{ГЦНАо}}\right)}{\left(\frac{G_0^{уст}}{G_N}\right)^2}, \quad (6.25)$$

где: $G_p^{уст}$ – среднее значение расхода теплоносителя, которое установится в петлях с работающими ГЦНА к моменту окончания выбега, кг/с;

$G_o^{уст}$ – среднее значение расхода теплоносителя, которое установится в петлях с отключенными ГЦНА к моменту окончания выбега, кг/с;

G_N – расход теплоносителя в петле, определяющийся в стационарном режиме при работе на четырех ГЦНА, кг/с;

$\Delta P_{ГЦНАр}^{уст}$ – усредненное значение перепада давления на ГЦНА, которое установится в петлях с работающими ГЦНА к моменту окончания выбега, Па;

$\Delta P_{ГЦНАо}^{уст}$ – усредненное значение перепада давления на ГЦНА, которое соответствует величине перепада при установившемся обратном токе, Па;

$\Delta P_{ГЦНАо}$ – перепад давления на ГЦНА, определяющийся в стационарном режиме при работе на четырех ГЦНА, Па.

Значения коэффициентов α_0 и α_p дополнительно уточняются путем умножения на отношение плотности теплоносителя в холодной нитке петли, при которой были рассчитаны коэффициенты, к текущему значению плотности, рассчитываемому по температуре теплоносителя в переходном режиме:

$$\alpha \cdot \frac{\rho(0)}{\rho_{\text{мек}}}, \quad (6.26)$$

В связи с отсутствием измерения давления на входе в реактор плотность теплоносителя в холодных нитках петель определяется с использованием давления на выходе из реактора. Влияние неточности определения давления на плотность недогретой до насыщения воды пренебрежимо мало.

Уравнение (6.21) является уравнением Риккати и при постоянном в пределах шага счета значении правой части имеет аналитическое решение (учитывая 6.26) [9]:

$$g(t) = \left\{ \frac{g(t-1) \cdot \sqrt{-(A \cdot B)} + B \cdot \frac{\sin(\sqrt{-(A \cdot B)} \cdot \Delta t)}{\cos(\sqrt{-(A \cdot B)} \cdot \Delta t)} \right. \\ \left. \frac{\sqrt{-(A \cdot B)} + A \cdot g(t-1) \cdot \frac{\sin(\sqrt{-(A \cdot B)} \cdot \Delta t)}{\cos(\sqrt{-(A \cdot B)} \cdot \Delta t)}}{\cos(\sqrt{-(A \cdot B)} \cdot \Delta t)} \right\}, \text{ при } A \cdot B < 0 \quad (6.27)$$

$$g(t) = \left\{ \frac{g(t-1)}{1 + A \cdot g(t-1) \cdot \Delta t} \right\}, \text{ при } A \cdot B = 0 \quad (6.28)$$

$$g(t) = \left\{ \frac{g(t-1) \cdot \sqrt{(A \cdot B)} + B \cdot \tanh(\sqrt{A \cdot B} \cdot \Delta t)}{\sqrt{(A \cdot B)} + A \cdot g(t-1) \cdot \tanh(\sqrt{A \cdot B} \cdot \Delta t)} \right\}, \text{ при } A \cdot B > 0 \quad (6.29)$$

где: g – расход, *отн. ед.*;

t – время, с;

$$A = \frac{\alpha_0}{\tau}, \quad (6.30)$$

при $g(t-1) < 0$ после опрокидывания расхода $A = (-1)A$.

$$B = \frac{\alpha_p \cdot g_p^2 - \Delta H}{\tau}. \quad (6.31)$$

В начале переходного процесса и после опрокидывания циркуляции постоянная времени определяется по параметрам исходного и конечного стационарного режима. В средней части переходного процесса она принимает промежуточное среднее значение и может быть уточнена по результатам сопоставительного анализа расчетов режимов с отключением различного числа ГЦНА по проектным кодам с расчетом по предлагаемой методике. При проведении такого анализа должны быть рассмотрены режимы с непроектным выбегом. Для проектных и непроектных выбегов с отклонениями от проектного не более $\pm 20\%$ определены следующие значения коэффициентов для блока № 1 НВАЭС-2.

Режимы с отключением одного из четырех ГЦНА (первая группа режимов):

$\tau = 1.4 \text{ с}; \alpha_0 = 0.3; \alpha_p = 0.3$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 1.4 \text{ с}; \alpha_0 = 0.3; \alpha_p = 0.3$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 2.8 \text{ с}; \alpha_0 = 0.84; \alpha_p = 0.3$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с отключением одного ГЦНА из трех или двух ГЦНА из четырех работающих (вторая группа режимов):

$\tau = 1.3 \text{ с}; \alpha_0 = 0.275; \alpha_p = 0.275$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 1.5 \text{ с}; \alpha_0 = 0.275; \alpha_p = 0.275$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 3.3 \text{ с}; \alpha_0 = 1.05; \alpha_p = 0.275$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с подключением одного к трем ГЦНА (первая группа режимов):

$\tau = 7 \text{ с}; \alpha_0 = 4.2; \alpha_p = 2$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 7 \text{ с}; \alpha_0 = 4.2; \alpha_p = 2$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 7 \text{ с}; \alpha_0 = 0.5; \alpha_p = 4$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с подключением одного ГЦНА к двум ГЦНА (вторая группа режимов):

$\tau = 7 \text{ с}; \alpha_0 = 4.2; \alpha_p = 4.2$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 7 \text{ с}; \alpha_0 = 4.2; \alpha_p = 4.2$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 7 \text{ с}; \alpha_0 = 0.5; \alpha_p = 4.2$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Для проектных и непроектных выбегов с отклонениями от проектного не более $\pm 20 \%$ определены следующие значения коэффициентов для блока № 2 НВАЭС-2.

Режимы с отключением одного из четырех ГЦНА (первая группа режимов):

$\tau = 1.4 \text{ с}; \alpha_0 = 0.3; \alpha_p = 0.3$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 1.4 \text{ с}; \alpha_0 = 0.3; \alpha_p = 0.3$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 2.8 \text{ с}; \alpha_0 = 0.74; \alpha_p = 0.3$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с отключением одного ГЦНА из трех ГЦНА или двух из четырех работающих (вторая группа режимов):

$\tau = 1.1 \text{ с}; \alpha_0 = 0.3; \alpha_p = 0.3$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 4.0 \text{ с}; \alpha_0 = 1.05; \alpha_p = 0.3$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 6.0 \text{ с}; \alpha_0 = 1.05; \alpha_p = 0.275$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с отключением одного ГЦНА из двух ГЦНА работающих (вторая группа режимов):

$\tau = 0.8 \text{ с}; \alpha_0 = 0.3; \alpha_p = 0.3$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 3.0 \text{ с}; \alpha_0 = 0.9; \alpha_p = 0.318$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 4.0 \text{ с}; \alpha_0 = 1.05; \alpha_p = 0.275$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с подключением одного к трем ГЦНА (первая группа режимов):

$\tau = 5 \text{ с}; \alpha_0 = 2.0; \alpha_p = 2.0$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 15 \text{ с}; \alpha_0 = 6.0; \alpha_p = 2.0$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 15 \text{ с}; \alpha_0 = 5.0; \alpha_p = 4.0$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с подключением одного ГЦНА к двум ГЦНА (вторая группа режимов):

$\tau = 5 \text{ с}; \alpha_0 = 1.95; \alpha_p = 2.0$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 25 \text{ с}; \alpha_0 = 7.7; \alpha_p = 2.0$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 16 \text{ с}; \alpha_0 = 48.0; \alpha_p = 4.0$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Режимы с подключением одного ГЦНА к одному ГЦНА (вторая группа режимов):

$\tau = 5 \text{ с}; \alpha_0 = 1.98; \alpha_p = 2.0$ – при $G_0 > 0.58$;

$\tau = 25 \text{ с}; \alpha_0 = 8.8; \alpha_p = 2.0$ – при $-0.05 < G_0 \leq 0.58$;

$\tau = 20 \text{ с}; \alpha_0 = 150.0; \alpha_p = 4.0$ – при $G_0 \leq -0.05$.

Номинальные значения в СВРК: средний расход теплоносителя в петлях ГЦК при 4-х работающих ГЦНА равен $G_N = 17.7 \text{ кг/час}$, номинальный перепад давления на ГЦНА при 4-х работающих ГЦНА равен $\Delta P_{ГЦНА0} = 0.62 \text{ МПа}$.

В алгоритмах ПТК-3 предусмотрены процедуры отбраковки и проверки скорости изменения измеренного сигнала. После проведения процедуры проверки скорости дополнительно проводится демпфирование измеряемых параметров (операция сглаживания). Данные процедуры необходимы при работе с постоянным расходом теплоносителя в первом контуре. В переходных режимах с отключением и заклиниванием ГЦНА скорость изменения напора на отключенном ГЦНА может превысить заданный диапазон, что приведет к ложному формированию признака недоверности рассчитываемого расхода в данной петле. Демпфирование напоров на всех ГЦНА и давления на выходе из реактора приведет к дополнительной динамической погрешности, что не позволит реалистично идентифицировать переходные режимы.

Для исключения влияния скорости изменения напора на ГЦНА на расчет расхода требуется увеличить уставку до значения не менее 0.6 МПа/с (только для напора в петле с отключенным ГЦНА).

На время выбега ГЦНА коэффициент сглаживания, принятый для стационарных режимов с целью подавления высокочастотных пульсаций, должен приравняться единице, по крайней мере, для отключаемого ГЦНА.

Расчет массового расхода через реактор (G_{rk}) проводится суммированием всех значений массовых расходов теплоносителя в петлях по следующей формуле:

$$G_{rk} = \sum_1^4 G_k, \quad (6.32)$$

где: G_k – массовый расход теплоносителя в k -ой петле, кг/с .

Давление на входе в активную зону определяется по формуле:

$$P_{вх} = P_{вых} + \xi \cdot \frac{[(1 - K_{np}) \cdot G_{rk}]^2}{2 \cdot \rho \cdot F_{аз}^2}, \quad (6.33)$$

где: G_{rk} – массовый расход через реактор, кг/с ;

K_{np} – коэффициент, учитывающий величину протечек, не участвующих в охлаждении ТВЭЛ;

$F_{аз}$ – площадь проходного сечения активной зоны, м^2 ;

ρ – плотность теплоносителя на входе в активную зону, кг/м^3 ;

ξ – коэффициент гидравлического сопротивления активной зоны;

$P_{вых}$ – давление на выходе из активной зоны.

Конструкция ГЦНА-1391

гидравлическая часть насоса ГЦНА-1391

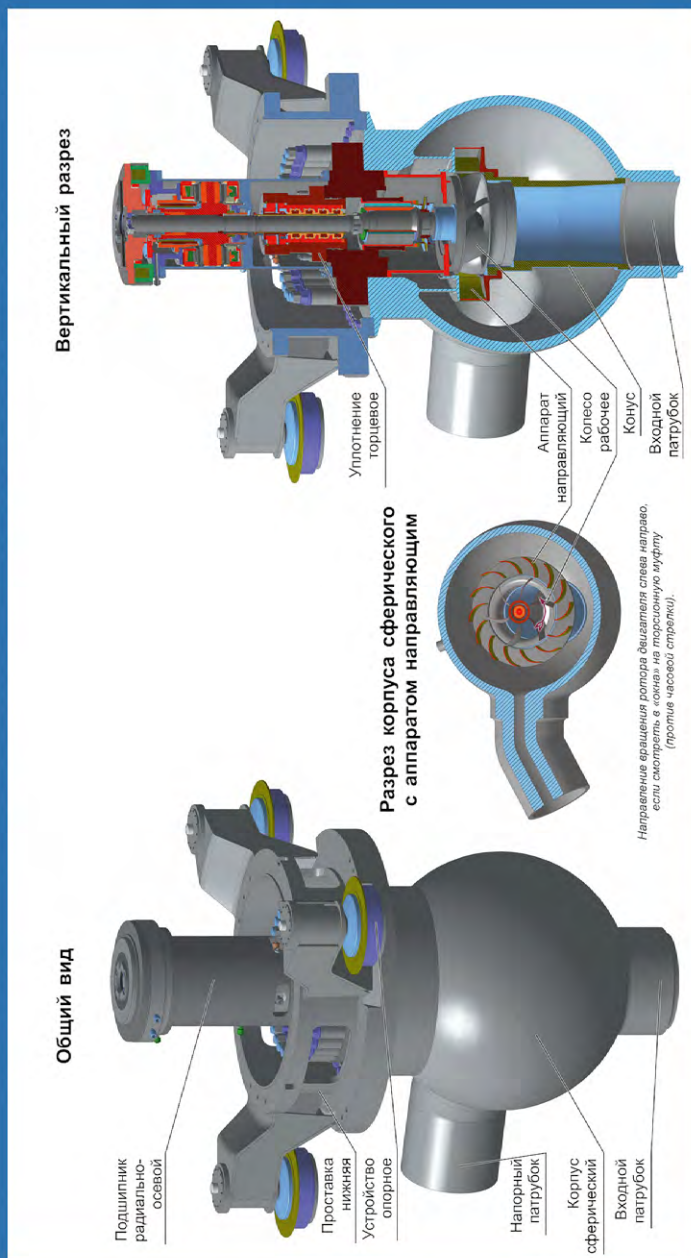


Рис. № 6.7. Конструкция ГЦНА

7. КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА В ВВЭР

7.1. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КРИЗИСА

Развитие ядерной энергетики всегда связано с решением проблем теплообмена всех устройств АЭС и, главное, ядерного реактора. Существует тесная связь между гидравликой, теплообменом и массопереносом в контурах *РУ*. Именно гидродинамические процессы определяют уровень и стабильность поля температуры, условия работы материалов в элементах энергетической установки, а, следовательно, и ее надежность. Фактором, ограничивающим мощность *ТВС* водоохлаждаемых реакторов, во многих случаях является кризис теплообмена. Если создать условия, препятствующие наступлению кризиса, то тепловая мощность реакторов может быть повышена, что даст большой экономический эффект [1, 5]. Термин «кризис» имеет ряд синонимов (ухудшение теплоотдачи, пережог, отклонение от пузырькового кипения, осушение поверхности и т. д.). Хотя в целях безопасности рабочие тепловые потоки в ядерных реакторах ниже критических, могут возникнуть аварийные случаи, когда кризис будет достигнут [12]. Причиной ухудшения теплообмена является нарушение контакта между стенкой и жидкой фазой. При кипении в большом объеме наступление кризиса теплообмена на плоской поверхности зависит лишь от плотности теплового потока и физических свойств жидкости и пара. При вынужденном движении, кроме этих параметров, большую роль играет распределение температур, скоростей и фаз в потоке. Механизм кризиса теплообмена зависит от свойств жидкости, пара, давления, массовой скорости, паросодержания. В зависимости от конкретных условий повышение температуры теплоотдающей стенки может составить и единицы, и сотни градусов, а темп роста температуры от долей градуса до сотен градусов в секунду. Итак, термин «кризис теплообмена» применительно к двухфазным потокам объединяет ряд процессов, которые приводят к тому, что теплообмен ухудшается, а при постоянной плотности теплового потока приводят к повышению температуры поверхности. Если в парогенерирующем канале не все поверхности обогреваются (или обогреваются неодинаково), то часто жидкость, текущая по необогреваемой поверхности, практически не участвует в теплообмене и тем самым понижает интенсивность теплообмена на остальных поверхностях (эффект холодной стенки).

7.2. КРИЗИС В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

Если увеличивать плотность теплового потока (температурный напор) при кипении жидкости в большом объеме, то число центров парообразования и частота отрыва паровых пузырей растет. Вместо одиночных пузырей от поверхности нагрева поднимаются струи пара, а между ними и навстречу им опускается жидкость. Образующийся пар затрудняет доступ жидкости к поверхности нагрева. Наступление кризиса в этом случае связывают с переходом пузырькового кипения в пленочное [12]. Исходя из гидродинамической при-

роды кризиса кипения, при рассмотрении совместного действия сил инерции, тяжести и поверхностного натяжения получено соотношение для критической плотности теплового потока при кипении жидкости при температуре насыщения на горизонтальной плоской поверхности:

$$q_{кр} = 0.13 \cdot r \cdot \sqrt{\rho''} \cdot \sqrt{g \cdot \sigma \cdot (\rho' - \rho'')}, \quad (7.1)$$

где: r – удельная теплота испарения, кДж/кг;

ρ' и ρ'' – плотность жидкости и пара на линии насыщения, кг/м³;

σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;

g – ускорение свободного падения, м/с²;

$q_{кр}$ – критическая плотность теплового потока, кДж/с·м².

При достижении критической плотности теплового потока устойчивость встречных потоков пара и жидкости нарушается, а значит, нарушается структура пристенного слоя, уменьшается время и поверхность контакта между жидкостью и стенкой. Все это приводит к резкому снижению коэффициента теплоотдачи и повышению температуры теплоотдающей поверхности. На рисунке № 7.1 приведена кривая кипения.

Различные виды кипения классифицируются:

- по роду кипения: пузырьковое, пленочное;
- по типу конвекции: кипение при свободной конвекции (кипение в большом объеме), кипение при вынужденной (принудительной) конвекции;
- по отношению средней температуры жидкости $t_{ж}$ к температуре насыщения t_s : кипение жидкости недогретой до температуры насыщения ($t_{ж} < t_s$) – поверхностное кипение; кипение жидкости нагретой до температуры насыщения ($t_{ж} \approx t_s$) – объемное кипение;
- по расположению поверхности – горизонтальная, вертикальная, наклонная;
- по характеру кипения – развитое, неразвитое, неустойчивое. Пузырьковое кипение является развитым при большом количестве центров парообразования и неразвитым при малом их количестве. В последнем случае значительная доля тепла снимается конвекцией жидкости. Неустойчивым кипением называется процесс, в котором пузырьковое кипение случайным образом сменяется режимом естественной конвекции, а последний снова режимом кипения.

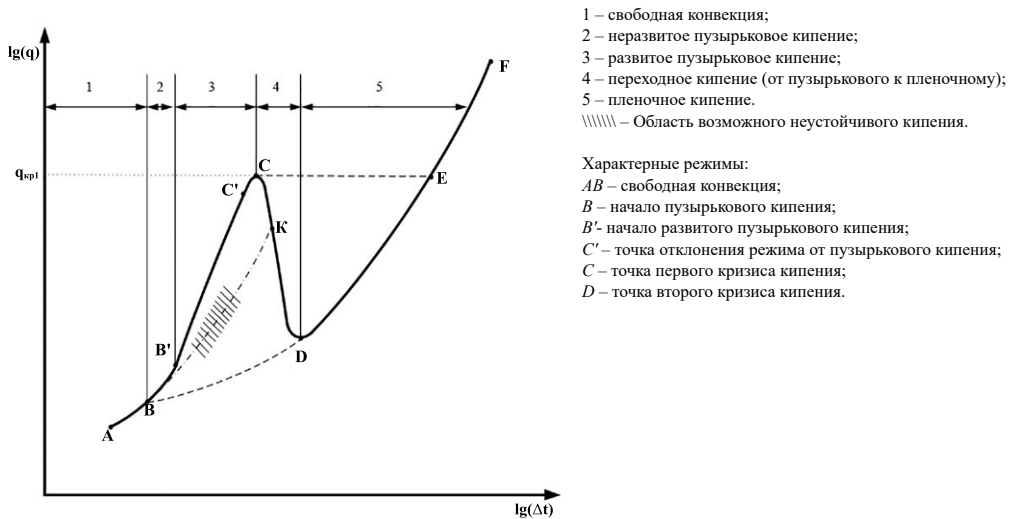


Рис. № 7.1. Кривая кипения (q – плотность теплового потока, $\Delta t = t_s - t_{ж}$)

7.3. МЕХАНИЗМЫ КРИЗИСА В КРУГЛЫХ ТРУБАХ

По установившимся представлениям кризис в каналах вызывается уменьшением контакта жидкости с поверхностью нагрева.

Кризис может произойти в результате [12]:

- 1) гидродинамического и теплового разрушения пристенного парожидкостного слоя и образования паровой пленки, что характерно для области недогретой жидкости и малого паросодержания;
- 2) испарения (высыхания) жидкой пленки, текущей вдоль стенки (дисперсно-кольцевой режим). Высыхание пленки связано с процессами испарения, механического уноса жидкости и выпадания капель из ядра парожидкостного потока.

Эти два вида кризиса получили название кризисов I и II рода. В зарубежной литературе этому соответствуют термины «пережог» (burnout) и «высыхание» (dryout) [5].

На наиболее напряженных участках температура оболочки твэлов может достигать температуры насыщения теплоносителя при данном давлении и превышать ее. В этих местах начинается поверхностное пузырьковое кипение при недогреве общего потока теплоносителя.

В настоящее время пузырьковое кипение допускается во многих ЯР, оно интенсифицирует теплосъем и не вызывает особых опасений, хотя на границах участка с пузырьковым кипением будет наблюдаться неустойчивый режим, сопровождающийся колебаниями температуры поверхности твэлов и, следовательно, колебаниями термических напряжений. Опасность представляет такое увеличение теплового потока (мощности), при котором

в недогретой до кипения воде скорость образования пузырьков на поверхности твэла превысит скорость их удаления, при этом образуется устойчивая паровая пленка, имеющая низкий коэффициент теплопередачи. Наступает так называемый кризис первого рода: тепловой поток достигает критического значения, при котором на поверхности твэлов образуется паровая пленка (пленочное кипение), температура оболочки твэла резко возрастает, он начинает плавиться.

Таким образом, кризис I (первого) рода – переход от пузырькового режима кипения к пленочному режиму.

Кризис II (второго) рода имеет другую природу. Он характеризует ухудшение теплоотдачи, возникающее в момент высыхания кольцевой пленки жидкости на стенке трубы при переходе дисперсно-кольцевого режима в дисперсный. Характерной величиной для этого кризиса является граничное расходное паросодержание.

Граничное паросодержание не зависит от плотности теплового потока, а определяется состоянием двухфазного потока и, таким образом, кризис второго рода может возникнуть и при малых тепловых потоках.

Возникновению кризиса второго рода способствует наличие объемного кипения, что возможно, например, в случае снижения давления в контуре, уменьшения расхода теплоносителя.

При омывании твэла пароводяной средой с большим паросодержанием теплоотдача от поверхности осуществляется через жидкую пристеночную пленку. В момент достижения граничного паросодержания жидкая пленка начинает высыхать, при этом теплоотдача резко снижается, и температура поверхности твэла растет, достигая недопустимых значений.

Таким образом, кризис второго рода – это переход от дисперсно-кольцевого режима кипения к дисперсному режиму.

Чтобы исключить кризис второго рода, необходимо прежде всего не допускать объемного кипения теплоносителя и достижения граничного паросодержания в активной зоне. При больших паросодержаниях, соответствующих дисперсному режиму потока, тепло от стенки отводится попадающими на нее каплями жидкости. Наступление кризиса в этом режиме связывается с недостаточным орошением стенки каплями («кризис орошения»). Необходимо рассмотреть особенности теплообмена в основных режимах течения двухфазной смеси в трубе, и тогда станет ясно, за счет чего наступает ухудшение теплообмена, т. е. кризис.

Кризис в потоке сильно недогретой жидкости (рис. 7.2, а). Интенсивность теплообмена исключительно велика. Пузыри пара растут и схлопываются вблизи стенки. Кризис наблюдается при высоких плотностях теплового потока. Распределение истинного паросодержания таково, что пар находится только в пристенном слое. Причиной кризиса является резкое увеличение паросодержания на значительной части поверхности (рост сухого пятна). Таким образом, процесс в значительной мере определяется локальными условиями и не сильно зависит от распределения плотности теплового потока по длине канала. Кризис в потоке со слабым недогревом или в пузырьковом режиме течения (рис. 7.2, б). Этот режим отличается от предыдущего наличием отрывающихся от стенки пузырей пара. Преобладающим механизмом теплообмена является пузырьковое кипение. Вблизи стен-

ки существует пузырьковый пограничный слой. Толщина его зависит от величины недогрева, скорости жидкости, величины и распределения плотности теплового потока в направлении, обратном течению. Кризис возникает вследствие нарушения устойчивости структуры двухфазного граничного слоя при достаточно высоком истинном паросодержании в пристенном слое. Распределение истинного паросодержания имеет максимум вблизи стенки. Возникновение кризиса отождествляется с моментом оттеснения основного потока жидкости от стенки поперечным потоком («вдувом») пара, когда около стенки возникает заторможенная область течения.

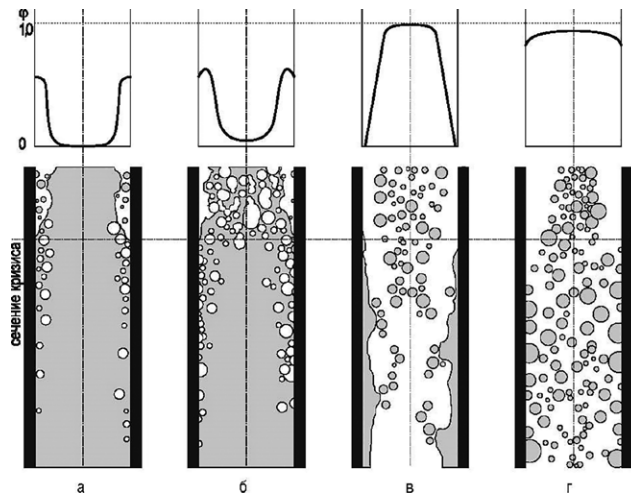


Рис. № 7.2. Схемы механизмов кризиса в парогенерирующем канале и распределение истинного паросодержания (движение потока вверх):
а – поток сильно недогретой жидкости; б – пузырьковый поток;
в – дисперсно-кольцевой поток; г – дисперсный поток;
(φ – паросодержание, отн. ед.)

Кризис в дисперсно-кольцевом потоке (рис. 7.2, в). В условиях дисперсно-кольцевого потока жидкость течет в виде пленки по стенке канала и в виде капель в центре потока. Расход в пленке уменьшается за счет испарения в пленке, уноса жидкости с гребнями волн и увеличивается за счет выпадения капель из ядра потока.

Кризис в дисперсном режиме потока (рис. 7.2, г). Дисперсный поток представляет собой поток пара с каплями жидкости, которые несутся потоком пара и могут выпадать на стенку. Наступление кризиса связывается с недостаточно интенсивным орошением стенки (кризис орошения).

Механизмы кризиса теплоотдачи в каналах в значительной мере определяются режимами течения двухфазной смеси, недогревом жидкости до температуры насыщения и плотностью теплового потока [12]. На рисунке № 7.3 показаны зависимости критического теплового потока от паросодержания (относительной энтальпии $x = (h - h') / (h'' - h')$) при увеличении массовой скорости [от а) к в)].

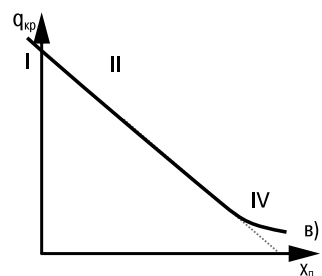
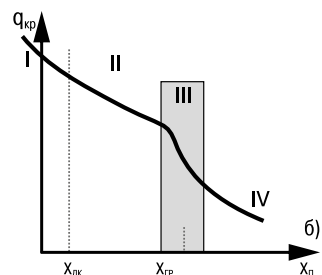
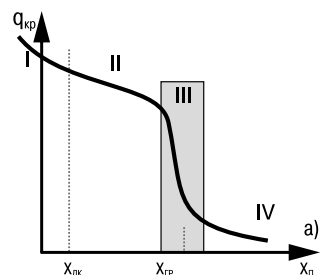


Рис. № 7.3. Зависимость критического теплового потока от паросодержания:

$x_{дк}$ – начало дисперсно-кольцевого режима;

$x_{гр}$ – граничное паросодержание.

x_n – предельное паросодержание

Область граничного паросодержания:

I – кризис, связанный с переходом пузырькового кипения в пленочное

II – то же, но в дисперсно-кольцевом режиме;

III – кризис, связанный с высыханием жидкой пленки;

IV – кризис орошения

Кризис обычно происходит из-за прекращения расхода жидкости в пленке. Таким образом, задача о кризисе в условиях дисперсно-кольцевого потока связана с теорией движения тонких слоев вязкой жидкости, взаимодействующей на поверхности раздела фаз с парокапельным потоком.

Причинами разрушения сплошной поверхности пристенного слоя жидкости (пленки) в отсутствии нагрева могут быть: разрыв тонких пленок на отдельные струи при малых расходах; срыв капель с поверхности волн; «захлебывание» канала при противоточном движении жидкости и газа.

Выше перечислены основные, наиболее часто встречающиеся, режимы двухфазного потока и условия, приводящие к кризису теплообмена.

Традиционно данные по кризису теплообмена представляются в координатах $q_{кр}$ – $x_{кр}$. При разных массовой скорости – $\rho \cdot W$, диаметре канала – d , давлении – P , паросодержании (относительной энтальпии) – x и т. д. наблюдаются три вида зависимостей. Зависимости типа показанных на рис. 7.3 а), б), в), для каналов с $d_r = 10 \div 15$ мм наблюдаются в области параметров пароводяного потока $\rho \cdot W = 500 \div 2000$ кг/(м²·с) и $P = 15$ МПа. Паросодержание, при

котором зависимость $q_{кр}(x)$ резко падает, носит название граничного. Такое паросодержание связывают с высыханием жидкой пленки, текущей по обогреваемой стенке, когда выпадение капель жидкости из потока на стенку не компенсирует унос жидкости на стенке. Интенсивность выпадения капель (орошение) увеличивается с ростом массовой скорости и давления. При $P > 16 \text{ МПа}$ и $\rho \cdot W \gg 2500 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$ интенсивность орошения является основным фактором, определяющим отвод тепла от стенки и ее температурный режим. Наступление кризиса в этом случае связывается с недостаточным орошением стенки, рисунок № 7.3 в), а рисунок № 7.3 б) отражает некоторый промежуточный вид зависимости. В таблице № 7.1 приведены условия существования режимов кипения и определяющие механизмы возникновения кризиса теплообмена.

Таблица № 7.1
Условия существования режимов кипения и определяющие
механизмы возникновения кризиса теплообмена

РЕЖИМ	УСЛОВИЯ	ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ МЕХАНИЗМ
Пузырьковый	Высокие недогревы Δt_n , высокие тепловые потоки q , высокие массовые скорости $\rho \cdot W$	Перегрев стенки в месте образования парового пузыря или оттеснение жидкости от стенки образующимся паром
Обращенный кольцевой	Средние и небольшие недогревы, высокое давление, высокая $\rho \cdot W$	Поверхность изолируется от жидкости слоем пара
Снарядный	Малый недогрев, низкое давление, низкие и средние значения $\rho \cdot W$	Высыхание пленки между снарядами жидкости
Кольцевой, дисперсно-кольцевой	Низкие и средние давления, паросодержание $x < x_{кр}$	Испарение или разрыв пленки жидкости между гребнями волн
Дисперсно-кольцевой	$x \sim x_{кр}$, низкие и высокие значения $\rho \cdot W$	Испарение пленки
Дисперсный	$x > x_{кр}$, низкие и высокие значения $\rho \cdot W$	Испарение капель

Значения критической плотности теплового потока для трубы диаметром 8 мм даются в таблицах теплотехнических справочников. Пересчет на другие диаметры труб производится с помощью простых формул.

Значения граничного паросодержания, то есть паросодержания, при котором наблюдается спад зависимостей $[q_{кр}(x_{кр})]$, следует брать из таблиц теплотехнических справочников, где они представлены в виде $x_{кр} = f(P, \rho \cdot W)$. Интерполяционная формула для паросодержания (относительной энтальпии) имеет вид:

$$x_{кр} = 1 - 0.86 \cdot \exp\left(-\frac{19}{\sqrt{We}}\right), \quad (7.2)$$

где: число Вебера:

$$We = \frac{(\rho \cdot W)^2 \cdot d}{\rho' \cdot \sigma}, \quad (7.3)$$

где: $\rho \cdot W$ – массовая скорость, $кг/м^2 \cdot с$;

d – диаметр трубы, $м$;

ρ' – плотность жидкости, $кг/м^3$;

σ – коэффициент поверхностного натяжения, $н/м$.

Для пароводяного потока формула (7.2) описывает экспериментальные данные в диапазоне давления $3 \div 16$ МПа.

Механизмы возникновения кризиса кипения в горизонтальных и вертикальных каналах качественно одинаковы. Но при малых скоростях при горизонтальном движении потока вследствие гравитационного эффекта происходит расслоение фаз, в результате чего значения критической плотности теплового потока оказываются меньше, чем в вертикальных. В условиях больших скоростей значения совпадают. Особенностью кризиса второго рода в горизонтальных каналах является уменьшение толщины пленки жидкости на верхней образующей канала.

7.4. КРИЗИС В ЗМЕЕВИКОВЫХ ТРУБАХ И КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ

В конструкциях парогенераторов могут использоваться змеевиковые трубы. Положение кризиса в таких трубах зависит от геометрии, массовой скорости, паросодержания и давления (рис. № 7.4) [5, 12].

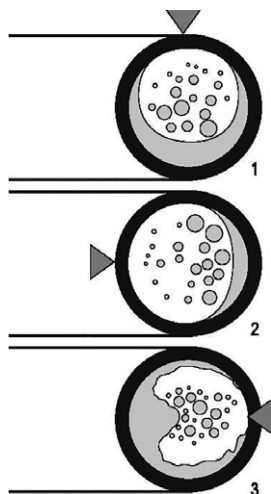


Рис. № 7.4. Положение кризиса в змеевиках:

1 – высокое давление, малая массовая скорость;

2 – высокое давление, большая массовая скорость;

3 – низкое давление, большая массовая скорость;

▷ – место кризиса

Возникновение кризиса зависит от действия центробежных и гравитационных сил, наличия вторичных течений. На рисунке № 7.4 показано, как изменяются условия наступления кризиса теплообмена в разных режимах. При малых значениях массовых скоростей преобладают гравитационные эффекты, и большая часть жидкости течет вдоль нижней образующей трубы, а кризис возникает вблизи верхней образующей (1). При высоких массовых скоростях преобладающими становятся центробежные силы, жидкость отбрасывается к внешней сторонегиба, кризис возникает на внутренней поверхности змеевика (2). При низких давлениях и больших массовых скоростях вторичные токи, возникающие в сечении змеевиковой трубы, перемещают жидкость к внутренней образующей, и кризис возникает на внешней поверхности змеевика (3).

Для кольцевых каналов наблюдается зависимость $q_{кр} = f(P, \rho \cdot W, x_{кр}, d_1, d_2, l)$, где (d_1 и d_2 – внутренний и внешний диаметр канала, l – его длина), во многом аналогичная зависимости для круглых труб и имеет примерно линейный характер в координатах $q_{кр}$ ($x_{кр}$) при прочих равных параметрах. Для пароводяной смеси при давлениях ниже 15 МПа и массовых скоростях менее 2000 кг/(м²·с) при паросодержании $x \sim 0.2 \div 0.4$ в координатах $q_{кр}$ ($x_{кр}$) наблюдается изменение наклона, тем более резкое, чем меньше массовая скорость и давление.

Тепло в кольцевой зазор может подводиться либо с одной стороны (внутренней или наружной, соответственно, $q'_1 \approx q'_2$) или с двух сторон (q''). В большинстве случаев различия в критической плотности теплового потока для одностороннего и двухстороннего способов подвода тепла при прочих равных параметрах близки, но в некоторых режимах критическая плотность теплового потока при двухстороннем теплоподводе оказывается выше ($q'' \sim 1.2 \cdot q'$). Влияние ширины кольцевого зазора ($1 \div 4$ мм) на критическую плотность теплового потока практически отсутствует, по крайней мере при $d_1 = 5 \div 40$ мм. При меньших зазорах снижается. Влияние длины канала наблюдается лишь при $l/d < 100$, т. е. при довольно коротких каналах. Наличие эксцентриситета снижает $q_{кр}$, однако, если щель между трубами не становится менее 1 мм, влияние эксцентриситета невелико.

7.5. КРИЗИС В ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ

ТВС реакторов ВВЭР и РБМК выполняются в виде пучков цилиндрических твэлов, омываемых водой или пароводяной смесью. Твэлы в сборке фиксируются с помощью дистанционирующих решеток. Кризис в пучках стержней оказывается более сложным явлением, чем в каналах простой геометрии. Форма канала приводит к теплогидравлическим неравномерностям по сечению из-за условий работы твэлов, определяемых конструктивными особенностями кассеты, наличия необогреваемых поверхностей, присутствия дистанционирующих устройств и т. д. Поэтому использование рекомендуемых соотношений должно производиться с осторожностью и с учетом максимально возможного количества этих факторов, включая и диапазон применения этих формул. Современные представления позволяют заключить, что кризис в пучке носит локальный характер, т. е. возникает на поверхности, около которой паросодержание оказывается наивысшим, а расход жидкости в пленке наименьшим. При обработке данных с использованием локальных параметров

в наиболее напряженной в тепловом отношении ячейке наблюдается лучшая сходимость результатов, полученных на разных пучках, чем при обработке по средним по сечению параметрам. Это указывает на целесообразность расчета кризиса теплообмена на основе локальных характеристик потока в пучке. Влияние длины канала особенно проявляется в пучках, имеющих большую неравномерность энтальпии по сечению пучка и слабое перемешивание. При конструировании *TBC* пучок твэлов обычно помещают в дистанционирующие решетки, в которых тепловыделение отсутствует (рис. № 8.6).

Отсутствие испарения на необогреваемом участке приводит к тому, что в дисперсно-кольцевом режиме по нему течет больше жидкости, чем в пленке на обогреваемых стержнях («эффект холодной стенки»). Часть потока, как бы, не участвует в процессе тепломассообмена, что приводит к снижению доли жидкости на обогреваемых стержнях и к снижению критической плотности тепловых потоков. Наличие в *TBC* дистанционирующих устройств, которые способствуют интенсивному перемешиванию, может привести к увеличению критической плотности теплового потока, если выравнивается теплосодержание по поперечному сечению *TBC*.

Расчет значения критического теплового потока участка *TBC* для ВВЭР-1200 выполняется по следующей формуле [15]:

$$q_{ij}^{kp} = f_F \cdot K_1 \cdot \left((1 - x_{ij})^{P_n} \right) \cdot (\rho \cdot W)^{0.311 \cdot (1 - x_{ij})^{-0.127}}, \quad (7.4)$$

где: f_F – форм-фактор: если $f_F > 1.0$, то $f_F = 1.0$; если $f_F < 0.85$, то $f_F = 0.85$;

x_{ij} – относительная энтальпия;

$\rho \cdot W$ – минимальная массовая скорость теплоносителя в ячейках *TBC*, кг/м²·с;

$P_{вх}$ – давление на входе в активную зону, МПа.

Одна из степеней, в которую возводится промежуточное значение, зависит только от давления $P_{вх}$ и, следовательно, не зависит от *TBC*, поэтому она посчитана заранее:

$$P_n = 0.105 \cdot P_{вх} - 0.5. \quad (7.5)$$

$$K_1 = 0.795 \cdot (1.0 - 0.0185 \cdot P_{вх}). \quad (7.6)$$

Расчет запаса до кризиса теплообмена для ВВЭР-1200 выполняется по формулам:

$$DNBR_{ij} = K_2 \cdot \frac{q_{ij}^{kp}}{q_{ij}} \cdot 10^4, \quad (7.7)$$

$$K_2 = \frac{\pi \cdot d \cdot (1 - k_f)}{k_M}, \quad (7.8)$$

где: $DNBR_{ij}$ – запас до кризиса теплообмена на соответствующем участке *TBC*;

$\bar{q}_{ij}$ – максимальное линейное энерговыделение твэл на соответствующем участке *TBC*, Вт/см;

q_{ij}^{kp} – критический тепловой поток, МВт/м²;

k_f – погрешность формулы для критического теплового потока;

k_M – коэффициент запаса по мощности;

d – диаметр твэла, м.

Результатом расчета являются:

- значение запаса до кризиса теплообмена с признаком достоверности;
- признак необходимости выдачи сигнала защиты.

Все полученные значения $DNBR_{ij}$ сравниваются с установленными пределами (ПЗ-2, АЗ). При достижении или уменьшении $DNBR_{ij}$ ниже какого-либо предела выдается соответствующий сигнал защиты в СУЗ (АЗ, ПЗ-2) [15].

7.6. ПОВЕДЕНИЕ РЕАКТОРА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ЦИРКУЛЯЦИИ ЧЕРЕЗ АКТИВНУЮ ЗОНУ

Поскольку коэффициент теплоотдачи α от твэлов к воде пропорционален скорости теплоносителя $v^{0.8}$, то при уменьшении расхода теплоносителя величина α также уменьшится. Это вызовет соответствующее увеличение температурного перепада между поверхностью твэла и теплоносителем, что соответственно приведет к увеличению температуры оболочки твэла.

Следует отметить еще одно негативное следствие уменьшения расхода теплоносителя (даже при отсутствии его закипания). Как известно, критическая плотность теплового потока $q_{кр}$ уменьшается с уменьшением массовой скорости теплоносителя $\rho \cdot W$ и с ростом паросодержания (относительной энтальпии $x = (h - h')/(h'' - h')$ в канале). Отсюда следует, что с уменьшением расхода теплоносителя величина $q_{кр}$ также уменьшится. Соответственно, уменьшению $q_{кр}$ будет способствовать и повышение температуры теплоносителя при неизменном его давлении. Следствием этого является тот фактор, что и критическая мощность реактора (т. е. мощность, при достижении которой возникнут кризисные явления в наиболее нагруженном твэле наиболее энергонапряженной ТВС) также уменьшится. Следовательно, при уменьшении расхода теплоносителя через реактор должна быть соответствующим образом снижена и его максимально допустимая мощность.

Следствием уменьшения расхода теплоносителя является также уменьшение гидравлического сопротивления реактора и всего 1-го контура, поскольку оно изменяется пропорционально $\sim G^2$.

Уменьшение расхода теплоносителя через реактор может произойти, например, при отключении электропитания всех ГЦНА или некоторого их числа, а также при просадке напряжения в системе электроснабжения. Такое кратковременное или длительное уменьшение расхода теплоносителя через реактор обычно учитывают при расчете предельно допустимой мощности ТВС реактора с целью обеспечения надежного охлаждения твэлов и недопущения кризиса теплообмена. Тяжесть ситуации определяется степенью уменьшения расхода теплоносителя и уровнем мощности реактора.

В ряде случаев нежелательные последствия, связанные с аварийной остановкой ГЦНА, снижаются установлением естественной циркуляции теплоносителя через реактор и через петли.

Наиболее серьезные последствия, связанные с уменьшением расхода теплоносителя при остановке ГЦНА, возможны при отказе системы аварийной защиты реактора. При этой

сложной аварии одновременно не работоспособны две независимые системы реакторной установки.

Изменение температуры оболочки твэлов после прекращения или уменьшения расхода теплоносителя определяется коэффициентом теплоотдачи от поверхности оболочки. Вследствие достаточно большого коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении воды температура оболочки мало отличается от температуры кипящего теплоносителя. Однако при большом несоответствии между мощностью твэлов и расходом теплоносителя возможны отклонение от режима пузырькового кипения и возникновение кризиса теплообмена, сопровождающегося перегревом и расплавлением оболочки с последующим выходом продуктов деления в теплоноситель.

Уменьшение расхода теплоносителя через активную зону приводит к тому, что через некоторое время после начала аварии в наиболее напряженных кассетах теплоноситель вскипает. При кипении с недогревом и при объемном кипении (до определенных значений паросодержания) коэффициент теплоотдачи α от поверхности тепловыделяющего элемента к теплоносителю увеличивается. Однако, по мере увеличения паросодержания в потоке и перехода режима кипения от пузырькового к пленочному, резко ухудшаются условия теплоотдачи от поверхности к теплоносителю, что приведет к возрастанию температуры оболочек тепловыделяющих элементов.

В воде, недогретой до кипения, коэффициент теплоотдачи меняется, в основном, за счет скорости теплоносителя. Резкое возрастание коэффициента теплоотдачи происходит с началом кипения с недогревом, после чего величина коэффициента теплоотдачи изменяется слабо до момента наступления кризиса теплообмена, когда происходит резкое снижение коэффициента теплоотдачи.

Значение коэффициента теплоотдачи α при нормальных условиях работы АЭС составляет порядка $(3.3 \div 3.5) \cdot 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$. При кипении с недогревом коэффициент α увеличивается в 2÷3 раза, а после наступления кризиса теплообмена коэффициент α уменьшается в несколько раз по сравнению со значением коэффициента теплоотдачи в номинальном режиме. Такое ухудшение условий теплообмена при высоких тепловых нагрузках в современных водо-водяных реакторах (максимальные тепловые нагрузки превышают величину $1 \cdot 10^6 \text{ Вт}/\text{м}^2$) может привести к тому, что в течение нескольких секунд температура оболочки возрастает до величины средней температуры топлива. Кризис теплообмена возникает, как правило, в верхней части тепловыделяющего элемента, т. е. в зоне высоких паросодержаний и больших значений тепловых потоков. По мере уменьшения расхода теплоносителя развивается зона ухудшенной теплоотдачи. На рисунке № 7.5 показана характерная кривая изменения температуры оболочки тепловыделяющего элемента в наиболее напряженной точке по высоте активной зоны при отключении всех насосов [12].

При столь высоких температурах трудно рассчитывать на сохранение работоспособности тепловыделяющих элементов.

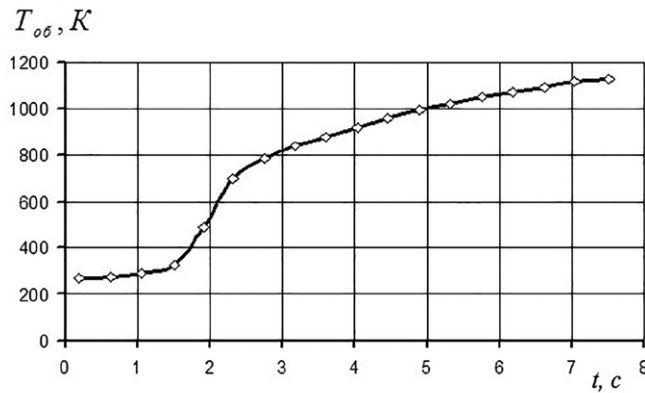


Рис. № 7.5 Изменение температуры оболочки от времени в наиболее нагруженной по высоте твэла точке при обесточивании всех насосов реактора ВВЭР-1200

7.7. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА

Интенсификация теплообмена. Стремление увеличить единичную мощность ядерного реактора в заданных размерах требует увеличения теплосъема, которого стараются достичь путем интенсификации теплообмена. В ядерных реакторах, охлаждаемых кипящей водой, ограничивающим фактором во многих случаях является кризис теплообмена.

Так как кризис, согласно общепринятому представлению, связан с прекращением (или ухудшением) контакта жидкости с тепловыделяющей стенкой, то большинство методов интенсификации теплообмена основано на использовании методов или устройств, с помощью которых обеспечивается дополнительный приток жидкости к стенке. К ним относятся турбулизация потока, организация закрученных потоков с помощью ребер или различного рода вставок в канале, устройство «холодных пятен» для восстановления расхода жидкости в пленке и т. д. Другая группа методов интенсификации теплообмена связана с повышением коэффициента теплоотдачи в дисперсном потоке за счет применения ребер из теплопроводного материала, капиллярно-пористых структур, поверхностей со специальной шероховатостью и т. д. Особо следует отметить метод дополнительного впрыскивания жидкости в поток двухфазной смеси, когда условия потока приближаются к критическим.

Во всех перечисленных случаях увеличение притока жидкости к стенке затягивает наступление кризиса теплообмена и позволяет отводить большую мощность при допустимых температурах поверхности. Следует иметь в виду, что поскольку интенсификация теплообмена в двухфазных потоках сопровождается увеличением массообмена, то это может привести к усилению появления отложений на поверхности теплообмена.

Интенсификация теплообмена турбулизацией потока. Турбулизация двухфазного потока создается при помощи поперечных или спиральных гофр, ребер, различного рода вставок

(в виде скрученных лент, шнеков и др.) или с помощью накатки труб. Турбулизация потока, увеличение интенсивности пульсаций приводят к увеличению поперечного переноса жидкости. Турбулизирующие выступы на холодной стенке кольцевого канала сбрасывают жидкость с холодной стенки в ядро потока, чем обеспечивается больший приток жидкости к тепловыделяющей стенке. В пузырьковом режиме течения при низких паросодержаниях турбулизаторы не дают какого-либо преимущества. В дисперсно-кольцевом потоке, особенно при больших массовых скоростях, критическая плотность теплового потока благодаря действию турбулизаторов увеличивается.

Интенсификация теплообмена закруткой. Под действием центробежных сил капли жидкости отбрасываются к наружной стенке, что увеличивает концентрацию жидкости около нее и повышает величину критического теплового потока ($KТП$). Последняя при вихревом движении зависит в основном от величины центробежного ускорения, а не от недогрева. С увеличением скорости смеси и паросодержания эффективность закрутки возрастает. Чем интенсивнее закручен поток (т. е. меньше шаг закручивающего элемента), тем при более низких паросодержаниях наступает дисперсно-кольцевой режим течения, и тем стабильнее становится поверхность жидкой пленки.

Организация вихревого потока конструктивно осуществляется с помощью установки в канал завихряющих элементов (ленты, пропеллерные вставки, проволочные спирали, винтовые ребра, витые эллиптические трубы и т. д.). В первом приближении все завихряющие элементы дают при одинаковой закрутке примерно одинаковое увеличение критической плотности теплового потока. Однако установка вставок в канал приводит к увеличению гидравлического сопротивления. Винтовое оребрение позволяет не только увеличить критическую мощность канала (иногда в 2 раза) и повысить критическое паросодержание до $0.8 \div 0.9$, но и при определенных условиях вообще избежать явления кризиса.

В стержневых сборках большое влияние на величину теплового потока $q_{кр}$ (или мощности $N_{кр}$) оказывают дистанционирующие решетки, которые завихряют поток и способствуют сбросу жидкости с необогреваемых поверхностей, дроблению капель, лучшему перемешиванию двухфазного потока и выравниванию теплосодержания между ячейками. В зависимости от типа решеток и шага их расположения $KТП$ может как снижаться, так и повышаться.

При правильном выполнении интенсификаторов, закручивающих поток в межстержневом пространстве, существенно расширяется область бескризисной работы по паросодержанию и тепловому потоку. Значительное увеличение $KТП$ наблюдается сразу за дистанционирующими элементами и постепенно уменьшается с увеличением расстояния от них.

Влияние шероховатости поверхности и отложений на ней. В области недогретой жидкости выступы шероховатости увеличивают турбулизацию пристенного слоя и, следовательно, способствуют росту $KТП$. С другой стороны, шероховатость увеличивает число центров парообразования, способствует образованию сплошной пленки пара на поверхности и, тем самым, снижает величину $KТП$.

Таким образом, влияние шероховатости стенки на двухфазный поток оказывается неоднозначным. Обтекание шероховатости типа «выступ» потоком связано с образованием застойных зон. В этих зонах может происходить более интенсивное отложение солей, что приведет к зарастанию выступов отложениями и снижению эффекта интенсификации.

По-видимому, этого можно избежать, если применить волнистую шероховатость, при которой устраняются застойные зоны.

Отложения продуктов коррозии на теплоотдающей поверхности сказываются на ее температурном режиме и на величине $q_{кр}$. Отложения обычно состоят из различных форм окислов железа (70÷80 %) и других конструкционных материалов в виде капиллярно-пористых структур. Различные условия работы поверхностей обуславливают широкий диапазон свойств отложений. Диаметр капиллярных каналов в отложениях имеет порядок 5÷10 мкм, а количество их достигает 3000÷5000 на 1 мм. Плотность отложений изменяется от 2.5 до 4.7 г/см³, а коэффициент теплопроводности изменяется от 0.5 до 3 Вт/(м·град). Кризис теплообмена на пористых структурах возникает при меньших плотностях теплового потока, чем на непроницаемой поверхности. Возможными причинами этого являются [12]:

- увеличенное количество центров парообразования, что способствует более раннему возникновению сплошной паровой пленки;
- нарушение циркуляции в порах из-за закупорки капилляров и в связи с затруднением притока жидкости через отложения;
- худшие теплофизические свойства отложений по сравнению с металлической поверхностью, что способствует локальному перегреву.

Поскольку толщина и структура отложений неизвестны, учесть точно их влияние на КТП трудно. Опыты показали, что увеличение толщины отложений до 30 мкм приводит к снижению КТП на 20÷25 %. Дальнейшее увеличение толщины изменяет КТП слабее (увеличение толщины от 30 до 60÷100 мкм снижает КТП на ~10 %).



8. АКТИВНАЯ ЗОНА ВВЭР-1200

8.1. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Реакторы ВВЭР относятся к корпусным реакторам, по спектру нейтронов – к тепловым, а по материалам, обеспечивающим замедление нейтронов и отвод тепла, – к легководным реакторам. В качестве топлива используется низкообогащенный ($2 \div 5$ %) диоксид урана. В таблице № 8.1 приведены проектные характеристики активной зоны ВВЭР-1200. На рисунке № 8.1 представлен вид топливных таблеток реактора ВВЭР-1200, на рисунке № 8.2 – тепловыделяющий элемент.

Отличительной особенностью реакторов типа ВВЭР от графитовых или тяжеловодных является плотная решетка твэлов. Типичное значение отношения объемов воды и топлива равно примерно двум, что в сочетании с хорошими теплофизическими свойствами воды обеспечивает компактность активной зоны, высокие значения объемного энерговыделения и возможность изготовления в заводских условиях корпуса, рассчитанного на давление $12 \div 25$ МПа.

Активная зона реактора ВВЭР-1200 состоит из 163 тепловыделяющих сборок (ТВС) «ТВС ВВЭР-1200», в части из которых, в соответствии с картограммой активной зоны, размещаются 121 поглощающий стержень системы управления и защиты (ПС СУЗ) [10]. На рисунке № 8.10 приведена картограмма первой топливной загрузки реактора ВВЭР-1200 для 12-месячного топливного цикла.

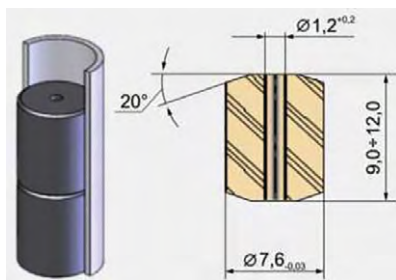


Рис. № 8.1. Вид топливных таблеток реактора ВВЭР-1200

ТВС предназначены для генерирования тепла и передачи его с поверхности твэлов теплоносителю в течение проектного срока службы без превышения допустимых проектных пределов повреждения твэлов [10].

ПС СУЗ предназначены для быстрого прекращения ядерной реакции в активной зоне, поддержания мощности на заданном уровне и ее перевода с одного уровня на другой, выравнивания поля энерговыделения по высоте активной зоны, предупреждения и подавления ксеноновых колебаний. ПС СУЗ, сцепленный со штангой привода, представляет собой ОР СУЗ.

Для проекта Нововоронежской АЭС-2 (РУ ВВЭР-1200) выбрана активная зона реактора с использованием ТВС, обеспечивающими:

- номинальную тепловую мощность реактора 3200 МВт;
- длительность работы РУ между перегрузками 12 месяцев (с учетом времени на ППР).

Конструкция РУ с ВВЭР-1200 соответствует высокому уровню безопасности, требуемому во всем мире для будущих станций. В проекте реализована многоканальная схема систем безопасности. Существенную роль в обеспечении безопасности АЭС играет внутренняя самозащищенность РУ (глава № 10). Это выражается в способности РУ в аварийных ситуациях длительное время ограничивать и локализовать развитие исходных событий и их последствия в границах проектных критериев безопасности. Обеспечена доступность основного оборудования РУ для проведения контроля во время эксплуатации, что позволяет своевременно проводить планово-предупредительный ремонт оборудования. Компонировка РУ позволяет эффективно внедрять автоматизированные ремонтные комплексы, проводить автоматизацию различных методов контроля оборудования.

В дополнение к инновационным характеристикам, связанным с повышенным уровнем безопасности, в конструкции РУ с ВВЭР-1200 используется много технологических инноваций. Внутренний диаметр корпуса реактора в районе активной зоны (по сравнению с ВВЭР-1000) увеличен на 100 мм с целью уменьшения потока нейтронов на корпус реактора. Тепловая напряженность активной зоны реактора обеспечивает запасы до кризиса теплоотдачи твэлов при различных переходных процессах. Парогенератор имеет новую конструкцию с увеличенным диаметром корпуса и коридорной компоновкой труб в теплообменном пучке с целью повышения надежности парогенератора в процессе эксплуатации и увеличения срока службы. В главном циркуляционном насосе использован радиальноосевой подшипник с водяной смазкой с целью повышения пожаробезопасности АЭС, упрощения системы пожаротушения АЭС и компоновки в боксе ГЦНА.

Реактор ВВЭР-1200 по своему конструктивному исполнению является эволюционным по отношению к реакторам ВВЭР-1000. Основные отличия, направлены на увеличение проектного срока службы корпуса реактора до 60 лет с учетом увеличения тепловой мощности реактора до 3200 МВт. Реализовано увеличенное количество органов СУЗ (до 121 шт.) с целью удовлетворения требований по ядерной безопасности (температура повторной критичности снижена до 120 °С). Конструкция активной зоны обеспечивает работу в топливных циклах длительностью от 12 до 18 месяцев. Предусмотрена возможность продления топливного цикла за счет использования температурного и мощностного эффектов реактивности на срок до 60 суток. Конструкция активной зоны предусматривает повышенный уровень выгорания топлива на уровне до 70 МВт·сут/кг урана в среднем по максимально выгоревшей ТВС. Конструкция ТВС является ремонтпригодной, обеспечивает возможность дистанционного извлечения и замены дефектного твэла с помощью простых ремонтных приспособлений.

С учетом опыта разработки и эксплуатации прототипов проект активной зоны обеспечивает выполнение функциональных требований и требований по безопасности, изложенных в нормативных документах [2, 3], а именно:

- активная зона и другие системы, определяющие условия ее работы спроектированы таким образом, что исключается превышение установленных пределов по условиям НЭ,

а также при *ННЭ*, включая аварии, с учетом действия *АЗ* и защитных систем безопасности, а также с учетом:

- 1) проектного количества режимов и их проектного протекания;
 - 2) теплового, механического и радиационного воздействия на компоненты активной зоны;
 - 3) физико-химического взаимодействия материалов активной зоны;
 - 4) предельных значений теплотехнических параметров, предельных конструктивных отклонений;
 - 5) вибрации и термоциклирования, усталости и старения материалов;
 - 6) влияния примесей в теплоносителе и продуктов деления на коррозию оболочек твэлов;
 - 7) воздействия радиационных и других факторов, ухудшающих механические характеристики материалов активной зоны и целостность оболочек твэлов;
- в проектных режимах обеспечена механическая устойчивость активной зоны и отсутствие деформаций компонентов активной зоны, нарушающих работу средств воздействия на реактивность и аварийного останова реактора или препятствующих охлаждению твэлов с превышением установленных проектных пределов повреждения твэл;
 - активная зона спроектирована таким образом, что любые изменения реактивности за счет органов регулирования (*ОР СУЗ*) и эффектов реактивности в эксплуатационных состояниях и при проектных авариях не вызывают неуправляемого роста энерговыделения в активной зоне, приводящего к повреждению твэлов сверх установленных проектных пределов;
 - характеристики активной зоны, конструкции реактора и другого оборудования первого контура с учетом работы иных систем не допускают при тяжелых авариях, в том числе с расплавлением топлива, образования вторичных критических масс;
 - для активной зоны установлено соответствие между пределами повреждения твэлов и активностью теплоносителя первого контура по реперным изотопам и предусмотрена система контроля целостности (герметичности) оболочек твэл, предназначенная для контроля отклонений от установленного предела безопасной эксплуатации. При выявлении таких отклонений с учетом работы системы очистки теплоносителя работа реактора на мощности запрещается;
 - технические решения, принятые для конструкции топливной системы, апробированы прежним опытом или испытаниями, соответствующими исследованиями, опытом эксплуатации прототипов;
 - обоснована возможность выгрузки активной зоны и ее компонентов после проектной аварии;
 - исключено заклинивание и выброс *ОР СУЗ*;
 - при непредусмотренном перемещении наиболее эффективных одного или группы *ОР СУЗ* не происходит нарушений пределов безопасной эксплуатации по повреждениям твэлов с учетом срабатывания *АЗ* без одного наиболее эффективного *ОР СУЗ*;
 - характеристики активной зоны и *ОР СУЗ* таковы, что введение в активную зону этих *ОР СУЗ* в любой комбинации их расположения в проектных режимах обеспечивает ввод отрицательной реактивности на любом участке их движения;
 - перегрузка топлива проводится с введенными в активную зону *ЛС СУЗ* при компенсации реактивности борным раствором;

– пространственные колебания энерговыделения в активной зоне своевременно обнаруживаются и подавляются.

При ежегодной перегрузке топлива запас реактивности каждой топливной загрузки должен быть достаточным для эксплуатации реактора на номинальной мощности в течение 336 эфф. сут. (с учетом коэффициента технического использования 92 % [10]).

Выгорание топлива *ТВС*, твэл не должно превышать значений, при которых обеспечивается работоспособность твэла в стационарных и переходных режимах эксплуатации реактора. При выборе базового топливного цикла в качестве ограничения принимается максимальное выгорание топлива *ТВС* – не более 60 МВт·сут/кг *U*.

В режиме стационарных перегрузок используется компоновка с низкой утечкой нейтронов. В этой компоновке на периферии активной зоны размещается 12 свежих *ТВС*, остальные периферийные ячейки занимают выгоревшие *ТВС*, обладающие наименьшими размножающими свойствами. Выгоревшие *ТВС* располагаются в местах наиболее близко расположенных к корпусу реактора.

Для увеличения загрузки топлива в активной зоне имеются следующие основные решения:

- удлинение топливного столба;
- увеличение наружного диаметра топливной таблетки;
- уменьшение центрального отверстия в топливной таблетке.

Активная зона и другие системы, определяющие условия ее работы, спроектированы таким образом, что исключается превышение установленных пределов по условиям *НЭ*, а также при *ННЭ*, включая аварии, с учетом действия *АЗ* и защитных систем безопасности, а также с учетом:

- проектного количества режимов и их проектного протекания;
- теплового, механического и радиационного воздействия на компоненты активной зоны;
- физико-химического взаимодействия материалов активной зоны;
- предельных значений теплотехнических параметров, предельных конструктивных отклонений;
- вибрации и термоциклирования, усталости и старения материалов;
- влияния примесей в теплоносителе и продуктов деления на коррозию оболочек твэлов;
- воздействия радиационных и других факторов, ухудшающих механические характеристики материалов активной зоны и целостность оболочек твэлов.

Составные части активной зоны в соответствии с [2] классифицируются:

- *ТВС* – класс безопасности 1, классификационное обозначение 1Н;
- *ПС СУЗ* – класс безопасности 2, классификационное обозначение 2НЗУ.

В соответствии с [10] активная зона относится к первой категории сейсмостойкости. Составные элементы активной зоны относятся к следующим категориям:

- *ТВС*, *ПС СУЗ* – I категория сейсмостойкости;
- твэл, твэг, *ПЭЛ* – I категория сейсмостойкости.

В качестве топлива используется двуокись урана, обогащенного изотопом урана-235. Обогащение урана постоянно по высоте твэла. Среднее обогащение топлива *ТВС* не превышает 4.95 % вес. Для снижения концентрации бора в теплоносителе и управления энергораспределением активной зоны используется интегрированный в топливо выгорающий поглотитель в виде оксида гадолиния (Gd_2O_3) с естественным содержанием изотопов га-

долиния. Для 12-месячного топливного цикла гадолиний равномерно распределяется по высоте топливного стержня.

Основными достоинствами диоксида урана являются: высокая температура плавления (около 2840 °С для свежего топлива и около 2500 °С для выгоревшего); достаточная радиационная стойкость при больших выгораниях, хорошая совместимость с оболочкой твэла из циркониевого сплава и водой при рабочих температурах. Температура плавления диоксида урана: $T_{пл} = T_{пл}(0) - 0.56 \cdot B$, °С, где B – выгорание, $МВт \cdot сут / кг U$, $T_{пл}(0) = 2840$ °С – температура плавления необлученного UO_2 , и $T_{пл}(0)$ равны 2405 и 2300 °С соответственно для $UO_2 + (5.0; 8.0) \% Gd_2O_3$ [10].

Однако с теплофизической точки зрения двуокись урана имеет и недостатки, основной из которых – низкая теплопроводность, которая с ростом температуры и по мере выгорания топлива еще больше снижается. В результате возникают большие температурные градиенты по радиусу сердечника, а это в свою очередь, вызывает значительные термические напряжения, следствием которых может быть прогрессирующее растрескивание топливных таблеток.

Плотность двуокиси урана варьируется в пределах от 9.4 до 10.8 г/см³, она зависит от технологии уплотнения и спекания. Диоксид урана применяют в виде топливных таблеток. Таблетки изготавливают методом порошковой металлургии (прессование мелкого порошка двуокиси урана с пластификатором, сушка, гранулирование, прессование, еще раз сушка, спекание, шлифование). Их длина – 9÷12 мм. На торцах таблеток имеются сферические углубления для компенсации термического расширения топлива в наиболее горячей его части. В некоторых конструкциях вместо этих углублений таблетки имеют центральное отверстие диаметром 1.2 мм, служащее для восприятия температурных изменений объема таблетки, снижения максимальной температуры в центре топливной таблетке. Таблетки размещены в трубке с внешним диаметром 9.1 мм из циркониевого сплава. Вся конструкция представляет из себя тепловыделяющий элемент. Заполнение оболочки таблетками производится в атмосфере аргона и гелия, герметизация концов твэла выполняется электронно-лучевой сваркой, швы подвергаются отжигу, затем проводят контроль качества изготовления твэла. На внешней стороне оболочки твэла, выполненной из циркониевого сплава, максимальная температура может составлять +355 °С, ей соответствует температура на внутренней поверхности оболочки твэла около +410 °С. Одним из ограничений температуры наружной оболочки твэла является то, что при температурах свыше +355 °С происходит гидрирование оболочки твэла, которое приводит к ухудшению прочностных свойств материала. При нормальных условиях эксплуатации 98 % газообразных продуктов деления (He , Kr , Ra , J , Cs) удерживается в топливной матрице (таблетке) UO_2 . При температуре топлива выше 1600 °С выход газообразных продуктов деления резко возрастает. Отсюда вытекает требование по ограничению температуры 1690 °С на оси топливного сердечника для топлива с мелкозернистой структурой и 1800 °С для топливной таблетки с крупнозернистой структурой. В процессе работы происходит объемное вспухание топливных таблеток из-за накопления продуктов деления. Вспухание топлива компенсируется созданием радиального зазора между топливом и оболочкой. Кроме этого, зазоры компенсируют расширение топлива при переходе от холодного к рабочему состоянию. Для компенсации колебаний объема двуокиси урана при изменениях уровня мощности реактора и ее перераспреде-

лении в топливных таблетках выполнены осевые отверстия. Одновременно центральное отверстие служит приемником для газообразных продуктов деления, а также несколько снижает максимальную температуру в центре блока топлива в твэлах. В настоящее время разрабатываются варианты твэлов (таблеток) без центрального отверстия.

На рисунке № 8.3 представлен вид ТВС, на рисунке № 8.4 представлен вид головки ТВС, на рисунке № 8.5 представлен вид дистанционирующей решетки, на рисунок № 8.6 представлен вид дистанционирующих решеток и направляющих каналов. На рис. № 8.7 приведен вид ПЭЛ и ПС СУЗ. В таблице № 8.1 приведены проектные технические характеристики активной зоны ВВЭР-1200.

Таблица № 8.1

Проектные технические характеристики активной зоны ВВЭР-1200 [10]

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ЗНАЧЕНИЕ
Количество ТВС, шт.	163
Количество ТВС с ПС СУЗ, шт.	121
Мощность реактора тепловая (номинальная), МВт	3200
Давление теплоносителя на выходе из реактора, абсолютное (номинальное), МПа	16.2
Температура теплоносителя на входе в реактор, номинальная, °С	+298.2
Температура теплоносителя на выходе из реактора, номинальная, °С	+328.6
Шаг между ТВС, м	0.236
Расход теплоносителя через активную зону, м³/ч, номинальный	87400
Расход теплоносителя через реактор, м³/ч, номинальный	90400
Проходное сечение активной зоны, м²	4.15
Высота обогреваемой части (в холодном состоянии), м, номинальная	3.73
Номинальное время пребывания ТВС в активной зоне при ежегодной перегрузке топлива, топливных загрузок, лет	3÷4
Максимальное эффективное время эксплуатации ТВС (с учетом работы на мощностном эффекте реактивности), эфф.ч.	до 46000
Средняя расчетная глубина выгорания топлива в выгружаемых ТВС для режима стационарных перегрузок, МВт-сут/кг U	55.5
Максимальная допустимая глубина выгорания топлива в ТВС, МВт-сут/кг U	60.0
Время падения ОР СУЗ при срабатывании аварийной защиты, в пределах, с	1.2÷4.0
Скорость перемещения ПС СУЗ в режиме регулирования, м/с	0.02
Примечание. Точность поддержания параметров реактора (с учетом погрешностей измерения и регулирования): – по тепловой мощности – не более +4 % от номинального значения; – по давлению теплоносителя первого контура – не более ±0.3 МПа.	

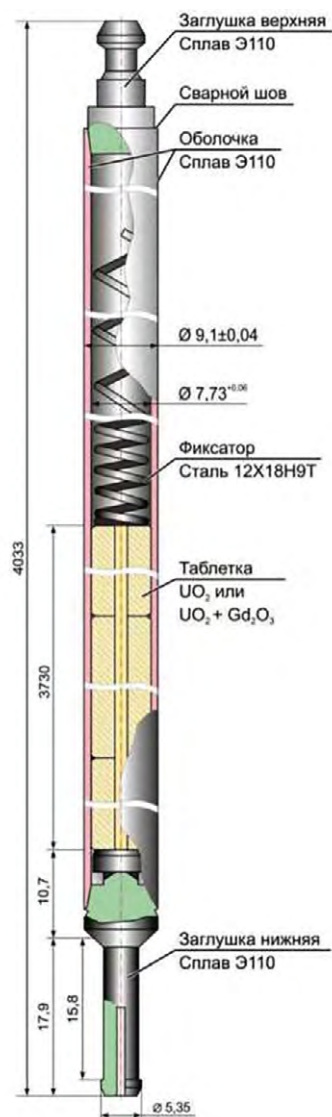
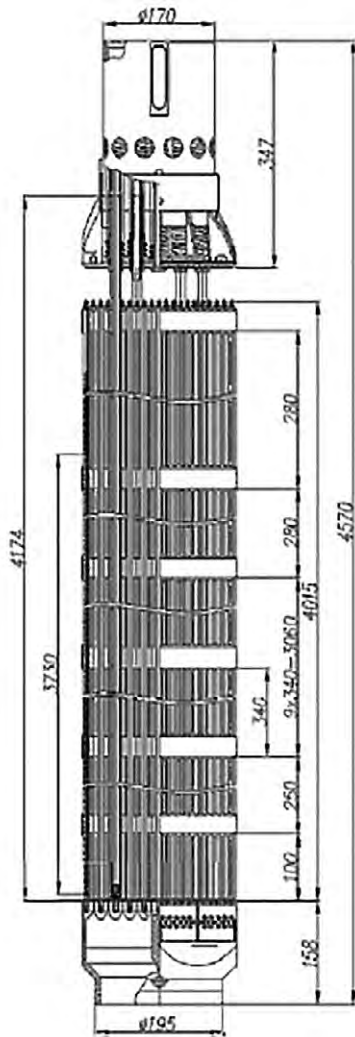


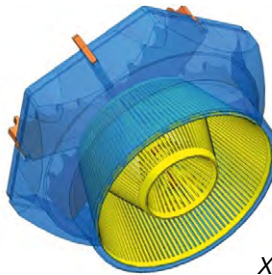
Рис. № 8.2. Тепловыделяющий элемент [10]



Головка ТВС



Дистанционирующая
решетка



Хвостовик ТВС

Рис. № 8.3. Тепловыделяющая сборка [10]

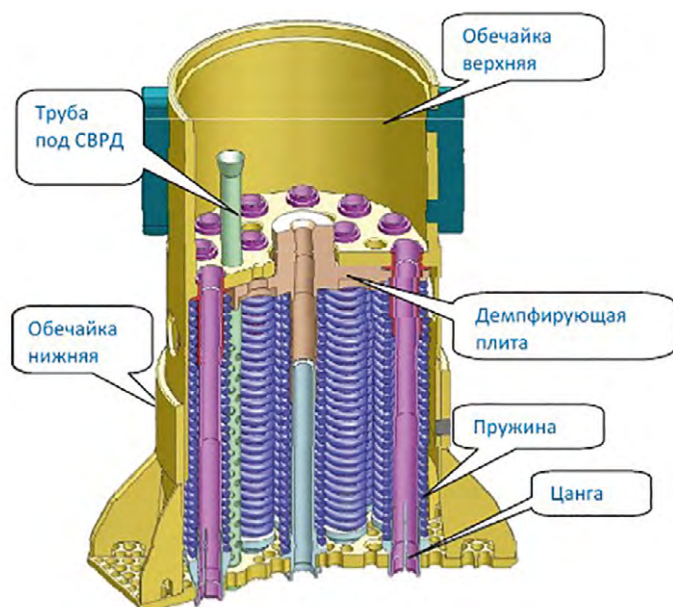
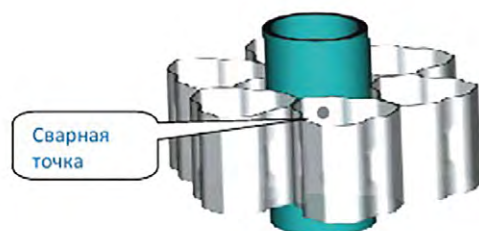


Рис. № 8.4. Головка ТВС



Фрагмент ДР и НК
с показанным сварным соединением

Рис. № 8.5. Фрагмент дистанционирующей решетки

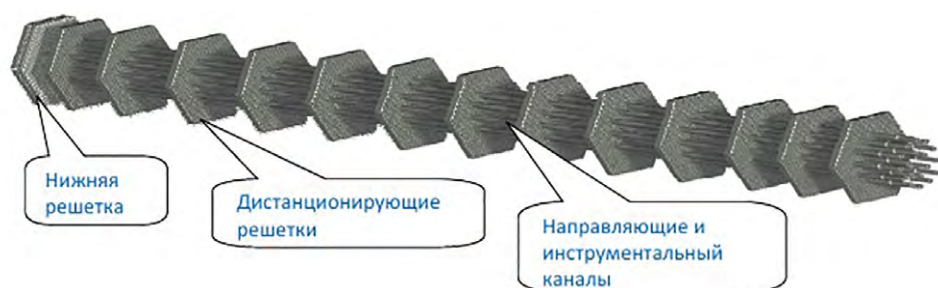


Рис. № 8.6. Вид дистанционирующих решеток и направляющих каналов

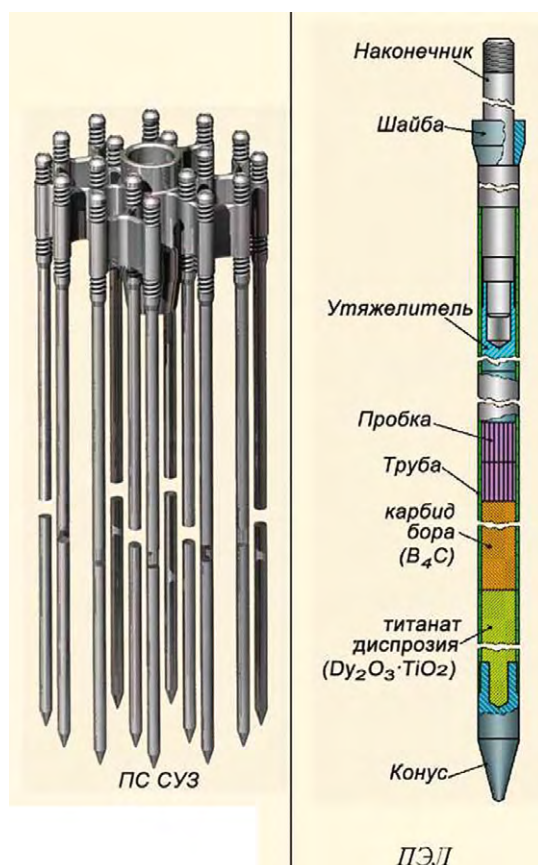


Рис. № 8.7. Поглощающий стержень и поглощающий элемент [10]

Наружный диаметр топливной таблетки составляет 7,6 мм, диаметр осевого отверстия 1,2 мм. Фаски сделаны для уменьшения скалываемости топлива при загрузке таблеток в оболочку твэла. Низкая теплопроводность диоксида урана приводит к большому перепаду (градиенту) температур по сечению таблетки, что накладывает ограничения на диаметр таблетки.

При выборе типа топлива и способа его размещения в ядерном реакторе необходимо учитывать сразу несколько порой взаимно противоречивых требований, таких как:

- создание и поддержание в течение длительного времени критической массы топлива для цепной реакции деления;
- технологичность перегрузки топлива;
- обеспечение интенсивного теплосъема с топлива ;
- удержание радиоактивных продуктов деления внутри топлива;
- экономичность.

Причем эти требования должны выполняться не только в состояниях нормальной эксплуатации, но и в аварийных ситуациях, что подчас более важно для надежного обеспечения безопасности. Известно множество химических соединений урана и плутония, таких как: металлические U и Pu , окислы U_3O_8 , UO_2 , PuO_2 , хлориды и фториды UCl_3 , UCl_4 , $PuCl_3$, UF_3 , UF_4 , UF_6 , а также нитриды, карбиды, уранил-нитраты и многие другие. Как видно, выбор материалов достаточно велик, у каждого из них имеются свои преимущества и недостатки. Все эти материалы имеют разные физико-химические и технологические свойства и большинство из них уже исследовались в качестве потенциального топлива для реакторов различного назначения.

Безопасность активной зоны обеспечивается наличием барьеров, ограничивающих распространение радиоактивных продуктов деления топлива. Такими барьерами являются топливная матрица и оболочка твэла. Обеспечение безопасной эксплуатации основано на осуществлении мероприятий по сохранению и поддержанию целостности и герметичности оболочек твэлов.

8.2. ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩИЙ ЭЛЕМЕНТ

Тепловыделяющий элемент (твэл) – отдельная сборочная единица, содержащая ядерные материалы и предназначенная для получения тепловой энергии в ядерном реакторе за счет осуществления контролируемой ядерной реакции деления и (или) для накопления нуклидов [3]. Твэлы и твэги (твэг – это твэл с гадолиниевым поглотителем) предназначены для генерации тепла и подогрева проходящего через активную зону теплоносителя. Твэл ядерного реактора ВВЭР-1200 представляет собой трубку, заполненную таблетками из двуоксида урана UO_2 и герметично уплотненную концевыми деталями при помощи сварки.

Твэл (твэг) (рис. № 8.2) состоит из составляющих: заглушки верхней, оболочки, заглушки нижней, топливного сердечника, набранного из топливных таблеток, и фиксатора. Материал оболочки и заглушек твэла (твэга) – сплав Э-110. Сплав Э-110 имеет обоснование многолетним опытом эксплуатации на ВВЭР-1000 (опыт эксплуатации в УТБС с 1993 года)

для применения его в качестве конструкционного материала для ЦДР, освоен производством в этом качестве.

Основные требования к тепловыделяющим элементам заключаются в следующем:

- обеспечивать такую конструкцию топливной системы, которая в состоянии выдержать механические нагрузки в соответствующих проектных режимах;
- обеспечивать наличие барьера, разделяющего топливо, продукты деления и теплоноситель в режимах нормальной эксплуатации и возможных нарушений нормальной эксплуатации;
- выдерживать коррозионные, электрохимические, тепловые, механические и радиационные воздействия на материалы;
- обеспечивать приемлемый расход теплоносителя и теплопередачу в проектных режимах;
- обеспечивать работоспособность в составе топливной сборки.

Количество твэгов в пределах одной ТВС (от 6 до 27 штук), их расположение в топливном пучке, обогащение (2.4; 3.3 и 3.6 % вес.) и содержание Gd_2O_3 в топливе (5 или 8 % вес.) определено вариантными расчетами с учетом следующих условий:

- компенсируемая гадолинием избыточная реактивность должна быть такой, чтобы во всех критических состояниях реактора обеспечивалась отрицательность суммарного коэффициента реактивности по температуре теплоносителя и температуре топлива;
- поглотитель должен практически полностью выгорать в течение одной кампании реактора с тем, чтобы исключить экономические потери;
- распределение энерговыделения должно удовлетворять проектным ограничениям.

Процесс проектирования тепловыделяющих элементов направлен на предотвращение различных форм разрушения конструкции и выполнение ряда функциональных требований.

Для предотвращения смятия оболочки и улучшения условий теплопередачи в твэлах в процессе изготовления внутренний объем твэла (твэга) заполняется гелием под давлением 2.1 МПа (давление гелия в твэле/твэге – абсолютное). Герметизация твэла (твэга) осуществляется сваркой. Для снижения давления газообразных продуктов деления под оболочкой твэла (твэга), выделившихся в процессе эксплуатации, в верхней части твэла (твэга) предусмотрен компенсационный объем. Фиксация топливного столба при транспортно-технологических операциях осуществляется пружинным фиксатором, работоспособность которого обоснована на нагрузки (от транспортно-технологических операций) до 4g.

При изготовлении твэла в целях улучшения теплопередачи между топливным сердечником и оболочкой компенсационный объем вначале вакууммируется, а затем заполняется гелием под давлением 2.1 МПа. Гелий выбран в качестве газа-наполнителя потому, что его теплопроводность в 4÷5 раз выше теплопроводности воздуха. Кроме того, гелий обладает хорошей текучестью, а это свойство позволяет оценить целостность оболочки и герметичность всей конструкции твэла при его изготовлении. В случае наличия трещины в оболочке твэла гелий просачивается и легко регистрируется гелиевым течеискателем.

Для вакуумирования твэла и последующего заполнения его гелием используется осевое сверление в заглушке, которое затем заваривается, а к заглушке электронно-лучевой сваркой приваривается наконечник. Наконечники, кроме герметизации оболочки, выполняют также роль крепежных деталей.

Надежная герметизация твэлов, исключая выход радиоактивных продуктов деления из твэлов в теплоноситель, гарантирует радиационную безопасность АЭС и окружающей местности. Герметичность твэлов должна быть обеспечена в течение всего срока работы ТВС в реакторе и последующего хранения отработавших ТВС до отправки на переработку. В связи с этим, свойства материала оболочек твэлов должны удовлетворять требованиям коррозионной стойкости, прочности и пластичности в условиях нормальной работы реактора и в аварийных ситуациях. Одним из основных требований к материалу оболочек твэлов является малое сечение захвата нейтронов и непревышение предельно допустимых значений температур, как на внешней, так и на внутренней поверхностях.

Наибольшее распространение в отечественных реакторах ВВЭР получил сплав циркония с одним весовым процентом ниобия. В настоящее время ведутся работы по созданию толерантного топлива, где в качестве оболочки используются сплавы 42ХНМ и кремниевых полимеров. Основное достоинство этих оболочек – отсутствие пароциркониевой реакции при ЗПА.

При работе реактора в твэлах накапливаются осколки деления урана. Значительная доля этих осколков – атомы газов, среди которых особенно много ксенона и криптона. Часть газов удерживается внутри таблеток топлива, а часть диффундирует наружу. В результате давление под оболочкой твэла возрастает. Для поддержания напряжений в оболочке от внутреннего давления на допустимом уровне внутри твэла предусматривается компенсационный объем, состоящий из газосборника, углублений между топливными таблетками и зазора между сердечником твэла и оболочкой. Размеры компенсационного объема выбираются так, чтобы к моменту достижения проектной энерговыработки реактора давление под оболочкой не превышало установленной величины. Обычно компенсационный объем составляет около 10 % объема топливного сердечника. В этом случае при глубоких выгораниях топлива давление внутри твэла достигает $10 \div 15$ МПа [5].

Чтобы исключить перемещение таблеток в направлении газосборника и в то же время обеспечить возможность их температурного расширения, в газосборнике установлен пружинный фиксатор, прижимающий столб таблеток и компенсирующий расширение топлива сжатием пружины.

Для увеличения загрузки топлива в ТВС удлинен твэл (твэг) и топливный столб в твэле (твэге) на 200 мм относительно штатного твэла (твэга) ВВЭР-1000, увеличен диаметр таблетки (наружный диаметр увеличен с 7.57 до 7.60 мм и уменьшен диаметр центрального отверстия с 1.4 до 1.2 мм), при этом объем газосборника сохранен. На данном этапе (при сохранении величины газосборника и наличия центрального отверстия) используется имеющийся опыт разработки, эксплуатации твэлов (твэгов) ВВЭР-1000 и технологии их изготовления. Также предусмотрен повышенный уровень выгорания топлива до 70 МВт·сут/кгU в среднем по топливу для максимально выгоревшей ТВС.

Конструкция верхней заглушки твэла (твэга) предусматривает возможность зацепления ее канговым захватом устройства для извлечения-установки твэлов (твэгов).

Нижней заглушкой твэлы и твэги закрепляются в нижней решетке с помощью кангового соединения (ласточкин хвост).

8.3. ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩАЯ СБОРКА

Тепловыделяющая сборка – машиностроительное изделие, содержащее ядерные материалы и предназначенное для получения тепловой энергии в ядерном реакторе за счет осуществления контролируемой ядерной реакции [3]. Конструкция *ТВС* состоит из следующих составных частей: головки, пучка твэлов и твэгов, хвостовика. В качестве основного варианта на данном этапе разработки для активной зоны *ВВЭР-1200* тепловой мощностью *3200 МВт* рассматривается конструкция *ТВС* без перемешивающих решеток и антидебризных фильтров. Основные характеристики *ТВС* приведены в таблице № 8.2.

Таблица № 8.2
Основные характеристики *ТВС ВВЭР-1200* [10]

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК	ЗНАЧЕНИЕ
Высота <i>ТВС</i> , мм	4570
Масса <i>ТВС</i> , кг	750
Размер «под ключ» <i>ТВС</i> , мм – максимальный; – номинальный	235.1 234.2
Количество твэлов и твэгов в <i>ТВС</i> , шт.	312
Сетка расположения твэлов (твэгов)	Равномерно треугольная
Шаг между твэлами (твэгами), мм	12.75
Количество направляющих каналов под ПС СУЗ в <i>ТВС</i> , шт.	18
Материал направляющих каналов	Сплав Э-635
Диаметр НК (наружный/внутренний), мм	12.9/10.9
Количество дистанционирующих решеток в <i>ТВС</i> (не считая нижнюю опорную решетку), шт. – общее; – в пределах топливного столба	13 12
Максимальное проектное линейное энерговыделение, Вт/см: – в твэлах; – в твэгах	420 360
Материал дистанционирующих решеток	Сплав Э-110
Масса дистанционирующей решетки, кг	0.78
Инструментальный канал: – количество, шт.; – материал; – наружный диаметр, номинальный, мм; – внутренний диаметр, номинальный, мм	1 Э-635 12.9 10.9
Топливо таблетки твэла	Диоксид урана (UO ₂)

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК	ЗНАЧЕНИЕ
Топливо таблетки твэга Массовая доля Gd_2O_3 в топливе твэга, % вес.: 5.0; 8.0	Спеченная смесь диоксида урана и оксида гадолиния ($UO_2 + Gd_2O_3$)
Материал оболочки твэла (твэга)	Сплав Э-110
Наружный диаметр оболочки твэла (твэга), номинальный, мм	9.1
Внутренний диаметр оболочки твэла (твэга), мм	7.73
Наружный диаметр таблетки, номинальный, мм	7.6
Диаметр центрального отверстия в топливной таблетке твэла, мм	1.2
Высота столба топлива в холодном состоянии в твэле (твэге), мм	3730
Масса топлива в ТВС, номинальная, кг	534
Масса UO_2 в твэле, номинальная, кг	1.71
Среднее обогащение топлива ТВС по U^{235} для первой загрузки, % масс.	1.30; 2.4; 3.27; 3.28; 4.00; 4.37
Среднее обогащение топлива ТВС по U^{235} для стационарных топливных загрузок, % масс.	3.98; 4.34; 4.37; 4.39; 4.85; 4.89; 4.92; 4.93; 4.95
Количество твэгов в пределах одной ТВС, шт.	0; 6; 9; 12; 27
Обогащение топлива в твэгах по U^{235} , % масс.	2.40; 3.30; 3.60

Конструкция ТВС представлена на рисунке № 8.3.

Головка ТВС (рис. № 8.4) выполняет следующие функции:

- обеспечивает разъёмное соединение с каркасом с помощью цанговых захватов;
- обеспечивает с учетом допусков и разности температурных расширений ТВС и внутрикорпусных устройств (ВКУ) необходимое усилие поджатия ТВС в активной зоне реактора;
- обеспечивает постоянное сопряжение ТВС с гнездом плиты БЗТ и сопряжение каналов для ПС СУЗ, размещенных в ТВС и направляющих трубах БЗТ реактора;
- взаимодействует с захватным устройством транспортно-технологического оборудования;
- защищает от механического повреждения верхние торцы твэлов при перегрузках;
- стабилизирует выход потока теплоносителя из активной зоны;
- демпфирует падение ПС СУЗ со штангой привода при срабатывании АЗ;
- обеспечивает представительность термоконтроля теплоносителя на выходе из ТВС;
- обеспечивает ввод в ТВС преобразователей СВРД.

Головка ТВС состоит из составляющих: верхней (цилиндрической) обечайки, опорной плиты, пружинного блока, нижней обечайки, цанг и элементов, связывающих сборочные единицы головки в единую конструкцию.

Для повышения поперечной жесткости и понижения силы трения между подвижными и неподвижными элементами головки ТВС в конструкции головки использована направляющая обечайка, аналогичная прототипу, сопряженная с верхней (цилиндрической) обечайкой.

Верхняя обечайка представляет собой цилиндр с плитой и двумя ребрами по бокам. Ребра предназначены для взаимодействия с нижней плитой *БЗТ* (ориентацией *ТВС* в плане) и транспортно-технологическим оборудованием. Плита верхней обечайки служит упором для опорной плиты и трех пружин, проходящих через отверстия в опорной плите. В плиту вварены три втулки, которые выполняют функцию направляющих для верхней обечайки при ее перемещениях вдоль цанг при поджатии головки *ТВС* плитой *БЗТ*.

Труба для *СВРД* головки *ТВС* имеет перфорацию в районе нижней обечайки, что необходимо для выполнения замеров температуры теплоносителя на выходе из *ТВС* с помощью преобразователей *СВРД*.

Нижняя обечайка представляет собой сварную конструкцию в виде цилиндра, соединенного с шестигранным основанием (решеткой) ребрами. Решетка снабжена системой отверстий для протока теплоносителя и предназначена для стабилизации скоростей потока теплоносителя на выходе из пучка твэлов и защиты верхних концов твэлов от механических повреждений при перегрузках.

Демпфирующая плита представляет собой конструкцию из, собственно, плиты и втулок, установленных с натягом по внутреннему ряду. Втулки выполнены из сплава *ЭИ612*. Втулки периферийного ряда с натягом установлены в плите верхней обечайки.

Демпфирующая плита с имеющимся в центре штоком воспринимает нагрузки от удара *ПС СУЗ* со штангой привода при срабатывании аварийной защиты реактора и передает их пружинам, на которые она опирается. Втулки обеспечивают направленное (без перекосов) движение плиты в процессе демпфирования падающего *ОР СУЗ*.

Цанги головки *ТВС* выполнены в виде трубы с цанговым захватом. Цанга имеет внешний бурт и внутренний уступ. На внешние бурты через опорные втулки передаются усилия 18 пружин головки. Усилие от центральной пружины передается через отбойную решетку нижней обечайки на внешние бурты цанг. Через внутренние уступы эти усилия передаются на 18 направляющих каналов каркаса *ТВС*.

Цанги в головке *ТВС* выполняют следующие функции:

- служат в качестве направляющих для пружин, демпфирующей плиты, верхней и нижней обечаек;
- обеспечивают разъемность соединения головки *ТВС* с направляющими каналами;
- служат в качестве направляющих для *ПС СУЗ* при их установке в направляющие каналы *ТВС*.

Крепление цанг выполнено на сварке с помощью втулок.

Блок винтовых цилиндрических пружин в головке *ТВС* позволяет:

- компенсировать изменение длины направляющих каналов *ТВС* от радиационного роста и ползучести (с учетом неравномерности удлинений направляющих каналов), допуски установочного размера по высоте *ТВС* и охватывающего ее размера *ВКУ* реактора и разности температурных расширений элементов *ТВС* и *ВКУ* реактора;
- демпфировать падение *ОР СУЗ* (*ПС СУЗ* со штангой привода).

Величины усилий рабочего поджатия пружин выбраны из условия обеспечения необходимого запаса до всплытия в проектных режимах с учетом конструкторских, технологических и эксплуатационных отклонений (включая релаксацию пружин, разность температурных удлинений направляющих каналов *ТВС* и канала *ВКУ*, радиационного роста и ползучести материала *НК*).

Номинальный ход пружин при установке БЗТ и поджатии ТВС крышкой реактора и ВКУ в условиях сборки реактора равен 19.0 мм.

Материал пружин – сплав ХН77ТЮР.

Пучок твэлов и твэгов (рис. № 8.3) собирается из 312 твэлов и твэгов, размещенных в каркасе.

Каркас ТВС (рис. № 8.6) собран из 18 направляющих каналов, приваренных к ним 13 дистанционирующих решеток, инструментального канала, нижней решетки. Каркас служит несущей конструкцией ТВС. Инструментальный канал по конструкции аналогичен направляющему каналу, но не имеет соединения с головкой ТВС. Кроме того, инструментальный канал снабжен системой пазов для протока теплоносителя и пуклевок для центрирования чехла первичного преобразователя СВРД внутри трубы инструментального канала. Направляющие каналы (НК) служат силовым элементом каркаса и направляющими для перемещения в них ПС СУЗ. Инструментальный канал является направляющим для перемещения в нем преобразователей СВРД. НК и инструментальный канал выполнены из циркониевого сплава Э-635, обладающего повышенными механическими свойствами и меньшим радиационным ростом по отношению к сплаву Э-110. Применение сплава Э-635 в качестве материала для НК является одним из факторов повышения стойкости ТВС к формоизменениям в процессе эксплуатации.

НК имеет в верхней части кольцевую втулку для разъемного соединения с головкой ТВС, а в нижней части – наконечник для закрепления НК в опорной решетке хвостовика. Кольцевая втулка из циркониевого сплава приварена к НК методом проплавления в кольцевом пазе до основного металла. В наконечнике НК, выполненном из нержавеющей стали, завальцована циркониевая втулка, к которой приваривается циркониевая труба направляющего канала.

Наружный диаметр НК выбран из условия обеспечения собираемости каркаса ТВС без люфта и без деформации смежных ячеек дистанционирующих решеток, а также из условия обеспечения достаточного охлаждения твэлов вокруг направляющих каналов.

Для протока теплоносителя в НК его наконечник имеет четыре боковых отверстия диаметром 2 мм, входящих в центральное отверстие диаметром 2.5 мм с переходом на отверстие диаметром 4.5 мм. Это обеспечивает достаточное охлаждение ПЭЛ, а также приемлемую скорость и время свободного падения ПС СУЗ со штангой привода СУЗ при срабатывании аварийной защиты.

Циркониевая дистанционирующая решетка сотового типа состоит из 312 ячеек, заключенных в обод (рис. № 8.3). В местах под НК и инструментальный канал ячейки не устанавливаются. Ячейки и обод ЦДР выполнены из сплава Э-110.

Ячейки между собой и периферийные ячейки с ободом соединены точечной сваркой. Ячейки решетки штампуются из тонкостенной трубы и имеют шестигранную форму с пуклевами, расположенными через 120°, для дистанционирования твэла. Профиль пуклевок ячеек и их упругопластические свойства обеспечивают безлюфтовую установку твэла в ЦДР.

Обод ЦДР изготавливается из листа толщиной 0.8 мм и выполняет следующие функции: – стягивает поле ячеек решетки в шестигранную форму, придавая ей дополнительную жесткость;

– является поверхностью дистанционирования между *ТВС* в активной зоне, а также с выгородкой шахты реактора и с транспортно-технологическим оборудованием;
 – за счет скосов (отбортовки) под углом 30° по всему периметру *ЦДР* (включая стыки) обеспечивается отсутствие зацепления *ТВС* дистанционирующими решетками с транспортно-технологическим оборудованием и с соседними *ТВС* при загрузке – выгрузке активной зоны.

Соединение частей обода *ЦДР* между собой выполнено внахлест контактно-стыковой сваркой. Это позволило в зоне соединения выполнить скосы (отбортовку).

В обоснование выбора конструкции каркаса и *ЦДР* с точки зрения термомеханической стабильности и прочности были выполнены параметрические сравнительные расчетные оценки термомеханического поведения *ТВС-2* с жестким каркасом различных исполнений, а также оценка поведения *ТВС-2* при авариях с потерей теплоносителя и при сейсмических воздействиях, по результатам которых выбрана конструкция *ЦДР* для *ТВС-2*.

ЦДР имеют надежное закрепление в каркасе *ТВС* посредством приварки ячеек *ЦДР* к циркониевым трубам *НК*, выполненное методом контактно-точечной сварки. В каждом узле приварки *НК* к *ЦДР* соединение обеспечивается 12 сварными точками. Механические испытания показали, что имеется в наличии запас прочности сварного соединения. Длительные коррозионные испытания показали удовлетворительную коррозионную стойкость данного соединения.

Жестко связанные *ЦДР* с *НК* образуют каркас – конструкцию, которая имеет значительно большее сопротивление изгибу, чем в случае отсутствия этих связей (рис. № 8.6). Повышение жесткости на изгиб *ЦДР* также повышает изгибную жесткость каркаса. Изгибная жесткость каркаса в процессе эксплуатации практически сохраняется на одном уровне из-за наличия жестких связей *ЦДР* с *НК*. Следовательно, ослабление связей (механического трения) между твэлами и ячейками *ЦДР* при эксплуатации не приводит к существенному снижению изгибной жесткости *ТВС*, а, значит, ее способность сопротивляться изгибающим нагрузкам сохраняется в течение срока службы.

Проскальзывание твэлов в такой конструкции каркаса обеспечивается при любых условиях и режимах эксплуатации, включая режимы с быстрым изменением мощности (срабатывание аварийной защиты, реактивностные аварии). Проскальзывание твэлов в *ЦДР* при изменении их длины снижает нагрузку на элементы *ЦДР* и ее соединения с *НК*.

Съемная головка *ТВС* и крепление твэлов (твэгов) в нижней решетке, позволяющее извлекать негерметичные твэлы и заменять их стальными прутками, обеспечивают ремонтно-пригодность *ТВС* в условиях АЭС с применением стенда инспекции и ремонта.

Отсутствие фреттинг-износа твэлов в местах контакта с пуклевками ячеек *ЦДР* длиной 4–6 мм подтверждается ресурсными испытаниями прототипа (*ТВС-2*) и опытом его эксплуатации. Для *ТВС-2* и *ТВС-2М* проведены специальные ресурсные испытания, включая испытания с пульсатором давления и сбросами *ОР СУЗ*.

Нижняя стальная решетка выполнена из плиты толщиной 16 мм, которая имеет отверстия под крепления твэлов (твэгов), сквозные пазы для протока теплоносителя в межтвэльное пространство пучка твэлов и твэгов и сквозные отверстия для прохода *НК* и инструментального канала внутрь хвостовика. Пазы нижней решетки имеют треугольную форму со скругленными углами и расположены центрально-симметрично относительно отверстий

для закреплений нижних хвостовиков твэлов. Достаточная жесткость нижнего узла *ТВС* обеспечивается каркас-фермовой конструкцией из *НК*, закрепленных в опорной решетке хвостовика *ТВС* на сварке, и нижней решетки, соединенной с хвостовиком *ТВС* шестью уголками по периферии и опорными трубами в центральной части.

Хвостовик *ТВС* (рис. № 8.3) обеспечивает сопряжение нижней части *ТВС* с опорами шахты реактора и является направляющим устройством для подачи теплоносителя в пучок твэлов и твэггов.

Хвостовик *ТВС* представляет собой опорную сварную конструкцию – корпус с системой ребер. Ребра создают жесткую опору для *НК*, а также для нижней решетки каркаса, в которую вварены трубы, опирающиеся на ребра. Такая конструкция хвостовика обеспечивает возможность удлинения *ПЭЛ*ов до перекрытия топлива поглотителем при его крайнем нижнем положении.

Проведенные теплогидравлические расчеты подтверждают, что конструкция *ТВС* обеспечивает сохранение достаточных расходов теплоносителя для надежного охлаждения твэлов в стационарных нагрузках (коэффициенты запаса до кризиса теплоотдачи обеспечиваются выше 1.0), а также сохранение теплогидравлических характеристик первого контура и реактора в проектных пределах.

ТВС устанавливается в гнездо шахты реактора и опирается сферической частью корпуса хвостовика на коническую часть гнезда. При этом фиксатор корпуса хвостовика взаимодействует с пазом гнезда, ориентируя *ТВС* в плане, а цилиндрическая поверхность – с цилиндром гнезда, удерживая *ТВС* в вертикальном положении.

8.4. ПОГЛОЩАЮЩИЕ СТЕРЖНИ

ПС СУЗ (рис. № 8.7) состоит из элементов поглощающих (*18 ПЭЛ*ов), головки, пружин и гаек. Головка *ПС СУЗ* представляет собой втулку с консольными ребрами, в которых выполнены отверстия для наконечников *ПЭЛ*. Втулка головки *ПС СУЗ* имеет два выступа для зацепления со штангой привода *СУЗ* и отверстие под фиксирующий штырь для исключения несанкционированного разворота штанги относительно головки *ПС СУЗ*. Пружины установлены на наконечниках *ПЭЛ* по обе стороны от ребер головки *ПС СУЗ* и предназначены для демпфирования *ПЭЛ* во время удара *ПС СУЗ* об элементы головки кассеты при срабатывании аварийной защиты, а также при перемещениях *ПС СУЗ* в процессе регулирования мощности реактора. Над верхними пружинами установлены гайки, которые фиксируются при помощи сварки от самопроизвольного отворачивания. В таблице № 8.3 приведены основные характеристики *ПС СУЗ* для ВВЭР-1200 [10].

Поглощающие элементы (рис. № 8.7) содержат в верхней части карбид бора, в нижней – титанат диспрозия. Конструктивное отличие (от ВВЭР-1000) заключается в удлинении столба поглотителя с 3500 до 3800 мм (с учетом наконечника), в связи с чем увеличилась масса *ПС СУЗ*. В качестве поглощающих материалов используются порошки или таблетки карбида бора (B_4C) и титаната диспрозия ($Dy_2O_3 + TiO_2$), причем порошок или таблетки титаната диспрозия размещены в нижней части *ПЭЛ*а (500 мм). У титаната диспрозия при облучении меньше распухание, чем у карбида бора.

ПЭЛ представляет собой оболочку, загерметизированную посредством сварки с обоих концов концевыми деталями: снизу – конусом, сверху – наконечником. В качестве оболочки применяется труба из сплава марки 42ХНМ. Фиксация столба поглощающего материала от перемещений осуществляется посредством пробок, изготовленных из никелевой сетки. Наконечник ПЭЛ посредством сварки соединен с утяжелителем, применяемым для придания ПЭЛ необходимой массы.

При формировании топливных загрузок следует стремиться к обеспечению подкритичности активной зоны в горячем состоянии при всех введенных ОР СУЗ без бора и ксенона (таблица № 8.14). Концентрация борной кислоты в холодном состоянии должна обеспечивать значение эффективного коэффициента размножения меньше 0.98 при всех извлеченных ОР СУЗ.

Таблица № 8.3
Основные характеристики ПС СУЗ для ВВЭР-1200 [10]

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ЗНАЧЕНИЕ
Количество ПЭЛ в ПС СУЗ, шт.	18
Высота ПС СУЗ, мм, номинальная	4315
Наружный диаметр оболочки ПЭЛ, мм, номинальный	8.2
Толщина оболочки ПЭЛ, мм, номинальная	0.55
Материал оболочки ПЭЛ	42ХНМ
Поглощающий материал ПЭЛ	$B_4C + (Dy_2O_3 + TiO_2)$
Плотность поглощающего материала, кг/м ³ , не менее:	
– карбид бора (B_4C);	$1.7 \cdot 10^3$
– титанат диспрозия ($Dy_2O_3 \cdot TiO_2$)	$4.9 \cdot 10^3$
Высота столба поглощающего материала, мм, номинальная:	
– карбид бора;	3200
– титанат диспрозия;	500
– общая	3700
Масса ПС СУЗ, кг	18.5 ± 0.5
Назначенный срок службы ПС СУЗ, лет	10 лет, из них в группе АР не более 3 лет
Назначенный ресурс ПС СУЗ, эфф. ч	82000, из них в группе АР не более 25500

8.5. ОРГАНЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ СУЗ

ОР СУЗ это средство воздействия на реактивность. ОР СУЗ состоит из ПС и привода. На рисунке № 8.8 приведено распределение ОР СУЗ по группам для ВВЭР-1200 [10]. Система управления приводами ОР СУЗ предназначена для реализации группового и индивидуального управления приводами ОР автоматически или по командам оператора с БПУ, а также для контроля и представления информации о положении ОР СУЗ на БПУ и РПУ.

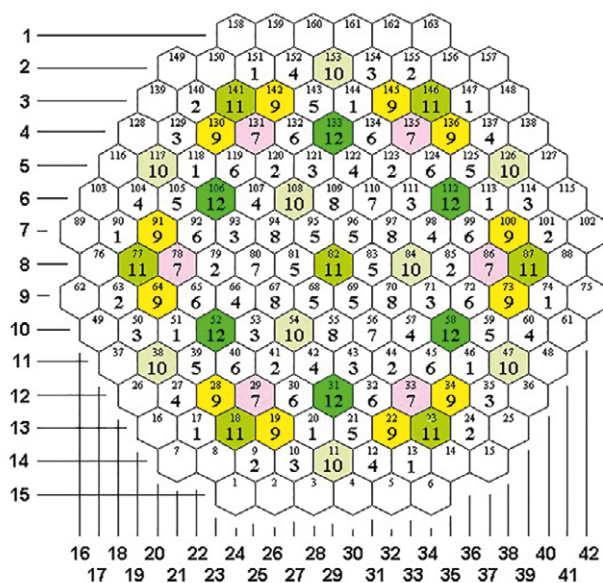


Рис. № 8.8. Распределение ОР СУЗ по группам для ВВЭР-1200

Все 121 ОР СУЗ ВВЭР-1200 разбиты на 12 групп. Каждая группа содержит от шести до 12 одновременно перемещаемых ОР СУЗ. Положение группы определяется расстоянием от низа активной зоны до нижнего конца поглощающей части ОР СУЗ.

В автоматическом режиме управления группы ОР СУЗ перемещаются последовательно друг за другом с рабочей скоростью 2 см/с. Извлечение групп осуществляется в порядке увеличения их порядковых номеров, введение групп – в обратной последовательности. При этом при движении вниз реализовано перекрытие между соседними группами, равное 50 % от высоты активной зоны (при достижении n -ой группы положения 50 % $(n - 1)$ -ая группа сходит с верхних концевиков). При движении вверх, последующая группа начинает извлекаться только после того, как предыдущая группа полностью извлекается. Четыре группы с номерами 12, 11, 10 и 9, содержащие, соответственно шесть, семь, девять и двенадцать ОР СУЗ, являются регулируемыми. Они выбраны исходя из возможности разгрузки реактора с номинального уровня до мощности собственных нужд при наимень-

шем возмущении распределения энерговыделения. Рабочая группа № 12 всегда находится в активной зоне, она используется автоматическим регулятором мощности (АРМ) для регулирования мощности реактора при работе в стационарном режиме. Группы с номерами 11 и 10 могут погружаться в активную зону для подавления ксеноновых колебаний на время до 12 часов. В этом случае нижнее положение регулирующих групп ограничено и составляет 70, 80 и 90 % $H_{a.z.}$ от низа активной зоны для 12-й, 11-й и 10-й групп соответственно. Группа с номером 9 может вводиться в активную зону только при разгрузке реактора до уровня мощности собственных нужд и более низких мощностей.

При разгрузке реактора положение регулирующих групп не ограничивается. При кратковременной разгрузке допускается при работе на пониженном уровне мощности удерживать группы в достигнутом положении. При выходе в стационарное состояние реактора все группы, кроме группы № 12, должны быть извлечены из активной зоны, а группа № 12 должна перейти в допустимый для текущей мощности диапазон.

Группы с номерами 1÷8 обеспечивают аварийную защиту реактора и при его работе находятся в крайнем верхнем положении. По сигналу аварийной защиты реактора производится одновременный сброс в активную зону всех групп ОП СУЗ, включая регулирующие группы.

Поддержание распределения энерговыделения в установленных границах обеспечивается с помощью регулирующих групп ОП СУЗ при их перемещении в заданном регулировочном диапазоне. На номинальной мощности предусмотрено регламентное ограничение отклонения аксиального офсета (разности между энерговыделениями в верхней и нижней половинах активной зоны относительно текущей мощности реактора, равное ± 1 %) около равновесного значения на данный момент выгорания. Для управления распределением энерговыделения предусмотрены специальные алгоритмы подавления ксеноновых колебаний (глава № 9).

Максимальная скорость падения ОП СУЗ перед началом демпфирования реализуется при двух работающих ГЦНА в режиме работы на мощности и составляет 3.66 м/с. При работе четырех, трех и неработающих ГЦНА в режимах работы на мощности скорости падения ОП СУЗ имеют более низкие значения.

Во всех рассмотренных определяющих режимах пружинный блок в головке ТВС обеспечивает полное гашение (демпфирование) до нуля скорости падения ОП СУЗ и не происходит жесткого удара ОП СУЗ о каркас НК. Максимальная перегрузка в процессе демпфирования ОП СУЗ не превышает 33.7 g [10].

Динамические характеристики ОП СУЗ (время падения, скорости перемещения, усилия и перегрузки в процессе падения и демпфирования, условия всплытия и выброса) определены с учетом воздействия перепадов давления на канале ПЭЛ и на штанге привода, которые реализуются в рассматриваемых аварийных режимах.

Применительно к аварии с разрывом «горячей» нитки ГЦТ Ду 850 (определяющий режим по максимальному времени введения ОП СУЗ в активную зону) получены следующие результаты:

- все ОП СУЗ при срабатывании АЗ перемещаются только вниз;
- время падения ОП СУЗ из верхнего положения с момента обесточивания привода составляет 2.65 с при нулевом времени задержки на срабатывание АЗ;

– время падения *ОР СУЗ* из промежуточных положений по высоте ($80\div 90$ % от низа активной зоны) имеет более низкие значения.

При аварии с разрывом «холодной» нитки *ГЦТ* время падения *ОР СУЗ* имеет более низкие значения, чем при аварии с разрывом «горячей» нитки *ГЦТ*.

Таким образом, при авариях с разрывом «горячей» нитки и «холодной» нитки *ГЦТ* подтверждается выполнение проектного требования по времени падения *ОР СУЗ* при срабатывании *АЗ* (не более 4.0 с).

Применительно к аварии с разрывом трубопровода *САПР* (*Ду279*), подключенного к «холодной» нитке *ГЦТ* (определяющий режим по максимальной скорости падения *ОР СУЗ*), получены следующие результаты:

– максимальная скорость падения *ОР СУЗ* с полной высоты активной зоны составляет 3.56 м/с при нулевом времени задержки на срабатывание *АЗ* и 4.05 м/с при времени задержки на срабатывание *АЗ* 2.0 с от момента начала аварии. Время падения *ОР СУЗ* в указанных случаях составляет более 1.50 с, то есть подтверждается выполнение проектного требования по времени падения *ОР СУЗ* при срабатывании *АЗ* (не менее 1.2 с);

– соответствующие максимальным скоростям падения максимальные значения перегрузок в процессе демпфирования *ОР СУЗ* пружинным блоком в головке *ТВС* не превышают 44.5 g;

– при падении *ОР СУЗ* из промежуточных положений по высоте активной зоны ($80\div 90$ % от низа активной зоны), а также при аварии с разрывом трубопровода *САПР*, подключенного к «горячей» нитке *ГЦТ*, скорости падения *ОР СУЗ* и соответственно перегрузки на *ОР СУЗ* имеют более низкие значения.

С целью обоснования назначенного срока службы *ПС СУЗ* (10 лет, из них в группе *АР* не более 3 лет) и назначенного ресурса (82000 эфф. ч., из них в группе *АР* – 25500 эфф. ч.) при выполнении установленных ограничений на показатели его работоспособности с учетом проектных положений *ОР СУЗ* при работе реактора на номинальной мощности выполнен расчет в документе [10].

В качестве ограничений по радиационной нагрузке *ПЭЛ* в проекте *ВВЭР-1200* принимаются:

– значение флюенса тепловых нейтронов на карбид бора не должно превышать $4.59 \cdot 10^{21}$ н/см², и выгорание изотопа ¹⁰B не должно превышать проектного выгорания – 45 % от начальной концентрации по ¹⁰B;

– значение флюенса быстрых нейтронов, для пороговой энергии более 0.1 МэВ, на титанат диспрозия не должно превышать $4 \cdot 10^{22}$ н/см, и значение флюенса тепловых нейтронов на титанат диспрозия не должно превышать $7 \cdot 10^{22}$ н/см²;

– значение флюенса быстрых нейтронов для пороговой энергии более 0.1 МэВ на сварное соединение нижней заглушки *ПЭЛ* (концевика) из сплава 42ХНМ не должно превышать $3.4 \cdot 10^{22}$ н/см².

Данные ограничения являются экспериментально обоснованными на данный момент. При получении новых экспериментальных данных по допустимым флюенсам эксплуатационный ресурс *ПЭЛ* может быть изменен в соответствии с данными расчета [10]. На рисунке № 8.9 представлено положение относительно активной зоны концевых и промежуточных выключателей и текущего положения *ОР СУЗ*. На рисунке № 8.10 представлена картограмма первой топливной загрузки *ВВЭР-1200* для 12-месячного топливного цикла.

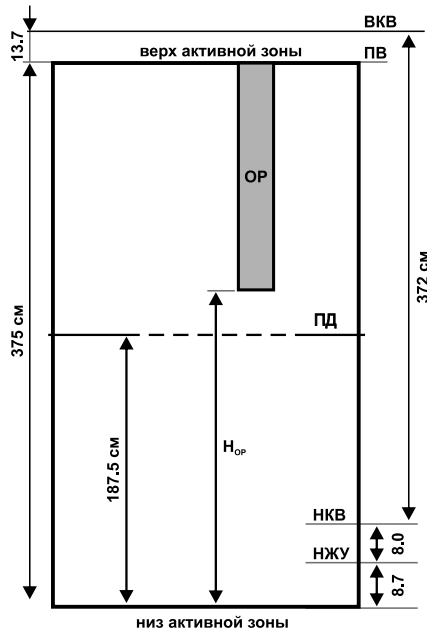


Рис. № 8.9. Положение относительно активной зоны концевых и промежуточных выключателей и текущего положения ОР СУЗ (см)

При этом следует отметить, что при указанных значениях флюенса на концевик ПЭЛ материал концевика сохраняет механические свойства на высоком уровне, металлографические исследования не выявили отличий структуры сплава 42ХНМ в облученном и необлученном состояниях.

Максимальная скорость введения положительной реактивности при неуправляемом извлечении с рабочей скоростью регулирующих групп ОР СУЗ (2 см/с) и при разбавлении бора в теплоносителе ограничена. В условиях нормальной эксплуатации и при нарушении условий нормальной эксплуатации максимальная скорость введения реактивности не должна превышать $0.07 \beta_{эфф}/с$.

Предельное значение дифференциальной эффективности регулирующих групп для случая максимально-допустимой скорости введения положительной реактивности ($0.07 \beta_{эфф}/с$) при неуправляемом извлечении групп с рабочей скоростью (2 см/с) и консервативном значении $\beta_{эфф}$, равном 0.005, не будет превышено.

Аварийная защита должна обеспечить компенсацию быстрых изменений реактивности, связанных с остановом реактора, и необходимую степень подкритичности.

Максимальная эффективность одиночных ОР СУЗ должна быть ограничена так, чтобы в аварии с выбросом ОР СУЗ с учетом действия аварийной защиты реактора обеспечивалось непревышение установленных пределов повреждения топлива. Эффективность «выброса» одиночных ОР СУЗ с учетом погрешности расчета должна быть не более 0.66 и 0.21 % для состояний на МКУ и номинальной мощности соответственно [3, 10].

Аварийная защита должна переводить реактор в подкритическое состояние в любой момент работы реактора с любого энергетического уровня мощности и в процессе аварийного расхолаживания поддерживать подкритичность с учетом застревания в крайнем верхнем положении одного наиболее эффективного ОР СУЗ. Эффективности аварийной защиты должно быть достаточно для перехода активной зоны в подкритическое состояние и поддержания ее в этом состоянии в процессе расхолаживания (температура повторной критичности) до $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ [3, 10] при текущей концентрации бора в воде первого контура в любой момент кампании без одного наиболее эффективного ОР СУЗ.

В холодном состоянии реактора в отсутствие ЛС СУЗ за счет стояночной концентрации борной кислоты в теплоносителе подкритичность активной зоны должна быть не менее 2 % (с учетом возможных отклонений).

Механическая система управления и защиты предназначена:

- для поддержания критического состояния при работе на стационарном уровне мощности;
- для управления распределением энерговыделения активной зоны;
- для изменения уровня мощности реактора;
- для компенсации изменения реактивности при нестационарном отравлении ксеноном;
- для выполнения функций предупредительной и аварийной защиты.

Глубина погружения регулирующих групп ОР СУЗ в активную зону на мощности ограничена, что связано с необходимостью:

- удовлетворить требованиям к системе защиты реактора;
- снизить неравномерность распределения энерговыделения в активной зоне;
- ограничить величину вводимой реактивности в режимах неуправляемого извлечения групп ОР СУЗ и выброса отдельных ОР СУЗ.

Полная эффективность механической СУЗ определена в соответствии с проектной основой, исходя из компенсации реактивности, выделяющейся в процессе аварийного останова реактора с номинального уровня мощности, и начальной подкритичности в горячем состоянии при температуре около $+280\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Эффективность АЗ для 12-месячного цикла: для МКВ $\Delta\rho_{\text{аз}} \geq 6.6\%$, для номинальной мощности АЗ $\geq 9.45\%$.

Эффективность АЗ для 18-месячного цикла: для МКВ $\Delta\rho_{\text{аз}} \geq 6.3\%$, для номинальной мощности АЗ $\geq 8.9\%$.

Эффективность рабочей группы: $\Delta\rho$ для 12-месячного цикла: $0.72 \leq \Delta\rho_{12} \leq 1.09\%$.

Эффективность рабочей группы: $\Delta\rho$ для 18-месячного цикла: $0.56 \leq \Delta\rho_{12} \leq 1.09\%$.

Температура повторной критичности для 12-месячного цикла: $\text{ТПК} \leq 120\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура повторной критичности для 18-месячного цикла: критерий убран из номенклатуры расчетов по причине заведомого выполнения [13].

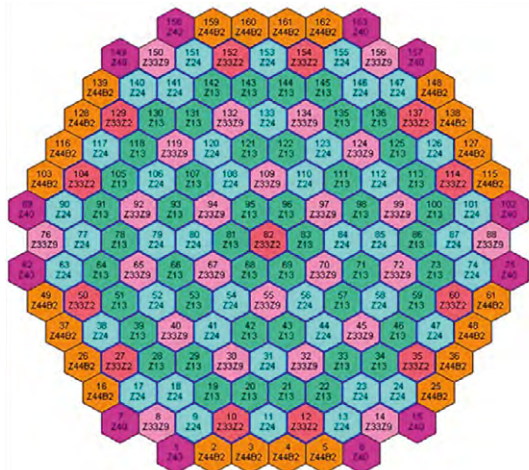
8.6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИСТЕМЫ ВНУТРИРЕАКТОРНОГО КОНТРОЛЯ

Система внутриреакторного контроля (СВРК) [10] предназначена для контроля нейтронно-физических и теплогидравлических характеристик активной зоны реактора, включая контроль за распределением энерговыделения в объеме активной зоны, формирования сигналов защиты активной зоны при отклонении за пределы допустимых значений параметров, определяющих надежность теплоотвода в активной зоне реактора (запас до кризиса теплообмена, линейное энерговыделение твэл), контроля нейтронных шумов с целью обнаружения локального кипения теплоносителя в объеме активной зоны, отображения информации на мониторах, расположенных на блочном пункте управления (БПУ), а также передачи информации в систему верхнего блочного уровня (СВБУ) для решения общеблочных задач, архивации измеренных и расчетных параметров, протоколирования технологических и системных событий, контроля и диагностики собственных ПТС.

Программно-технический комплекс СВРК выполняет следующие функции:

- сбор и обработку, включая коррекцию инерционности детекторов прямого заряда (ДПЗ), входных сигналов от датчиков СВРК и общеблочных датчиков, характеризующих состояние активной зоны реактора, первого и второго контуров, а также проверку полученной информации на достоверность;
- расчет линейных энерговыделений в местах размещения ДПЗ, определение линейного энерговыделения наиболее энергонапряженного твэл в ТВС, расчет минимального запаса до кризиса теплообмена, расчет температуры и расхода теплоносителя в первом контуре, расчет мощности реактора по показаниям ДПЗ и теплогидравлическим характеристикам первого контура;
- регистрация показаний термопар сборок внутриреакторных детекторов (СВРД) на входе в активную зону и на выходе из обогреваемой части активной зоны.

В процессе эксплуатации предусмотрен постоянный контроль за распределением энерговыделения, основанный на измерениях нейтронного потока и температуры теплоносителя с помощью датчиков, расположенных в измерительных каналах внутри активной зоны. Кроме того, в состав системы комплексного анализа (СКА) добавлена специальная программа «имитатор реактора-ИР», которая обеспечивает эксплуатирующий персонал информационной поддержкой при маневрировании мощностью и энерговыделением в активной зоне.



Среднее обогащение топлива:	2.68 %
Концентрация БК в начале кампании:	5.39 г/дм ³
Длина кампании:	342.1 эфф.сут.
Среднее выгорание топлива:	14.3 МВт сут/кг _у

Тип ТВС	КОЛ. тип	$\xi_{\text{У}}$ %	ТВЭЛЫ		ТВЭГи		
			шт	$\xi_{\text{У}}$ %	шт	$\xi_{\text{У}}$ %	ξ_{01} %
66 Z13	48	1.30	312	1.3	-	-	-
85 Z24	42	2.40	312	2.4	-	-	-
75 Z40	12	4.00	312	4.0	-	-	-
60 Z33Z2	13	3.27	300	3.3	12	2.4	8
45 Z33Z9	24	3.28	303	3.3	9	2.4	8
48 Z44B2	24	4.37	300	4.4	12	3.6	5

Рис. № 8.10. Картграмма первой топливной загрузки ВВЭР-1200
для 12-месячного топливного цикла

Необходимая точность измерения поля энерговыделения с помощью *ДПЗ* обеспечивается:

- последовательным использованием результатов теоретического и экспериментального исследований по выбору типа конструкции и технологии изготовления *ДПЗ* и их сборок, сопровождающихся проверкой ранее полученных результатов;
- использованием теоретически и экспериментально обоснованного соотношения между средней мощностью ближайших к *СВРД* шести твэл на длине детектора и нормализованным током *ДПЗ* с учетом изменения контролируемых параметров активной зоны, таких как начальное обогащение топлива, удельная энерговыработка окружающих детектор твэл, перенесенный детектором заряд, плотность теплоносителя, удельная мощность, концентрация бора в теплоносителе, положение *ОР*;
- изготовлением *ДПЗ* и их сборок с одинаковыми геометрическими размерами и использованными конструкционными материалами (разброс начальной чувствительности датчиков не превышает ± 0.75 %), а также гарантированным размещением *ДПЗ* в заданных точках активной зоны;
- использование прецизионной измерительной аппаратуры слабых токов и напряжений, а также аппаратным контролем точности измерения токов и напряжений в процессе эксплуатации;
- введением в состав *СВРК* сочетания современных вычислительных средств, обладающих достаточной памятью и быстродействием для учета, пересчета, хранения в базе данных и проверки всех калибровочных коэффициентов в процессе эксплуатации, с использованием надежного программного обеспечения;
- введением условной «избыточности» точек контроля энерговыделения, которая в сочетании с симметричным характером топливной загрузки и регулярным статистическим и феноменологическим анализом результатов текущих измерений позволяет своевре-

менно выявлять неисправные, либо вышедшие из класса точности *ДПЗ*, и обеспечивать готовность системы к выявлению локальных аномалий во всех *ТВС* активной зоны.

На рисунке № 8.11 [10] представлена схема размещения чувствительных элементов *СВРД*, использующихся для контроля энерговыделения и температурного контроля на входе и выходе активной зоны.

Уменьшение плотности нейтронного потока в местах расположения *ДПЗ* вследствие близости твэлов с уран-гадолиниевым топливом учитывается с помощью программы потвэльных расчетов, внедренной в прикладном программном обеспечении *СВРК* и определяющей соотношение между мощностью твэлов, окружающих трубку с каналом нейтронных измерений в месте размещения детектора, и мощностью всех твэлов в *ТВС* на уровне размещения детектора.

С помощью программно-математического обеспечения по данным измерений восстанавливаются значения энерговыделения во всех рассматриваемых точках активной зоны. Разветвленность и дублирование датчиков с учетом свойств симметрии активной зоны, постоянный контроль за работой системы внутриреакторных измерений и ее настройка позволяют, при возможной деградации системы, измерять линейное энерговыделение в активной зоне, при этом погрешность измерения энерговыделения в *ТВС* в активной зоне не более $\pm 5\%$.

На рисунке № 8.12 представлена схема размещения чувствительных элементов *СВРД* по высоте относительно активной зоны. Другие измеряемые параметры, такие как температура теплоносителя на входе в реактор, давление в первом контуре, положение *ОР*, позволяют учесть неравномерность энерговыделения в активной зоне и влияние изменения параметров теплоносителя на показания блоков детектирования [10].

В проекте *РВ* управление реактивностью осуществляется двумя способами:

- с помощью поглощающих стержней *СУЗ*;
- путем изменения концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура.

Изменением концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура обеспечивается также компенсация медленных изменений реактивности (выгорание, отравление, разотравление, компенсация реактивности в процессе регулирования ксеноновых колебаний, изменение реактивности в процессе разогрева и расхолаживания реактора и в режимах недельного и суточного регулирования мощности). Кроме того, высокая концентрация борной кислоты обеспечивает подкритичность реактора в стояночных режимах. Изотопное содержание *бора-10* в боре должно быть не менее 19.8% [15].

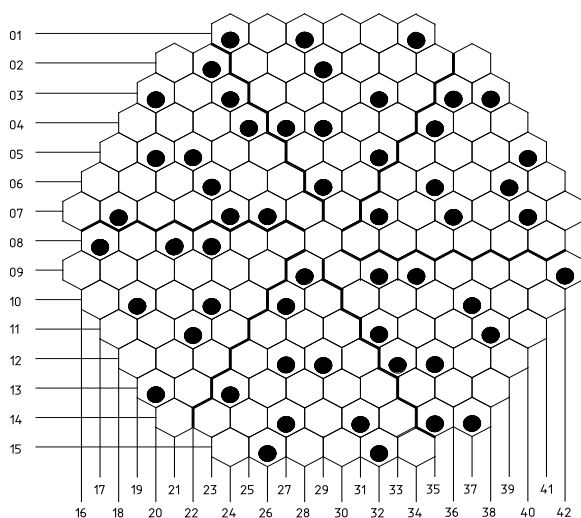
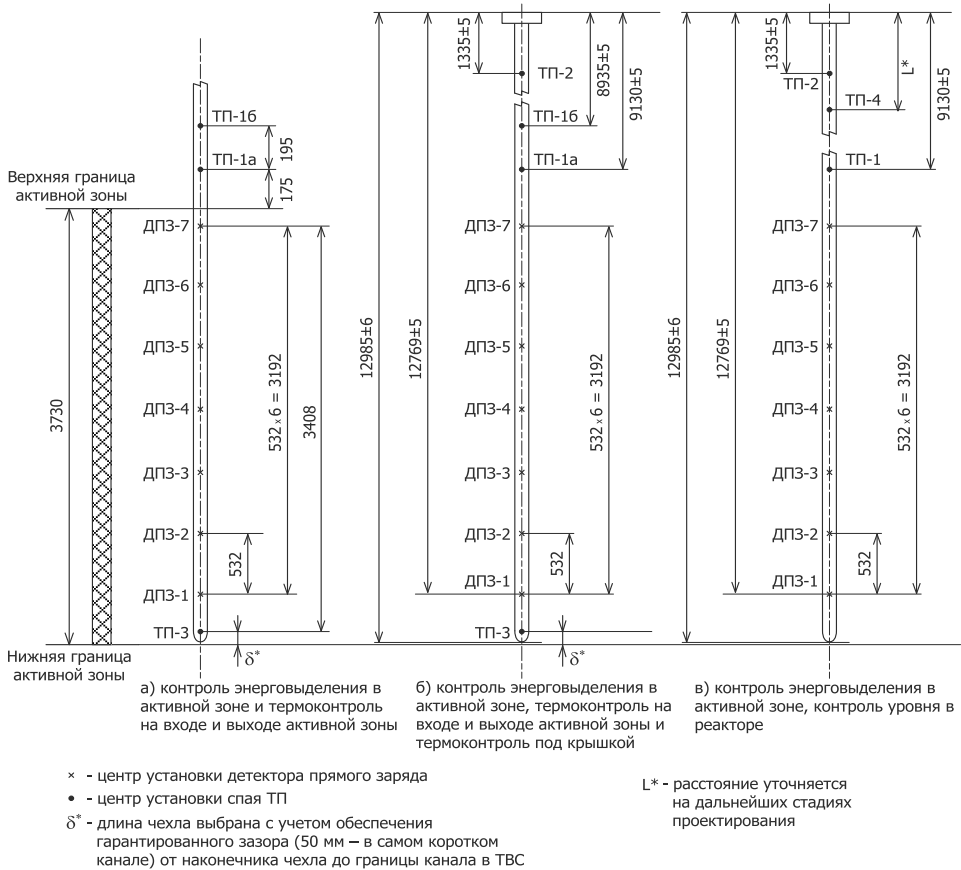


Рис. № 8.11. Схема размещения измерительных каналов СВРК





наиболее напряженного твэла к средней по активной зоне мощности твэла. Максимально допустимая относительная мощность твэла принимается равной 1.57. Топливный объем каждой *TBC* разделяется по высоте на 16 участков. В качестве показателя неравномерности распределения энерговыделения в активной зоне используется коэффициент (k_v), равный отношению расчетной мощности участка в *TBC* к средней по активной зоне мощности всех участков ($163 \cdot 16 = 2608$), допустимые коэффициенты (k_v) рассчитываются для каждой кампании и заносятся в альбом НФХ.

Максимально допустимое проектное значение линейного энерговыделения твэлов ограничено величиной 420 Вт/см , твэгов – величиной 360 Вт/см . Эти ограничения должны выполняться с учетом погрешности определения и поддержания тепловой мощности реактора, а также неопределенности, обусловленной технологическими допусками изготовления топлива и погрешностью расчетов [10].

В ядерной части проекта рассматриваются следующие величины:

- q_l – среднее линейное энерговыделение, 167.8 Вт/см . Определяется как отношение номинальной тепловой мощности реактора к суммарной длине топлива во всех твэлах активной зоны в рабочем состоянии;
- q_r – среднее энерговыделение твэл, 62.9 кВт . Определяется как отношение номинальной тепловой мощности реактора к общему количеству твэлов в активной зоне;
- k_o – коэффициент неравномерности линейного энерговыделения. Определяется как отношение максимального линейного энерговыделения твэла к среднему значению в активной зоне при номинальных технологических параметрах топлива. Коэффициент используется в расчетах локального теплового потока в горячем канале;
- k_r – коэффициент неравномерности распределения энерговыделения по твэлам. Определяется как отношение максимального энерговыделения твэла к среднему значению в активной зоне. Коэффициент используется в расчетах увеличения энтальпии в горячем канале;
- $k_{инж}$ – инженерный коэффициент запаса для линейного энерговыделения;
- k_{π} – коэффициент учета неопределенности определения и поддержания тепловой мощности реактора – 1.04.

Инженерный коэффициент запаса $k_{инж}$ статистически суммирует эффекты повышения линейного энерговыделения в результате отклонения технологических параметров изготовления топлива от номинальных значений в пределах их поля допусков, а также включает эффекты увеличения линейного энерговыделения из-за возможных зазоров между топливными таблетками, возможных деформаций *TBC* при эксплуатации и погрешности расчета линейного энерговыделения.

В таблице № 8.4 приведены основные нейтронно-физические характеристики первой и стационарной топливных загрузок 12-месячного топливного цикла.

Чтобы обеспечить свойства внутренней самозащищенности активной зоны, необходимо обеспечить неположительность суммарного коэффициента реактивности по температуре теплоносителя и температуре топлива во всех «критических состояниях, возможных во всем диапазоне изменения параметров реактора при нормальной эксплуатации и при нарушениях нормальной эксплуатации, включая проектные аварии» [3]. Для топливных загрузок ВВЭР-1200 всегда обеспечивается неположительность суммарного по теплоно-

сителю и топливу температурного коэффициента реактивности при работе в критическом состоянии и на мощности.

Таблица № 8.4

Основные нейтронно-физические характеристики первой и стационарной топливных загрузок 12-месячного топливного цикла [10, 13]

ПАРАМЕТР	ЗНАЧЕНИЕ	
	ПЕРВАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА	СТАЦИОНАРНАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА
Количество загружаемых свежих ТВС, шт.:		
– всего;	163	42
– со средним обогащением, %:		
1) 1.30	48	–
2) 2.40	42	–
3) 3.27	37	–
4) 3.97	–	6
5) 4.00	12	–
6) 4.37	24	–
7) 4.90	–	12
8) 4.93	–	12
9) 4.95	–	12
Среднее обогащение свежего топлива, %	2.68	4.79
Количество твэгов в свежих ТВС, шт.:		
– всего;	660	288
– с содержанием Gd_2O_3 , масс. %:		
1) 5	288	288
2) 8	372	–
Длительность работы, эфф. сут.	342	343
Критическая концентрация борной кислоты в начале работы загрузки, г/дм ³ :		
– нулевая мощность, + 280 °С;	7.97	12.8
– номинальная мощность, без отравления Хе;	7.01	10.8
– стационарное отравление Хе и Sm	5.39	8.07
Выгорание выгружаемого топлива, МВт-сут./кг U:		
– среднее по ТВС;	12.1	55.5
– максимальное по ТВС;	12.6	59.2
– максимальное по твэлу;	13.4	65.0
– максимальное по таблетке твэла;	15.3	70.7
– максимальное по твэгу;	–	54.0
– максимальное по таблетке твэга	–	57.6

Продолжение таблицы № 8.4

ПАРАМЕТР	ЗНАЧЕНИЕ	
	ПЕРВАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА	СТАЦИОНАРНАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА
Максимальное значение относительной мощности ТВС, k_q : – начало работы топливной загрузки; – конец работы топливной загрузки; – в течение работы топливной загрузки	1.19 1.20 1.25	1.36 1.33 1.37
Максимальное значение относительной мощности твэлов, k_r (твэл): – начало работы топливной загрузки; – конец работы топливной загрузки; – в течение работы топливной загрузки	1.47 1.42 1.48	1.51 1.49 1.52
Максимальное значение относительной мощности твэгов, k_r (твэг): – начало работы топливной загрузки; – конец работы топливной загрузки; – в течение работы топливной загрузки	0.40 1.17 1.18	1.24 1.26 1.26
Максимальное значение линейной тепловой мощности твэлов (без учета коэффициентов запаса и возможного перемещения рабочей группы ОР СУЗ в процессе эксплуатации загрузки), Вт/см: – начало работы топливной загрузки; – конец работы топливной загрузки; – в течение работы топливной загрузки	346 274 346	300 282 300
Максимальное значение линейной тепловой мощности твэгов, Вт/см: – начало работы топливной загрузки; – конец работы топливной загрузки; – в течение работы топливной загрузки	93 229 250	238 235 244
Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя с учетом изменения его плотности, $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$: – номинальная мощность: 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки; – МКУ мощности (разотравленное состояние): 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки	-19.81 -62.84 -4.96 -22.83	-33.76 -80.53 -0.67 -30.82

Продолжение таблицы № 8.4

ПАРАМЕТР	ЗНАЧЕНИЕ	
	ПЕРВАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА	СТАЦИОНАРНАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА
Коэффициент реактивности по плотности теплоносителя, $10^{-2}/(\text{г}/\text{см}^3)$: – номинальная мощность: 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки; – МКУ мощности (разотравленное состояние): 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки	 6.56 26.54 1.63 15.94	 13.79 32.08 2.35 20.54
Коэффициент реактивности по температуре топлива, $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$: – номинальная мощность: 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки; – МКУ мощности (разотравленное состояние): 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки	 -2.10 -2.73 -2.64 -3.09	 -2.53 -2.81 -3.00 -3.31
Коэффициент реактивности по концентрации борной кислоты, $10^{-2}/(\text{г}/\text{дм}^3)$: – номинальная мощность: 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки; – МКУ мощности (разотравленное состояние): 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки	 -1.89 -1.77 -1.87 -1.85	 -1.11 -1.29 -1.14 -1.37
Интегральная эффективность рабочей группы ОР СУЗ, % – номинальная мощность: 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки; – МКУ мощности: 1) начало работы топливной загрузки; 2) конец работы топливной загрузки	 0.85 0.86 0.36 0.42	 0.91 0.87 0.79 0.69

Суммарная величина инженерного коэффициента запаса для линейного энерговыделения, объединяющая перечисленные эффекты, составляет 1.152 для твэлов периферийного ряда, 1.112 для твэлов второго ряда от периферии и 1.084 для всех остальных твэлов, 1.086 для твэгов [18]. Данные коэффициенты могут уточняться в процессе эксплуатации. Технологическая составляющая коэффициента учитывает влияние отклонений обогащения, размеров, плотности таблеток, размеров твэлов от их номинальных значений при изготовлении и возможных деформаций ТВС при эксплуатации в активной зоне.

Вклад зазоров между таблетками в величину инженерного коэффициента определяется на основе расчетов локального всплеска линейного энерговыделения и расчетов соответствующего увеличения линейного энерговыделения в области разрыва топливного столба.

Появление зазоров связывается с вероятностью зависания отдельных топливных таблеток, которая возникает при достижении в процессе эксплуатации контакта между топливом и оболочкой твэла. Для топлива ВВЭР-1200 этот контакт может наступить лишь к концу работы второй топливной загрузки.

В течение нескольких десятков часов сразу после перегрузки в свежих ТВС в результате процесса доспекания возможно уплотнение таблеток. В последующие несколько десятков часов за счет распухания плотность топлива восстанавливается без достижения контакта с оболочкой. Таким образом, появление зазоров ожидается, в основном, при длительной эксплуатации топлива на мощности.

Местное повышение линейного энерговыделения в твэле с зазором может быть вызвано дополнительными тепловыми нейтронами, притекающими из замедлителя в топливо по зазору между таблетками, а в соседних твэлах – уменьшением поглощения нейтронов в области зазора вследствие отсутствия урана в зазоре, а также смягчением спектра нейтронов вследствие увеличения доли замедлителя в области зазора [10].

Возникновение зазоров имеет вероятностный характер. Поэтому повышение линейного энерговыделения также является случайной величиной.

Максимальное линейное энерговыделение в твэле в активной зоне определяется выражением (глава № 10):

$$q_l^{\text{макс}} = q_l^{\text{сред}} \cdot k_v^{\text{макс}} \cdot k_k^{\text{макс}} \cdot k_{\Pi}^{\text{макс}} \cdot k_{\text{инж}}, \quad (8.1)$$

где: $q_l^{\text{макс}}$ – максимальное значение линейного энерговыделения;

$q_l^{\text{сред}} = \frac{N_{\text{акз}}}{163 \text{ ТВС} \cdot 312 \text{ твэл} \cdot 375 \text{ см}}$ среднее значение линейного энерговыделения;

375 см – длина топливной части твэла на номинальной мощности;

$k_{\text{инж}}$ – инженерный коэффициент запаса, учитывающий влияние технологических допусков и неточностей расчетных программ и методик.

$k_k^{\text{макс}}$ – максимальный коэффициент неравномерности распределения энерговыделения по твэлам внутри ТВС;

$k_v^{\text{макс}}$ – максимальный коэффициент неравномерности энерговыделения по объему активной зоны для номинальной мощности;

$k_{\Pi}^{\text{макс}}$ – коэффициент отклонения мощности реактора, включающий точность поддержания нейтронной и измерения тепловой мощности реактора.

Величина $q_i^{\text{макс}}$ рассчитывается для проверки возможности удовлетворить проектному ограничению в стационарных условиях работы с учетом допустимого перемещения рабочей группы ОР СУЗ.

8.8. О РАСЧЕТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТАХ РЕАКТИВНОСТИ

Коэффициенты реактивности характеризуют реакцию активной зоны на изменения эксплуатационных параметров и используются в качестве исходных данных в проектных анализах безопасности для описания поведения реактивности. Рассматриваются коэффициенты реактивности по температуре топлива, по температуре и плотности теплоносителя, по мощности реактора. Проектные основы для указанных коэффициентов описаны в ООБ [10]. Их выполнение проверяется с использованием результатов расчетов, а также данных измерений в различных эксплуатационных критических состояниях реактора. Кроме этого, при анализе состояния активной зоны применяются коэффициенты реактивности по давлению теплоносителя и по концентрации борной кислоты [15]. Коэффициент реактивности по температуре топлива является производной реактивности по температуре топлива при постоянных прочих параметрах (температуре и плотности теплоносителя, концентрации бора, отравлении ксеноном, выгорании и т. д.), определяется эффектом Доплера и является отрицательным во всех эксплуатационных состояниях реактора. На рисунках № 8.13 и 8.14 приведена зависимость коэффициента реактивности по температуре топлива от уровня мощности реактора в первой и стационарной топливных загрузках. На рисунке № 8.15 приведена зависимость коэффициента реактивности по температуре теплоносителя от температуры теплоносителя и концентрации борной кислоты (начало работы первой топливной загрузки, все ЛС СУЗ извлечены, без отравления Xe и Sm).

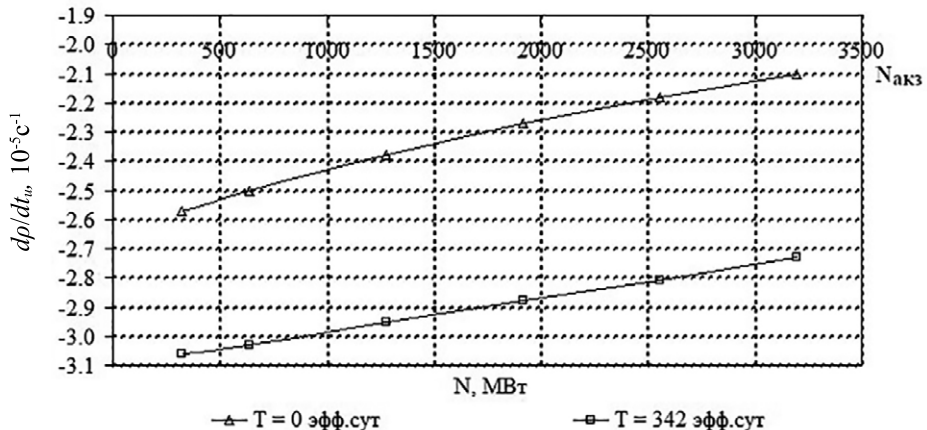


Рис. № 8.13. Зависимость коэффициента реактивности по температуре топлива от мощности реактора (первая топливная загрузка) для 12-месячного топливного цикла

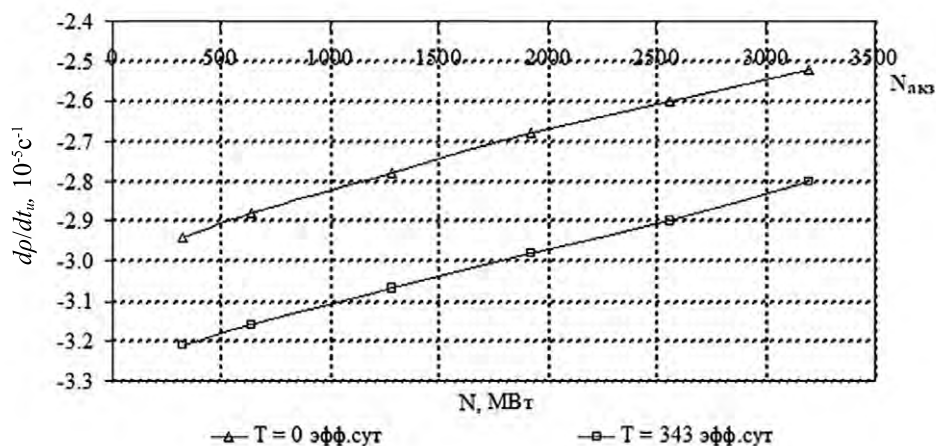


Рис. № 8.14. Зависимость коэффициента реактивности по температуре топлива от мощности реактора (стационная топливная загрузка) для 12-месячного топливного цикла

Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя (замедлителя) представляет производную реактивности по температуре теплоносителя с учетом соответствующего изменения плотности теплоносителя при постоянных прочих параметрах (температуре топлива, концентрации бора, отравлении ксеноном, выгорании и так далее). С ростом температуры происходит уменьшение плотности теплоносителя. Это приводит к снижению числа атомов замедлителя в единице объема и уменьшению реактивности. В присутствии бора в теплоносителе будет также снижаться и объемное содержание борного поглотителя. При достаточно высоких концентрациях бора положительный вклад в температурный коэффициент реактивности, связанный с относительным уменьшением поглощения нейтронов, может стать преобладающим. Наименее отрицательные значения температурного коэффициента реактивности (меньшие по абсолютной величине) реализуются при пуске реактора в начале работы топливных загрузок, когда критическая концентрация борной кислоты в теплоносителе является наибольшей. Пуск осуществляется при температуре теплоносителя от +275 до +280 °С, которая достигается в процессе разогрева реактора за счет тепла работающих главных циркуляционных насосных агрегатов в подкритическом состоянии при высокой концентрации борной кислоты в теплоносителе и работы электронагревателей в компенсаторе давления. Вывод реактора в критическое состояние осуществляется посредством снижения концентрации борной кислоты после извлечения всех групп ОП СУЗ из активной зоны, кроме рабочей группы. Использование рабочей группы ОП СУЗ при пуске делает температурный коэффициент более отрицательным. По мере выхода на номинальную мощность рабочая группа переводится в свое регламентное положение в верхней части активной зоны. Наиболее отрицательные значения температурного коэффициента реактивности (наибольшие по абсолютной величине) возникают в конце работы топливных загрузок, что связано со снижением концентрации борной кислоты до, практически, нулевого значения.

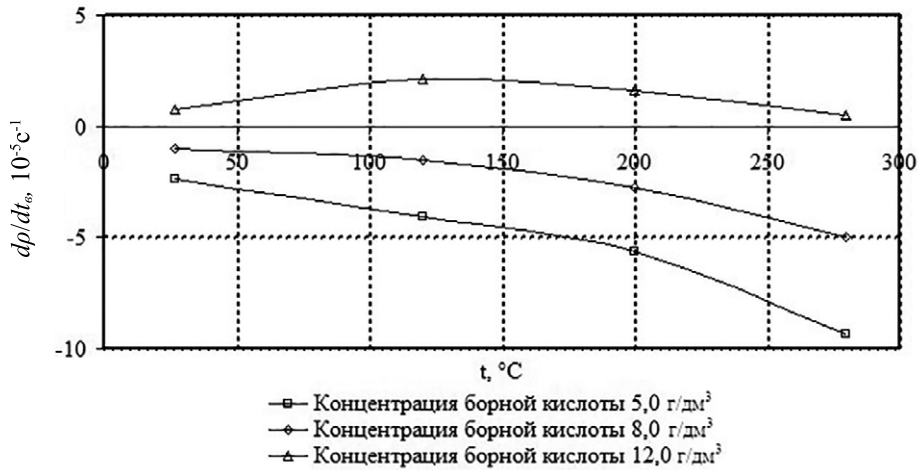


Рис. № 8.15. Зависимость коэффициента реактивности по температуре теплоносителя от температуры теплоносителя и концентрации борной кислоты для 12-месячного топливного цикла (начало работы первой топливной загрузки, все ПС СУЗ извлечены, без отравления Xe и Sm)

Коэффициент реактивности по давлению устанавливает связь между изменением давления теплоносителя в первом контуре и изменением реактивности. Коэффициент в эксплуатационных состояниях реактора всегда положителен и увеличивается к концу работы топливной загрузки до значения $81 \cdot 10^{-5} \text{ 1/МПа}$.

Пустотный коэффициент реактивности устанавливает связь между изменением реактивности и наличием пустот в теплоносителе. В реакторах ВВЭР влияние этого коэффициента является пренебрежимо малым из-за практического отсутствия пара в теплоносителе. При эксплуатации пустотный коэффициент реактивности имеет отрицательные значения. Существование невысокого, при номинальных эксплуатационных параметрах, процента объемного паросодержания в верхней части ТВС является одной из причин небольшого смещения поля энерговыделения к низу активной зоны.

На рисунке № 8.16 приведена зависимость полного мощностного коэффициента реактивности от уровня мощности реактора в стационарной топливной загрузке. Мощностной коэффициент реактивности представляет производную реактивности по мощности реактора. Он объединяет эффекты изменения температуры топлива (Доплер-составляющую) и температуры теплоносителя (температурную составляющую) при изменении мощности реактора.

Величина мощностного коэффициента dp/dN определяется из соотношения:

$$dp/dN = (dp/dt_u) \cdot A + (dp/dt_0) \cdot B, \quad (8.2)$$

где: dp/dt_u – коэффициент реактивности по температуре топлива;

dp/dt_0 – коэффициент реактивности по температуре теплоносителя;

$A = \partial u / \partial N$ и $B = \partial t_0 / \partial N$ – данные величины близки к константам.

Полный мощностной коэффициент реактивности является отрицательным во всей области регулирования: значения заключены в диапазоне $[(-0.4 \cdot 10^{-5} \div -0.85 \cdot 10^{-5})1/\text{МВт}]$. Коэффициент реактивности более отрицателен в конце работы загрузки, что определяется значениями коэффициентов dp/dt_u и dp/dt_v .

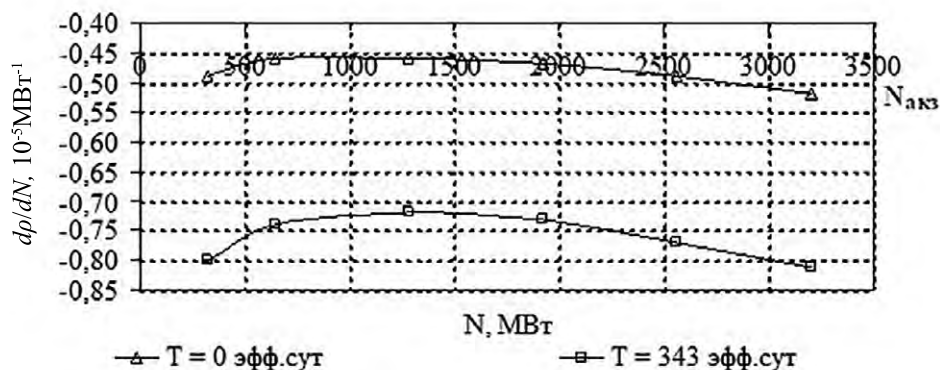


Рис. № 8.16. Зависимость полного мощностного коэффициента реактивности от мощности реактора (стационарная топливная загрузка) для 12-месячного топливного цикла

Граничные значения коэффициентов реактивности, предназначенные для использования в анализах безопасности ВВЭР-1200 для 12-месячного топливного цикла, представлены в таблице № 8.5.

При аварийном останове реактора должно быть скомпенсировано выделение реактивности, возникающее за счет:

- эффекта Доплера при уменьшении температуры топлива при снижении мощности;
- снижения температуры теплоносителя при уменьшении мощности. Максимальный эффект достигается в конце работы топливной загрузки, когда концентрация борной кислоты в теплоносителе близка к нулю и коэффициент реактивности по температуре теплоносителя становится наиболее отрицательным. Температурная составляющая полного мощностного эффекта реактивности рассчитывается при переходе от средней температуры теплоносителя для номинальной мощности к температуре горячего состояния на нулевой мощности;
- относительного распределения нейтронного потока в объеме активной зоны;
- пустотного эффекта. При работе на номинальной мощности в активной зоне вблизи наиболее напряженных твэлов в результате кипения образуется пар, вытесняющий теплоноситель (образуются «пустоты»). При снижении мощности с номинального уровня до нуля введение положительной реактивности за счет пустотного эффекта не превышает +0.2 % (в конце кампании при снижении концентрации борной кислоты в реакторе до нуля, так называемая, «пустота» заполняется водой, практически, без борной кислоты).

Таблица № 8.5

*Граничные значения коэффициентов реактивности, предназначенные
для использования в анализах безопасности ВВЭР-1200
для 12-месячного топливного цикла [10]*

ХАРАКТЕРИСТИКА	ЗНАЧЕНИЕ	
	МИНИМАЛЬНОЕ	МАКСИМАЛЬНОЕ
Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя, $10^{-5} 1/^{\circ}\text{C}$: – начало работы топливной загрузки: 1) МКУ мощности; 2) номинальная мощность – конец работы топливной загрузки: 1) МКУ мощности; 2) номинальная мощность	 - 23.8 - 52.2 - 70.0 - 92.8	 0 - 8.0 - 10.0 - 45.5
Коэффициент реактивности по плотности теплоносителя, $10^{-2}/(\text{г/см}^3)$: – начало работы топливной загрузки: 1) МКУ мощности; 2) номинальная мощность – конец работы топливной загрузки: 1) МКУ мощности; 2) номинальная мощность	 0.0 4.0 10.0 20.0	 7.0 19.0 30.0 36.0
Коэффициент реактивности по температуре топлива, $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$: – начало работы топливной загрузки: 1) МКУ мощности; 2) номинальная мощность	 - 4.2 - 3.5	 - 2.2 - 1.8
Коэффициент реактивности по концентрации борной кислоты, $\% / (\text{г/дм}^3)$: – начало работы топливной загрузки: 1) МКУ мощности 2) номинальная мощность – конец работы топливной загрузки: 1) МКУ мощности 2) номинальная мощность	 - 2.6 - 2.1 - 2.6 - 2.1	 - 1.0 - 0.9 - 4.2 - 3.7

Для регулирования реактора на различных уровнях мощности часть ОР СУЗ (рабочая группа) должна находиться в активной зоне, снижая тем самым полную эффективность механической СУЗ. Вес всего того, что находится в активной зоне, называется оперативным запасом реактивности. Положение ОР СУЗ в активной зоне непрерывно контролируется с помощью датчиков положения. В анализах системы управления реактивностью

учитывается застревание одного наиболее эффективного *ОР СУЗ* в крайнем верхнем положении, а также погрешность расчета эффективности *ОР СУЗ*.

Управление реактивностью с помощью выгорающих поглотителей заключается в связывании части начального запаса реактивности, обеспеченного при загрузке свежего топлива, с последующим его постепенным высвобождением в процессе работы топливной загрузки по мере выгорания Gd_2O_3 в ТВЭгах. За счет выбора количества и размещения ТВЭгов в активной зоне концентрация борной кислоты в начале топливных загрузок доводится до значения, при котором коэффициент реактивности по температуре теплоносителя становится отрицательным, начиная с пусковых состояний реактора.

Начальная подкритичность реактора после останова определяется для горячего состояния при температуре $+280\text{ }^{\circ}\text{C}$ и представляет минимальную разницу между располагаемой эффективностью аварийной защиты и полными мощностным и температурным эффектами реактивности. Минимальная начальная подкритичность реализуется в конце работы топливных загрузок, когда значение мощностного эффекта по абсолютному значению становится наибольшим.

В таблице № 8.6 приведен анализ балансов реактивности, связанных с аварийным останом реактора в первой и стационарной топливных загрузках (требования контроля и эффективность аварийной защиты в первой и стационарной топливных загрузках для 12-месячного топливного цикла).

Максимальная температура повторной критичности достигается в конце кампании, так как температурный коэффициент реактивности (по абсолютной величине) максимален в конце кампании. Из представленных в таблице № 8.10 результатов следует, что максимальное значение температуры повторной критичности достигается в первой топливной загрузке и составляет $120\text{ }^{\circ}\text{C}$, в стационарной загрузке базового 12-месячного цикла температура повторной критичности не превышает $90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

В процессе эксплуатации реактора под воздействием нейтронного потока происходит изменение изотопного состава поглощающих материалов ПЭЛ, приводящее к снижению эффективности *ОР СУЗ*. В наибольшей степени изменение изотопного состава наблюдается в ПЭЛ рабочей группы *ОР СУЗ*, которая в процессе эксплуатации частично погружена в активную зону. В меньшей степени поглощающие свойства снижаются в регулирующих группах и группах аварийной защиты, которые в процессе эксплуатации располагаются над активной зоной и погружаются в активную зону на короткое время.

Оценка снижения эффективности *ОР СУЗ*, вызванного выгоранием поглощающих материалов ПЭЛ, проведена в работах [10, 13]. При оценке выгорания ПЭЛ предполагалось, что *ОР СУЗ* эксплуатируются в рабочей группе три года, а общее время эксплуатации *ОР СУЗ* в реакторе составляет 10 лет. Расчеты, проведенные для варианта *ОР СУЗ*, обеспечивающего полное перекрытие топливного столба поглотителем, показывают, что выгорание *ОР СУЗ* приводит к следующим изменениям показателей эффективности *ОР СУЗ*:

- снижение эффективности рабочей группы *ОР СУЗ* на МКУ и номинальном уровне мощности достигает 1.6 % *отн.*;
- снижение интегральной эффективности аварийной защиты на номинальном уровне мощности достигает 6.6 % *отн.* (с учетом зависания одного наиболее эффективного *ОР СУЗ*) и 7.4 % *отн.* (при срабатывании всех *ОР СУЗ*);

– снижение интегральной эффективности аварийной защиты на *МКУ* мощности достигает 0.6 % *отн.* (с учетом зависания одного наиболее эффективного *ОР СУЗ*) и 1.2 % *отн.* (при срабатывании всех *ОР СУЗ*);

– значения подкритичности реактора после срабатывания аварийной защиты в процессе расхолаживания (в диапазоне температур теплоносителя от 280 до 27 °С) и температуры повторной критичности меняются незначительно, различия не превосходят 0.1 % *отн.*

Следует отметить, что накопленное на протяжении первой и двух последующих топливных загрузок выгорание поглотителя в *ОР СУЗ* практически не влияет на эффективность аварийной защиты. Поэтому при использовании в анализах безопасности значений эффективности аварийной защиты, рассчитанных для первых трех топливных загрузок, следует учитывать только паспортную погрешность расчета. Учитывать снижения эффективности аварийной защиты за счет выгорания поглотителя следует в стационарной загрузке, а также в переходных загрузках, начиная с четвертой. В таблице № 8.7 приведено описание используемых типов *ТВС*. В таблице № 8.8 приведены основные характеристики топливных загрузок базового 12-месячного топливного цикла. В таблице № 8.9 приведены показатели выгорания топлива в 12-месячном топливном цикле. В таблице № 8.10 приведена эффективность систем управления для 12-месячного топливного цикла [13].

На рисунке № 8.16 приведены типы *ТВС* первой топливной загрузки *ВВЭР-1200*. На рисунке № 8.17 приведена восьмая (стационарная) топливная загрузка реактора *ВВЭР-1200* для 12-месячного топливного цикла.

Таблица № 8.6

Требования контроля и эффективность аварийной защиты в первой и стационарной топливных загрузках *ВВЭР-1200* для 12-месячного топливного цикла

ПАРАМЕТР	ЗНАЧЕНИЕ НА НАЧАЛО / НА КОНЕЦ	
	ПЕРВАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА	СТАЦИОНАРНАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА
1. Требования контроля		
1.1 Мощностной эффект реактивности ($0 \div 3200$ МВт), %:		
– изменение температуры топлива и теплоносителя;	3.0 / 4.1	2.5 / 3.9
– пустотный эффект	0.2 / 0.2	0.2 / 0.2
1.2 Оперативный запас на регулирование, %	0.2 / 0.5	0.4 / 0.6
1.3 Суммарный эффект, %	3.4 / 4.8	3.1 / 4.7
2. Эффективность <i>ОР СУЗ</i> , %		
($H_{1-9}^{УСХ} = 100\%$, $H_{10}^{УСХ} = 90\%$, $H_{11}^{УСХ} = 80\%$, $H_{12}^{УСХ} = 70\%$)		
2.1 Все <i>ОР СУЗ</i> введены в активную зону;	12.1 / 12.1	3.3 / 13.7
2.2 Все <i>ОР СУЗ</i> , кроме одного наиболее эффективного, введены в активную зону;	10.1 / 10.8	12.1 / 12.2
2.3 С учетом погрешности 10 %	9.1 / 9.7	10.9 / 10.9

Продолжение таблицы № 8.6

ПАРАМЕТР	ЗНАЧЕНИЕ НА НАЧАЛО / НА КОНЕЦ	
	ПЕРВАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА	СТАЦИОНАРНАЯ ТОПЛИВНАЯ ЗАГРУЗКА
3. Подкритичность реактора после останова, %: – в горячем состоянии, + 280 °С; – в горячем состоянии, + 260 °С	5.7 / 4.9 4.8 / 3.7	7.8 / 6.3 6.9 / 4.9
4. Эффективность аварийной защиты (минимальное значение из п.2.3 минус максимальное значение из п.1.2), %	8.6	
5. Эффективность аварийной защиты, принимаемая для использования в анализах безопасности, %	8.5	



Таблица № 8.7
Описание используемых типов ТВС [13]

ОБОЗНАЧЕНИЕ ТВС	СРЕДНЕЕ ОБОГАЩЕНИЕ ТОПЛИВА ТВС по ^{235}U , вес. %	ОПИСАНИЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ (ТВЭЛОВ)		ОПИСАНИЕ УРАН-ГАДОЛИНИЕВЫХ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ (ТВЭЛОВ)		
		ОБОГАЩЕНИЕ по ^{235}U , вес. %	КОЛИЧЕСТВО, шт.	КОЛИЧЕСТВО, шт.	ОБОГАЩЕНИЕ по ^{235}U , вес. %	СОДЕРЖАНИЕ Gd_2O_3 , вес. %
Z13	1.30	1.3	312	-	-	-
Z24	2.40	2.4	312	-	-	-
Z24V9	2.40	2.4	303	9	2.4	8
Z33Z2	3.27	3.3	300	12	2.4	8
Z33Z9	3.28	3.3	303	9	2.4	8
Z36Z2	3.56	3.6	300	12	2.4	8
Z40	4.00	4.0	312	-	-	-
Z40E9	3.98	4.0	303	9	3.3	5
Z40D2	3.98	4.0	300	12	3.3	5
Z40D6	3.99	4.0	306	6	3.3	5
Z40U5	3.97	4.0	297	15	3.3	8
Z40U1	3.96	4.0	291	21	3.3	8
Z44A6	4.39	4.4	306	6	3.6	5
Z44B2	4.37	4.4	300	12	3.6	5
Z44Y7	4.34	4.4	285	27	3.6	8
Z49	4.95	4.95	312	-	-	-
Z49A2	4.90	4.95	300	12	3.6	5
Z49B6	4.93	4.95	306	6	3.6	5
Z49B9	4.89	4.95	303	9	3.6	5
Z49Y7	4.85	4.95	285	27	3.6	8
Z49Y9	4.92	4.95	303	9	3.6	8

Таблица № 8.8
Основные характеристики топливных загрузок базового
12-месячного топливного цикла [13]

ХАРАКТЕРИСТИКА	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Количество свежих ТВС, загружаемых при перегрузке, шт. всего	163	48	42	42	42	42	42	42
<i>Tun</i>								
Z13	48	-	-	-	-	-	-	-
Z24	42	-	-	-	-	-	-	-
Z33Z2	13	-	-	-	-	-	-	-
Z33Z9	24	-	-	-	-	-	-	-
Z40	12	-	-	-	-	-	-	-
Z40D2	-	12	6	6	6	6	6	6
Z44A6	-	24	-	-	-	-	-	-
Z44B2	24	12	-	-	-	-	-	-
Z49	-	-	12	12	12	12	12	12
Z49A2	-	-	12	12	12	12	12	12
Z49B6	-	-	12	12	12	12	12	12
Среднее обогащение топлива подпитки по ^{235}U , % вес.	2.68	4.28	4.79	4.79	4.79	4.79	4.79	4.79
Количество твэгов, загружаемых при перегрузке, шт.	660	432	288	288	288	288	288	288
Длительность работы реактора между перегрузками, эфф.сут.	342	340	332	341	338	346	343	343
Критическая концентрация борной кислоты в воде (начало кампании, рабочее состояние), г/дм ³	5.39	6.85	7.47	7.96	7.95	8.16	8.07	8.07

Таблица № 8.9
Показатели выгорания топлива в 12-месячном топливном цикле [13]

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	НОМЕР ЗАГРУЗКИ							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Среднее выгорание выгружаемого топлива, $MВт \cdot сут / кг U$	12.1	25.7	39.5	49.1	52.0	55.6	55.7	55.5
Максимальное (среднее по ТВС) выгорание выгружаемого топлива, $MВт \cdot сут / кг U$	12.6	28.4	43.5	52.2	56.8	59.4	59.3	59.2
Максимальное выгорание топлива ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	13.4	29.9	48.1	57.8	62.0	65.4	65.3	65.0
Максимальное выгорание топливной таблетки ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	15.3	33.3	53.1	62.9	67.4	71.2	71.1	70.7
Максимальное выгорание топлива ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	-	-	38.9	48.2	55.5	53.7	54.1	54.0
Максимальное выгорание топливной таблетки ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	-	-	43.8	53.7	60.7	57.4	57.7	57.6

Таблица № 8.10
Эффективность систем управления для 12-месячного топливного цикла [13]

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ							
		1	2	3	4	5	6	7	8
Критическая концентрация борной кислоты, $г/дм^3$	Номинальная мощность, начало кампании, стационарное отравление, $H_{12} = 90 \%$	5.4	6.9	7.5	8.0	8.0	8.2	8.1	8.1
Критическая концентрация борной кислоты, $г/дм^3$	МКУ мощности, начало кампании, неотравленное состояние, $H_{12} = 100 \%$	8.0	10.8	11.8	12.6	12.7	12.9	12.8	12.8
Концентрация борной кислоты для обеспечения подкритичности, $г/дм^3$	Начало кампании, температура воды $20^\circ C$, неотравленное состояние, $H_{1+12} = 100 \%$, подкритичность активной зоны составляет $5 \%/ 2 \% \Delta\rho$	11.0/ 9.5	13.8/ 11.9	14.8/ 12.7	15.5/ 13.4	15.7/ 13.6	16.0/ 13.8	15.9/ 13.7	15.9/ 13.7

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ							
		1	2	3	4	5	6	7	8
Реактивность активной зоны, % $\Delta\rho$	Начало кампании, температура воды $\sim 20^\circ\text{C}$, неотравленное состояние, $H_{1+12} = 100\%$, концентрация борной кислоты равна 16 г/дм^3	-13.7	-8.3	-6.7	-5.6	-5.3	-5.0	-5.1	-5.1
Эффективность рабочей группы ОР СУЗ, % $\Delta\rho$	МКУ мощности начало кампании конец кампании	0.36 0.42	0.61 0.63	0.72 0.62	0.79 0.69	0.83 0.71	0.81 0.70	0.80 0.69	0.79 0.69
	Номин. мощность начало кампании конец кампании	0.85 0.86	0.87 0.93	0.86 0.84	0.90 0.86	0.92 0.87	0.91 0.87	0.90 0.87	0.91 0.87
Эффективность аварийной защиты полная, % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группами начало кампании конец кампании	9.5 8.5	10.3 9.3	10.9 10.5	11.7 10.9	11.9 10.9	11.9 10.9	11.8 10.9	11.8 10.9
	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	12.8 12.9	13.4 13.7	14.2 15.2	14.9 15.6	15.1 15.6	15.0 15.6	15.0 15.4	15.0 15.5
Эффективность аварийной защиты при застревании наиболее эффективного органа СУЗ, % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группами начало кампании конец кампании	7.2 6.7	8.3 7.4	8.8 7.9	9.6 8.2	9.8 8.3	9.8 8.3	9.7 8.3	9.7 8.3
	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	10.4 11.1	11.3 11.9	12.0 12.8	12.8 13.1	13.0 13.1	13.0 13.1	12.9 13.1	12.9 13.1
Максимальная температура повторной критичности, $^\circ\text{C}$	Конец кампании, стационарное отравление без борной кислоты в теплоносителе, все ОР СУЗ в крайнем нижнем положении (за исключением одного наиболее эффективного)	120	112	97	88	87	87	88	88

Продолжение таблицы № 8.10

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ							
		1	2	3	4	5	6	7	8
Реактивность активной зоны, % $\Delta\rho$	Начало кампании, температура воды 280 °С, без бора и ксенона, все ОР СУЗ в крайнем нижнем положении	+1.7	+1.7	+1.4	+1.0	+0.7	+0.9	+0.9	+0.9
Эффективность рабочей группы ОР СУЗ, с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ, % $\Delta\rho$	МКУ мощности	0.36	0.60	0.71	0.78	0.82	0.80	0.79	0.78
	конец кампании	0.42	0.62	0.61	0.68	0.70	0.69	0.68	0.68
Эффективность аварийной защиты полной (с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ), % $\Delta\rho$	Номин. мощность	0.85	0.86	0.85	0.89	0.91	0.90	0.89	0.90
	конец кампании	0.86	0.92	0.83	0.85	0.86	0.86	0.86	0.86
Эффективность аварийной защиты полной (с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ), % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группами	9.5	10.3	10.9	11.6	11.8	11.8	11.7	11.7
	конец кампании	8.5	9.3	10.5	10.8	10.8	10.8	10.8	10.8
Эффективность аварийной защиты при застревании наиболее эффективного органа СУЗ (с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ), % $\Delta\rho$	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	12.8	13.4	14.2	13.8	14.0	13.9	13.9	13.9
	конец кампании	12.9	13.7	15.2	14.4	14.4	14.4	14.3	14.4
Эффективность аварийной защиты при застревании наиболее эффективного органа СУЗ (с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ), % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группами	7.2	8.3	8.8	9.5	9.7	9.7	9.6	9.6
	конец кампании	6.7	7.4	7.9	8.2	8.3	8.3	8.3	8.3
Эффективность аварийной защиты при застревании наиболее эффективного органа СУЗ (с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ), % $\Delta\rho$	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	10.4	11.3	12.0	12.0	12.1	12.1	12.0	12.0
	конец кампании	11.1	11.9	12.8	12.8	12.2	12.2	12.2	12.2

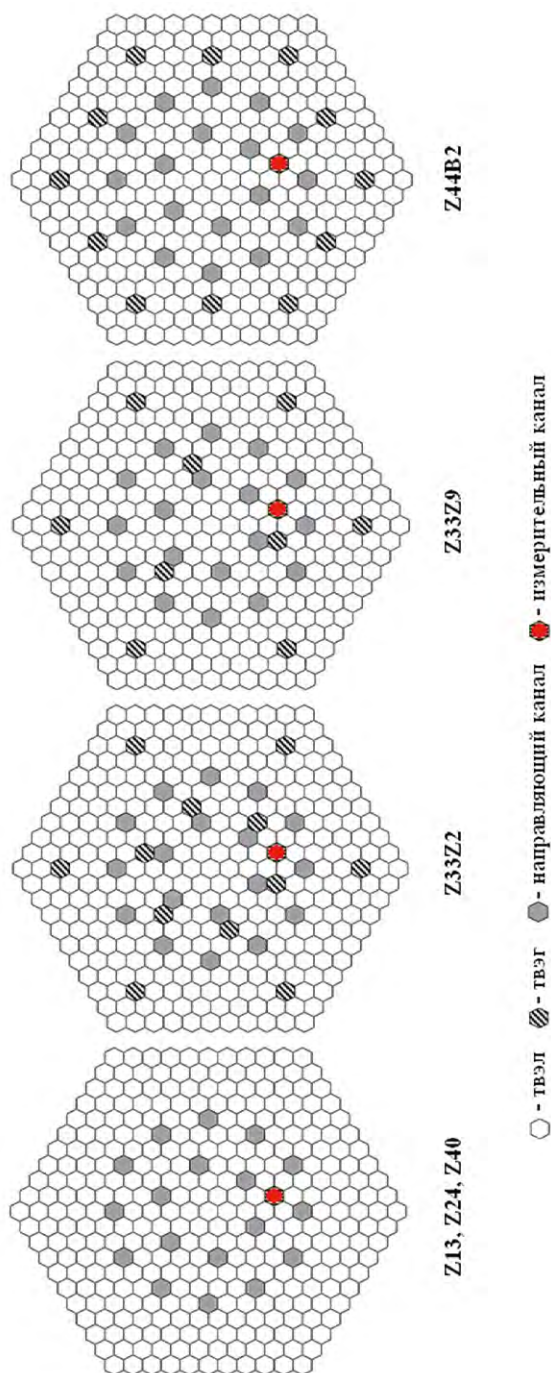


Рис. № 8.16 Типы ТВС первой топливной загрузки 12-месячного топливного цикла ВВЭР-1200

Среднее обогащение топлива подпитки:	4.79%
Концентрация БК в начале кампании:	8.07 г/дм ³
Длина кампании:	343.0 эфф.сут.
Среднее выгорание топлива:	38.7 МВт сут/кгU

Топливо подпитки — 42 ТВС (стационарный состав)					
Тип ТВС	кол. шт	ϵ_u , %	Твэлы		Твэги
			шт	ϵ_u , %	шт ϵ_u , % ϵ_{Gd} , %
Z40D2	6	3.99	306	4.00	6 3.3 5
Z49A2	12	4.90	300	4.95	12 3.6 5
Z49B6	12	4.92	306	4.95	6 3.6 5
Z49	12	4.95	312	4.95	— — —

Коэффициенты неравномерности энерговыделения			
Параметр	ВОС	max	ЕОС
Kq (Nk)	1.36 (135)	1.37 (135)	1.33 (10)
Kv (Nk, Nz)	1.55 (86.14)	—	1.49 (10.5)

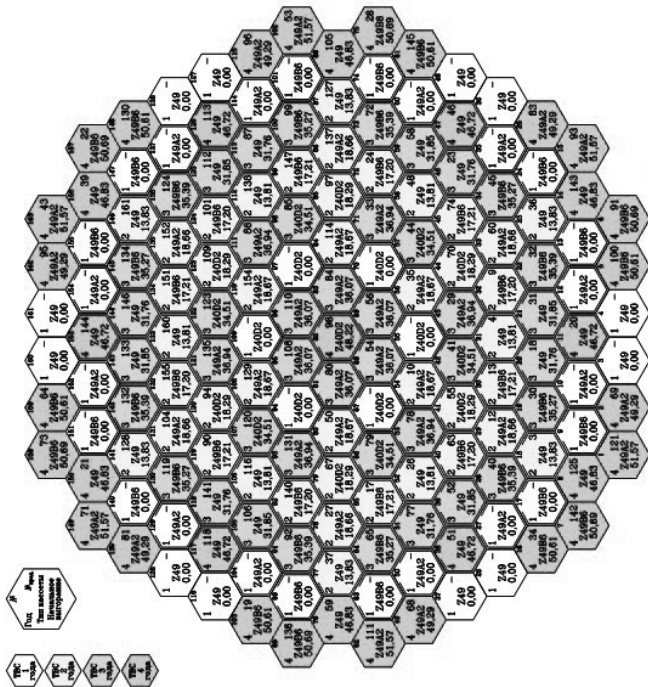


Рис. № 8.17. Восьмая (стационарная) топливная загрузка реактора ВВЭР-1200 для 12-и месячного топливного цикла [13]

8.9. ПЛАНИРОВАНИЕ ПЕРЕГРУЗОК ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА [10]

Перегрузка ядерного топлива (ЯТ) на энергоблоках с ВВЭР осуществляется при полностью остановленном ядерном реакторе и совмещается с ремонтом оборудования.

На реакторе ВВЭР-1200 применяется перегрузка «мокрым» методом. «Мокрый» метод заключается в том, что перемещения ТВС из активной зоны в бассейн выдержки (БВ) проводятся под слоем воды (через транспортный коридор между реактором и БВ).

Перегрузка реактора производится для того, чтобы заменить часть наиболее выгоревших ТВС на свежие. Перегрузка обычно производится после того, как реактор полностью исчерпал запас реактивности на выгорание, то есть концентрация борной кислоты на мощности $100\%N_{ном}$ становится равной нулю. Этот момент называется концом борной кампании топливной загрузки.

При формировании активной зоны ВВЭР-1200 с пониженной утечкой нейтронов часть наиболее выгоревших ТВС располагается на периферии активной зоны, а свежее топливо располагается ближе к центру активной зоны (IN-OUT). Такие компоновки повышают эффективность использования ядерного топлива, увеличивают эффективность аварийной защиты и снижают поток быстрых нейтронов на корпус реактора. В настоящее время компоновки указанного типа широко применяются на АЭС для всех типов реакторов ВВЭР.

Физический смысл планирования перегрузки состоит в том, чтобы найти такую расстановку ТВС в активной зоне, которая обеспечит допустимые коэффициенты неравномерности энерговыделения, значения $HФХ$, удовлетворяющие требованиям безопасности (например, отрицательный температурный коэффициент реактивности по теплоносителю в начале кампании на МКУ с полностью извлеченными ОР СУЗ), приемлемую с точки зрения графиков несения нагрузки и ремонтов, длительность кампании и выполнение еще ряда специфических требований, связанных с режимами работы топлива и ОР СУЗ.

При первоначальном формировании активной зоны энергетического реактора необходимо решить следующие задачи:

- создать условия для отвода тепла при работе реактора на мощности;
- провести оптимизацию теплосъема путем выравнивания энерговыделения;
- определить необходимое количество и тип загружаемого топлива, обеспечивающее кампанию реактора или топлива;
- добиться максимального снижения количества загружаемого «свежего» топлива для улучшения экономических показателей;
- выбрать способ регулирования реактивности и обеспечить ее компенсацию.

ТВС разного года работы имеют разное выгорание на начало кампании и по-разному выгорают в процессе работы загрузки. Таким образом, характеристики полей энерговыделения и $HФХ$ меняются в процессе выгорания, поэтому при планировании перегрузки необходимо также учитывать эти изменения.

Формирование и обоснование очередных топливных загрузок нужно осуществлять в соответствии с данными условиями:

- 1) предварительная заявка на свежее топливо подается в эксплуатирующую организацию не позднее марта предшествующего года поставки ЯТ, если иной срок не определен эксплуатирующей организацией;
- 2) предварительную заявку для блока определяет персонал АЭС исходя из официального графика ремонтов на предстоящие годы;

- 3) для определения предварительной заявки формируются топливные загрузки активных зон реактора на предстоящий период;
- 4) формирование и расчеты в подтверждение безопасности очередных топливных загрузок необходимо производить с учетом плановых длительностей текущих топливных загрузок и плановых длительностей топливных загрузок, начинающихся в текущем году;
- 5) при выборе схемы перегрузки для будущих кампаний необходимо стремиться обеспечить плановые длительности будущих топливных кампаний (если обеспечить плановую длительность невозможно, необходимо предложить в качестве выхода из создавшейся ситуации альтернативную топливную загрузку).

Оформление окончательной заявки на свежее ядерное топливо:

- 1) выполняется уточнение номенклатуры свежего топлива с поставкой в предстоящий период;
- 2) проверяются ранее сформированные топливные загрузки активных зон реактора на выполнение всех ограничений, при этом необходимо учесть изменение графика ремонтов на последующие годы (при необходимости);
- 3) если использовать ранее сформированные топливные загрузки активных зон реактора невозможно (например, из-за того, что реальный график выгорания сильно отличается от планового или из-за изменения плановой даты останова на ППР), необходимо сформировать топливные загрузки активных зон реактора заново;
- 4) окончательная заявка, составленная на основе сформированных топливных загрузок активных зон реактора, направляется в эксплуатирующую организацию.

При разработке топливных загрузок для реактора ВВЭР-1200 используют следующие ограничения по неравномерностям полей энерговыделения в условиях нормальной эксплуатации реактора:

- максимальная относительная мощность $TBC (k_q)$ ограничена величиной 1.40;
- максимальная относительная мощность твэла (k_r) ограничена величиной 1.57;
- максимальная проектная линейная мощность твэлов ограничена величиной 420 Вт/см (табл. № 8.11);
- максимальная проектная линейная мощность твэггов ограничена величиной 360 Вт/см (табл. № 8.11).

Таблица № 8.11

Предельные проектные значения линейной тепловой мощности твэлов и твэггов

ТИП ТОПЛИВНОГО ЭЛЕМЕНТА	КООРДИНАТА ОТ НИЗА АКТИВНОЙ ЗОНЫ, %	ЛИНЕЙНАЯ ТЕПЛОВАЯ МОЩНОСТЬ, Вт/см
Твэл	0	420
	50	420
	80	345
	100	295
Твэг	0	360
	74	360
	100	295

Ограничения на линейные тепловые нагрузки твэлов должны выполняться с учетом коэффициента запаса $k_{\text{л}}$, учитывающего погрешность определения тепловой мощности (2 %) и поддержания (2 %) нейтронной мощности реактора, а также инженерного коэффициента запаса ($k_{\text{инж}}$).

8.10. 18-МЕСЯЧНЫЙ ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ.

Проект РУ для АЭС-2006 позволяет использовать четырех – пятигодичные топливные циклы с одной перегрузкой в 12 (18) месяцев при максимальном выгорании топлива ТВС до 70 МВт·сут/кгU. Получается, что средняя продолжительность работы топливной загрузки в 12-месячном топливном цикле должна составлять не менее 336 эффективных суток, в 18-месячном – не менее 504 эфф. сут. [13].

Предварительные оценки показали, что реализация 18-месячного топливного цикла возможна при массе топлива в твэле 1.71 кг и обогащении топлива по U-235 не превышающем 4.95 %.

На рисунке № 8.18 представлен пример первой, а на рисунке № 8.19 стационарной загрузки 18-месячного топливного цикла при подпитке 72÷73 ТВС за кампанию. Длительность четного цикла составляет 508.9 эфф. сут., нечетного – 513.4 эфф. сут.

В четную (нечетную) стационарную топливную загрузку в активную зону загружается:

- 24 (25) ТВС типа Z44Y7 с твэлами обогащением 4.40 %, содержат 27 твэгов с обогащением топлива 3.60 % и содержанием Gd_2O_3 равным 8 %;
- 12 ТВС типа Z49B6 с твэлами обогащением 4.95 %, содержат шесть твэгов с обогащением топлива 3.60 % и содержанием Gd_2O_3 равным 5 %;
- 12 ТВС типа Z49Y9 с твэлами обогащением 4.95 %, содержат девять твэгов с обогащением топлива 3.60 % и содержанием Gd_2O_3 равным 8 %;
- 24 ТВС типа Z49Y7 с твэлами обогащением 4.95 %, содержат 27 твэгов с обогащением топлива 3.60 % и содержанием Gd_2O_3 равным 8 %.

Среднее обогащение топлива подпитки для стационарных топливных загрузок составляет 4.70 (4.69) % вес.

В нечетную топливную загрузку будет загружаться 73 ТВС, а в четную 72 ТВС.

Концентрация борной кислоты в теплоносителе первого контура при перегрузке – значение, обеспечивающее подкритичность реактора не менее 0.02 (без учета введенных в активную зону ОР СУЗ), плюс 1 г/дм³ – для соответствующих состояний; для 12-месячного топливного цикла стояночная концентрация борной кислоты равна 16 г/дм³, для 18-месячного топливного цикла стояночная концентрация борной кислоты, обеспечивающее подкритичность реактора не менее 0.05 (без учета введенных в активную зону ОР СУЗ), равна 17 г/дм³.

В таблице № 8.12 приведены основные характеристики загрузок 18-месячного топливного цикла [13].

В таблице № 8.13 приведены показатели выгорания топлива в 18-месячном топливном цикле [13, 14].

В таблице № 8.14 приведена эффективность систем управления для 18-месячного топливного цикла [13, 14].

В таблице № 8.15 приведены коэффициенты реактивности и параметры кинетики в различных состояниях реактора для 18-месячного топливного цикла [13, 14].

В таблице № 8.16 приведено изменение мощности реактора в процессе погружения регулирующих групп (стационарная топливная загрузка 18-месячного топливного цикла, в расчете учитывалось изменение температуры топлива и теплоносителя) [13, 14].

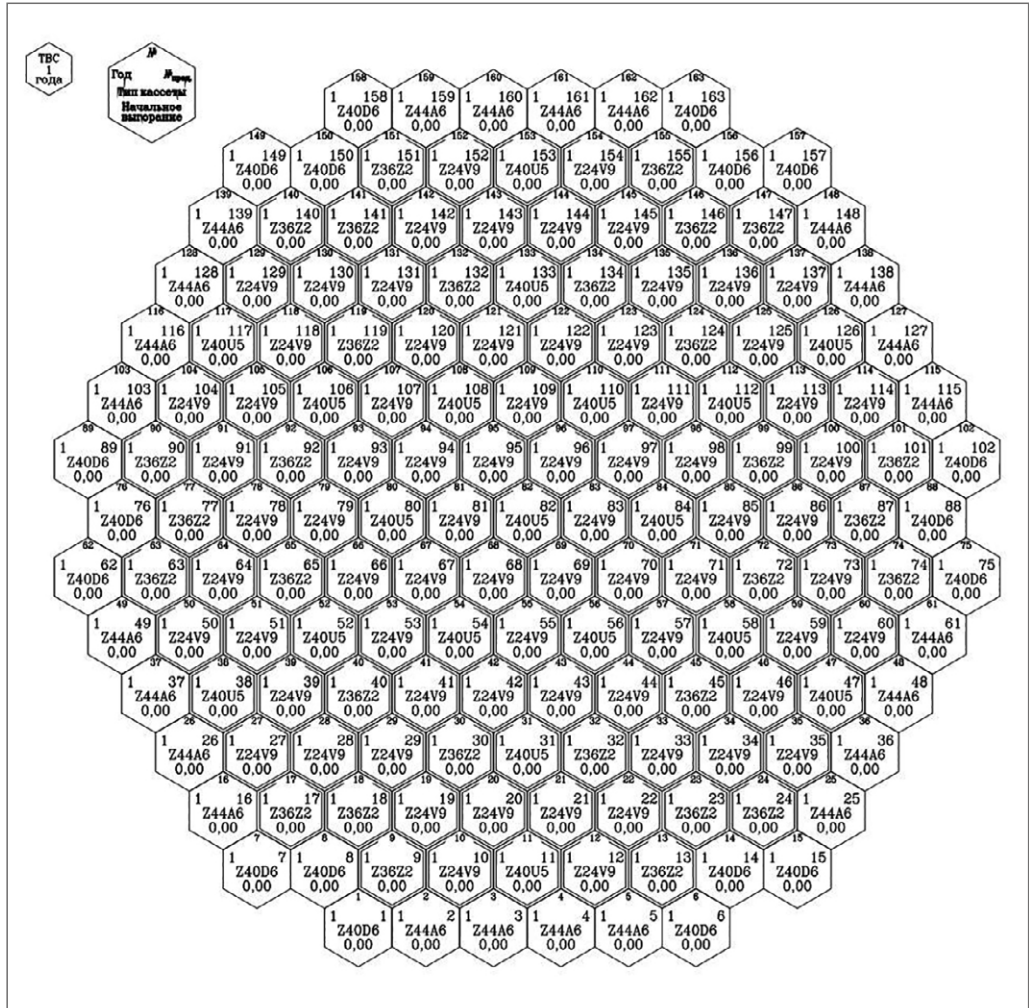


Рисунок № 8.18. Картограмма первой топливной загрузки для 18-месячного топливного цикла

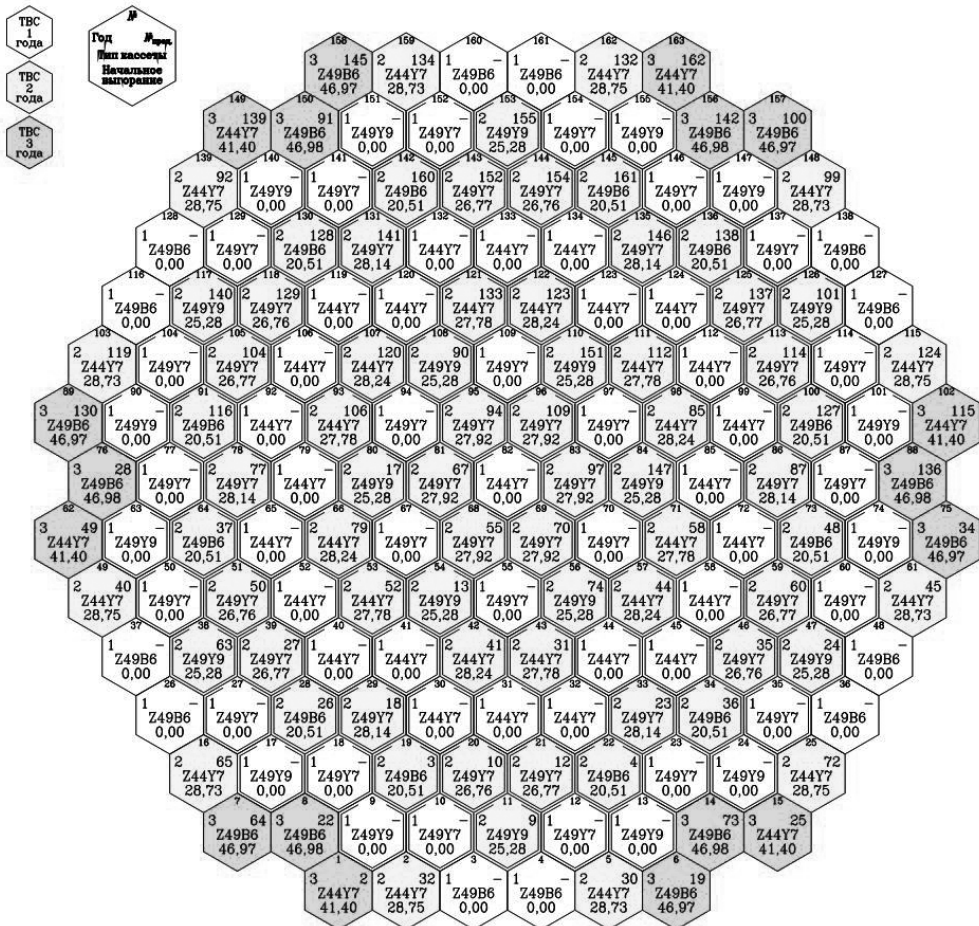


Рисунок № 8.19. Картограмма нечетной стационарной топливной загрузки для 18-месячного топливного цикла [13]

Таблица № 8.12

Основные характеристики загрузок 18-месячного топливного цикла [13]

ХАРАКТЕРИСТИКА	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ						
	1	2	3	4	5	6	7
Количество свежих ТВС, загружаемых при перегрузке, шт. всего							
<i>Tuna:</i>	163	72	73	72	73	72	73
Z24V9	72	-	-	-	-	-	-
Z36Z2	30	-	-	-	-	-	-
Z40D6	18	-	-	-	-	-	-
Z40U5	19	-	-	-	-	-	-
Z44A6	24	-	-	-	-	-	-
Z44Y7	-	24	25	24	25	24	25
Z49B6	-	12	12	12	12	12	12
Z49Y7	-	24	24	24	24	24	24
Z49Y9	-	12	12	12	12	12	12
Среднее обогащение топлива подпитки по ^{235}U , % вес.	3.26	4.70	4.69	4.70	4.69	4.70	4.69
Количество твэгов, загружаемых при перегрузке, шт.	1545	1476	1503	1476	1503	1476	1503
Длительность работы реактора до исчерпания запаса реактивности, компенсируемого борной кислотой, эфф. сут.	499.2	489.6	496.7	494.8	498.3	494.1	498.6
Длительность работы реактора на номинальной мощности, эфф. сут.	511.4	503.8	511.5	509.6	513.1	508.9	513.4
Критическая концентрация борной кислоты в воде (начало кампании, рабочее состояние), г/дм ³	6.72	7.40	7.64	7.64	7.65	7.62	7.66

Таблица № 8.13
Показатели выгорания топлива в 18-месячном топливном цикле [13, 14]

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	НОМЕР ЗАГРУЗКИ						
	1	2	3	4	5	6	7
Среднее выгорание выгружаемого топлива, $MВт \cdot сут / кг U$	21.4	39.5	47.9	48.2	48.4	48.2	48.4
Максимальное (среднее по ТВС) выгорание выгружаемого топлива, $MВт \cdot сут / кг U$	22.0	46.8	52.3	56.5	56.3	56.4	56.4
Максимальное выгорание топлива ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	23.0	49.6	64.4	68.7	68.1	68.3	68.2
Максимальное выгорание топливной таблетки ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	26.1	55.5	71.3	75.8	75.1	75.3	75.2
Максимальное выгорание топлива ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	22.1	41.5	53.6	56.4	55.9	56.1	56.0
Максимальное выгорание топливной таблетки ТВЭЛ в выгружаемом топливе, $MВт \cdot сут / кг U$	25.2	46.7	59.6	62.2	61.7	61.9	61.8

Таблица № 8.14.
Эффективность систем управления для 18-месячного топливного цикла [13, 14]

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ						
	1	2	3	4	5	6	7
Критическая концентрация борной кислоты, $г/дм^3$	6.7	7.4	7.6	7.6	7.7	7.6	7.7
Критическая концентрация борной кислоты, $г/дм^3$	9.9	11.7	12.1	12.1	12.1	12.1	12.1
Концентрация борной кислоты, $г/дм^3$	13.1/ 11.3	15.2/ 13.1	15.9/ 13.6	15.9/ 13.7	15.9/ 13.7	15.9/ 13.7	15.9/ 13.7
Реактивность активной зоны, % $\Delta\rho$	-9.68	-6.09	-5.17	-5.12	-5.12	-5.14	-5.11

Продолжение таблицы № 8.14

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ						
		1	2	3	4	5	6	7
Эффективность рабочей группы ОР СУЗ, % $\Delta\rho$	МКУ мощности	0.51/ 0.73	0.57/ 0.82	0.59/ 0.80	0.56/ 0.79	0.58/ 0.79	0.56/ 0.79	0.58/ 0.79
	Номин. мощность	0.82/ 0.90	0.73/ 0.94	0.73/ 0.92	0.72/ 0.92	0.73/ 0.91	0.72/ 0.92	0.73/ 0.91
Эффективность аварийной защиты (полная), % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группами	8.8/ 9.5	12.0/ 11.8	12.0/ 11.6	12.0/ 11.6	12.0/ 11.6	12.0/ 11.6	12.0/ 11.6
	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	12.0/ 13.7	15.1/ 16.1	15.1/ 15.9	15.1/ 15.9	15.1/ 15.9	15.1/ 15.9	15.1/ 15.9
Эффективность аварийной защиты при застревании одного наиболее эффективного органа СУЗ, % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группами	7.1/ 7.4	9.4/ 9.5	10.2/ 9.2	10.2/ 9.2	10.2/ 9.2	10.2/ 9.2	10.2/ 9.2
	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	10.2/ 11.6	12.5/ 14.0	12.6/ 13.7	12.6/ 13.7	12.6/ 13.7	12.6/ 13.7	12.6/ 13.7
Максимальная температура повторной критичности, °С	Конец кампании, стационарное отравление без борной кислоты в теплоносителе, все ОР СУЗ в крайнем нижнем положении (за исключением одного наиболее эффективного)	98	27	37	36	36	36	36
Реактивность активной зоны, % $\Delta\rho$	Начало кампании, температура воды 280 °С, без бора и ксенона, все ОР СУЗ в крайнем нижнем положении	+3.36	-0.14	-0.28	-0.25	-0.26	-0.27	-0.25
Эффективность рабочей группы ОР СУЗ, с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ, % $\Delta\rho$	МКУ мощности	0.36 0.42	0.60 0.62	0.71 0.61	0.78 0.68	0.82 0.70	0.80 0.69	0.79 0.68
	Номин. мощность	0.85 0.86	0.86 0.92	0.85 0.83	0.89 0.85	0.91 0.86	0.90 0.86	0.89 0.86
Эффективность аварийной защиты полная (с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ), % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группами	9.5 8.5	10.3 9.3	10.9 10.5	11.6 10.8	11.8 10.8	11.8 10.8	11.7 10.8
	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	12.8 12.9	13.4 13.7	14.2 15.2	13.8 14.4	14.0 14.4	13.9 14.4	13.9 14.3

Продолжение таблицы № 8.14

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ						
		1	2	3	4	5	6	7
Эффективность аварийной защиты при застревании наиболее эффективного органа СУЗ (с учетом выгорания поглощающих материалов ПЭЛ), % $\Delta\rho$	МКУ мощности после разгрузки группы	7.2	8.3	8.8	9.5	9.7	9.7	9.6
		6.7	7.4	7.9	8.2	8.3	8.3	8.3
	Номин. мощность, $H_{10} = 90\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{12} = 70\%$	10.4	11.3	12.0	12.0	12.1	12.1	12.0
		11.1	11.9	12.8	12.8	12.2	12.2	12.2

Таблица № 8.15
Коэффициенты реактивности и параметры кинетики в различных состояниях
реактора для 18-месячного топливного цикла [13, 14]

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ЗАГРУЗКИ						
		1	2	3	4	5	6	7
Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя, $(1/^\circ\text{C}) \cdot 10^{-5}$	МКУ мощности, критическое состояние, температура воды 280°C , все группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, без отравления (начало кампании)	-3.8	-2.8	-1.9	-2.2	-2.1	-2.2	-2.1
		-25.6	-26.8	-27.5	-27.6	-27.5	-27.6	-27.5
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление							
		-24.2	-31.3	-30.8	-31.3	-31.0	-31.4	-31.0
	начало кампании конец кампании	-69.3	-75.9	-77.7	-77.8	-77.7	-77.8	-77.7

Продолжение таблицы № 8.15

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ЗАГРУЗКИ						
		1	2	3	4	5	6	7
Коэффициент реактивности по плотности теплоносителя, $1/(g/cm^3) \cdot 10^{-2}$	МКУ мощности, критическое состояние, температура воды 280 °С, все группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении,							
	без отравления (начало)	0.5	2.3	1.9	2.1	2.0	2.1	2.0
	стационарное отравление (конец кампании)	18.3	18.8	19.0	19.1	19.1	19.1	19.1
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление							
	начало кампании	8.4	12.4	12.4	12.6	12.5	12.6	12.5
	конец кампании	29.0	30.7	31.3	31.3	31.3	31.3	31.3
Коэффициент реактивности по температуре топлива, $(1/°C) \cdot 10^{-5}$	МКУ мощности, критическое состояние, температура воды °С, все группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении							
	без отравления (начало)	-2.6	-2.9	-2.9	-2.9	-2.9	-2.9	-2.9
	стационарное отравление (конец кампании)	-3.3	-3.3	-3.3	-3.3	-3.3	-3.3	-3.3
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление							
	начало кампании	-2.1	-2.4	-2.4	-2.4	-2.4	-2.4	-2.4
	конец кампании	-2.8	-2.8	-2.8	-2.8	-2.8	-2.8	-2.8

Продолжение таблицы № 8.15

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ЗАГРУЗКИ						
		1	2	3	4	5	6	7
Коэффициент реактивности по мощности реактора (Доплер-составляющая), (1/МВт) · 10 ⁻⁵	1 % номинальной мощности, критическое состояние, температура воды 280,2 °С, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении,							
	без отравления (начало)	-0.46	-0.48	-0.48	-0.48	-0.48	-0.48	-0.48
	стационарное отравление (конец кампании)	-0.79	-0.87	-0.91	-0.91	-0.91	-0.91	-0.91
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление							
	начало кампании	-0.27	-0.27	-0.27	-0.27	-0.27	-0.27	-0.27
	конец кампании	-0.25	-0.28	-0.29	-0.29	-0.29	-0.29	-0.29
Коэффициент реактивности по мощности реактора (полный), (1/МВт) · 10 ⁻⁵	1 % номинальной мощности, критическое состояние, температура воды 280,2 °С, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении,							
	без отравления (начало)	-0.49	-0.50	-0.50	-0.50	-0.50	-0.50	-0.50
	стационарное отравление (конец кампании)	-0.91	-1.01	-1.01	-1.05	-1.05	-1.05	-1.05
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление							
	начало кампании	-0.42	-0.47	-0.47	-0.47	-0.47	-0.47	-0.47
	конец кампании	-0.65	-0.77	-0.79	-0.79	-0.79	-0.79	-0.79

Продолжение таблицы № 8.15

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ЗАГРУЗКИ						
		1	2	3	4	5	6	7
Коэффициент реактивности по концентрации борной кислоты, $(1/\text{г}/\text{см}^3) \cdot 10^{-2}$	МКУ мощности, критическое состояние, температура воды 280 °С, все группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, без отравления (начало) стационарное отравление (конец кампании)	-1.5	-1.2	-1.1	-1.1	-1.1	-1.1	-1.1
		-1.7	-1.4	-1.3	-1.3	-1.3	-1.3	-1.3
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление начало кампании конец кампании	-1.5	-1.1	-1.1	-1.1	-1.1	-1.1	-1.1
		-1.6	-1.3	-1.3	-1.3	-1.3	-1.3	-1.3
Эффективная доля запаздывающих нейтронов деления, %	МКУ мощности, критическое состояние, температура воды 280 °С, все группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, без отравления (начало) стационарное отравление (конец кампании)	0.74	0.67	0.66	0.66	0.66	0.66	0.66
		0.56	0.57	0.57	0.57	0.57	0.57	0.57
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление начало кампании конец кампании	0.74	0.67	0.66	0.66	0.66	0.66	0.66
		0.54	0.55	0.55	0.55	0.55	0.55	0.55

Продолжение таблицы № 8.15

НАИМЕНОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	ПОЯСНЕНИЕ	НОМЕР ЗАГРУЗКИ						
		1	2	3	4	5	6	7
Эффективное время жизни в реакторе мгновенных нейтронов деления, $s \cdot 10^{-5}$	МКУ мощности, критическое состояние, температура воды 280 °С, все группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении,							
		2.1	1.7	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6
	без отравления (начало)							
	стационарное отравление (конец кампании)	2.6	2.0	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9
	Номинальные параметры, критическое состояние, положение рабочей группы 336.6 см, остальные группы ОР СУЗ в крайнем верхнем положении, стационарное отравление							
		2.3	1.8	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7
	начало кампании	2.6	2.1	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0
	конец кампании							

Обогащение топлива по изотопу уран-235 не превышает значения 4.95 % вес. Изолированная ТВС, помещенная в чистую холодную воду, должна быть подкритична. В работе [14] показано, что эффективный коэффициент размножения одной ТВС с обогащением 5 %, погруженной в чистую воду, составляет 0.91.

Установленный в ООБ [10] предел максимального среднего выгорания топлива ТВС составляет 70 МВт·сут/(кгU).

На рисунке № 8.20 показано допустимое и рекомендуемое положение рабочей группы ОР СУЗ в стационарных состояниях на различных уровнях мощности для 18-месячного топливного цикла. Для 12-месячного топливного цикла рекомендуемое положение рабочей группы 70÷90 %.

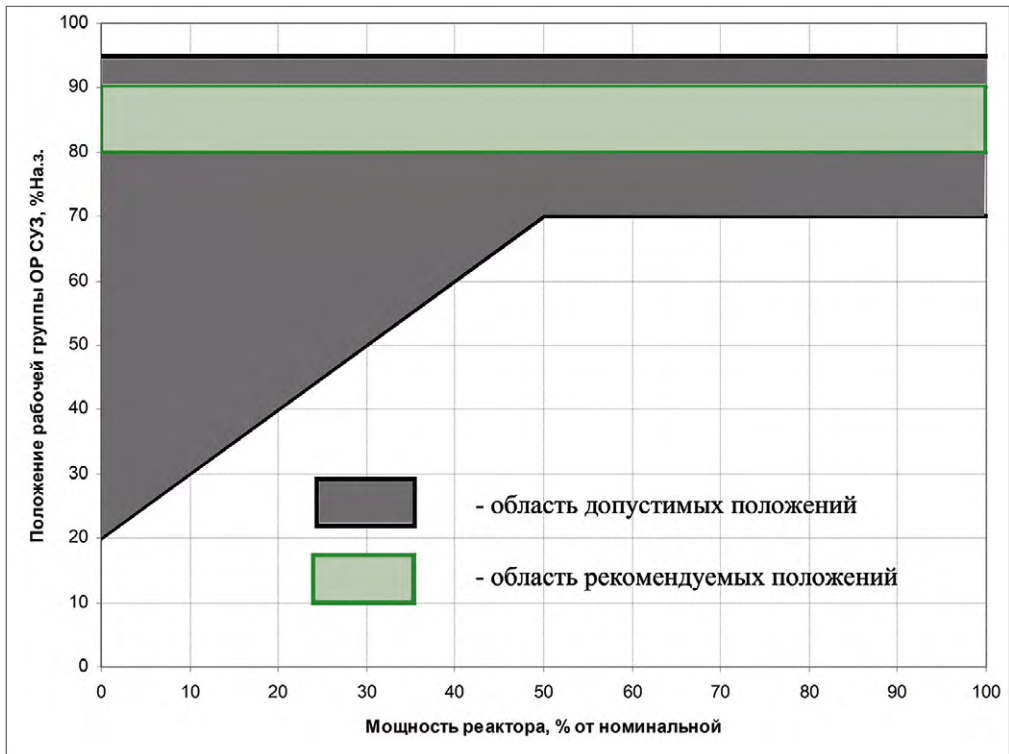


Рис. № 8.20. Допустимое и рекомендуемое положение рабочей группы ОР СУЗ в стационарных состояниях на различных уровнях мощности для 18-месячного топливного цикла

Таблица № 8.16

*Изменение мощности реактора в процессе погружения регулирующих групп
(стационарная топливная загрузка 18-месячного топливного цикла, в расчете
учитывалось изменение температуры топлива и теплоносителя)*

НАЧАЛО КАМПАНИИ							КОНЕЦ КАМПАНИИ						
N, %	H ₉ , %	H ₁₀ , %	H ₁₁ , %	H ₁₂ , %	K _q	d _N /d _H , %/см	N, %	H ₉ , %	H ₁₀ , %	H ₁₁ , %	H ₁₂ , %	K _q	d _N /d _H , %/см
100.0	374	374	374	337	1.36	0.14	100.0	374	374	374	337	1.33	0.12
94.7	374	374	374	299	1.36	0.15	95.7	374	374	374	299	1.34	0.10
88.9	374	374	374	262	1.36	0.15	92.0	374	374	374	262	1.35	0.08
83.5	374	374	374	224	1.36	0.14	89.0	374	374	374	224	1.36	0.06
78.4	374	374	374	187	1.36	0.18	86.6	374	374	374	187	1.37	0.13
71.8	374	374	337	150	1.37	0.22	81.8	374	374	337	150	1.38	0.16
63.4	374	374	299	112	1.36	0.23	75.8	374	374	299	112	1.4	0.15
54.7	374	374	262	75	1.38	0.22	70.4	374	374	262	75	1.41	0.13
46.6	374	374	224	37	1.4	0.18	65.6	374	374	224	37	1.43	0.10
40.0	374	374	187	0	1.42	0.19	61.9	374	374	187	0	1.45	0.15
33.0	374	337	150	0	1.43	0.24	56.3	374	337	150	0	1.46	0.20
24.1	374	299	112	0	1.45	0.24	48.9	374	299	112	0	1.47	0.18
15.2	374	262	75	0	1.46		42.2	374	262	75	0	1.48	0.16
							36.3	374	224	37	0	1.49	0.12
							31.8	374	187	0	0	1.5	0.19
							24.8	337	150	0	0	1.5	0.23
							16.2	299	112	0	0	1.5	

С целью снижения максимальной линейной мощности твэла для 18-месячного топливного цикла в некоторых типах ТВС применяется аксиальное профилирование твэга по содержанию выгорающего поглотителя. Используется два варианта высотного профилирования поглотителя:

- равномерное распределение Gd_2O_3 по высоте топливного столба – Тип 1;
- гадолиний размещается в центральной части твэга, верхние 500 мм содержат только оксид урана (обогащение топлива в урановой и уран-гадолиниевой частях твэга одинаково) – Тип 2.

Типы аксиального профилирования топлива по выгорающему поглотителю, применяемые в 18-месячном топливном цикле энергоблоков Нововоронежской АЭС-2, представлены на рисунке № 8.21. Высотное профилирование поглотителя выбиралось таким, чтобы максимально увеличить запас до ограничения на линейную тепловую мощность твэла. Вы-

полненные ранее исследования показали эффективность применения данного решения. Типы ТВС, применяемые в 18-месячном топливном цикле, приведены в таблице № 8.17. В таблице № 8.18 приведены предельные (рамочные) значения нейтронно-физических характеристик топливных загрузок 18- и 20-и месячных топливных циклов [13].

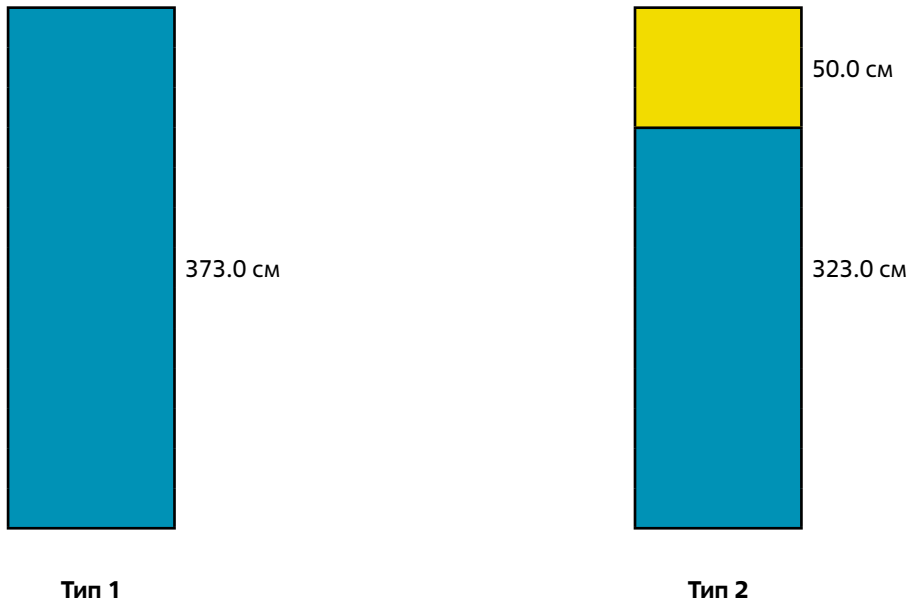


Рис.8.21. Типы аксиального профилирования топлива по выгорающему поглотителю для 18-месячного топливного цикла [14]

Таблица № 8.17
Типы ТВС, применяемые в 18-месячном топливном цикле
энергоблоков Нововоронежской АЭС-2

ОБОЗНАЧЕНИЕ ТВС	СРЕДНЕЕ ОБОГАЩЕНИЕ ТОПЛИВА ТВС ПО ^{235}U , % <i>весовой</i>	КОЛИЧЕСТВО ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, <i>шт.</i> / ОБОГАЩЕНИЕ ^{235}U , % <i>массовый</i>	КОЛИЧЕСТВО ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ГАДОЛИНИЕМ (ТВЭГОВ) РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ, <i>шт.</i> / ОБОГАЩЕНИЕ ^{235}U , % <i>массовый</i> / СОДЕРЖАНИЕ Gd_2O_3 , % <i>массовый</i>	
			ТИП 1	ТИП 2
Z40D2	3.98	300 / 4.00	12 / 3.30 / 5	-
Z44B2	4.37	300 / 4.40	12 / 3.60 / 5	-
Z44A6	4.39	306 / 4.40	6 / 3.60 / 5	-
Z49A2	4.90	300 / 4.95	12 / 3.60 / 5	-
Z49	4.95	312 / 4.95	-	-
Z44Y7	4.34	285 / 4.40	21 / 3.60 / 8	6 / 3.60 / 8
Z49B6	4.93	306 / 4.95	6 / 3.60 / 5	-
Z49Y9	4.92	303 / 4.95	9 / 3.60 / 8	-
Z49Y7	4.85	285 / 4.95	21 / 3.60 / 8	6 / 3.60 / 8

Для АЭС с ВВЭР-1200 сформулированы требования по обеспечению возможности продления кампании до 60 эфф. сут., при этом в проекте проанализирована возможность эксплуатации реактора в течение половины этого срока (около 30 эфф. сут.) только на температурном эффекте реактивности при сохранении тепловой мощности реактора, а затем за счет работы (в течение следующих 30 эфф. сут.) на температурном и мощностном эффектах реактивности [13]. Согласно требованиям на разработку технического проекта реакторной установки ВВЭР 1200 392М ТЗ-001 «проект активной зоны должен допускать эксплуатацию станции с топливным циклом длительностью от 12 до 24 месяцев с учетом плановых остановов на перегрузку топлива» (что соответствует минимальной длительности топливных загрузок 672 эфф. сут.). Оценки показали, что при массе топлива в твэле 1.71 кг и обогащении топлива по ^{235}U не превышающем 4.95 % реализация 24-месячного цикла невозможна. При двукратной перегрузке топлива со средним обогащением 4.95 % максимальная длительность кампании ограничена величиной 580 эфф. сут. Такая длительность кампании соответствует примерно 20-месячному топливному циклу. Дальнейшее уменьшение кратности перегрузок существенно ухудшает показатели топливоиспользования, поэтому такие варианты не рассматривались. Реализация 24-месячного топливного цикла может оказаться возможной после увеличении массы топлива в твэле и/или увеличении допустимого обогащения топлива.

Топливная загрузка *20-месячного* топливного цикла сформирована таким образом, чтобы обеспечить максимальную длительность кампании при соблюдении следующих условий:

- максимальное обогащение топлива по ^{235}U ограничено величиной 4.95 %;
- масса топлива в твэле составляет 1.71 кг;
- в процессе перегрузки топлива выгружается не более половины ТВС активной зоны;
- суммарный коэффициент реактивности по температуре теплоносителя и температуре топлива должен быть неположительным в начале кампании в состоянии на МКУ мощности [3];
- для компенсации части запаса реактивности на выгорание и обеспечения отрицательности суммарного температурного эффекта реактивности используется интегрированный с топливом выгорающий поглотитель в виде оксида гадолиния.

На рис. № 8.23 приведена картограмма стационарной загрузки *20-месячного* топливного цикла.

8.11. ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕНЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ОР СУЗ

В проекте РУ АЭС-2006 существует конструкционная возможность размещения до 121 привода ОР СУЗ на крышке реактора. С целью оптимизации количества и расположения ОР СУЗ был проведен анализ влияния количества и расположения ОР СУЗ в активной зоне на эффективность аварийной защиты. Рассмотрены различные варианты механической системы с количеством органов регулирования в диапазоне от 61 до 121 шт. В качестве варианта с минимальным количеством ОР СУЗ (61 шт.) рассмотрен вариант расположения органов регулирования, используемый в серийном ВВЭР-1000. Вариант с максимальным количеством ОР СУЗ (121 шт.) соответствовал штатному расположению органов регулирования. Промежуточные варианты строились последовательно, начиная с варианта «121 ОР» и заканчивая вариантом «61 ОР». Уменьшение количества органов регулирования осуществлялось путем удаления из активной зоны нескольких симметричных ОР СУЗ, обладающих наименьшей эффективностью [13].

Для рассматриваемых вариантов, на примере стационарной загрузки базового *12-месячного* топливного цикла, проведены расчеты значений температуры повторной критичности, по результатам которых была построена зависимость значения температуры повторной критичности от количества ОР СУЗ в активной зоне (рис. № 8.22). Из данных рисунка № 8.22 видно, что уменьшение количества ОР СУЗ в активной зоне до $91 \div 97$ шт. не приводит к заметному снижению эффективности механической системы ОР СУЗ.

При выборе расположения ОР СУЗ в активной зоне учитывались следующие факторы:

- размещение рабочей и регулирующих групп (с номерами двенадцать, одиннадцать, десять и девять), должно совпадать с расположением соответствующих групп в варианте с 121 ОР СУЗ;
- необходимо обеспечить симметрию расположения ОР СУЗ (для групп аварийной защиты допускается симметрия 120 градусов);
- аварийная защита должна обеспечивать минимально возможную температуру повторной критичности с учетом застревания одного наиболее эффективного ОР СУЗ.

В качестве характеристик, описывающих эффективность механической системы *ОР СУЗ*, рассмотрены эффективность аварийной защиты на номинальной и *МКУ* мощности и значение температуры повторной критичности. В таблице № 8.6 представлена информация об эффективности аварийной защиты в топливных загрузках *12-месячного* топливного цикла при общем количестве *ОР СУЗ* равном *121 шт.* Также эта таблица содержит информацию о температуре повторной критичности. Информация об эффективности механической системы *ОР СУЗ* в топливных загрузках *18-месячного* цикла представлена в таблице № 8.14.

Минимальное значение эффективности аварийной защиты реализуется в первых топливных загрузках *12-* и *18-месячных* циклов и составляет:

- в состоянии *МКУ* мощности (при застревании одного *ОР СУЗ*) *6.7 %* и *7.0 %* в *12-месячном* и *18-месячном* топливном цикле, соответственно;
- в состоянии на номинальном уровне мощности (при застревании одного *ОР СУЗ*) *10.4 %* и *10.1 %* в *12-месячном* и *18-месячном* топливном цикле, соответственно;
- в состоянии *МКУ* мощности (без застревания одного *ОР СУЗ*) *8.3 %* и *8.6 %* в *12-месячном* и *18-месячном* топливном цикле, соответственно;
- в состоянии на номинальном уровне мощности (без застревания одного *ОР СУЗ*) *12.7 %* и *11.7 %* в *12 и 18-месячном* и *18-месячном* топливном цикле, соответственно.

При переходе от *121 ОР СУЗ* к *94 ОР СУЗ* в *12-* и *18-месячных* топливных циклах минимальное (по всем загрузкам) значение эффективности аварийной защиты в состояниях на *МКУ* и номинальном уровне мощности снижается меньше чем на *0.1 абс. %* (менее *2 отн. %*). Максимальное значение температуры повторной критичности в рассмотренных топливных циклах при переходе от *121 ОР СУЗ* к *94 ОР СУЗ* увеличилось менее, чем на *2 °С*.

На рисунке № 8.23 приведена картограмма стационарной загрузки *20-месячного* топливного цикла [13]. На рис. № 8.24 приведено расположение групп *94 ОР СУЗ* в активной зоне (цветом выделены удаленные *ОР СУЗ*) [13].

Ксеноновые переходные процессы в активной зоне реактора обусловлены нарушением равновесного состояния – динамического равновесия между плотностью потока нейтронов и концентрацией ядер ксенона (^{135}Xe) и йода (^{135}I). Под ксеноновой устойчивостью понимается способность активной зоны восстанавливать равновесное состояние.

Для эксплуатации реактора практическое значение имеют обусловленные ксеноновыми процессами изменения реактивности (интегральные ксеноновые процессы), а также изменения пространственного распределения мощности энерговыделения в активной зоне (пространственные ксеноновые процессы).

По сравнению с реактором *ВВЭР-1000* активная зона *ВВЭР-1200* имеет определенные особенности, которые могут сказаться на устойчивости, в частности, увеличена высота топливного столба, а также используется топливо повышенного обогащения.

Система борного регулирования (*СБР*) должна обеспечивать изменение концентрации борной кислоты в теплоносителе со скоростью, достаточной для компенсации увеличения реактивности в ходе ксеноновых процессов. Из этого условия вытекает требование к эффективности *СБР* по скорости водообмена ($0.02 \beta_{\text{эфф}}/\text{мин.}$).

С учетом консервативных предположений – максимальная скорость ввода положительной реактивности в ксеноновых процессах равна $2.75 \text{ \%}/\text{час}$, минимальное по модулю значение эффективности борной кислоты равно минус $1.1 \text{ \%}/(\text{г}/\text{дм}^3)$.

В отношении имеющих наибольшее практическое значение аксиальных ксеноновых колебаний реактор абсолютно (без воздействия АРМ) устойчив на начальном этапе первой кампании и на протяжении всей стационарной кампании. Дополнительную устойчивость реактора к аксиальным ксеноновым колебаниям обеспечивает АРМ.

За счет внутренних свойств активной зоны в сочетании с работой АРМ реактор ВВЭР-1200 обладает достаточной устойчивостью для его надежной эксплуатации. В таблице № 8.18 приведены предельные (рамочные) значения нейтронно-физических характеристик топливных загрузок 18-и 20-месячных топливных циклов [13] .

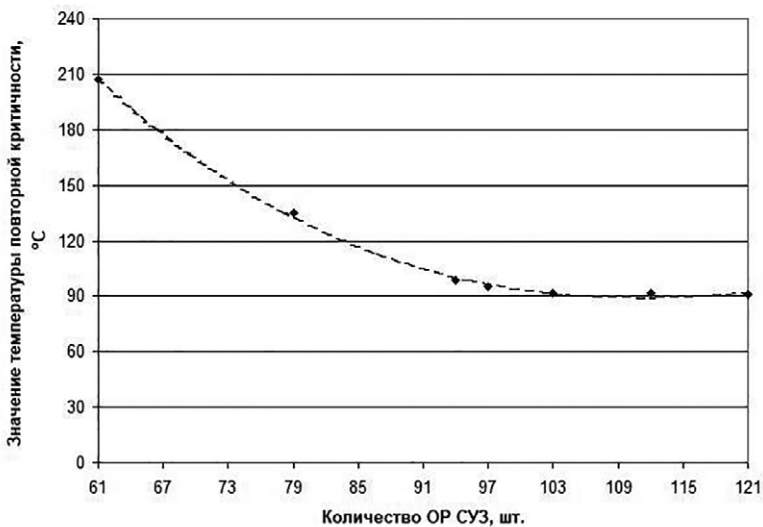


Рис. № 8.22. Зависимость температуры повторной критичности от количества ОР СУЗ (стационарная загрузка базового 12-месячного топливного цикла) [13]

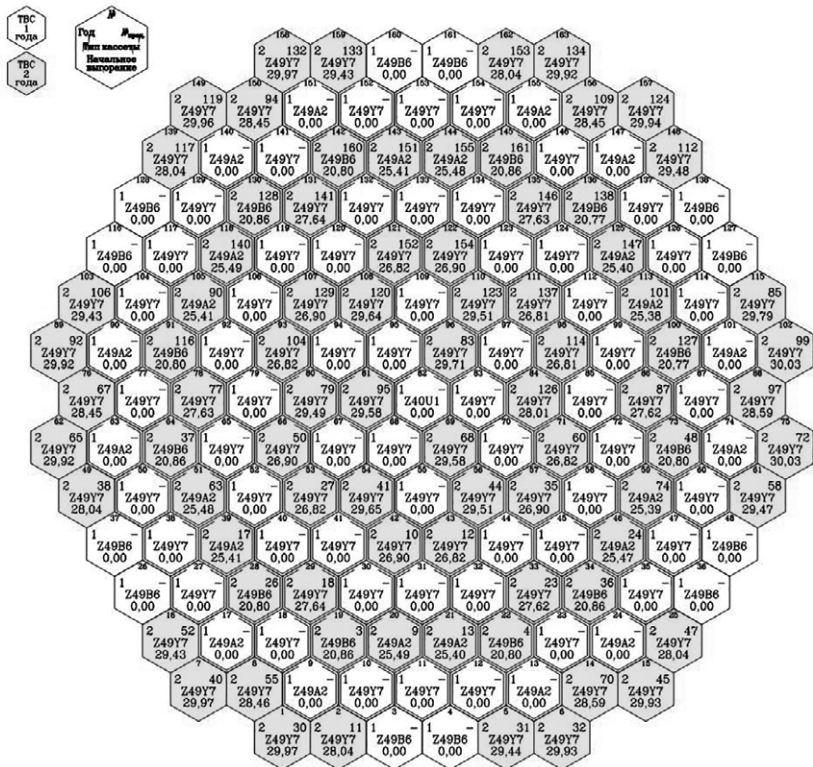


Рис. № 8.23. Картограмма стационарной загрузки
20-месячного топливного цикла [13]

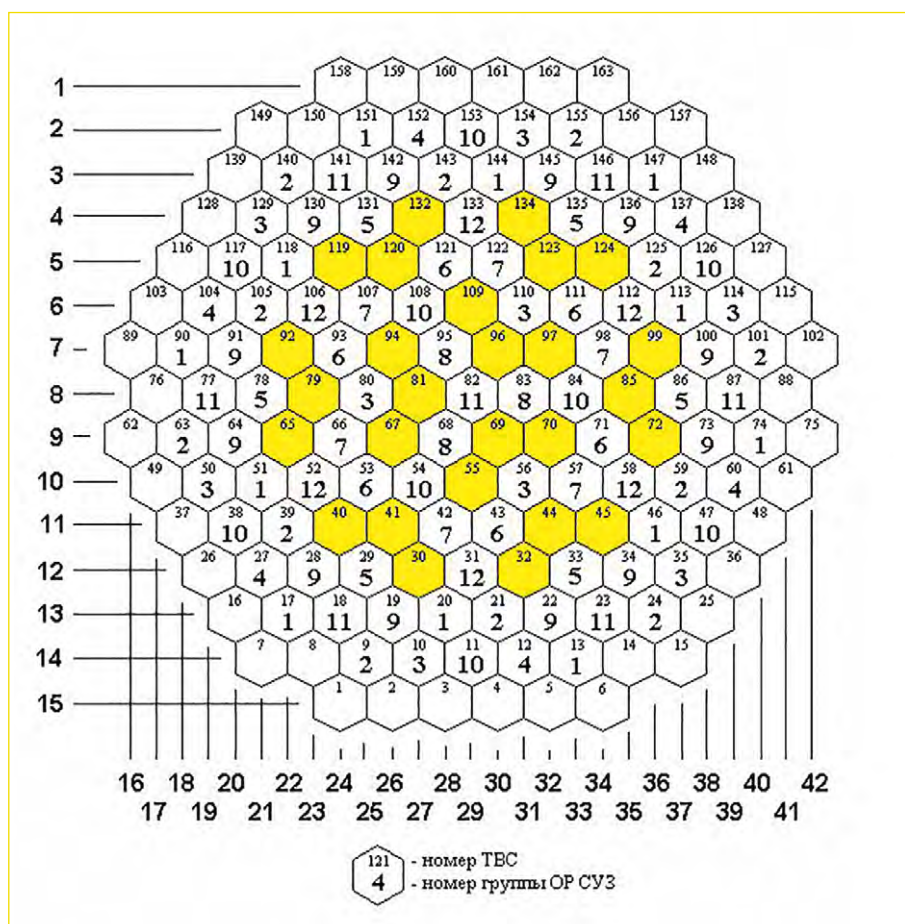


Рис. № 8.24. Расположение групп 94 ОР СУЗ в активной зоне (цветом выделены удаленные ОР СУЗ) [13]

Таблица № 8.18

Предельные (рамочные) значения нейтронно-физических характеристик топливных загрузок 18- и 20-месячных топливных циклов [13]

ХАРАКТЕРИСТИКА		МОМЕНТ КАМПАНИИ	РАСЧЕТНОЕ ЗНАЧЕНИЕ		ПОГРЕШНОСТЬ	С УЧЕТОМ ПОГРЕШНОСТИ	
			Min	Max		Min	Max
Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя, $(1/^\circ\text{C}) \cdot 10^{-5}$	МКУ мощности	Начало	-17.8	-0.2	$\max\{3 \cdot 10^{-5}, 0.1 \left \frac{\partial \rho}{\partial t_{\text{зам}}} \right \} 1/^\circ\text{C}$	-20.8	0
		Конец	-35.3	-13.9		-38.8	-10.9
	Номин. мощность	Начало	-39.7	-16.6		-43.7	-13.6
		Конец	-80.6	-55.1		-88.7	-49.5
Коэффициент реактивности по температуре топлива, $(1/^\circ\text{C}) \cdot 10^{-5}$	МКУ мощности	Начало	-2.9	-2.6	15 %	-3.3	-2.2
		Конец	-3.3	-3.2		-3.8	-2.7
	Номин. мощность	Начало	-2.9	-2.1		-3.3	-1.8
		Конец	-2.9	-2.8		-3.3	-2.4
Коэффициент реактивности по концентрации борной кислоты, $(1/\text{г}/\text{дм}^3)^{-2}$	МКУ мощности	Начало	-1.6	-1.1	3 %	-1.6	-1.0
		Конец	-1.7	-1.3		-1.8	-1.3
	Номин. мощность	Начало	-1.5	-1.0		-1.5	-1.0
		Конец	-1.6	-1.2		-1.6	-1.2
Суммарный коэффициент реактивности по температуре теплоносителя и температуре топлива, $(1/^\circ\text{C}) \cdot 10^{-5}$	МКУ мощности	Начало	-20.7	-3.1	$3 \cdot 10^{-5}, 1/^\circ\text{C}$	-23.7	-0.1
		Конец	-38.6	-17.2		-41.6	-14.2
	Номин. мощность	Начало	-36.2	-12.7		-39.2	-9.7
		Конец	-83.5	-57.9		-86.5	-54.9
Максимальная реактивность, вводимая при выбросе одного ОР СУЗ из регулирующих групп, %	МКУ мощности	Начало	-	0.18	15 %	-	0.21
		Конец	-	0.22		-	0.25
	Мощность собственных нужд	Начало	-	0.48		-	0.55
		Конец	-	0.51		-	0.59
	Номин. мощность	Начало	-	0.16		-	0.18
		Конец	-	0.17		-	0.20

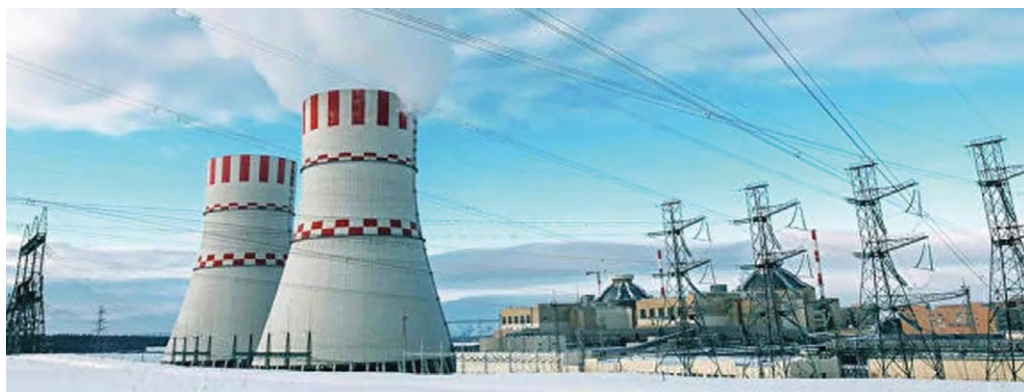
Продолжение таблицы № 8.18

ХАРАКТЕРИСТИКА		МОМЕНТ КАМПАНИИ	РАСЧЕТНОЕ ЗНАЧЕНИЕ		ПОГРЕШНОСТЬ	С УЧЕТОМ ПОГРЕШНОСТИ	
			Min	Max		Min	Max
Эффективность рабочей группы ОР СУЗ, %	МКУ мощности	Вся кампания	0.51	0.84	10 %	0.46	0.92
	Номин. мощность	Вся кампания	0.70	0.98		0.63	1.08
Эффективность аварийной защиты при застревании в верхнем поло- жении наиболее эффективного органа СУЗ, %	МКУ мощности	Начало	7.1	-	10 %	6.4	-
		Конец	7.4	-		6.7	-
		Вся кампания	7.1	-		6.4	-
	Номин. мощность	Начало	10.2	-		9.2	-
		Конец	11.6	-		10.5	-
		Вся кампания	10.2	-		9.2	-
Эффективная доля запаздывающих нейтронов, %	МКУ мощности	Начало	0.66	0.74	7 %	0.61	0.79
		Конец	0.56	0.57		0.52	0.61
	Номин. мощность	Начало	0.66	0.74		0.61	0.79
		Конец	0.54	0.55		0.50	0.59
Время жизни мгновенных нейтронов, (сек)·10 ⁻⁵	МКУ мощности	Начало	1.5	2.3	5 %	1.4	2.4
		Конец	1.8	2.6		1.7	2.7
	Номин. мощность	Начало	1.5	2.3		1.5	2.5
		Конец	1.9	2.6		1.8	2.7
Критическая концентрация борной кислоты, г/дм ³	МКУ мощности	Начало	6.7	12.9	0.4 г/дм ³	6.3	13.3
		Конец	0.0	5.7		0.0	6.1
	Номин. мощность	Начало	6.5	11.4		6.1	11.8
		Конец	0.0	2.9		0.0	3.3
Максимальная реактивность, вводимая при извлечении 9 группы ОР СУЗ, % *)	МКУ мощности	Начало	-	0.01	10 %	-	0.01
		Конец	-	1.21		-	1.33

Продолжение таблицы № 8.18

ХАРАКТЕРИСТИКА		МОМЕНТ КАМПАНИИ	РАСЧЕТНОЕ ЗНАЧЕНИЕ		ПОГРЕШНОСТЬ	С УЧЕТОМ ПОГРЕШНОСТИ	
			Min	Max		Min	Max
Максимальная реактивность, вводимая при извлечении 10 группы ОР СУЗ, % ^{*)}	МКУ мощности	Начало	-	0.48	10 %	-	0.53
		Конец	-	0.63		-	0.69
	Номин. мощность	Начало	-	0.84		-	0.92
		Конец	-	1.44		-	1.58
Максимальная реактивность, вводимая при извлечении 11 группы ОР СУЗ, % ^{*)}	МКУ мощности	Начало	-	0.43	10 %	-	0.47
		Конец	-	0.63		-	0.69
	Номин. мощность	Начало	-	1.08		-	1.19
		Конец	-	1.15		-	1.27
Максимальная реактивность, вводимая при извлечении 12 группы ОР СУЗ, % ^{*)}	МКУ мощности	Начало	-	0.44	10 %	-	0.48
		Конец	-	0.70		-	0.77
	Номин. мощность	Начало	-	0.87		-	0.96
		Конец	-	1.20		-	1.32

^{*)} извлечение групп осуществлялось из состояний с погруженными регулируемыми группами. На МКУ мощности таким состоянием было выбрано состояние после разгрузки реактора группами (12 и 11 группы погружены полностью, 10 и 9 группы в промежуточном положении с перекрытием 50 % $H_{0.3}$) На номинальной мощности начальное положение регулирующих групп составляло $H_{12} = 70\%$, $H_{11} = 80\%$, $H_{10} = 90\%$



9. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА КСЕНОНЕ И САМАРИИ

9.1. ОТРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРА КСЕНОНОМ

Реактивность может меняться в результате действия эффектов отравления и шлакования активной зоны [5]. В результате деления ядер урана и плутония образуются разнообразные ядра-осколки деления и ядра-продукты радиоактивного распада осколков. В частности, ^{135}Xe обладает сечением захвата нейтронов $\sigma_a \approx 3.4 \cdot 10^6$ барн при энергии нейтронов 0.025 эВ.

Особенностями процесса отравления является то, что:

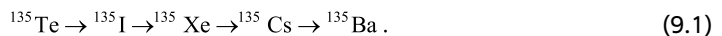
- процесс отравления, как принято предполагать, вызывается накоплением только одного β -активного продукта деления – ксенона-135, который характеризуется величиной стандартного микросечения поглощения $\sigma_a \approx 3.4 \cdot 10^6$ барн, величинами удельного выхода $\gamma = 0.003$ и периода полураспада $T_{1/2}^{\text{Xe}} = 9.2$ часа (или величиной постоянной β -распада $2.09 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$);

- отравление протекает существенно быстрее, чем процессы выгорания, шлакования и воспроизводства, а процессы отравления и переотравления реактора ксеноном длятся не более трех суток;

- при возрастании концентрации ксенона-135 реактор отравляется (и теряет запас реактивности), при снижении концентрации ксенона он разотравляется (что приводит к высвобождению положительной реактивности).

Большая доля ^{135}I образуется не непосредственно при делении, а в результате радиоактивного распада другого осколка ^{135}Te , удельный выход 0.061. Период полураспада ^{135}Te близок к 2 мин, поэтому после деления ядра ^{135}Te практически сразу же превращаются в ядра ^{135}I . Периоды полураспада ^{135}I и ^{135}Xe равны, соответственно, 6.7 ч и 9.2 ч, то есть ксенон живет в 1.4 раза дольше, чем йод.

Цепочка β – распадов:



Баланс ядер ^{135}I и ^{135}Xe в реакторе описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_I}{dT} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \Phi_t - \lambda_I \cdot N_I, \quad (9.2)$$

$$\frac{dN_{\text{Xe}}}{dT} = \gamma_{\text{Xe}} \cdot \Sigma_f \cdot \Phi_t + \lambda_I \cdot N_I - (\sigma_{\text{Xe}} \cdot \Phi_t + \lambda_{\text{Xe}}) \cdot N_{\text{Xe}}, \quad (9.3)$$

где: N_I , N_{Xe} – концентрация ядер, соответственно, йода и ксенона, см^{-3} ;

γ_I , γ_{Xe} – выход йода и ксенона на одно деление изотопа (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu);

Σ_f – макроскопическое сечение деления топлива, см^{-1} ;

Φ_t – плотность потока тепловых нейтронов, $\text{н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$;

λ_I , λ_{Xe} – постоянные распада йода и ксенона, с^{-1} ;

σ_{Xe} – микроскопическое сечение поглощения нейтронов изотопом ^{135}Xe , см^2 .

При строгом рассмотрении значения Σ_f и σ_{Xe} должны быть усреднены по спектру тепловых нейтронов в реакторе, который определяется температурой топлива и замедлителя, концентрацией борной кислоты в теплоносителе, компоновкой ТВС с топливом в активной зоне, концентрацией ядер ^{135}Xe и т. д.

При условии $\Sigma_f = \text{const}$, $\Phi_t = \text{const}$ (т. е. при условии постоянства мощности и нейтронного потока) уравнения (9.2) и (9.3) можно решить аналитически:

$$N_I = N_{0I} \cdot [1 - \exp(-\lambda_I \cdot T)], \quad (9.4)$$

где: $N_{0I} = \gamma_I \cdot \Sigma_f \cdot \Phi_t / \lambda_I$ – равновесная концентрация ядер ^{135}I .

Равновесная концентрация ядер ^{135}Xe определяется из выражения:

$$N_{0Xe} = \frac{(\gamma_I + \gamma_{Xe}) \cdot \Sigma_f \cdot \Phi_t}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \cdot \Phi_t}. \quad (9.5)$$

Как следует из приведенных формул, стационарная (равновесная) концентрация ядер ^{135}I и ^{135}Xe зависит от плотности нейтронного потока, причем концентрация ^{135}Xe зависит от него нелинейно [5, 13].

При работе реактора на стационарной мощности 100 % примерно через 40 ч устанавливается стационарное отравление ^{135}Xe , равное 2.9 % (рис. № 9.1). В этот момент наступает равновесие образования ядер ^{135}Xe из ^{135}I и исчезновения их в результате радиоактивного распада и выжигания нейтронным потоком. С ростом мощности стационарное отравление ^{135}Xe увеличивается нелинейно (рис. № 9.1). На рисунке № 9.1 приведены зависимости изменения реактивности для реактора ВВЭР-1200 при стационарном отравлении ксеноном. Зависимости стационарного отравления ^{135}Xe от плотности потока нейтронов и обогащения урана показаны на рисунке № 9.2.

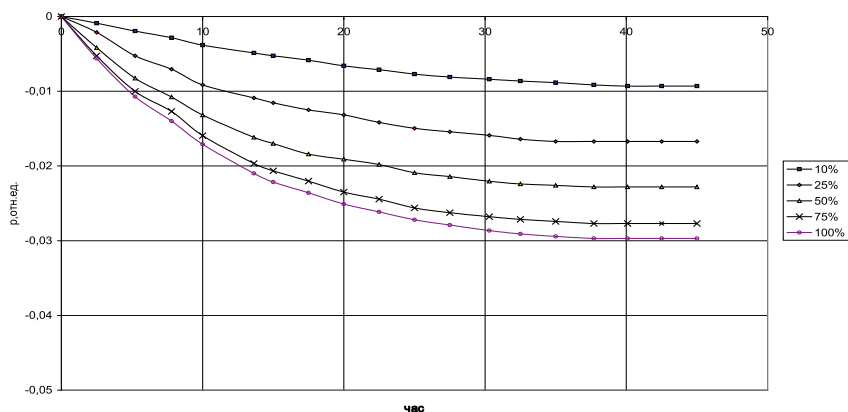


Рис. № 9.1. Стационарное отравление ВВЭР-1200 ксеноном
(блок № 1 НВАЭС-2, кампания № 1)

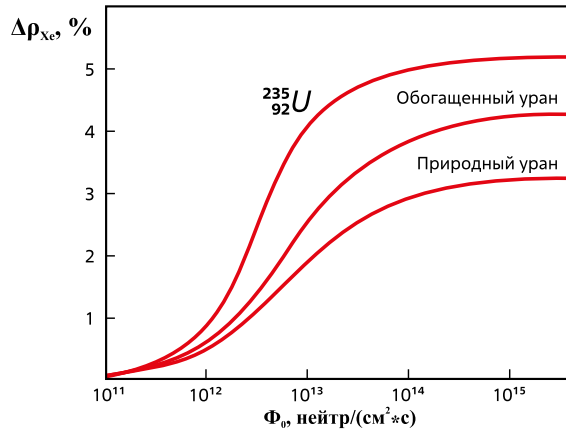


Рис. № 9.2. Зависимости стационарного отравления ^{135}Xe от плотности потока нейтронов и обогащения урана [8]

Физически все указанные закономерности могут быть объяснены. При больших плотностях потока нейтронов скоростью радиоактивного распада ^{135}Xe можно пренебречь по сравнению со скоростью его выгорания. В этом случае и скорость образования, и скорость выгорания ксенона будут определяться только значением Φ .

С увеличением обогащения урана количество ядер ксенона $N_{\text{Xe}}^{\text{cm}}$ увеличивается вследствие того, что в этом случае при прочих равных условиях происходит больше актов деления, а значит, образуется больше ядер ^{135}I и ^{135}Xe . Очевидно, что максимальное для стационарного отравления значение $N_{\text{Xe}}^{\text{cm}} (\rho_{\text{Xe}}^{\text{cm}})$ достигается для чистого ^{235}U .

На рисунке № 9.3 приведены кривые стационарного отравления ксеноном для реактора ВВЭР-1200 в зависимости от мощности реактора в начале (1) и в конце (2) кампании [13].

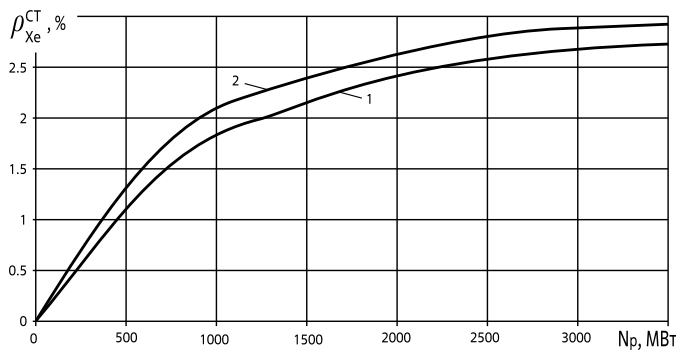


Рис. № 9.3. Зависимости стационарного отравления реактора ВВЭР-1200 ксеноном от мощности реактора в начале (1) и в конце (2) кампании (блок № 1 НВАЭС-2, кампания № 5)

При изменении мощности реактора с N_1 до N_2 баланс ядер ^{135}I и ^{135}Xe нарушается, что вызывает переходные процессы с изменением реактивности реактора. При уменьшении мощности происходит уменьшение реактивности реактора, так как в результате снижения плотности нейтронного потока уменьшается выжигание ксенона нейтронами, а его поступление из ^{135}I , количество которого в начальный момент определяется прежним уровнем мощности, не меняется, что приводит к росту концентрации ядер ^{135}Xe и увеличению отравления. Это явление называют йодной ямой. Наибольшая глубина йодной ямы имеет место при сбросе нагрузки реактора со 100 % до нуля и достигается через 9 ч после сброса нагрузки. На рис. № 9.4. представлено изменение параметров ВВЭР-1200 при увеличении мощности от 0 до 40 % $N_{\text{ном}}$

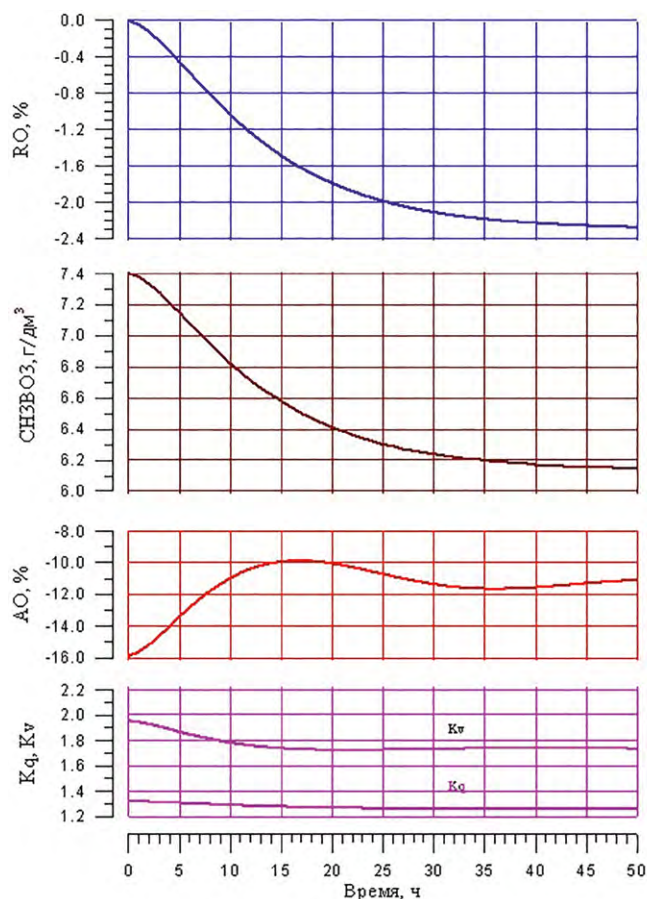


Рис. № 9.4. Ксеноновые переходные процессы в реакторе ВВЭР-1200 (блок № 1 НВАЭС-2 кампания № 1) при увеличении мощности от 0 до 40 % $N_{\text{ном}}$ (реактивность, концентрация борной кислоты, аксиальный офсет, коэффициенты неравномерности) [13]

Время достижения максимальной глубины йодной ямы зависит от процента снижения мощности реактора. Например, если при полном сбросе нагрузки со 100 до 0 % максимум отравления достигается через 9 ч, то при сбросе нагрузки со 100 до 50 % максимум достигается через 5 ч. Полное время переходных процессов, обусловленных ^{135}Xe , равно примерно $50 \div 70$ ч.

На рисунке № 9.5 приведено изменение реактивности при изменении мощности. При подъеме мощности отравление реактора ксеноном первоначально уменьшается (происходит разотравление) вследствие интенсивного выжигания ксенона возросшим нейтронным потоком, поступление которого из ^{135}I некоторое время остается соответствующим более низкому уровню мощности. Затем возросшее поступление ядер ксенона из йода компенсирует высвобожденную реактивность и вносит дополнительное отравление за счет увеличения концентрации ядер ксенона ^{135}Xe . При построении графиков на рисунке № 9.5 предполагалось, что перед изменением мощности реактор длительное время ($2 \div 3$ суток) работал в стационарном режиме.

При уменьшении плотности потока нейтронов (снижении мощности реактора) синхронно уменьшаются скорость наработки йода и выгорания ксенона, в то время как скорость образования ксенона за счет распада ранее накопившегося йода также снижается, но с некоторым запаздыванием. В результате сразу же после снижения мощности реактора концентрация ксенона увеличивается и, соответственно, возрастает потеря реактивности на отравление, образуется йодная яма, которая имеет небольшую (по сравнению с максимальной) глубину. Но так, как концентрация йода постепенно уменьшается, приближаясь к новому стационарному уровню, соответствующему меньшей плотности потока нейтронов (мощности реактора N_2), то концентрация ксенона, достигнув максимума, начнет убывать. Соответственно, величина потери реактивности, пройдя минимум, возрастает и выходит на стационарный уровень, соответствующий новому значению мощности N_2 .

Глубина и время достижения минимума йодной ямы при частичном снижении мощности получаются меньшими, чем при полном останове реактора. Это объясняется тем, что при частичном снижении мощности концентрация ксенона уменьшается не только вследствие радиоактивного распада, как при останове реактора, но и из-за выгорания ксенона на новом уровне мощности N_2 . Величина йодной ямы и время выхода ее на минимум при частичном снижении мощности зависят от соотношения концентраций йода и ксенона перед моментом снижения мощности, а также от исходной N_1 и конечной N_2 мощностей реактора. При прочих равных условиях глубина йодной ямы и время выхода ее на минимум тем больше, чем больше разность между исходной и конечной мощностью ядерного реактора [5, 13].

Для блока № 1 НВАЭС-2 (6-ая кампания, 18-месячный топливный цикл) стационарное отравление ксеноном составит: в начале кампании (-2.7 %), в конце кампании (-2.74 %), нестационарное отравление ксеноном при сбросе мощности со 100 % до 0 %: в начале кампании (-1.34 %), в конце кампании (-1.85 %).

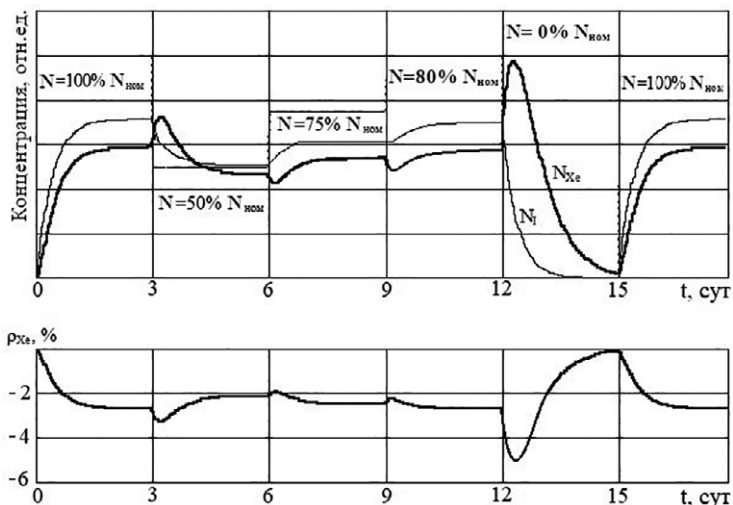


Рис № 9.5. Нестационарные отравления ксеноном
при изменениях мощности ВВЭР-1200

9.2. ОТРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРА САМАРИЕМ

Самарий-149 – сильный шлак. Его стандартное микросечение радиационного захвата $\sigma_{\sigma}^{Sm} = 40800$ барн, а период полураспада $T_{1/2}^{Sm} = 13.84$ года, то есть, он практически стабилен [5].

Самарий – шлак, но дело в том, что накопление его в твэлах реактора имеет некоторые особенности, которые делают процессы изменения концентрации *самария-149* качественно похожими на процессы отравления реактора ксеноном. В отличие от прочих шлаков, самарий может не только накапливаться в работающем реакторе, но, обладая большим сечением поглощения, достаточно интенсивно расстреливаться нейтронами, а, следовательно, потери реактивности, связанные с накоплением самария, могут не только однозначно увеличиваться, но и уменьшаться за счет интенсивного его расстрела на больших уровнях мощности реактора. Так как *самарий-149* практически стабилен, это, по-видимому, и послужило поводом для того, чтобы процесс накопления *самария-149* называть шлакованием, а не отравлением.

Цепочка β -распада:



Период полураспада ^{149}Pr 2.5 минуты.

Изменение концентрации ^{149}Pm и ^{149}Sm описывается следующими дифференциальными уравнениями:

$$\frac{dN_{Pm}}{dt} = \gamma_{Pm} \cdot \Sigma_f \cdot \Phi_{\tau} - \lambda_{Pm} \cdot N_{Pm} , \quad (9.7)$$

$$\frac{dN_{Sm}}{dT} = \gamma_{Pm} \cdot N_{Pm} - \sigma_{Sm} \cdot \Phi_{\tau} \cdot N_{Sm}, \quad (9.8)$$

где: N_{Pm} , N_{Sm} – концентрация ядер прометия и самария, $см^{-3}$;
 γ_{Pm} – выход прометия на одно деление тяжелого изотопа;
 Σ_f – макроскопическое сечение деления топлива, $см^{-1}$;
 Φ_{τ} – средняя плотность потока тепловых нейтронов, $н/(см^2 \cdot с)$;
 λ_{Pm} – постоянная распада прометия, $с^{-1}$;
 σ_{Sm} – микроскопическое сечение поглощения нейтронов изотопом ^{149}Sm , $см^2$.

Для ВВЭР-1200 физические постоянные имеют следующие значения:

$$\gamma_{Pm} = 0.011; \lambda_{Pm} = 0.357 \cdot 10^{-5} с^{-1}; \sigma_{Sm} = 4.08 \cdot 10^{-20} см^2$$

При условии $\Phi_{\tau} = const$ (условие постоянства мощности реактора) можно получить аналитическое решение уравнений (9.7) и (9.8) для N_{Sm} :

$$N_{Sm}(T) = N_{nSm} \cdot \exp(-\sigma_{Sm} \cdot \Phi_{\tau} \cdot T) + \frac{\lambda_{Pm} \cdot (N_{0Pm} - N_{nPm})}{\lambda_{Pm} - \sigma_{Sm} \cdot \Phi_{\tau}} \cdot [\exp(\lambda_{Pm} \cdot T) - \exp(-\sigma_{Sm} \cdot \Phi_{\tau} \cdot T)] + N_{0Sm} \cdot [1 - \exp(-\sigma_{Sm} \cdot \Phi_{\tau} \cdot T)]. \quad (9.9)$$

где: N_{nPm} , N_{nSm} – концентрация ядер прометия и самария на момент перехода, $см^{-3}$;
 равновесная концентрация ядер ^{149}Sm равна:

$$N_{0Sm} = \frac{\gamma_{Pm} \cdot \Sigma_f}{\sigma_{Sm}};$$

равновесная концентрация ядер ^{149}Pm равна:

$$N_{0Pm} = \frac{\gamma_{Pm} \cdot \Sigma_f}{\lambda} \cdot \Phi_{\tau}. \quad (9.10)$$

Таким образом, равновесная концентрация ядер самария N_{0Sm} не зависит от нейтронного потока и, следовательно, от мощности реактора. Однако мощность реактора определяет время достижения равновесной концентрации ^{149}Sm (рис. № 9.6). На рисунках № 9.6 и № 9.7 приведены зависимости изменения реактивности для реактора ВВЭР-1200 при отравлении реактора самарием-149.

Необходимо рассмотреть, что будет происходить с величиной шлакования реактора самарием, если после длительной (более 15 суток) стоянки реактор пускается вновь и работает на постоянном уровне мощности. Поскольку после длительной стоянки уровень отравления (шлакования) реактора самарием выше стационарного (на величину прометиевого провала), а реактор, достаточно длительно работающий на мощности, в конечном счете должен выйти на стационарный уровень отравления, то при длительной работе реактора на постоянной мощности после долгой стоянки величина отравления самарием должна по прошествии достаточно длительного времени работы реактора снизиться до уровня стационарного отравления, так как весь избыточный самарий (сверх стационарного его количества) за время работы будет расстрелян нейтронами. Реактор должен вернуться к старому уровню стационарного отравления самарием (то есть, к тому, который был в момент последнего останова), так как стационарное отравление не зависит от уровня мощности реактора (рис. № 9.6, 9.8 и 9.9), как было сказано выше [13].

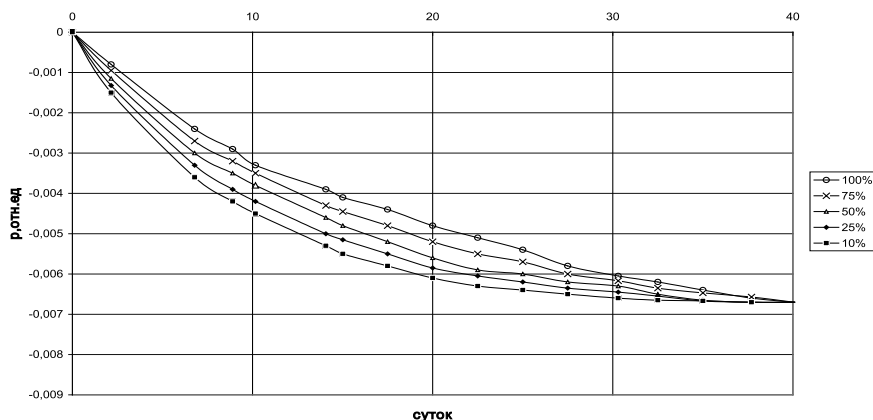


Рис. № 9.6. Стационарное отравление ВВЭР-1200 самарием
(блок № 1 НВАЭС-2, кампания № 1)

Равновесная концентрация ядер ^{149}Sm и стационарное (равновесное) отравление, равное для ВВЭР-1200 – 0.69 %, достигаются при работе на стационарной мощности в течение 40 эфф. сут. (блок № 1 НВАЭС-2, кампания № 1).

Время наступления стационарного отравления ^{149}Sm можно также оценить из соотношения:

$$T_{\text{стац}} = \frac{10^{15}}{\Phi_{\tau}}, \quad (9.11)$$

где: $T_{\text{стац}}$ – время достижения стационарного отравления самарием при работе реактора на мощности, сут;

Φ_{τ} – средняя плотность потока тепловых нейтронов при работе реактора на стационарной мощности, $\text{n}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Изменение мощности реактора вызывает медленно протекающие переходные процессы, связанные с изменением числа ядер ^{149}Pr и ^{149}Sm в активной зоне. Явление снижения реактивности реактора при уменьшении его мощности вследствие нарушения баланса ядер ^{149}Pr и ^{149}Sm по аналогии с йодной ямой носит название прометиевой ямы. Наибольшая глубина прометиевой ямы [порядка – (0,5÷0,7 %)] достигается при сбросе мощности реактора со 100 % до нуля, при этом полное превращение образовавшегося ^{149}Pr в ^{149}Sm происходит примерно за 15 календарных суток после сброса нагрузки. За это время к ядрам самария, накопившимся за время работы на мощности, добавляются ядра самария, образовавшиеся из прометия за время останова (рис. № 9.7).

Изотоп ^{149}Sm стабилен, поэтому при нулевой мощности реактора количество ядер самария остается постоянным. При частичном снижении мощности глубина прометиевой ямы меньше, так как часть накопившегося самария выжигается нейтронами.

Выжигание «излишка» самария, образовавшегося из прометия после частичного снижения мощности, постепенно приводит его концентрацию к стационарному значению, которое,

как уже упоминалось, не зависит от уровня мощности. Календарное время наступления максимума прометиевой ямы остается постоянным (15 суток). С увеличением мощности реактора наблюдается самариевый выбег (увеличение реактивности), который объясняется изменением скорости выжигания самария нейтронами и скорости накопления его из прометия. Максимальный самариевый выбег может достигать 0.25 % за время порядка 5 ч после подъема мощности реактора с нуля до 100 %, при этом предполагается, что реактор стоял 15 суток и концентрация самария установилась постоянной (рис. № 9.9).

Отсюда следует, что концентрация ^{149}Sm после остановки реактора изменяется по экспоненциальному закону, точно так же изменяется и запас реактивности. На рисунках № 9.8. и 9.9 представлены качественные графические зависимости концентраций прометия и самария $N_{pm}(t)$, $N_{sm}(t)$ в зависимости от времени после изменения мощности реактора.

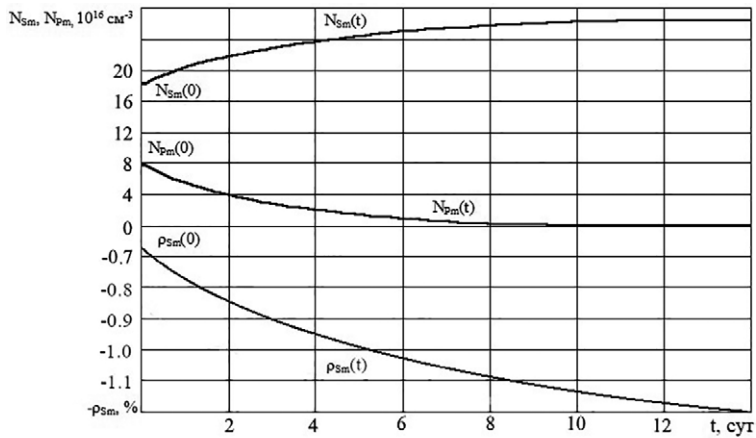


Рис. № 9.7. Изменение концентраций N_{sm} , N_{pm} и изменение реактивности ρ_{sm} после остановки реактора ВВЭР-1200, достигшего стационарного шлакования топлива при $\Phi = 10^{14} \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

9.3. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ МОЩНОСТИ

При работе реактора на стационарной мощности 100% примерно через 70 часов устанавливается наибольшее стационарное отравление по ксенону, равное (-2.9%) . В этот момент наступает равновесие образования ядер ксенона из йода и исчезновения их в результате радиоактивного распада и выжигания нейтронным потоком. Если произошла длительная (более трех суток) стоянка реактора, то практически весь йод и ксенон распадаются.

При изменении мощности реактора происходит нарушение динамического равновесия между прибылью и убылью ядер-отравителей и, следовательно, происходит сложное изменение реактивности реактора за счет отравления [1, 13, 15]. Для объяснения этих эффектов рассматриваются несколько типичных ситуаций таких, как :

- подъем мощности реактора от нуля до номинального значения мощности $N_{ном}$;
- останов реактора с мощности $100\% N_{ном}$ (и уровня стационарных отравлений) до нуля;
- повторное увеличение мощности от 0 до $100\% N_{ном}$.

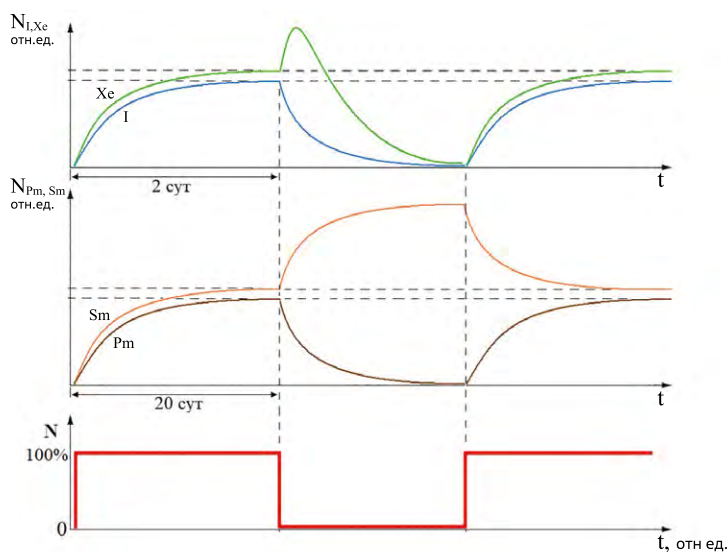


Рис. № 9.8. Изменение концентрации йода, ксенона, прометия, самария при изменении мощности реактора $100 \div 0 \div 100\%$

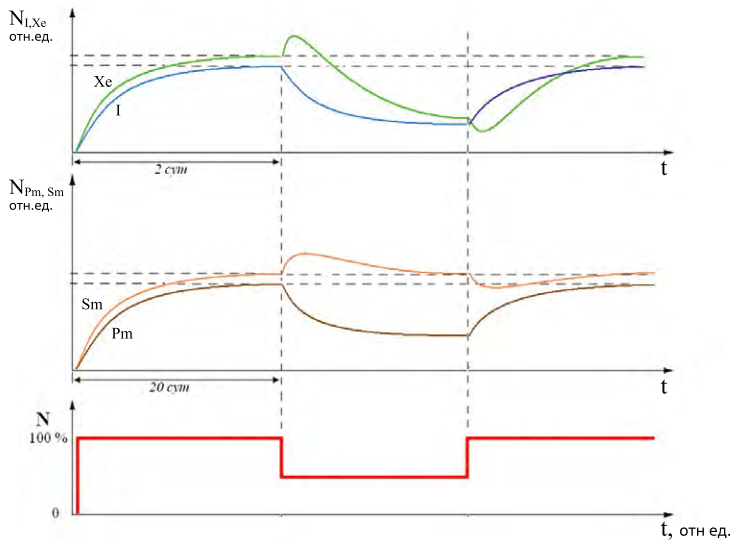


Рис. № 9.9. Изменение концентрации йода, ксенона, прометия, самария при изменении мощности реактора $100 \div 50 \div 100 \%$

После остановки реактора (в отсутствии нейтронного потока Φ) происходит прекращение выгорания ксенона и прекращение производства йода. Дальнейшая динамика изменения концентрации ксенона на остановленном реакторе определяется только балансом распада накопленных ядер йода и ксенона. Поскольку скорость распада ксенона ниже скорости распада йода, наблюдается временное увеличение концентрации ^{135}Xe (из-за распада избыточного ^{135}I), причем концентрация ^{135}Xe растет и проходит максимум до момента, пока не начинает сказываться распад ^{135}Xe , в результате которого концентрация ^{135}Xe снижается сначала до своего равновесного значения, а потом и до нуля.

Равновесная концентрация ядер самария не зависит от нейтронного потока и, следовательно, от мощности реактора. Однако мощность реактора определяет время достижения равновесной концентрации ядер самария (рис. № 9.6, 9.8, 9.9).

После остановки ядерного реактора нарушается динамическое равновесие не только у ядер Xe , но и у ^{149}Sm . Выгорание ^{149}Sm из-за высокого сечения поглощения прекращается, а вот увеличение его концентрации из-за распада ^{149}Pm продолжается до полного распада последнего с периодом полураспада $(T_{1/2})_{\text{Pm}} = 53$ ч. Практически, через $8 \div 10$ сут распадается примерно 90% ^{149}Pm .

Поэтому процессы отравления реактора ксеноном и самарием после его остановки принципиально отличаются друг от друга. Дело в том, что ксенон, как короткоживущий нуклид, в конечном счете полностью распадается, а самарий, будучи стабильным, накапливается в активной зоне, причем увеличение его концентрации происходит до тех пор, пока целиком не распадется его предшественник: ^{149}Pm .

Рост концентрации ^{149}Sm влечет за собой снижение запаса реактивности, и этот процесс, происходящий в результате распада накопившегося ^{149}Pm с переходом его в ^{149}Sm , называют прометиевым провалом. Изотоп самария стабилен, поэтому при нулевой мощности реактора количество ядер самария остается постоянным. С увеличением мощности реактора наблюдается самариевый выбег (увеличение реактивности), который объясняется изменением скорости выжигания самария нейтронами и изменением скорости накопления его из прометия.

Сейчас можно рассмотреть график изменения добавки к концентрации борной кислоты до пусковой концентрации на МКУ после разгрузки реактора с номинальной мощности до нуля для различных моментов кампании, рис. № 9.10 [1, 13, 15].

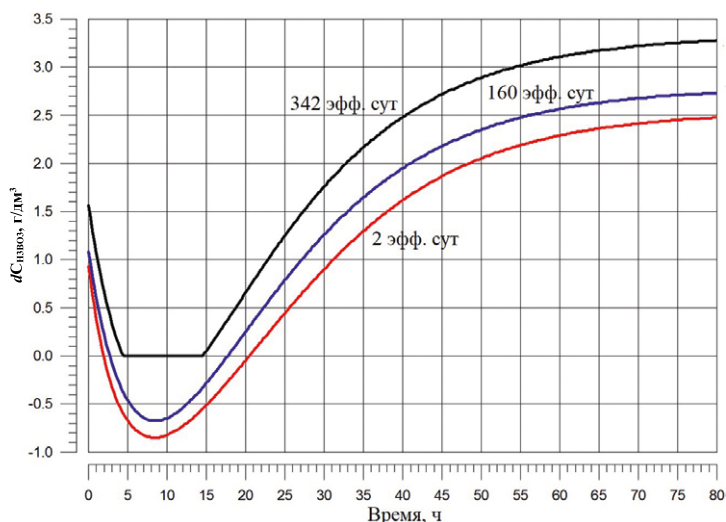


Рис. № 9.10. Добавка к концентрации борной кислоты до пусковой концентрации на МКУ после разгрузки реактора с номинальной мощности до нуля для различных моментов кампании (блок № 1 НВАЭС-2, кампания № 1)

Для момента кампании 342 эфф. суток с 4 до 15 часов после АЗ будет наблюдаться подкритическое состояние, так как нет возможности уменьшить концентрацию борной кислоты.

Пусть эффективность борной кислоты составляет:

$$\partial \rho / \partial C = 1.1\% / (г / дм^3). \quad (9.12)$$

Во всех случаях непланового останова, в том числе и после срабатывания АЗ необходимо начать ввод борной кислоты в первый контур. Если концентрация борной кислоты после стабилизации температуры и давления в первом контуре оказалась не ниже значения, обеспечивающего подкритичность реактора не менее 1 % (без учета погруженных в активную зону ОР СУЗ), ввод борной кислоты можно прекратить. Необходимо ввести столько борной кислоты, чтобы концентрация в реакторе увеличилась на $1.0 г/дм^3$. При такой

концентрации можно выйти в критическое состояние через $20 \div 25$ часов. Если не вводить борную кислоту, то критическое состояние можно получить через $15 \div 20$ часов. Поэтому в реакторе при срабатывании АЗ создают стояночную концентрацию борной кислоты в соответствии с альбомом НФХ.

9.4. УПРАВЛЕНИЕ ОФСЕТОМ

Количество тепла, выделяющегося в топливе, пропорционально плотности потока нейтронов. Распределение плотности потока нейтронов зависит от состава активной зоны, ее формы. Для реакторов ВВЭР активная зона имеет простую форму цилиндра. Для активной зоны однородного состава и цилиндрической формы с эффективным радиусом R_0 и эффективной высотой H_0 в отсутствии отражателя плотность потока нейтронов описывается уравнением:

$$\Phi(r, z) = \Phi_0 \cdot J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_0}\right) \cdot \cos \frac{\pi \cdot z}{H_0} \quad (9.13)$$

В этом выражении $J_0\left(\frac{2.405 \cdot r}{R_0}\right)$ – функция Бесселя 1-го рода нулевого порядка.

Функция Бесселя характеризует распределение плотности потока нейтронов по радиусу активной зоны, а функция косинуса характеризует распределение плотности потока нейтронов по высоте активной зоны. Спад плотности нейтронного потока (энерговыведения) к периферии активной зоны связан с утечкой нейтронов. Для характеристики распределения потока нейтронов по высоте активной зоны используется такое понятие, как офсет [13, 15].

Аксиальный офсет – это технологическая характеристика равномерности энерговыведения по высоте активной зоны. Аксиальный офсет это разница энерговыведения верхней и нижней частей активной зоны реактора, отнесенная к общему энерговыведению. Аксиальный офсет должен поддерживаться в установленном диапазоне в зависимости от текущего уровня мощности (рис. № 9.11).

АО – мгновенный аксиальный офсет, отвечающий текущему распределению ксенона:

$$АО = \frac{N_B - N_H}{N} \cdot 100\%, \quad (9.14)$$

где: N_B и N_H – текущие значения мощности верхней и нижней половин активной зоны соответственно;

$$N = N_B + N_H.$$

Ограничение интегральной мощности энерговыведения активной зоны РУ:

$$N \leq N_{\text{дон}}. \quad (9.15)$$

Ограничение линейного энерговыведения для j -ой ТВС, i -ой призмы, k -го твэла на мощности $N \leq N_{\text{дон}}$:

$$q_{lijk} \leq q_{lijk}^{\text{дон}} \quad (9.16)$$

$$k_{vij} \leq \psi \cdot k_{vij}^{\text{дон}}, \quad (9.17)$$

где: q_{ijk} – значение линейного энерговыделения на участке твэла;

$$\psi = 1 / (0.83 \cdot N / N_{\text{дон}} + 0.17);$$

k_{vij} – коэффициент неравномерности распределения энерговыделения по объему активной зоны.

Необходимо отметить, что функция ψ задает консервативную зависимость предельных значений коэффициентов неравномерности распределения энерговыделения в активной зоне k_{vij} от текущей мощности реактора.

На БПУ используется программа «имитатор реактора (ИР)», обеспечивающая функции расчетного контроля и прогнозирования состояния реактора. Ориентированные на управление энерговыделением активной зоны форматы представления информации на мониторах СКУД содержат:

- графики изменения мощности реактора, мгновенного и равновесного значений офсета, прогнозируемого офсета, положения групп ОР CVЗ, расчетной и измеренной концентрации борной кислоты в теплоносителе, прогнозируемой критической концентрации борной кислоты в теплоносителе;
- численные текущие значения положения регулирующих групп ОР, средней входной температуры и подогрева теплоносителя в активной зоне, реактивности, значения коэффициентов неравномерности распределения энерговыделения по объему и радиусу активной зоны k_v и k_q ;
- профиль высотного распределения мощности энерговыделения (значения k_{vij} и $k_{vij}^{\text{дон}}$ – средние и максимальные по активной зоне, а также по отдельным ТВС), с уставкой регламентного ограничения;
- картограммы распределения мощности энерговыделения: k_{qj} и k_{vij} ;
- фазовые диаграммы (k_q – мощностная, офсет-мощностная, офсет-офсетная);
- текстовые сообщения (подсказки, рекомендации, предупреждения).

Офсет-мощностная фазовая диаграмма (рис. № 9.11) строится в осях мощности (N) и мгновенного офсета (AO). Она содержит оптимальные траектории, рекомендуемую область, область допустимой мощности. Перемещение фазовой точки по оптимальной траектории отвечает наименьшим изменениям локальной тепловой нагрузки на твэлы. Поддержание фазовой точки в рекомендуемой области ограничивает изменение локальной нагрузки в допустимых пределах. Изменение офсета при постоянной мощности реактора и отсутствии движения ОР (дрейф офсета) свидетельствует о наличии аксиальных ксеноновых колебаний. Свободные ксеноновые колебания (длительный дрейф офсета) имеют характер синусоидальных колебаний величины мгновенного офсета AO относительно точки равновесного офсета AO^* с периодом $T \sim 28 \div 30$ часов. В начале кампании свободные ксеноновые колебания затухают, в конце кампании могут наблюдаться расходящиеся колебания. В конце кампании нейтронное поле становится более плоским, а оно менее устойчиво к возмущениям. Этап увеличения/уменьшения офсета называют «восходящей»/«нисходящей» фазой аксиальных ксеноновых колебаний.

Ограничения на офсет задаются в виде офсет-мощностной фазовой диаграммы (рис. № 9.11). Белая область – рекомендуемая область. Выход AO за пределы рекомендуемой области может привести к перераспределению нейтронной мощности и возникновению ксеноновых колебаний (ксеноновые колебания – это периодические отклонения мгновенной

венного офсета от равновесного). Это может негативно сказаться на времени стабилизации реактора и работе оборудования 1-го контура

Для эффективного использования топлива рекомендуется поддерживать регламентное положение 12-ой группы – 90 %. Интегральные ксеноновые переходные процессы компенсируют водообменом и движением регулирующих групп с учетом необходимости управления распределением энерговыделения. Офсет поддерживают в пределах рекомендуемой области офсет-мощностной диаграммы, при необходимости выполняют подавление ксеноновых колебаний.

Общее правило подавления колебаний. Управляющее воздействие должно изменять офсет в направлении противоположном его дрейфу (рис. № 9.13). Между управляющими воздействиями делают выдержку времени для определения направления и скорости дрейфа офсета.

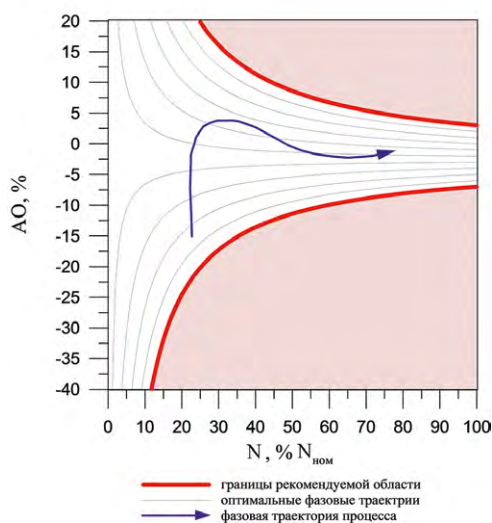


Рис. № 9.11. Офсет-мощностная диаграмма

9.5 ПОДАВЛЕНИЕ АКСИАЛЬНЫХ КСЕНОНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

В реакторах ВВЭР-1200 с достаточно высокой плотностью потока нейтронов существует возможность возникновения локальных колебаний мощности, вызванных действием ^{135}Xe . Поток нейтронов может в этом случае меняться периодически в пространстве и во времени [13,15].

Обычно такие колебания являются следствием локального возмущения нейтронного поля, приведшего, например, к увеличению нейтронного потока. В результате этого возрастает скорость выгорания ^{135}Xe при поглощении им нейтронов, что приводит к локальному временному уменьшению количества изотопа ^{135}Xe . Уменьшение количества ксенона

вызовет дальнейшее увеличение нейтронного потока до тех пор, пока увеличение не будет скомпенсировано отрицательным мощностным коэффициентом реактивности системы или уменьшением образования ^{135}Xe из йода.

Если физические размеры реактора небольшие, то подобные осцилляции эффективно подавляются в процессе поддержания заданного уровня нейтронного потока.

Движение сверху нижней границы поглощающих стержней *ОР* в направлении середины высоты активной зоны уменьшает значение офсета, движение вверх от середины увеличивает значение офсета.

Уменьшение или увеличение концентрации борной кислоты в теплоносителе первого контура (водообмен), соответственно, вводом дистиллята или борной кислоты обеспечивает, соответственно, увеличение или снижение мощности реактора при незначительном воздействии на распределение энерговыделения. В ходе кампании эффективность воздействия ввода дистиллята снижается практически до нуля (поскольку находится в прямой зависимости от концентрации борной кислоты в теплоносителе).

Перекомпенсация управляющих воздействий. При условии поддержания постоянной мощности реактора перемещение группы *ОР* должно компенсироваться изменением концентрации борной кислоты или движением другой группы *ОР* (если в активной зоне находятся две группы). В последнем случае группы должны перемещаться в противоположных направлениях, при этом меняется дистанция групп – расстояние по вертикали между нижней границей поглотителя *ОР* (увеличение дистанции между двумя группами вызывает увеличение офсета, уменьшение дистанции – уменьшение офсета).

Изменение мощности реактора вызывает переходный ксеноновый процесс, связанный с изменением общего количества ядер ^{135}Xe в активной зоне и соответствующим изменением реактивности. Характерной особенностью изменения реактивности при ненулевой исходной концентрации ксенона является наличие экстремума. По характеру доминирующих эффектов различают следующие основные этапы ксеноновых переходных процессов:

- выгорание ксенона – рост реактивности после подъема мощности (концентрация ^{135}Xe уменьшается за счет поглощения нейтронов);
- отравление – уменьшение реактивности непосредственно после снижения мощности (концентрация ^{135}Xe увеличивается за счет распада ядер ^{135}I);
- разотравление – рост реактивности после достижения минимума в ходе отравления в результате снижения мощности (распад ядер ^{135}Xe).

Для поддержания постоянной мощности в ходе ксеноновых процессов изменение концентрации ^{135}Xe компенсируют изменением содержания поглотителя в активной зоне путем водообмена и/или перемещения групп *ОР*.

Основные причины возникновения аксиальных ксеноновых колебаний:

- начальное возмущение офсета. Положительное или отрицательное приращение офсета (в результате перемещения групп *ОР* или изменения мощности) возбуждает соответственно восходящую или нисходящую фазу колебаний. Интенсивность колебаний находится в прямой зависимости от величины приращения офсета и времени. Если внесено возмущение офсета в фазе с уже существующими колебаниями, то это увеличивает их интенсивность;

– уменьшение мощности. Уменьшение мощности при неизменном положении *ОР СУЗ* вызывает начальное увеличение офсета и восходящую фазу колебаний, если увеличение офсета скомпенсировано погружением группы *ОР СУЗ*, то начальная фаза ксеноновых колебаний определяется исходной формой высотного распределения йода. Непосредственно после снижения мощности доминирует процесс распада йода и увеличения концентрации ксенона, поэтому для исходного стационарного состояния с отрицательным/положительным значением офсета снижение мощности возбуждает восходящую/нисходящую фазу ксеноновых колебаний;

– увеличение мощности. Увеличение мощности при неизменном положении *ОР СУЗ* вызывает начальное уменьшение офсета и нисходящую фазу колебаний. Непосредственно после увеличения мощности доминирует процесс выгорания ксенона, поэтому фаза ксеноновых колебаний определяется начальным изменением офсета: отрицательное или положительное приращение офсета возбуждает соответственно нисходящую или восходящую фазу ксеноновых колебаний.

На рисунке № 9.12 приведено изменение офсета при изменении мощности.

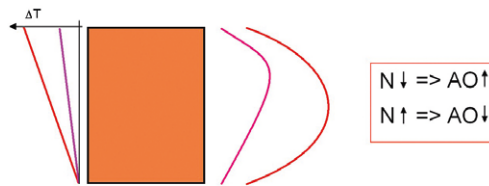


Рис. № 9.12. Изменение офсета при изменении мощности *PY*

При смещении офсета в нижнюю часть активной зоны тепловая мощность 1-го контура будет увеличиваться, так как вода внизу активной зоны холоднее и увеличивается теплосъем от *ТВС* активной зоны (рис. № 9.12).

При изменении офсета в отрицательную сторону необходимы следующие действия:

- извлечение *ОР СУЗ*, если это возможно, при сохранении мощности;
- увеличение концентрации борной кислоты при постоянной мощности;
- уменьшение, если это возможно, давления в главном паровом коллекторе (*ГПК*);
- уменьшение мощности за счет увеличения концентрации борной кислоты.

При изменении офсета в положительную сторону для подавления необходимы следующие действия:

- погружение *ОР СУЗ* при сохранении мощности;
- уменьшение концентрации борной кислоты при постоянной мощности;
- увеличение, если это возможно, давления в *ГПК*;
- увеличение мощности за счет уменьшения концентрации борной кислоты, если это возможно.

На рисунке № 9.13 приведен пример управления офсетом.

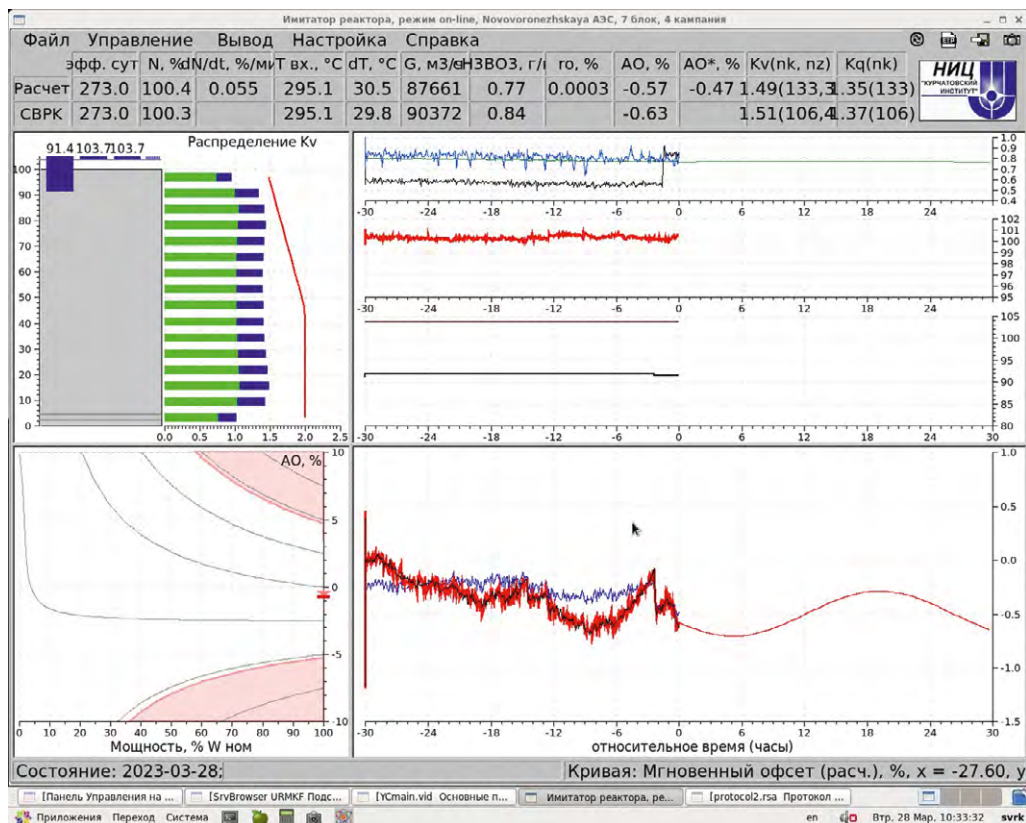


Рис. № 9.13. Пример управления офсетом на формате ИР (при возрастании офсета при пересечении кривых мгновенного и равновесного офсета сделан шаг 12-ой группой ОР СУЗ вниз на 0.5 % – см. нижнее правое окно)

Изменение аксиального офсета можно записать следующим образом:

$$AO = AO^* + AO_0 \cdot e^{\alpha \cdot t} \cdot \cos(\omega_{AO} \cdot t), \quad (9.18)$$

где: AO – мгновенный офсет;

AO^* – равновесный офсет;

$AO_0 = AO - AO^*$;

α – индекс стабильности.

Величина α – определяет тип гармонического колебания:

если $\alpha > 0$ – колебание расходящееся,

если $\alpha < 0$ – колебание сходящееся.

Индекс стабильности α с достаточно хорошей степенью приближения можно рассчитать по формуле:

$$\alpha = (1/T) \cdot \ln(A_2 / A_1), \quad (9.19)$$

где: T – период колебаний;

A_1 – амплитуда первого максимума (или минимума) относительно значения в точке перегиба функции, описывающей колебание справа от первого максимума;

A_2 – амплитуда второго максимума (или минимума) относительно значения в точке перегиба функции, описывающей колебание справа от второго максимума.

Для определения амплитуд A_1 и A_2 можно воспользоваться следующей формулой:

$$A_1 = (A_{1\max} - A_{1\min}) / 2; A_2 = (A_{2\max} - A_{1\min}) / 2, \quad (9.20)$$

где: $A_{1\max}$ – абсолютная амплитуда первого максимума колебания;

$A_{1\min}$ – абсолютная амплитуда первого минимума колебания;

$A_{2\max}$ – абсолютная амплитуда второго максимума колебания.

Ниже на рисунке показано изменение аксиального оффсета мощности при возбуждении аксиальных ксеноновых колебаний и определение периода колебаний и его амплитуд A_1 и A_2 для расчета индекса стабильности.

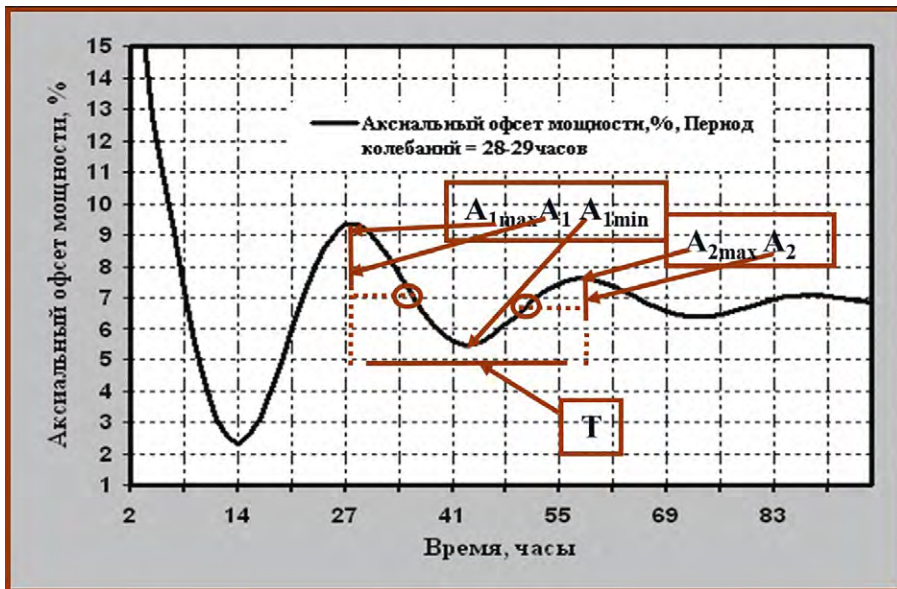


Рис. № 9.14. Изменение аксиального оффсета мощности при возбуждении аксиальных ксеноновых колебаний и определение периода колебаний и его амплитуд A_1 и A_2 для расчета индекса стабильности

В таблице № 9.1 приведены индекс стабильности и период аксиальных ксеноновых колебаний в активной зоне ВВЭР-1200.

Таблица № 9.1

Индекс стабильности и период аксиальных ксеноновых колебаний в активной зоне
ВВЭР-1200

Момент кампании, эфф.сут	Первая кампания			Стационарная кампания		
	α , ч ⁻¹	T_{xe} , ч	Нк, %	α , ч ⁻¹	T_{xe} , ч	Нк, %
0	-0,0213	26,49	80,0	-0,0383	31,50	83,5
40	-0,0149	26,33	82,4	-0,0356	30,22	84,0
80	0,0070	26,22	85,0	-0,0245	30,49	84,5
120	0,0197	25,94	86,4	-0,0207	30,16	85,0
160	0,0236	26,50	86,9	-0,0225	29,66	85,4
200	0,0240	26,16	87,0	-0,0155	29,61	85,6
240	0,0326	26,27	87,2	-0,0114	29,38	85,9
280	0,0473	26,16	87,9	-0,0083	29,44	86,2
320	0,0583	26,05	88,5	-0,0064	29,06	86,2

Примечание: Нк - конечное положение 12 группы ОР СУЗ (начальное положение группы - 90 %)

На рисунке № 9.15 приведено изменение индекса стабильности в течение кампании для реактора ВВЭР-1200.

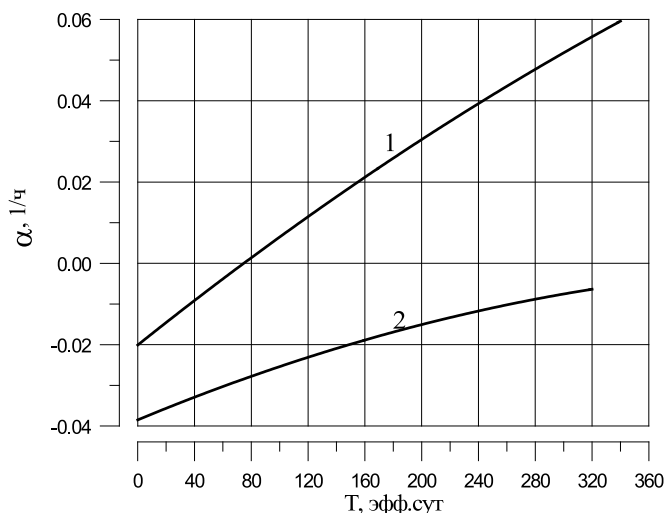


Рис. № 9.15. Изменение индекса стабильности в течение кампании для реактора ВВЭР-1200 (1 – первая кампания, 2 – стационарная кампания)

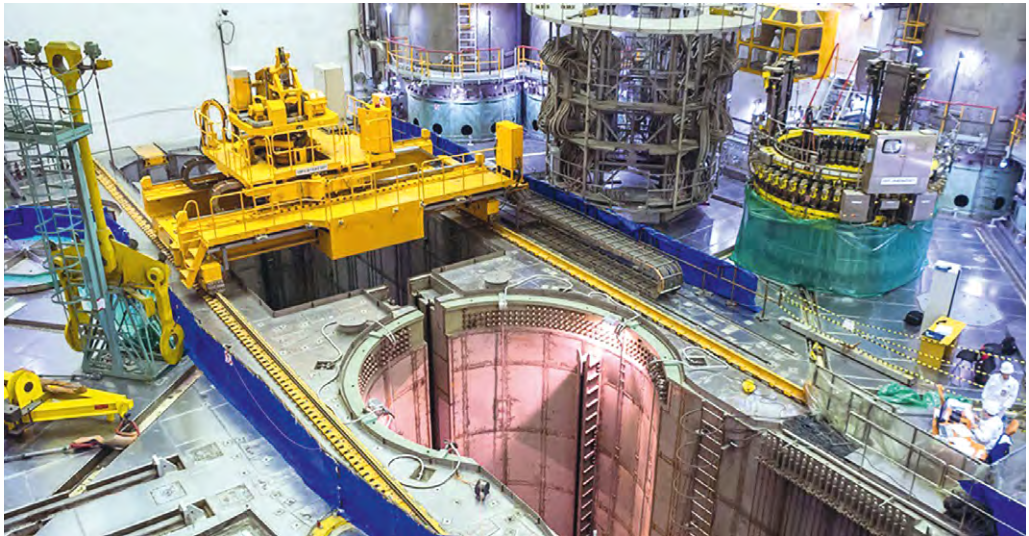
9.6. УПРАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Предупреждение и устранение превышения предельно допустимых значений коэффициентов неравномерности распределения энерговыделения в активной зоне и значений линейного энерговыделения: k_{vij} , q_{lijk} .

Текущие значения параметров k_{vij} и q_{lijk} в каждом высотном слое контролируют с помощью специальных форматов СВРК и ИР. Персоналу предоставляются значения минимального запаса от текущих величин k_{vij} и q_{lijk} до соответствующих максимально допустимых – $k_{vij}^{дон}$ и $q_{lijk}^{дон}$, с указанием номера ТВС (j) и номера высотного слоя (l), где достигается минимум. При снижении минимального запаса до нуля выполняют следующие действия [13, 15]:

- для предупреждения превышения предельных значений k_{vij} и q_{lijk} в верхней половине активной зоны выполняются действия по уменьшению офсета. Если предельные значения превышены, то снижается мощность до достижения допустимых значений (предпочтительно погружением регулирующих групп в верхнюю половину зоны);
- для предупреждения превышения предельных значений k_{vij} или q_{lijk} в нижней половине активной зоны, выполняются действия по увеличению офсета. Если предельные значения превышены, то снижается мощность до достижения допустимых значений (предпочтительно вводом борной кислоты).

С помощью графика офсета и фазовых диаграмм, выполняя при необходимости расчетный прогноз по программе ИР, оценивается степень нестабильности офсета (определяется амплитуда и фаза колебаний офсета), прогнозируется возможность выхода фазовой точки за пределы рекомендуемой области офсет-мощностной диаграммы или возможность превышения предельно-допустимых значений параметров энерговыделения. Период свободных ксеноновых колебаний составляет $28 \div 32$ часа (рис. № 9.16). При необходимости выполняется процедура подавления ксеноновых колебаний.



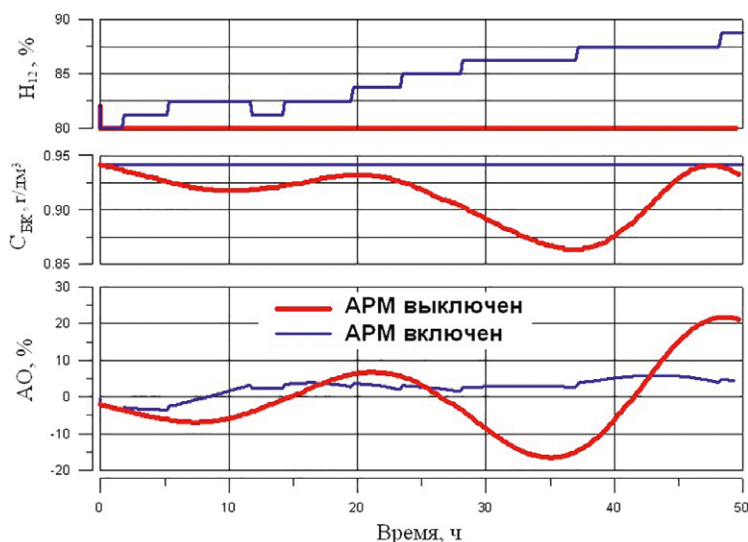


Рис. № 9.16. Изменение аксиального офсета энерговыделения при развитии свободных ксеноновых колебаний и при поддержании аксиального офсета в заданных пределах (при работе АРМ). Конец кампании ВВЭР-1200

Для подавления восходящей фазы колебаний, в случае положения регулирующих групп выше 50 %, погружается группа № 12 на 0.5 ± 1 %. Перед началом погружения группы контролируется дрейф офсета. Повторяется описанная процедура погружения группы до изменения фазы колебаний. Погружение группы компенсируется вводом дистиллята (рис. № 9.13).

Для подавления нисходящей фазы колебаний группа № 12 извлекается из активной зоны. Извлечение группы компенсируется вводом борной кислоты.

Алгоритм поддержания постоянного офсета обеспечивает стабилизацию состояния реактора при заданном положении 12-ой группы. За счет перемещения рабочей группы обеспечивается поддержание постоянного офсета (соответствующего заданному положению 12-ой группы) до полного погашения колебаний.

Теплосъем от твэлов прямо пропорционален разности температур поверхности твэла и теплоносителя. В верхней части твэла она меньше, чем в нижней, так как водаверху активной зоны имеет более высокую температуру (рис. № 9.12). Предельные значения линейного энерговыделения и коэффициенты неравномерности объемного энерговыделения k_v в верхней части активной зоны установлены меньше, чем в нижней части активной зоны по этой причине. Офсет зависит от k_v в неявной форме и, тем не менее, в верхней части активной зоны (офсет положительный) установлены более жесткие требования к офсету, чем для нижней части зоны (офсет отрицательный).

9.7. ПОДАВЛЕНИЕ ДИАМЕТРАЛЬНЫХ КСЕНОНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Если прогнозируется возможность превышения предельно допустимых значений параметров k_{vij} и q_{ijk} в ходе диаметральных ксеноновых колебаний, то погружением одного ОР, ближайшего к j -ой ТВС и принадлежащего одной из регулирующих групп, предотвращают превышение предельно допустимых значений параметров и обеспечивают подавление колебаний. Движение ОР компенсируют движением регулирующей группы или водообменом. Погруженный ОР (яч. № 153) может находиться в активной зоне не более 6 часов. Погружение ОР допускается в том случае, если в активной зоне нет ОР, не принадлежащих регулирующим группам. Ячейки № 153 и 11 являются диаметрально противоположными [13, 15]. При уменьшении энерговыделения в ячейке № 153 в диаметрально противоположной ячейке № 11 энерговыделение будет увеличиваться (рис. № 9.17).

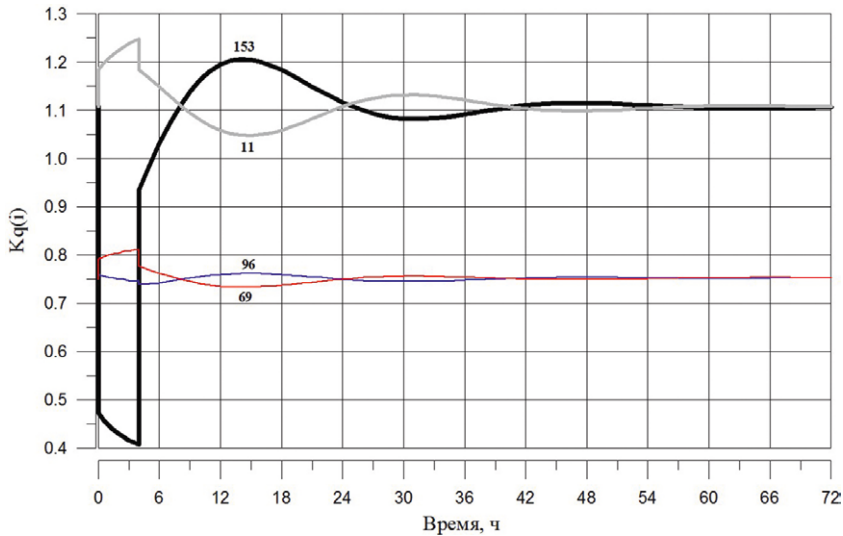


Рис. № 9.17. Изменение k_q в разных ТВС при опускании ОР СУЗ в ТВС № 153 (№ ТВС приведен в симметрии 360°)

10. ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ ВВЭР-1200

10.1. РЕАКТОРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Материалы, из которых изготавливают реакторы, работают при высокой температуре в поле нейтронов, γ -квантов и осколков деления. Поэтому для реакторостроения пригодны не все материалы, применяемые в других отраслях техники. При выборе реакторных материалов учитывают их радиационную стойкость, химическую инертность, сечение поглощения и другие свойства [1, 5].

Защитные оболочки, каналы, замедлители (отражатели) изготавливают из материалов с небольшими сечениями поглощения. Для регулирующих стержней, наоборот, пригодны материалы с большим сечением поглощения. Это значительно сокращает количество стержней, необходимых для управления реактором.

Быстрые нейтроны, γ -кванты и осколки деления повреждают структуру материалов. Так, в твердом веществе быстрые нейтроны выбивают атомы из кристаллической решетки или сдвигают их с места. Вследствие этого ухудшаются пластические свойства и теплопроводность материалов. Сложные молекулы под действием излучения распадаются на более простые молекулы или составные атомы. Например, вода разлагается на кислород и водород. Это явление известно под названием радиолиза воды.

Радиационная нестойкость материалов меньше сказывается при высоких температурах. Подвижность атомов становится настолько большой, что вероятность возвращения выбитых из кристаллической решетки атомов на свое место или рекомбинация водорода и кислорода в молекулу воды заметно увеличивается. Так, радиолиз воды незначителен в энергетических некипящих реакторах, в то время как в мощных исследовательских реакторах выделяется значительное количество гремучей смеси. В реакторных установках есть специальные системы для ее сжигания.

Реакторные материалы контактируют между собой (оболочка твэла – с теплоносителем и ядерным топливом). Естественно, что контактирующие материалы должны быть химически инертными (совместимыми). Примером несовместимости служат уран и горячая вода, вступающие в химическую реакцию.

У большинства материалов прочностные свойства резко ухудшаются с увеличением температуры. В энергетических реакторах конструкционные материалы работают при высоких температурах. Это ограничивает выбор конструкционных материалов, особенно для тех деталей энергетического реактора, которые работают при высоком давлении.

К ядерному топливу относятся вещества, в состав которых входят делящиеся вещества (^{235}U , ^{239}Pu и др.). Примерами ядерного топлива служат природный уран, двуокись урана UO_2 , сплавы урана с металлами, окись плутония PuO_2 и др. В большинстве современных ядерных реакторов в качестве ядерного топлива используют урансодержащие вещества. Природный уран состоит из трех изотопов: ^{238}U (99.282 %), ^{235}U (0.712 %) и ^{234}U (0.006 %). Он

не всегда пригоден, как ядерное топливо, особенно если конструкционные материалы и замедлитель интенсивно поглощают нейтроны. В этом случае ядерное топливо изготавливают на основе обогащенного урана. В энергетических реакторах на тепловых нейтронах используют уран с обогащением менее 5 %, а в реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах обогащение урана превышает 20 %. Обогащенный уран получают на специальных обогатительных заводах. В процессе обогащения природный уран разделяют на обогащенный уран и обедненный (отвалный) уран с небольшим содержанием ^{235}U . Из обедненного урана изготавливают зоны воспроизводства реакторов-размножителей на быстрых нейтронах.

Металлический уран сравнительно редко используют как ядерное топливо. Его максимальная температура ограничивается 660 °С. При этой температуре происходит фазовый переход, в котором изменяется кристаллическая структура урана. Фазовый переход сопровождается увеличением объема урана, что может привести к разрушению защитной оболочки твэлов. При длительном облучении в температурном интервале 200÷500 °С уран подвержен радиационному росту. Это явление заключается в том, что облученный урановый стержень удлиняется.

Использование металлического урана, особенно при температурах больше 500 °С, затрудняется процессом распухания (свеллинга). После деления ядра образуются два осколка деления, суммарный объем атомов которых больше объема атома урана (плутония). Около 25 % атомов осколков деления являются атомами газов (криптона, ксенона). Атомы газов накапливаются в порах урана и создают внутреннее давление, которое увеличивается с повышением температуры. За счет изменения объема атомов в процессе деления и повышения внутреннего давления газов уран и другие виды ядерного топлива начинают распухать. Под распуханием понимают относительное увеличение объема ядерного топлива, связанное с делением ядер.

Распухание зависит от глубины выгорания и температуры твэлов. Количество осколков деления возрастает с увеличением выгорания, а внутреннее давление газа – с увеличением выгорания и температуры. Распухание ядерного топлива может привести к разрушению защитной оболочки. Ядерное топливо противодействует распуханию более эффективно, если оно обладает высокими механическими свойствами. Металлический уран как раз не относится к таким материалам. Поэтому применение металлического урана в качестве ядерного топлива ограничивает выгорание, которое является одной из главных оценок экономики атомной энергетики.

Радиационная стойкость и механические свойства топлива улучшаются после легирования урана, в процессе которого в уран добавляют небольшое количество молибдена, алюминия и других металлов. Легирующие добавки снижают число нейтронов деления на один захват нейтрона ядерным топливом. Поэтому легирующие добавки к урану стремятся выбрать из материалов, слабо поглощающих нейтроны.

К хорошему ядерному топливу относятся некоторые тугоплавкие соединения урана: окислы, карбиды и интерметаллические соединения. Наиболее широкое применение получила керамика – двуокись урана UO_2 . Ее температура плавления равна 2800 °С, а плотность 10,4÷10,75 г/см³. У двуокиси урана нет фазовых переходов, она менее подвержена распуханию, чем сплавы урана. Это позволяет существенно повысить выгорание. Двуокись

урана не взаимодействует с цирконием, ниобием, нержавеющей сталью и другими материалами при высоких температурах.

Основной недостаток керамики – низкая теплопроводность, равная $2 \div 5 \text{ кДж}/(\text{м} \cdot \text{град})$, которая ограничивает удельную мощность реактора по температуре плавления.

Так, максимальная плотность теплового потока в реакторах ВВЭР на двуокиси урана $\sim 1.57 \cdot 10^3 \text{ кВт}/\text{м}^2$, при этом максимальная температура в топливе в стержневых твэлах может достигать 2200°C . Кроме того, горячая керамика очень хрупка и может растрескиваться.

Плутоний относится к низкоплавким металлам. Его температура плавления равна 640°C . У плутония плохие пластические свойства, поэтому он почти не поддается механической обработке. Технология изготовления твэлов дополнительно усложняется токсичностью плутония. Для приготовления ядерного топлива обычно используется окись плутония, ее смеси с окислами, карбидами урана, сплавы плутония с металлами.

Высокими теплопроводностью и механическими свойствами обладают дисперсионные виды топлива, в которых мелкие частицы UO_2 , UC , PuO_2 и других соединений урана и плутония размещают порознь (гетерогенно) в металлической матрице из алюминия, молибдена, нержавеющей стали и др. Материал матрицы и определяет радиационную стойкость и теплопроводность дисперсионного топлива.

Отвод тепла, выделяющегося в реакторе, осуществляется теплоносителем (вода, тяжелая вода, газ, натрий и др.). Конкретный теплоноситель обуславливает определенное направление развития атомной энергетики.

Один из самых распространенных теплоносителей – вода. Природная вода содержит небольшую концентрацию тяжелой воды (0.017%), различные примеси и растворенные газы. Присутствие примесей и газов делает воду химически активной с металлами. Поэтому воду, прежде чем использовать ее, как теплоноситель, очищают от примесей методом выпаривания и деаэрируют, т. е. удаляют из воды газы.

В первом контуре циркулирует радиоактивная вода. Основной источник активности воды – это примеси, появление которых в воде связано с коррозией узлов первого контура и технологическими загрязнениями делящихся веществ внешней поверхности твэлов. Концентрацию радиоактивных примесей в воде снижают фильтрованием.

Под действием нейтронов на ядрах кислорода идут реакции $^{18}\text{O}(n,\gamma)^{19}\text{O}$, $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$, в которых образуются радиоактивные ядра ^{19}O ($T_{1/2} = 29.4 \text{ с}$) и ^{16}N ($T_{1/2} = 4 \text{ с}$). Однако активность ^{19}O и ^{16}N мала по сравнению с активностью примесей.

Недостатками воды как теплоносителя являются низкая температура кипения (100°C при давлении 1 атм) и поглощение тепловых нейтронов. Первый недостаток устраняется повышением давления в первом контуре. Поглощение тепловых нейтронов водой компенсируется применением ядерного топлива на основе обогащенного урана.

Тяжелая вода по своим химическим и теплофизическим свойствам мало отличается от воды. Она практически не поглощает нейтронов, что дает возможность использовать в качестве ядерного топлива природный уран в реакторах с тяжеловодным замедлителем. Однако тяжелая вода пока мало применяется в реакторах ввиду ее высокой стоимости.

Из жидкометаллических теплоносителей наиболее освоен натрий. Он химически активен с большинством металлов при сравнительно низкой температуре, и эта активность на-

трия обуславливается примесью окислов натрия. Поэтому натрий тщательно очищается от окислов, после чего он не реагирует со многими металлами (Mo, Zr, нержавеющая сталь и др.) до $600\div 900\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Один из газовых теплоносителей – углекислый газ. Он недорог, характеризуется повышенными по сравнению с другими газами плотностью и объемной теплоемкостью. Коррозионное воздействие углекислого газа на металлы зависит от содержания кислорода. Он присутствует в углекислом газе, как примесь и, кроме того, образуется при высоких температурах в процессе диссоциации молекул CO_2 на окись углерода CO и кислород O_2 . К замедлителям относятся вещества, которые хорошо замедляют и слабо поглощают нейтроны (вода, тяжелая вода, графит, бериллий и др.). Свойства воды и тяжелой воды описаны ранее. Теперь можно привести краткие характеристики графита и бериллия.

Природный графит содержит до 20 % различных примесей, в том числе и бор. Поэтому природный графит непригоден как замедлитель нейтронов. Реакторный графит получают искусственно из смеси нефтяного кокса и каменноугольной смолы. Сначала из смеси прессуют блоки, а затем эти блоки термически обрабатывают при высокой температуре. Графит имеет плотность $1.6\div 1.8\text{ г/см}^3$. Он сублимируется при температуре $3800\div 3900\text{ }^{\circ}\text{C}$. Нагретый в воздухе до $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ графит загорается. Поэтому в энергетических реакторах он содержится в атмосфере инертного газа (гелий, азот).

Бериллий является одним из лучших замедлителей. Он имеет высокие температуру плавления ($\sim 1280\text{ }^{\circ}\text{C}$) и теплопроводность, совместим с углекислым газом, водой, воздухом и некоторыми жидкими металлами.

В пороговой реакции ${}^9\text{Be}(n,2n)2\alpha$ возникает гелий. При интенсивном облучении быстрыми нейтронами внутри бериллия накапливается газ, под давлением которого бериллий набухает. Применение бериллия ограничивается его высокой стоимостью. Из бериллия изготавливают отражатели и вытеснители воды в активной зоне исследовательских реакторов. В таблице № 10.1 приведены некоторые физические свойства конструкционных материалов, наиболее часто применяемых в реакторостроении [1, 5].

В таблице № 10.2 приведены основные характеристики деления топливных материалов. В таблице № 10.3 приведены свойства малопоглощающих нейтроны веществ [5, 6].

Таблица № 10.1
Физические свойства конструкционных материалов

МАТЕРИАЛ	ПЛОТНОСТЬ, 10^3 кг/м^3	СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ $\Sigma_a, \text{м}^{-1}$	
		ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ	НЕЙТРОНОВ СПЕКТРА ДЕЛЕНИЯ
Алюминий	2.7	1.3	$2.5\cdot 10^{-3}$
Магний	1.744	0.14	$3\cdot 10^3$
Цирконий	6.4	0.76	$4\cdot 10^{-2}$
Нержавеющая сталь	8.0	24.7	$1\cdot 10^1$

Таблица № 10.2
Основные характеристики деления топливных материалов

НЕЙТРОНЫ, эВ	СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ, 10^{-24} см^2			ВЫХОД НЕЙТРОНОВ НА АКТ ДЕЛЕНИЯ		
	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu
Тепловые, $10^{-1} \div 10^2$	524±4	582±4	742±4	2.51	2.44	2.89
Промежуточные, $10^2 \div 10^5$	3	2	2	2.58	2.43	3.05
Быстрые, $10^5 \div 10^7$	2.0	1.3	2.0	2.71	2.74	3.21

Таблица № 10.3
Свойства малопоглощающих нейтроны веществ

ВЕЩЕСТВО	СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ		ТЕМПЕРАТУРА ПЛАВЛЕНИЯ, °K	ПЛОТНОСТЬ, $10^3 \cdot \text{кг}/\text{м}^3$	ТЕПЛО-ПРОВОДНОСТЬ, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{K})$
	$\sigma_a, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\Sigma_a, \text{ см}^{-1}$			
Al	0.215	0.0129	933	2.7	207 (300° K)
Be	0.009	0.0011	1556	1.85	128
C (графит)	0.0045	0.00037	Выше 3500 возгоняется	1.67	114 (300° K)
Zr	0.18	0.0077	2188	6.5	21.4 (293° K) 20.4 (673° K)
H ₂ O	0.66	0.022	-	1.0	0.60
D ₂ O	0.00114	0.00004	-	1.1	0.58
Fe	2.53	0.213	1808	7.8	75 (273° K)

Чистый алюминий совместим с водой при невысоких температурах. Он является основным материалом для защитных оболочек твэлов исследовательских реакторов с водяным теплоносителем.

Сплавы магния слабо поглощают нейтроны. Они совместимы с углекислым газом до температуры ~ 450 °C и идут на изготовление защитных оболочек твэлов газографитовых реакторов (ГГР). Как раз в этих ГГР требуется широко разветвленная поверхность теплосъема. Сплавы циркония совместимы с деаэрированной водой. Так как цирконий слабо поглощает тепловые нейтроны, то его сплавы являются основным материалом для защитных оболочек твэлов ВВЭР.

Нержавеющая сталь характеризуется хорошими прочностными свойствами и коррозионной стойкостью в воде и натрии при высоких температурах. Она служит одним из основных конструкционных материалов в реакторостроении. В ВВЭР она идет на внутреннюю облицовку корпуса реактора, который делается из углеродистой стали, несовместимой

с горячей водой. Из нержавеющей стали изготавливаются защитные оболочки твэлов реакторов с натриевым теплоносителем.

Излучение оказывает влияние на коррозию конструкционных материалов в теплоносителях. Во-первых, в (n, γ)- и других реакциях изменяется состав конструкционных материалов. На их поверхности могут появиться химически взаимодействующие с теплоносителем атомы. Скорость химических реакций на поверхности, например, защитной оболочки в этом случае возрастает. Во-вторых, под действием излучения в воде возникают продукты радиолиза, химически реагирующие с конструкционными материалами.

Регулирующие стержни содержат в своем составе элементы с высоким сечением поглощения нейтронов (бор, кадмий, гафний и др.).

Наибольшее распространение нашли борсодержащие стержни, что объясняется превосходными свойствами бора как поглотителя нейтронов. Чистый бор непригоден для изготовления регулирующих стержней. Он радиационно нестоек, непрочен и несовместим с теплоносителями. Обычно бор вводят в состав нержавеющей стали (борная сталь). Содержание бора в борной стали может достигать 5 %. Материалом регулирующих стержней служат также карбид бора B_4C , смесь $B_4C + Al_2O_3$, титанат диспрозия $Dy_2O_3 + TiO_2$ и др.

10.2. НАЗНАЧЕНИЕ И УСЛОВИЯ РАБОТЫ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

В состав активной зоны реакторной установки в качестве основного элемента входят тепловыделяющие сборки (ТВС). Основными элементами ТВС являются тепловыделяющие элементы (твэлы). Твэл – отдельная сборочная единица с ядерным топливом, размещаемая в активной зоне и обеспечивающая генерирование тепловой энергии, накопление материалов деления и вторичного ядерного топлива [1, 5].

В твэле происходит преобразование энергии деления урана (плутония) в тепло. Более 90 % всей энергии, освобождающейся при делении ядер, выделяется внутри твэлов. Через оболочку твэла происходит передача тепла от топлива к теплоносителю.

Твэл представляет собой одну из наиболее ответственных деталей реактора, влияющих на безопасность. Топливная матрица и окружающая ее оболочка входят в систему барьеров, предотвращающих выход радиоактивных веществ в окружающую среду.

Специфической особенностью технологического процесса на АЭС является образование радиоактивных продуктов деления, находящихся, в основном, в ядерном топливе. Сразу после выгрузки одна отработавшая ТВС реактора ВВЭР-1200 содержит активность в среднем $1.2 \cdot 10^{16}$ Бк и выделяет энергию 100 кВт.

Однако высокая температура плавления (2800 °С) и химическая стабильность двуоксида урана предотвращают выход продуктов деления за исключением крайних аварийных условий. Хотя в процессе деления в топливе образуются большие количества радиоактивных продуктов деления, топливные таблетки диоксида урана удерживают более 98 % этой радиоактивности.

Получение максимальной мощности, эффективность использования топлива, и, в конце концов экономические показатели реакторной установки находятся в прямой зависимости от эксплуатационных характеристик и долговечности твэла. Твэлы работают в тяжелых тепловых режимах. Теплотворная способность ^{235}U в 2.4 млн раз превышает теплотворную способность органического топлива. Выделение большого количества тепла в небольшом объеме активной зоны приводит к большим тепловым потокам. Для сравнения, плотность теплового потока от твэла к теплоносителю достигает $1.57 \cdot 10^3 \text{ кВт/м}^2$, тогда как в паровых котлах она равна $(2 \div 3) 10^2 \text{ кВт/м}^2$.

Материал оболочки твэла подвергается интенсивному радиационному воздействию нейтронов, γ -квантов, а материал топлива – и осколков деления. Радиационное воздействие приводит к «выбиванию» атомов из узлов решетки и к кратковременным ($\sim 10^{-10} \text{ с}$) локальным тепловым пикам. Образование тепловых пиков приводит к изменению размещения атомов внутри разогретой области и к пластическим деформациям в соседних «холодных» областях. Смещение атомов и пластические деформации приводят к радиационному набуханию – изменению объема и геометрической формы твэла. Помимо этого набухание топлива обусловлено еще одним фактором – накоплением продуктов деления. Набухание топлива за счет накопления газообразных осколков деления с образованием газовых пор называют газовым набуханием или «свеллингом». С увеличением температуры топлива возрастает выход газообразных осколков деления из топлива, что приводит к нежелательному возрастанию давления под оболочкой.

Радиационные повреждения приводят не только к набуханию и деформации, но и к другим физическим (температура плавления, теплопроводность, электропроводность, теплоемкость и т. д.) и механическим (твердость, пластичность, ползучесть, и т. д.) изменениям свойств материалов. Способность материала сохранять свои свойства после облучения называют радиационной стойкостью.

Кроме вышеупомянутых факторов оболочка твэла подвергается коррозионному воздействию со стороны топлива и теплоносителя, а также эрозионному воздействию со стороны теплоносителя.

В связи со сложными условиями работы твэла, его влиянием на безопасность и эффективность реакторной установки, к конструкции твэла предъявляются особенно высокие технические требования. Главным требованием к твэлам энергетических реакторов является достижение максимального выгорания при сохранении герметичности.

Извлечение одной ТВС из воды БВ лишает ее защитного слоя воды и создает большую мощность экспозиционной дозы гамма-излучения в реакторном зале $0.6 \div 1.0 \text{ Зв/ч}$ на расстоянии $20 \div 40 \text{ м}$, что недопустимо для безопасности работающего там персонала [5].

Если отработавшую ТВС вынуть из воды и оставить на воздухе, то она разогреется до следующей температуры, приведённой в таблице № 10.4.

Таблица № 10.4

Остаточное тепловыделение одной ТВС и максимальная температура разогрева ТВС на воздухе [5]

ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ВЫДЕРЖКИ	3 МЕСЯЦА	6 МЕСЯЦЕВ	1 ГОД	2 ГОДА	3 ГОДА
Мощность тепловыделений (кВт)	14	11	6	2.8	1.7
Температура на поверхности °С	270	220	120	75	55

Все транспортно-технологические операции с ТВС, т. е. извлечение ТВС из реактора, транспортировка ТВС и установка их в бассейн выдержки, в пеналы КГО выполняются при помощи рабочей штанги перегрузочной машины.

ТВС при помощи штанги поднимается на необходимую высоту, транспортируется в вертикальном положении и устанавливается в заданную ячейку. Указанные операции контролируются при помощи телевизионной камеры перегрузочной машины. Обязательный телеконтроль (визуальное наблюдение) производится с пульта перегрузочной машины.

Извлечение из ТВС, транспортировка и установка в ТВС кластеров (ПС СУЗ) выполняется при помощи чехла кластера, который в вертикальном положении предварительно сцепляется с рабочей штангой перегрузочной машины и устанавливается на головку ТВС.

При установке БЗТ, цилиндрические части головок и шпонки ТВС входят в ячейки нижней плиты БЗТ. При этом происходит «разбор» ТВС с шагом 236 мм.

Величина поджатия подвижной части головок свежих ТВС при сборке реактора должна быть не более 20.8 мм. Номинальный ход пружин при установке БЗТ и поджатии ТВС крышкой реактора и ВКУ в условиях сборки реактора равен 19.0 мм. Взаимное расположение головок ТВС одного года эксплуатации по высоте не должно отличаться более, чем на 5 мм.

10.3. ОСНОВЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ НАДЕЖНОСТИ ТВЭЛОВ

Надежность работы АЭС в переходных и маневренных режимах обусловлена, в основном, работоспособностью твэлов в этих условиях, которая определяется уровнем тепловой нагрузки, предысторией облучения, скоростью повышения и приростом мощности, коррозионным воздействием на оболочку со стороны топлива и др. К наиболее опасным режимам следует отнести скачкообразное изменение мощности, приводящее при определенных условиях к разгерметизации твэлов. Это вынуждает ограничить не только скорость повышения и размер скачка мощности, но и проектное выгорание топлива, поскольку при выгорании более 35 000÷40 000 МВт·сут/т вероятность разгерметизации твэлов при таких режимах существенно возрастает [5].

В настоящее время основной причиной разгерметизации твэлов считается значительное ухудшение свойств циркониевой оболочки в результате локального коррозионного воздействия со стороны топлива. При резком изменении мощности реактора существенный рост растягивающих напряжений в оболочке может приводить к коррозионному растрескиванию.

Многочисленные исследования твэлов показывают, что при работе реактора в течение длительного времени на пониженной мощности и при последующем быстром ее повышении (со скоростью $1 \div 2 \text{ \%}/\text{мин}$) в некоторых случаях может наблюдаться разгерметизация твэлов. При этом процесс термомеханического взаимодействия топливо-оболочка при скачкообразном изменении мощности зависит от предыстории работы реактора, уровня тепловой мощности твэлов, выгорания топлива, скорости повышения и прироста мощности.

Одним из принципиальных моментов при определении напряженно-деформированного состояния твэла является наличие контакта топлива с оболочкой в процессе повышения мощности. Здесь важно отметить, что топливный столб в твэле содержит более 300 таблеток, имеющих различные геометрические размеры (в пределах допусков) и, как следствие, различные исходные зазоры между топливом и оболочкой. Неодинаковы и условия работы таблеток в различных участках по высоте твэла.

Как показывает расчетный анализ и экспериментальные данные, при отсутствии механического взаимодействия топливо-оболочка скачкообразное изменение мощности не приводит к разгерметизации твэлов. Повышение мощности реактора в этом случае вызывает увеличение давления газообразных продуктов деления и термических напряжений в твэле. Например, для твэлов реактора ВВЭР-1200 при повышении мощности с 50 % до 100 % оно увеличивается примерно до 15 МПа и впоследствии релаксируется. Давление газообразных продуктов деления при выгорании 30000 МВт-сут/т в этом случае возрастает до $10 \div 12 \text{ МПа}$ и, как правило, не превышает давления теплоносителя. Таким образом, при отсутствии взаимодействия топлива с оболочкой уровень напряженно-деформированного состояния при указанном скачкообразном изменении мощности не может привести к разгерметизации твэлов, так как сохраняется значительный запас прочности и пластичности материала оболочки. Отсюда следует, что разгерметизация твэлов происходит только в случае механического взаимодействия топлива с оболочкой [5].

10.4. ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ НА ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ТВЭЛАХ

Основными термомеханическими процессами, определяющими работоспособность твэла и герметичность их оболочек, являются процессы механического взаимодействия топливного сердечника с трубкой оболочки и теплового расширения сердечника относительно этой трубки. При стационарных режимах в ядерном топливе (таблетках) происходят два конкурирующих процесса [5]:

- доспекание частиц двуокиси урана (уменьшаются размеры таблеток и увеличивается зазор между ними и трубкой);
- радиационное распухание топлива из-за образования газовых пор от продуктов деления.

В условиях циклических изменений мощности твэлов происходит растрескивание таблеток топлива, увеличение их объема и уменьшение зазора между оболочкой и таблеткой. Исследования показывают, что для реального топлива реакторов ВВЭР-1200 в первую половину срока работы топлива (1.5 года) имеется зазор между топливным сердечником

и оболочкой. В этот период за счет ползучести оболочки под действием наружного давления (оно больше давления гелия в твэлах) происходит уменьшение диаметра оболочки на $10 \div 15$ мкм.

Во второй половине общего срока работы топлива отмечалось увеличение диаметра оболочек на $10 \div 30$ мкм из-за увеличения внутреннего давления газов и воздействия таблеток. Несмотря на наличие зазора между топливом и оболочкой, при режимах увеличения мощности происходит местное сцепление таблеток с оболочкой. Отдельные таблетки топлива расположены эксцентрично в оболочке, что создает их местные контакты с оболочкой и осевые усилия на оболочку из-за значительного удлинения топливного сердечника. Для уменьшения этих усилий трения топлива об оболочку ограничивается скорость увеличения мощности реактора (не более 1% в минуту). При постоянной мощности, близкой к номинальной ($75 \div 100\%$), накопленная упругая деформация оболочек снимается за счет ползучести топлива (в средней части твэла) или ползучести оболочки (по краям твэла).

Нежелательно, но допустимо ступенчатое увеличение мощности с последующей выдержкой на постоянной мощности для обеспечения допустимой средней скорости набора мощности. Величина «ступени» увеличения мощности ограничена в $10\% N_{\text{ном}}$ для средней, а при мощности более 80% допустима «ступенька» в $5\% N_{\text{ном}}$. Уменьшение мощности реактора допускается со скоростью не более 3% в минуту.

Подъем мощности реактора после его длительной (более двух недель) работы на промежуточном уровне мощности (не менее $50\% N_{\text{ном}}$), а также после перегрузки при работе реактора на мощностном эффекте реактивности в конце предыдущей кампании, а также при подключении неработающей петли должен производиться со средней скоростью [16]:

- при подъеме тепловой мощности до $50\% N_{\text{ном}}$ – со средней скоростью не более $3\% N_{\text{ном}}/\text{мин}$;
- при подъеме тепловой мощности от 50 до $80\% N_{\text{ном}}$ – со средней скоростью не более $10\% N_{\text{ном}}/\text{час}$;
- при подъеме тепловой мощности от 80 до $100\% N_{\text{ном}}$ – со средней скоростью не более $1\% N_{\text{ном}}/\text{час}$.

Поле энерговыделений по высоте активной зоны контролируется с помощью величины офсета (относительной разности между энерговыделениями верхней и нижней половинах активной зоны) по имитатору реактора (ИР). Большое влияние на ядерное топливо оказывают переходные режимы с быстрым изменением реактивности активной зоны: быстрое изменение температуры активной зоны (включение ГЦНА на мощности, быстрое расхолаживание РУ), быстрое изменение плотности теплоносителя, быстрое изменение концентрации борной кислоты в активной зоне (включение ГЦНА при неравномерной концентрации борной кислоты в контуре).

Например, включение ГЦНА при работающем реакторе и может вызвать быстрое уменьшение температуры теплоносителя на входе в сектор активной зоны и быстрое увеличение мощности ТВС в этом секторе до 30% от ее исходной величины.

При пуске реактора после неоптимальной загрузки свежего топлива в неотравленном состоянии активной зоны возможно временное получение положительного эффекта реактивности зоны по температуре и отрицательного плотностного эффекта. В этих условиях некоторые проектные режимы могут протекать непроектным образом:

– отключение одного ГЦНА может вызывать наброс мощности, несмотря на действие РОМ и ПЗ;

– при сбросе электрической мощности на 50 % возможно повышение параметров РУ до срабатывания ПК КД;

– при большом разрыве трубопровода 1-го контура возможно быстрое увеличение мощности реактора с быстрым разогревом ядерного топлива.

Опасность быстрого внутреннего разогрева топлива связана с ограниченной скоростью передачи тепла по объему таблеток топлива. При внезапном изменении температуры двуокиси урана в середине или на поверхности таблеток (например, от нейтронной вспышки деления урана или от поступления холодной воды на оболочку) время прохождения фронта (границы) температурной волны от центра топлива до оболочки (или наоборот) составляет 12 секунд. Поэтому значительное увеличение мощности в твэлах за время, короче указанного, может вызвать разогрев и местное плавление топлива с большим увеличением объема и разрушением оболочки [5].

10.5. ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Все переходные режимы по степени воздействия на твэлы можно подразделить на три основных вида [5]:

– скачок мощности, когда повышение мощности следует за продолжительным периодом эксплуатации РУ на пониженном уровне мощности со скоростью, намного большей скорости релаксации напряжения в топливном сердечнике за счет ползучести диоксидного урана. Этот режим реализуется при условии, что длительность работы РУ на промежуточном уровне больше или равна времени «приработки» топливного сердечника и оболочки, то есть времени, достаточного для того, чтобы зазор между топливом и оболочкой и трещины в топливе успели закрыться в результате процессов, протекающих при эксплуатации. Эти процессы: распухание топлива, заполнение зазора легколетучими продуктами деления, осаживание оболочки под воздействием перепада давления и др.;

– циклирование, которое характеризуется изменением мощности в одних и тех же пределах с небольшим по времени одинаковым периодом;

– восстановление мощности после кратковременной работы (меньше времени приработки) на пониженном уровне или после остановки реактора.

Наиболее неблагоприятной является ситуация, когда между топливом и оболочкой зазор отсутствует, то есть полное термическое расширение передается на оболочку, и возникают высокие растягивающие напряжения, поэтому снижение скорости нагружения до уровня, сопоставимого с релаксационными процессами, уменьшает напряжения.

Наиболее жесткими для твэлов являются режимы, в которых реализуются скачки мощности. Если не принимать специальных мер, возможно разрушение оболочек. К таким режимам относятся: подключение петли; наброс электрической нагрузки; повышение мощности после подключения петли; повышение мощности после длительной работы на пониженной мощности.

10.6. ПРОЕКТНЫЕ ПРЕДЕЛЫ ПОВРЕЖДЕНИЯ ТВЭЛОВ ПРИ АВАРИЯХ

В действующих ПБЯ (НП-082-07) приведены следующие предельные аварийные условия для твэлов с циркониевыми оболочками [3]:

- максимальная температура – не выше 1200 °С;
- максимальная локальная глубина окисления оболочки – не более значения, приведенного в проекте (в проекте приведено значение 18 % от первоначальной толщины стенки);
- доля прореагировавшего циркония – не более 1 % от его массы в оболочках твэлов;
- максимальная температура топлива – не выше температуры плавления;
- усредненная по поперечному сечению топливной таблетки (среднерадиальная) энтальпия топлива – не выше предельного значения, устанавливаемого в проекте на основе экспериментальных данных. Непревышение данного критерия (предельного значения энтальпии топлива) гарантирует отсутствие фрагментации (разрушения) твэла в реактивных авариях (типа RIA).

Первое из ограничений ($T_{\text{об}} < 1200$ °С) предназначено для исключения возможности возникновения самоподдерживающейся пароциркониевой реакции в активной зоне, идущей с выделением тепла. Однако многочисленными измерениями во ВНИИНМ, ВТИ, НИЦ «Курчатовский институт» показано, что на сплаве Э-110, используемом для оболочек твэлов реакторов ВВЭР-1200, не возникает самоподдерживающейся пароциркониевой реакции вплоть до 1350 °С. С повышением температуры скорость коррозии растет, растет и количество выделяющегося тепла, однако сплав Э-110 при этих температурах (<1350 °С) не самовозгорается.

За рубежом для сплава циркалой-4 также не наблюдалось самоподдерживающейся пароциркониевой реакции до этих же температур. Таким образом, сейчас нет достаточных данных, чтобы ставить вопрос о снижении предельной температуры 1200 °С, как границы исключения возможности самоподдерживающейся пароциркониевой реакции в активной зоне. Можно отметить некоторый консерватизм в назначении предельной температуры на уровне 1200 °С [5].

Предельная глубина окисления оболочки твэла, не более 18 % [10], установлена с целью недопущения разрушения оболочек при повторном заливе активной зоны, чтобы иметь возможность при помощи МП выгрузить кассеты из активной зоны после происшедшей аварии. При окислении оболочки она приобретает хрупкость, пластичность сохраняется лишь в неокисленных слоях, поэтому при термическом ударе возникает опасность разрушения.

За рубежом величины допускаемых локальных глубин окисления для сплава циркалой-4 близки к назначенным ООБ (менее 15÷17 %), что подтверждено соответствующими экспериментами. В то же время проведенные в 1988 году эксперименты по сжатию окисленных оболочек показали, что оболочка теряет пластические свойства уже при 3÷5 % локальной глубины окисления. По мнению некоторых авторов, допустимую локальную глубину окисления сплава Э-110 надо уменьшить до 5 %.

Доля прореагировавшего циркония (не более 1 % от его количества в активной зоне) определена с целью исключения возможности большого взрыва в корпусе реактора или гермооболочке. В Японии этот критерий сформулирован следующим образом: ни в каком объеме АЭС не должно образовываться взрывоопасное количество водородно-воздуш-

ной смеси. Для ВВЭР-1200 количество образовавшегося H_2 при назначенной предельной величине прореагировавшего циркония – достаточно большая величина (около 100 м^3). При проектных авариях проектировщиками также используется критерий «нижнего предела распространения пламени – 4 объемных процента водорода». Считается, что при концентрации водорода менее 4 % объемных горение невозможно.

Для удержания расчетных характеристик реактора при развитии большой аварии на уровне неразрушения активной зоны, что определено непревышением температуры циркониевой оболочки $1200\text{ }^\circ\text{C}$, потерей циркония на окисление не более 1 % и толщины оболочки не более 18 %, пришлось ограничить линейное энерговыделение твэла реакторной установки ВВЭР-1200 максимальным значением 420 Вт/см , для твэга 360 Вт/см .

Причина этого заключается во все большем понимании опасности реакции, которая идет с выделением тепла:



начинающейся в водяном паре в области $950\text{ }^\circ\text{C}$, и также с учетом возникновения ползучести циркониевых сплавов в области температур $800\text{ }^\circ\text{C}$, приводящей к раздутию и частичной разгерметизации оболочек в процессе быстрого нарастания температур в аварийных ситуациях, а также перекрытию проходных сечений расхолаживающему теплоносителю. Генеральным конструктором РУ принято ограничение перекрытия живого сечения теплоносителя в процессе развития аварии величиной $50\div 70\%$.

Исходя из имеющихся экспериментальных данных внутриреакторного определения коэффициента контактной теплопередачи сердечник-оболочка, измеренного с точностью $\pm 20\%$, и фактических заводских допусков на зазор оболочка-сердечник, а также с учетом возможного максимального увеличения этого зазора в начале облучения за счет внутриреакторного радиационного уплотнения топлива на 4 %, проектная локальная величина энергонапряженности твэлов ограничена максимальным значением 420 Вт/см , для твэгов 360 Вт/см .

Расчет показывает, что при исходном давлении гелия внутри оболочки твэла около 2.1 МПа (абс) при выходе реактора на 100 % мощности оно достигает в начальный период эксплуатации величины 7.1 МПа вследствие общего разогрева внутритвэльной газовой среды в среднем до $700\text{ }^\circ\text{C}$. По данным на начало кампании, описывающим наиболее опасную ситуацию развития аварии, был построен график изменения параметров во времени для максимально напряженной группы твэлов [5]. Из графика следует, что в течение первых $5\div 6\text{ с}$ развития аварии внутритвэльное давление не превысит внутрикорпусного, затем окружные напряжения в оболочке начинают возрастать и около 5000 твэлов ($15\div 16\text{ ТВС}$) на $15\div 18\text{ с}$ попадают в высокотемпературную область $600\div 900\text{ }^\circ\text{C}$, в которой реализуется их высокотемпературная деформация.

Расчетный код РАПТА с учетом окисления оболочек позволил оценить, что максимальная окружная деформация оболочек группы твэлов приводит к касанию оболочек соседних в пучке твэлов.

По расчетам АО ОКБ «Гидропресс» с использованием кода «ТЕЧЬ-М», верифицированного по экспериментам при средних течах (до $Dу200$), при МПа максимальные температуры не превышают $1100\text{ }^\circ\text{C}$ (продолжительностью 4 с), максимальная глубина окисления оболочки составляет около 15 % от ее толщины, количество образовавшегося при этом водорода составляет 70 м^3 [5].

10.7. ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ БОРНОЙ КИСЛОТЫ ПРИ ВОДООБМЕНЕ

Чтобы оценить скорость изменения концентрации борной кислоты, необходимо решить дифференциальное уравнение баланса кислоты в 1-ом контуре [1, 5]:

$$V \cdot \rho \cdot dC = C_{\text{подп}} \cdot q_{\text{подп}} \cdot \rho_{\text{подп}} \cdot dT - C \cdot q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}} \cdot dT, \quad (10.2)$$

где: V – объем 1-го контура реактора без компенсатора объема, м^3 ;

ρ – плотность воды при средней температуре теплоносителя в 1-ом контуре реактора, $\text{кг}/\text{м}^3$;

C – концентрация борной кислоты в воде 1-го контура, $\text{г}/\text{дм}^3$;

$C_{\text{подп}}$ – концентрация борной кислоты в подпиточной воде, $\text{г}/\text{дм}^3$;

$q_{\text{подп}}$ – объемный расход подпиточной воды реактора, $\text{м}^3/\text{ч}$;

$\rho_{\text{подп}}$ – плотность подпиточной воды, $\text{кг}/\text{м}^3$;

$q_{\text{пр}}$ – объемный расход продувочной воды реактора, $\text{м}^3/\text{ч}$;

$\rho_{\text{пр}}$ – плотность продувочной воды, $\text{кг}/\text{м}^3$;

T – продолжительность работы подпиточных насосов, ч.

После решения уравнения (10.2) получится выражение:

$$C(T) = C_{\text{подп}} \cdot \frac{q_{\text{подп}} \cdot \rho_{\text{подп}}}{q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}}} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}}}{V \cdot \rho} \cdot T\right) \right] + C_0 \cdot \exp\left(-\frac{q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}}}{V \cdot \rho} \cdot T\right). \quad (10.3)$$

Воспользовавшись условием материального баланса подпиточной и продувочной воды 1-го контура:

$$q_{\text{подп}} \cdot \rho_{\text{подп}} = q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}}, \quad (10.4)$$

можно получить:

$$C(T) = C_{\text{подп}} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}}}{V \cdot \rho} \cdot T\right) \right] + C_0 \cdot \exp\left(-\frac{q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}}}{V \cdot \rho} \cdot T\right). \quad (10.5)$$

Выражение (10.5) можно использовать для расчета изменения концентрации борной кислоты в теплоносителе в случаях подпитки 1-го контура водой с высоким содержанием борной кислоты и чистой водой. При подпитке чистой водой формула (10.5) упрощается:

$$C(T) = C_0 \cdot \exp\left(-\frac{q_{\text{пр}} \cdot \rho_{\text{пр}}}{V \cdot \rho} \cdot T\right). \quad (10.6)$$

При подпитке чистой водой с расходом $40 \text{ м}^3/\text{ч}$ получится:

$$C(T) = 16 \cdot \exp\left(-\frac{40 \cdot 0.992}{317 \cdot 0.765} \cdot T\right) = 16 \cdot \exp(0.164 \cdot T). \quad (10.7)$$

При подпитке чистой водой с расходом $10 \text{ м}^3/\text{ч}$ получится:

$$C(T) = C_0 \cdot \exp\left(-\frac{10 \cdot 0.992}{317 \cdot 0.765} \cdot T\right) = C_0 \cdot \exp(0.041 \cdot T), \quad (10.8)$$

где: 16 г/дм^3 – начальная концентрация борной кислоты;
 40 т/ч – расход подпитки чистой водой;
 10 т/ч – расход подпитки чистой водой;
 0.992 т/м^3 – плотность подпиточной воды (при 40°C);
 317 м^3 – объем 1-го контура (без компенсатора объема);
 0.765 т/м^3 – плотность воды в 1-ом контуре (при 280°C);
 C_0 – начальная концентрация борной кислоты при переходе на водообмен со скоростью 10 т/ч , г/дм^3 ;
 T – время водообмена, ч.

Если начальная концентрация борной кислоты в теплоносителе равна нулю (чистая вода), то изменение концентрации борной кислоты при подпитке борной водой описывается выражением:

$$C(T) = C_{\text{подп}} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{q_{\text{np}} \cdot \rho_{\text{np}}}{V \cdot \rho}\right) \right] \quad (10.9)$$

Формула (10.9) справедлива и для случая включения в работу аварийной борной системы при утечке воды из 1-го контура. Раствор борной кислоты высокой концентрации подают в этом случае аварийными подпиточными насосами большой производительности.

Для оценки маневренности используется понятие относительной скорости снижения концентрации борной кислоты при разбавлении теплоносителя 1-го контура водой:

$$M = \frac{2}{C(T)} \cdot \frac{dC(T)}{dT} = \frac{q_{\text{np}} \cdot \rho_{\text{np}}}{V \cdot \rho}. \quad (10.10)$$

Маневренность ВВЭР меняется в течение кампании в зависимости от концентрации борной кислоты в теплоносителе.

10.8. ОБЕСПЕЧЕНИЕ ОТВОДА ТЕПЛА ПОСЛЕ ОСТАНОВА РЕАКТОРА

При останове реактора происходят следующие переходные процессы:

- прекращение цепной ядерной реакции и уменьшение плотности нейтронного потока;
- спад тепловыделения в активной зоне и постепенное охлаждение реактора;
- остаточное энерговыделение в топливе за счет радиоактивного распада продуктов деления урана и плутония;
- нестационарное изменение коэффициента размножения за счет динамики отравления ^{135}Xe и ^{149}Sm и температурных эффектов.

Постоянная времени для нейтронных процессов очень мала, поэтому уменьшение плотности нейтронного потока происходит быстро и определяется практически необходимой скоростью снижения тепловой мощности. В случае аварийного останова снижение плотности нейтронного потока определяется временем срабатывания системы аварийной защиты, при этом заметную роль играют запаздывающие нейтроны.

Скорость спада нейтронного потока определяется периодом полураспада самого долгоживущего ядра – источника запаздывающих нейтронов ^{87}Br , а именно, 60 с.

Установлено, что мощность радиоактивного распада спустя 70 дней после облучения выражается приблизительно следующими соотношениями [1, 5]:

1) доля образования β -частиц на одно деление:

$$n_{\beta} = 3.8 \cdot 10^{-6} \cdot T^{-1/2}, c^{-1}; \quad (10.11)$$

2) доля образования n_{γ} – квантов на одно деление:

$$n_{\gamma} = 1.9 \cdot 10^{-6} \cdot T^{-1/2}, c^{-1}, \quad (10.12)$$

где: T – время после облучения, с.

Энергия, приходящаяся на одно деление в секунду (для периодов полураспада от 10 до 10^7 с), равна $E_{\beta} = 1.40 \cdot T^{-1.2}$ МэВ (энергия, освобождаемая β -излучением); $E_{\gamma} = 1.26 \cdot T^{-1.2}$ МэВ (энергия, освобождаемая γ -излучением). При этом предполагается, что все деления происходят в момент времени $T = 0$ в течение бесконечно малого промежутка времени. Реактор работает обычно длительное время до останова. Возникающие осколки деления по цепочкам β - и γ -превращений постепенно снижают свою активность во время работы реактора. К моменту останова реактора активность продуктов деления уже ослабляется. Пусть F – скорость делений при работе реактора, дел/с; T_0 – время работы реактора, с; T – момент времени после останова, на который определяется остаточное тепловыделение, с; N – тепловая мощность реактора, Втм; P_{β} – мощность, высвобождаемая β -излучением, МэВ; P_{γ} – мощность, высвобождаемая γ -излучением, МэВ; P – суммарная мощность, высвобождаемая за счет β - и γ -излучений, Вт.

Тогда:

$$P_{\beta} = \frac{1.4}{0.2} \cdot F \cdot [T^{-0.2} - (T + T_0)^{-0.2}], \quad (10.13)$$

$$P_{\gamma} = \frac{1.26}{0.2} \cdot F \cdot [T^{-0.2} - (T + T_0)^{-0.2}]. \quad (10.14)$$

Учитывая, что $F = 3.1 \cdot 10^{10} \cdot N$ и $P = P_{\beta} + P_{\gamma}$, получится формула Уэя-Вигнера, рекомендуемая для времени после останова реактора, превышающего 10^4 с [1, 5]:

$$P = 6.62 \cdot 10^{-2} \cdot N \cdot [T^{-0.2} - (T + T_0)^{-0.2}]. \quad (10.15)$$

Эта формула дает изменение остаточной мощности реактора за счет радиоактивного распада продуктов деления во времени.

При $T_0 \gg T$:

$$P \approx 6.62 \cdot 10^{-2} \cdot N \cdot T^{-0.2}. \quad (10.16)$$

Унтермайером и Уэллсом получена эмпирическая формула [1, 5], учитывающая вклад в остаточную тепловую мощность тепловыделения от распада продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu :

$$Q(T_0, T) = 10 \cdot \left\{ (T + 10)^{-0.2} - (T + T_0 + 10)^{-0.2} - 0.87 \cdot \left[(T + 2 \cdot 10^7)^{-0.2} - (T - T_0 + 2 \cdot 10^7)^{-0.2} \right] \right\}, \quad (10.17)$$

где: $Q(T_0, T)$ дается в процентах рабочей мощности;

T, T_0 – время, с.

Формула (10.17) имеет следующую точность, оцененную Унтермайером и Уэллсом для различных значений T , с:

$\pm 50\%$ для $1 < T < 10^2$;

$\pm 30\%$ для $10^2 < T < 10^4$;

$\pm 10\%$ для $10^4 < T < 10^6$;

$\pm 50\%$ для $10^6 < T < 10^8$.

Чтобы получить тепловыделение от продуктов деления только ^{235}U , нужно из выражения (10.17) вычесть тепловыделение от ^{239}Pu и ^{239}Np :

$$Q_{^{239}\text{Pu}}(T_0, T) = 0.25 \cdot \{\exp(-T/2040) - \exp[-(T + T_0)/2040]\}, \quad (10.18)$$

$$Q_{^{239}\text{Np}}(T_0, T) = 0.13 \cdot \{\exp(-T/290000) - \exp[-(T + T_0)/20000]\}. \quad (10.19)$$

В выражениях (10.18) и (18.19) значения $Q(T_0, T)$ даны в процентах рабочей мощности. Из формул видно, что даже через пять часов после останова реактора остаточное тепловыделение составляет примерно 1 % рабочей мощности реактора. На рисунке № 10.1 приведена зависимость остаточного энергоснабжения в активной зоне от времени после останова реактора.

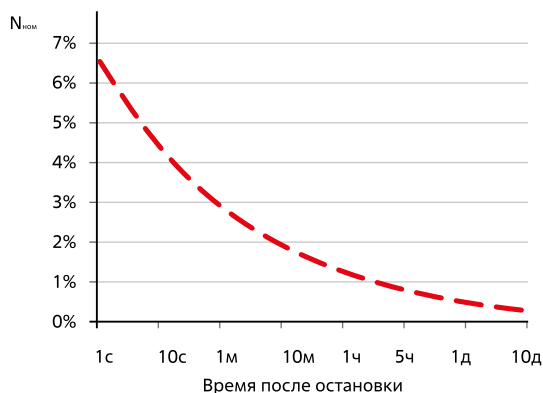


Рис. № 10.1. Зависимость остаточного энергоснабжения в активной зоне от времени после останова реактора

10.9. ОСНОВНЫЕ РЕАКЦИИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны, проходя через вещество, непосредственно не ионизируют атомы и молекулы как заряженные частицы. Поэтому нейтроны обнаруживают по вторичным эффектам, возникающим при их взаимодействии с ядрами. К ним относятся (n, α) -реакция, (n, p) -реакция, радиационный захват, неупругое рассеяние, реакция деления тяжелых ядер и упругое рассеяние на легких ядрах.

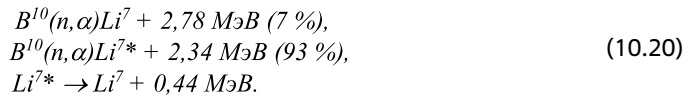
Все методы детектирования обычно разбивают на две группы. Детекторы первой группы обнаруживают нейтроны по заряженным частицам или γ -квантам, возникающим в ядерных реакциях. Они дают мгновенную информацию о нейтронах в каком-либо объеме. Во вторую группу входят детекторы, от которых получают информацию не сразу, а через определенное время после их облучения (радиоактивные индикаторы, фотопластинки). В одном типе детекторов образуются радиоактивные ядра (методы радиоактивных индикаторов), во втором – треки (фотопластинки).

Показателем пригодности детектора для регистрации нейтронов в той или иной области энергий служит эффективность детектора. Она равна доле зарегистрированных нейтронов из попадающих в объем детектора.

Ядро ^{235}U делится нейтронами любых энергий на два ядра (осколки деления). Часто электроды ионизационной камеры, называемой камерой деления, покрывают тонким слоем химического соединения урана, например, двуокисью урана. После захвата нейтрона в слое часть осколков деления выходит из слоя в газ и ионизирует его.

Основные ядерные реакции для регистрации нейтронов [17]:

1. Реакции:



Сечение реакции для естественного бора и скорости нейтронов 2200 м/с $\sigma = 770 \text{ барн}$. Сечение реакции для B^{10} и скорости нейтронов 2200 м/с : $\sigma = 4010 \text{ барн}$. До энергии нейтрона порядка сотен килоэлектронвольт:

$$\sigma = \frac{1,69 \cdot 10^6}{v(\text{м/с})} \text{ барн}. \quad (10.21)$$

2. Реакция:



Сечение реакции для естественного лития и скорости нейтронов 2200 м/с : $\sigma = 70 \text{ барн}$:

$$\sigma = \frac{1,54 \cdot 10^5}{v(\text{м/с})} \text{ барн}. \quad (10.23)$$

3. Реакция:



Сечение реакции для скорости нейтронов 2200 м/с : $\sigma = 5000 \text{ барн}$.

10.10. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОР СУЗ

В реакторе ВВЭР-1200 находится 121 ОР СУЗ.

Количество ОР СУЗ в реакторе и разбивка их на 12 групп в активной зоне выбраны из следующих условий [10, 13]:

- скорость введения реактивности при извлечении регулирующих групп ОР СУЗ с рабочей скоростью не должна превышать $0.07\beta_{\text{эфф}}/\text{с}$, где $\beta_{\text{эфф}}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов;
- эффективность ОР СУЗ должна быть в определенных пределах, чтобы, с одной стороны, в аварии с выбросом ОР СУЗ увеличение мощности не приводило к превышению проектных пределов повреждения твэлов, а, с другой стороны, в режимах аварийного останова должен обеспечиваться перевод реактора в подкритическое состояние с номинального уровня и поддержание подкритичности в проектных аварийных режимах;
- при непредусмотренном перемещении наиболее эффективных одного или группы ОР СУЗ не должно происходить повреждение твэлов с нарушением пределов безопасной эксплуатации с учетом срабатывания аварийной защиты без одного наиболее эффективного ОР СУЗ;
- характеристики ОР СУЗ должны обеспечивать ввод отрицательной реактивности на любом участке их движения при введении в активную зону в любой комбинации их расположения в проектных режимах;
- время падения ОР СУЗ, принимаемое для анализов безопасности, не должно превышать 4.0 с, а принимаемое в анализах прочности не должно быть меньше 1.2 с;
- радиационная нагрузка на конструкционные и поглощающие материалы ЛС СУЗ не должна превышать значения, обоснованные экспериментально;
- плавление конструкционных и поглощающих материалов ЛС СУЗ в проектных режимах не допускается.

Местоположение рабочей 12-ой группы ОР СУЗ выбрано таким образом, что для широкого спектра возможных компоновок активной зоны обеспечивается необходимая интегральная эффективность при минимальной деформации распределения мощности. Рабочая группа № 12 всегда находится в активной зоне, она используется АРМ для регулирования мощности реактора при работе в стационарном режиме. Группы с номерами 11 и 10 могут погружаться в активную зону для подавления ксеноновых колебаний. Группа с номером 9 может вводиться в активную зону только при разгрузке реактора до мощности собственных нужд и более низких мощностей. В таблице № 10.5 приведена зависимость вводимой реактивности от положения ОР СУЗ при срабатывании аварийной защиты.

Таблица № 10.5

Зависимость вводимой реактивности от положения ОР СУЗ
при срабатывании аварийной защиты

Положение групп ОР СУЗ от низа активной зоны, %	90	80	70	60	50	40	30	20	10	2
Вводимая реактивность, отн. ед.	0.006	0.013	0.016	0.022	0.028	0.047	0.084	0.186	0.512	1.000
Примечание. Перед началом движения ОР аварийной защиты реактор находится на 100 % мощности.										

Все ОР СУЗ имеют поглотитель на полной длине. 12-я группа считается рабочей, она не полностью извлекается из активной зоны, а находится на высоте от низа активной зоны в положении 80÷90 %. 9÷12 группы являются регулируемыми. Все ОР СУЗ являются исполнительными органами аварийной защиты.

На рисунке № 10.2 приведен качественный вид перераспределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу активной зоны при введении в нее стержня-поглотителя. Можно рассмотреть один ОР СУЗ, находящийся в центре реактора [1]. Эффективность центрального стержня зависит от доли тепловых нейтронов, падающих на поверхность стержня, и от изменения утечки нейтронов вследствие увеличения плотности потока нейтронов вблизи поверхности реактора. Последнее вносит заметный вклад в эффективность $\Delta\rho$ в небольших по размерам реакторах. В реакторах на тепловых нейтронах эффективность регулирующего стержня определяется главным образом поглощением тепловых нейтронов в стержне. Объем, из которого тепловые нейтроны могут попадать на поверхность стержня, пропорционален $\pi \cdot (R_{cm} + L)^2 \cdot H$ (L – длина диффузии, H – высота реактора, R_{cm} – радиус стержня). Для воды длина диффузии нейтронов составляет 2.72 см.

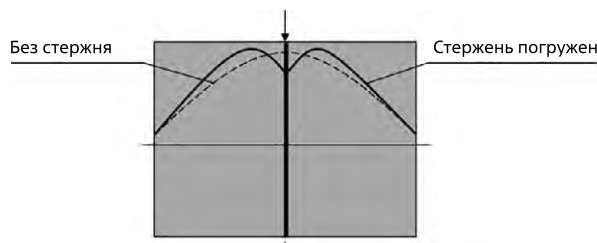


Рис. № 10.2. Качественный вид перераспределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу активной зоны при введении в нее стержня-поглотителя

Из слоев, отстоящих от стержня на расстояниях больше длины диффузии, большинство тепловых нейтронов не доходит до стержня, поглощаясь в активной зоне. Число тепловых нейтронов, поглощаемых в реакторе, пропорционально его объему $\pi \cdot R^2 \cdot H$ (R – радиус реактора), а эффективность стержня равна:

$$\Delta\rho_0 = b \cdot \frac{(R_{cm} + L)^2}{R^2}, \quad (10.25)$$

где: b – коэффициент пропорциональности;

L – длина диффузии;

R_{cm} – радиус стержня;

R – радиус реактора (активной зоны).

Коэффициент пропорциональности b зависит от неравномерности плотности потока нейтронов по радиусу, размеров стержня и реактора.

Стержень-поглотитель полной длины (часто называемый просто длинным стержнем) – это стержень-поглотитель с длиной, равной высоте активной зоны реактора.

В подавляющем большинстве энергетических реакторов используются цилиндрические стержни полной длины. Поэтому именно для таких стержней теория возмущений дает уточненную полуэмпирическую формулу для величины физического веса однородного одиночного центрального (то есть перемещаемого по оси симметрии цилиндрической активной зоны) стержня:

$$\Delta\rho_0 = \frac{7.5 \cdot M_{az}^2}{R_{az}^2 \cdot \ln(0.465 \cdot \frac{R_{az}}{r_{\varepsilon}})}. \quad (10.26)$$

где: $M_{az}^2 = L_{az}^2 + \tau_{az}$, см² – площадь миграции для активной зоны;

R_{az} , см – радиус активной зоны;

L_{az} – длина диффузии;

τ_{az} – возраст нейтрона;

r_{ε} , см – эффективный радиус стержня-поглотителя.

На рисунке № 10.3 приведено графическое пояснение понятия «эффективного радиуса» стержня-поглотителя

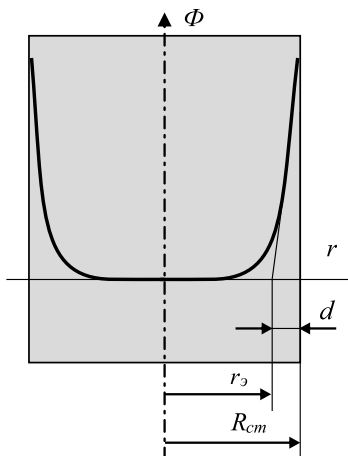


Рис. № 10.3. Пояснение понятия «эффективного радиуса» стержня-поглотителя
(Φ – плотность потока нейтронов)

В соответствии с теорией возмущений любой реальный черный стержень может быть заменен эквивалентным абсолютно черным стержнем, имеющим радиус:

$$r_3 = R_{cm} - d, \quad (10.27)$$

который меньше радиуса реального черного стержня на некоторую величину d , называемую длиной линейной экстраполяции. Поводом для такого названия послужило то, что при большом макросечении поглощения материала черного стержня величина плотности потока тепловых нейтронов $\Phi(r)$ от поверхности вглубь стержня падает практически по линейному закону; поэтому, если допустить, что внутри стержня существует цилиндрическая поверхность $r = r_3$, на которой линейно экстраполированная величина Φ обращается в нуль, то эта поверхность как раз и ограничивает цилиндрический объем идеального стержня с бесконечными поглощающими свойствами радиусом r_3 , который поглотил бы своей поверхностью все те нейтроны, которые поглощаются в объеме приповерхностного слоя реального стержня толщиной d .

То, что зависимость физического веса центрального стержня от его эффективного радиуса прямая (чем больше r_3 – тем больше его физический вес), понятно: чем больше эффективный радиус, тем больше поверхность эквивалентного реальному абсолютно черного стержня, и тем больше тепловых нейтронов последний способен поглотить своей поверхностью. Отсюда и увеличение степени воздействия стержня на реактор при его полном погружении в активную зону, выражаемого величиной физического веса стержня-поглотителя.

Обратная зависимость физического веса от радиуса активной зоны тоже понятна: один и тот же стержень-поглотитель на активную зону малых размеров воздействует значительно сильнее, чем на активную зону больших размеров. Отсюда следует, что физический вес одного и того же стержня-поглотителя в разных по размерам реакторах различен. Это напоминает ситуацию с вытеснением из полностью наполненных ведер воды при погружении в них одного и того же стержня: хотя из ведра большого диаметра выльется ровно столько же воды, сколько из ведра малого диаметра, но относительная доля вылившейся воды из большого ведра будет меньше, чем из малого.

И, наконец, прямая пропорциональная зависимость физического веса стержня от площади миграции активной зоны. Площадь миграции M_{az}^2 – это характеристика прозрачности активной зоны для всех нейтронов (и тепловых, и эпитепловых): чем больше величина площади миграции нейтронов в активной зоне, тем прозрачнее активная зона для нейтронов, тем ниже величина вероятности избежания утечки нейтронов из активной зоны. Поэтому введение одного и того же поглотителя в более прозрачную для нейтронов активную зону сильнее увеличивает поглощающие свойства активной зоны, чем введение его в менее прозрачную активную зону; следовательно, большая часть нейтронов будет поглощаться в активной зоне, а меньшая – утекать из активной зоны, причем относительное увеличение поглощения нейтронов будет выше, чем относительное уменьшение утечки, что и приводит к общему увеличению степени воздействия стержня-поглотителя на размножающие свойства активной зоны, а значит к увеличению физического веса стержня.

Отсюда, между прочим, следует важный вывод: физический вес стержня-поглотителя в разогретом реакторе больше, чем физический вес его в холодном реакторе. Так как

и длина диффузии, и возраст тепловых нейтронов с ростом температуры активной зоны растут, то растет и площадь миграции нейтронов в активной зоне, а значит, и физический вес подвижного поглотителя.

Но самым, пожалуй, важным выводом, который следует из рассмотрения формулы для физического веса центрального поглотителя, является вывод о том, что величина физического веса практически не зависит от величины средней плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне Φ , а значит, не зависит и от уровня мощности, на котором работает реактор.

По мере удаления от центральной части оси реактора эффективность стержня падает. Эффективность эксцентрического стержня пропорциональна квадрату невозмущенной плотности потока нейтронов. Если положить плотность потока нейтронов в центре $\Phi_0=1$, то:

$$\Delta\rho(r) = \Delta\rho_0 \cdot \Phi^2(r). \quad (10.28)$$

Если в реакторе находится несколько стержней, то каждый из них влияет на эффективность других стержней. Это явление называется интерференцией стержней. Допустим, два стержня расположены на расстоянии a друг от друга.

Если $a < L$ -длины диффузии, то в данном случае интерференция снижает суммарную эффективность двух стержней. Если же $a > L$, то интерференция повышает суммарную эффективность стержней. Кроме того, стержни размещают так, чтобы их влияние на работу твэлов было минимальным. При неправильном размещении стержней возможна тепловая недогрузка одних и перегрузка других твэлов, что может привести к перегреву последних. Воздействие группы *ОР СУЗ* на реактивность реактора характеризуется ее эффективностью $\Delta\rho$, которая равна изменению реактивности при погружении группы *ОР СУЗ* в реактор. Зависимость эффективности группы *ОР СУЗ* от глубины погружения называется интегральной характеристикой группы *ОР СУЗ*. Величина $\Delta\rho/\Delta H$ характеризует изменение эффективности группы *ОР СУЗ* на единице высоты активной зоны. Зависимость $\Delta\rho/\Delta H$ от H называется дифференциальной характеристикой группы *ОР СУЗ*. У верхнего торца реактора плотность потока тепловых нейтронов мала, поэтому начальное погружение примерно до четверти высоты активной зоны мало меняет реактивность. Основной вклад в эффективность группы дает ее погружение от четверти до трех четвертей высоты активной зоны. На конечном участке так же, как и на первом, изменение реактивности сравнительно мало.

На рисунке № 10.4 приведена интегральная характеристика группы *ОР СУЗ*, а на рисунке № 10.5 – дифференциальная характеристика *ОР СУЗ* [5].

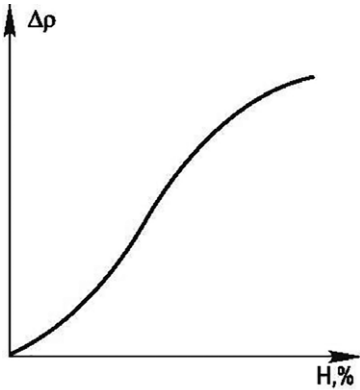


Рис. № 10.4 Интегральная характеристика группы ОР СУЗ

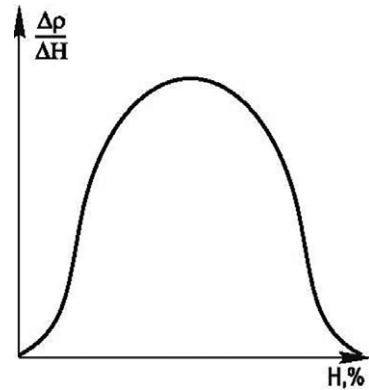


Рис. № 10.5 Дифференциальная характеристика группы ОР СУЗ

Эффективность групп ОР СУЗ в течение кампании может меняться в зависимости от выгорания топлива в ТВС, где расположены ОР СУЗ, а также в зависимости от изменения формы нейтронного поля в активной зоне реактора.

В поглощающих стержнях происходит тепловыделение, обусловленное поглощением γ -квантов, а также поглощением α -частиц и ядер ${}^7\text{Li}$, испущенных в реакциях ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$. Тепловыделение в стержнях может быть очень высоким, поэтому для них необходимо охлаждение. В реакторах ВВЭР-1200 в направляющих каналах для поглощающих стержней внизу сделаны проливные отверстия для охлаждения стержней теплоносителем.

10.11. КОЭФФИЦИЕНТЫ И ЭФФЕКТЫ РЕАКТИВНОСТИ ДЛЯ ВВЭР-1200

Размножающие свойства активной зоны и, следовательно, запас реактивности ВВЭР сильно зависят от температуры активной зоны. Как правило, с увеличением температуры, в частности при подъеме мощности, запас реактивности ВВЭР падает (это явление используется для обеспечения безопасности управления реактором). Изменение запаса реактивности при повышении температуры активной зоны обусловлено рядом явлений, происходящих в замедлителе-теплоносителе и в топливе. Это, в первую очередь, уменьшение плотности воды с ростом температуры, приводящее к снижению числа атомов замедлителя в единице объема и, как следствие, к уменьшению замедляющей способности воды. Вследствие этого, а также из-за увеличения кинетической энергии ядер замедлителя (водорода) при повышении температуры воды происходит ужесточение спектра нейтронов, приводящее к изменению нейтронных сечений ядер топлива, теплоносителя и конструкционных материалов и, следовательно, нейтронно-физических характеристик решетки активной зоны. Повышение температуры топлива увеличивает резонансный захват нейтронов изотопом ${}^{238}\text{U}$ (эффект Доплера).

Наиболее важную роль при повышении температуры активной зоны играют следующие эффекты [1, 5]:

- 1) уменьшение сечения поглощения нейтронов в воде, подчиняющегося закону $1/v$;
- 2) уменьшение сечения рассеяния и плотности воды и связанное с этим снижение замедляющей способности воды;
- 3) уменьшение сечения поглощения и деления урана и трансурановых элементов;
- 4) увеличение резонансного захвата нейтронов в топливе (эффект Доплера);
- 5) уменьшение сечения поглощения нейтронов цирконием и ниобием.

Одни из этих эффектов вносят положительный, другие – отрицательный вклад в суммарный температурный эффект.

эффект 1 вносит положительный вклад за счет уменьшения поглощения нейтронов в воде; эффект 2, то есть снижение замедляющей способности воды, дает отрицательную составляющую, которая, как правило, превышает все положительные составляющие температурного эффекта;

эффекты 3 и 4 также уменьшают реактивность активной зоны;

эффект 5 вносит небольшую положительную компоненту в температурный эффект.

Дополнительное влияние на температурный эффект реактивности связано с накоплением при выгорании топлива изотопов плутония. Изотопы ^{239}Pu и ^{241}Pu имеют большие сечения деления и поглощения при энергии нейтронов около 0.3 эВ. Изотопы ^{240}Pu и ^{242}Pu имеют сильные резонансы поглощения при энергии, примерно равной 1 эВ. С повышением температуры активной зоны происходит уширение резонансов изотопов плутония, но при этом значительно проявляется обратное влияние блокировки резонансов. В сумме накопление изотопов плутония увеличивает по модулю температурный коэффициент реактивности.

При расчетах нейтронно-физических характеристик ВВЭР рассматривается несколько коэффициентов реактивности:

- 1) $\partial\rho/\partial T_s$ – коэффициент реактивности по температуре воды;
- 2) $\partial\rho/\partial T_U$ – коэффициент реактивности по температуре топлива;
- 3) $\partial\rho/\partial P$ – коэффициент реактивности по давлению водного теплоносителя (барометрический);
- 4) $\partial\rho/\partial \gamma$ – коэффициент реактивности по плотности воды;
- 5) $\partial\rho/\partial N$ – коэффициент реактивности по мощности;
- 6) $\partial\rho/\partial C$ – коэффициент реактивности по концентрации борной кислоты в воде.

Температурный коэффициент $\partial\rho/\partial T_s$ реактивности определяется как отношение изменения реактивности реактора к изменению средней температуры воды.

Температурный коэффициент $\partial\rho/\partial T_U$ реактивности определяется как отношение изменения реактивности реактора к изменению средней температуры топлива.

Сумма коэффициентов реактивности по температуре воды и топлива представляет собой температурный коэффициент реактивности реактора $\partial\rho/\partial T_{s+U} = \partial\rho/\partial T_s + \partial\rho/\partial T_U$ и определяется как изменение реактивности при изменении средней температуры воды и топлива в реакторе. Величина температурного коэффициента реактивности составляет $\sim (-10^{-5} \text{ } 1/^\circ\text{рад})$.

Очевидно, что в экспериментах на реакторе практически невозможно определить температурные коэффициенты по воде и топливу в отдельности. Как правило, определяется суммарный температурный коэффициент реактивности при работе на ничтожно малой мощности и при разогреве воды главными циркуляционными насосными агрегатами. Коэффициенты по воде и топливу в отдельности можно оценить только расчетом или в косвенных экспериментах на критических сборках.

При подъеме мощности реактора происходит дополнительное увеличение температуры топлива, которая становится выше температуры теплоносителя. Кроме того, появляется температурный перепад между центром и поверхностью твэла. Увеличение температуры топлива дополнительно уменьшает реактивность за счет эффекта Доплера. Это уменьшение реактивности называют мощностным коэффициентом реактивности.

Мощностной и температурный коэффициенты реактивности не остаются постоянными во всем интервале рабочих температур реактора. С ростом температуры воды абсолютное значение отрицательного коэффициента реактивности по температуре воды увеличивается, коэффициента реактивности по мощности уменьшается.

В течение работы загрузки реактора коэффициент реактивности по температуре воды увеличивается по абсолютному значению из-за уменьшения концентрации борной кислоты, а коэффициент реактивности по температуре топлива увеличивается по абсолютному значению из-за накопления плутония и осколков деления.

Коэффициент реактивности по давлению теплоносителя в ВВЭР мал, так как вода является слабосжимаемой жидкостью. Однако при резком увеличении давления в 1-ом контуре, например, при подготовке к пуску, возможно резкое высвобождение реактивности. В связи с этим, а также из прочностных соображений скорость увеличения давления в 1-ом контуре нормирована.

На рисунке № 10.6 приведена качественная зависимость барометрического ($\partial\rho/\partial P$), температурного по воде ($\partial\rho/\partial T_w$) и температурного по воде и урану ($\partial\rho/\partial T_{w+U}$) коэффициентов реактивности от концентрации борной кислоты. Топливные загрузки выбирают таким образом, что реактор будет подкритичен при значении концентрации борной кислоты, при которой барометрический и температурный коэффициент по воде равны нулю [5].

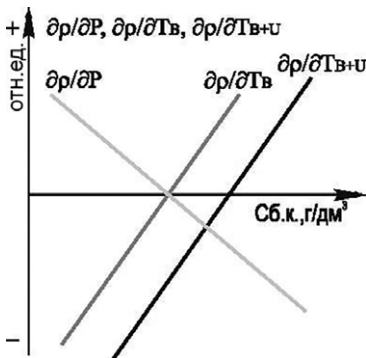


Рис. № 10.6. Качественная зависимость барометрического ($\partial\rho/\partial P$), температурного по воде ($\partial\rho/\partial T_w$), температурного по воде и урану ($\partial\rho/\partial T_{w+U}$) коэффициентов реактивности от концентрации борной кислоты

Борная кислота вводится в теплоноситель для компенсации запаса реактивности и для равномерного распределения поглотителя по активной зоне, что позволяет также увеличить допустимую мощность реактора и увеличить глубину выгорания топлива. Уменьшение неравномерности энерговыделения обусловлено тем, что раствор борной кислоты изменяет нейтронно-физические характеристики всей активной зоны, в то время как поглощающие стержни действуют преимущественно на близлежащие районы зоны.

Однако при компенсации запаса реактивности борной кислотой необходимо считаться с уменьшением по абсолютному значению отрицательного температурного коэффициента реактивности ВВЭР.

Причиной этого является уменьшение плотности раствора борной кислоты с ростом температуры, которое влечет за собой снижение концентрации поглощающих ядер ^{10}B в единице объема теплоносителя. При увеличении концентрации борной кислоты этот эффект усиливается. В некоторой мере присутствие борной кислоты в теплоносителе увеличивает по абсолютному значению отрицательный коэффициент реактивности по температуре топлива, поскольку сечение поглощения изотопа ^{10}B подчиняется закону $1/\nu$, и, кроме того, преимущественное поглощение тепловых нейтронов малой энергии приводит к ужесточению спектра нейтронов.

Однако влияние борной кислоты на коэффициент реактивности по температуре топлива значительно меньше, чем на коэффициент реактивности по температуре воды.

10.12. РАСЧЕТ МАКСИМАЛЬНО ДОПУСТИМОЙ МОЩНОСТИ ТВЭЛА

Необходимо рассмотреть тепловые нагрузки, коэффициенты неравномерности энерговыделения в ТВС и в твэле [18].

Условия непревышения установленных пределов повреждений твэлов во всех режимах эксплуатации связаны с предельными тепловыми нагрузками твэлов и формами распределения мощности. Так, для ВВЭР-1200 было установлено, что при работе реактора на номинальном уровне мощности не должны превышать следующие максимальные проектные значения тепловых нагрузок в твэлах активной зоны:

$q_l^{\text{макс}} - 420 \text{ Вт/см}$ – максимальный линейный тепловой поток на твэле;

$q_l^{\text{макс}} - 360 \text{ Вт/см}$ – максимальный линейный тепловой поток на твэге [для твэга это связано с более низкой теплопроводностью гадолия, и, как следствие этого, более высокой температурой в центре твэга (уран-гадолиниевой таблетки)].

Указанные максимальные значения получаются следующим образом:

$$q_l^{\text{макс}} = q_l^{\text{сред}} \cdot (k_q \cdot k_k)^{\text{макс}} \cdot k_z^{\text{макс}} \cdot k_{\text{зи}} \cdot k_{\text{под}} \cdot k_{\text{инж}} \quad (10.29)$$

где: $q_l^{\text{макс}}$ – максимальное значение линейного энерговыделения;

$$q_l^{\text{сред}} = \frac{N_{\text{акз}}}{163\text{ТВС} \cdot 312\text{твэл} \cdot 375\text{см}} - \text{среднее значение линейного энерговыделения;}$$

k_q – максимальный коэффициент неравномерности распределения мощности по ТВС для номинальной мощности;

k_k – коэффициент неравномерности по твэлам внутри ТВС, для твэла $k_k = 1.1$, причем: $((k_k \cdot k_q)_{\max} = 1.5)$; для твэга $k_k = 0.89$.

$k_{\Sigma}^{\max}$ – коэффициент неравномерности энерговыделения по высоте ТВС;

$k_{\text{зн}} = 1.02$ – коэффициент, учитывающий точность определения тепловой мощности реактора;

$k_{\text{под}} = 1.02$ – коэффициент, учитывающий точность поддержания нейтронной мощности реактора системой регулирования ($\pm 1\%$ – точность регулирования АРМ и $\pm 1\%$ – точность определения нейтронной мощности);

375 см – длина топливного столба твэла на номинальной мощности;

$k_{\text{инж}}$ – инженерный коэффициент запаса, учитывающий влияние технологических допусков и неточностей расчетных программ и методик.

Если учесть, что $k_q \cdot k_z = k_v$, а $k_{\text{зн}} \cdot k_{\text{под}} = k_{\Pi}$, то формулу (10.29) можно записать в виде:

$$q_i^{\max} = q_i^{\text{сред}} \cdot k_v^{\max} \cdot k_k^{\max} \cdot k_{\Pi}^{\max} \cdot k_{\text{инж}}, \quad (10.30)$$

где: $k_k^{\max}$ – максимальный коэффициент неравномерности распределения энерговыделения по твэлам внутри ТВС;

$k_v^{\max}$ – максимальный коэффициент неравномерности энерговыделения по объему активной зоны для номинальной мощности;

$k_{\Pi}^{\max}$ – коэффициент отклонения мощности реактора, включающий точность поддержания нейтронной и измерения тепловой мощности реактора.

$$k_{vij}^{\text{дон}} = \min \{a, b\} \quad (10.31)$$

где: $a = \min [q_{ijk}^{\text{дон}}(H, B) / (q_{\text{ср}} \cdot k_{kijk} \cdot k_{\Pi} \cdot k_{\text{инж}}^{\text{эсп.ВУ}})]_{k=1, \dots, 312}$;

$b = 2.0$.

где: $q_{ijk}^{\text{дон}}(H, B)$ – предельное значение линейного энерговыделения k -го топливного элемента i -ой призмы j -ой ТВС является функцией аксиального слоя активной зоны и среднего выгорания топлива в k -ом топливном элементе и определяется как минимальное из двух значений.

Выбирается минимальное значение из двух (формула 10.31), коэффициент 2.0 вводится в качестве дополнительного ограничения при формально допустимых высоких значениях $k_{vij}^{\text{дон}}$ для малых k_{kijk} . Вводимый коэффициент препятствует, в том числе, возможному росту неравномерности поля энерговыделения в выгоревших ТВС и упрощает процедуру проверки получаемых массивов $k_{vij}^{\text{дон}}$. По результатам опыта эксплуатации допускается корректировка данного коэффициента.

10.13. ПОДКРИТИЧНОСТЬ И СКОРОСТЬ ВВОДА ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ РЕАКТИВНОСТИ

В ХСТ и БВ обеспечивается подкритичность при хранении и обращении со свежим ядерным топливом, равная 5 % [10].

Перегрузка топлива проводится на расхоленном и разотравленном реакторе при расцепленных с приводами и погруженных в кассеты ПС СУЗ. Отработавшие ТВС через технологический коридор выгружаются из реактора в бассейн выдержки. Концентрация борной кислоты в бассейне поддерживается не ниже 16 г/дм^3 , которое выбрано исходя из обеспечения эффективного коэффициента размножения $K_{эфф}$ не более 0.95 как при нормальных условиях эксплуатации, так и при проектных отклонениях от нормальной эксплуатации и проектных авариях. При перегрузке топлива такая же концентрация устанавливается и в реакторе [2, 3, 4].

Использование концентрации борной кислоты 16 г/дм^3 для 12-месячного топливного цикла обеспечивает выполнение проектного требования к величине подкритичности в реакторе при перегрузке не менее 0.02. Расчеты подкритичности проводятся при температуре холодного состояния плюс 20°C , при отсутствии ПС СУЗ в ТВС и при полном отсутствии ксенона и самария.

В процессе эксплуатации при загрузке ТВС возможна ошибка. Возможна также ошибка программы БИПР-7 при проведении расчетов. Экспертно оцененный запас в реактивности, необходимый для учета возможных ошибок, составляет 3 %. Таким образом, следует обеспечить подкритичность 5 % (подкритичность 2 % + возможная ошибка 3 %).

Использование концентрации борной кислоты 17 г/дм^3 для 18-месячного топливного цикла обеспечивает выполнение требования к величине подкритичности в реакторе при перегрузке не менее 0.05.

При перегрузке топлива осуществляется контроль за концентрацией борной кислоты с использованием штатной измерительной аппаратуры в соответствии с требованиями эксплуатационных инструкций.

Перед пуском реактора рабочие органы АЗ должны быть взведены в рабочее положение. Подкритичность реактора в любой момент кампании после взведения рабочих органов АЗ в рабочее положение с введенными в активную зону остальными органами СУЗ должна быть не менее 0.01 в состоянии активной зоны с максимальным эффективным коэффициентом размножения. Скорость увеличения реактивности средствами воздействия на реактивность не должна превышать $0.07\beta_{эфф}/\text{с}$ [3]. Для рабочих органов СУЗ с эффективностью более $0.7\beta_{эфф}$ ввод положительной реактивности должен быть шаговым, с эффективностью шага не более $0.3\beta_{эфф}$ (обеспечивается техническими мерами). В проекте РУ должна быть указаны величина шага, пауза между шагами и скорость увеличения реактивности. Скорость ввода «чистого» конденсата в пусковом интервале позволяет обеспечивать скорость ввода положительной реактивности не более $0.02\beta_{эфф}/\text{мин}$: расход дистиллята должен быть не более $10 \text{ м}^3/\text{час}$ (не более $10 \text{ м}^3/\text{час}$ свыше необходимого для компенсации отравления ксеноном при пусках из отравленного состояния) [16].

10.14. ОСНОВНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

Таблица № 10.6

Погрешности основных контролируемых параметров активной зоны [10, 13]

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ДИАПАЗОН ИЗМЕРЕНИЯ	ДОПУСТИМАЯ ПОГРЕШНОСТЬ, АБСОЛЮТНАЯ
Температура теплоносителя на входе в активную зону (по показаниям ТП), °С	от 0 до +400	±1
Температура теплоносителя на выходе из активной зоны (по показаниям ТП), °С	от 0 до +400	±1
Температура в термостатах СВРД (по показаниям ТП), °С	от 0 до +150	±1
Температура теплоносителя под крышкой реактора (по показаниям ТП), °С	от 0 до +400	±1
Аварийная температура на выходе из активной зоны (по показаниям ТП), °С	от 0 до +1400	±15
Аварийный индикатор уровня теплоносителя в реакторе, мм	дискретно, в трех точках	±50
Нейтронная мощность по показаниям АКНП, % $N_{ном}$	от $1 \cdot 10^{-9}$ до 1	±10 % от текущего значения
	от 1 до 150	±1 % относительно показаний СВРК
Давление на входе в реактор, МПа	от 0 до 25	±0.13
Давление на выходе из реактора, МПа	от 0 до 25	±0.13
Перепад давления на реакторе, МПа	от 0 до 0.63	±0.006
Уровень теплоносителя первого контура в реакторе (при разуплотненном реакторе), м	от 0 до 4	±0.075
Концентрация борной кислоты на входе в активную зону, г/дм ³	от 0 до 25	2.5 % (относительная)

10.15. ПЕРВИЧНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ДАТЧИКИ

Основное назначение *СВРК* – обеспечение безопасной и экономичной эксплуатации реактора на энергетическом уровне мощности путем сбора, обработки и представления информации оператору о состоянии активной зоны и первого контура. В *СВРК* поступает информация от входящих в состав системы *ВРК* внутриреакторных датчиков, в аппаратуру вводятся сигналы датчиков общих замеров: температуры, давления и расхода теплоносителя в 1-ом и 2-ом контуре, перепада давления на *ГЦНА* и уровне в парогенераторе, которые входят либо в другие системы контроля реакторной установки или машзала, либо в состав *КИП* энергоблока [5, 10].

В систему *ВРК* вводятся также сигналы датчиков *СУЗ*: положение органов регулирования, уровень и период нейтронной мощности, получаемой по сигналам внекорпусных ионизационных камер.

Датчик измерения давления. На энергоблоках с *ВВЭР-1200* используются датчики *ТЖИУ*, предназначенные для непрерывных измерений и преобразования значений измеряемого параметра: избыточного давления, абсолютного давления, разности давлений жидких, газообразных сред и пара в унифицированные токовые сигналы и (или) цифровые сигналы (рис № 10.7). Принцип действия датчиков *ТЖИУ* основан на использовании тензорезисторного эффекта. Датчики выпускаются с двумя различными типами тензорезисторных модулей: кремний на кремнии (*КНК*) или кремний на сапфире (*КНС*). Под действием давления в тензомодулях происходит деформация тензорезисторов, вызывающая изменение их сопротивлений, преобразуемое в электронном блоке датчика в цифровой код, функционально связанный с измеряемым давлением. Скорректированный цифровой код передается на устройство, формирующее унифицированный аналоговый и/или цифровой выходной сигнал. Датчик имеет электронное демпфирование выходного сигнала, которое характеризуется временем усреднения результатов измерения. Значение времени демпфирования, устанавливаемое при настройке датчика, составляет от 0.05 до 51.2 с.



Рис. № 10 7. Внешний вид датчика давления *ТЖИУ*

Термопары и термосопротивления. В СВРК используются термодатчики двух типов: термопары (ТП) и термосопротивления (ТС). ТП по сравнению с ТС обладают следующими преимуществами: более высокая надежность работы и более стабильные метрологические характеристики при облучении. ТП не требуют внешнего источника питания, просты по конструкции и технологичны при изготовлении. В то же время ТП обладают и рядом существенных недостатков: меньшая по сравнению с ТС точность измерений и меньший выходной сигнал; необходимость компенсации температуры холодного спая ТП, что увеличивает погрешность измерения.

В связи с этим в СВРК термопары используют для работы в тяжелых условиях внутри корпуса реактора в составе СВРД для массовых измерений температуры теплоносителя на выходе и выходе из топливных кассет, а также температуры теплоносителя в верхнем объеме реактора. ТС применяют для проведения точных измерений в менее тяжелых условиях. Например, по ТС, установленным в холодных и горячих нитках циркуляционных петель, осуществляется калибровка всех ТП первого контура.

В ВВЭР-1200 используются хромель-алюмелевые термопары, их градуировка слабо зависит от радиационного облучения. На рис. № 10.8 приведена конструкция термопары.

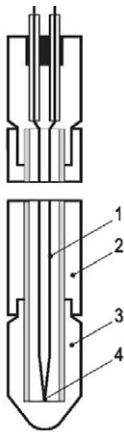


Рис № 10.8.
Конструкция термопары:
1 – кабель КТМС,
2 – чехол,
3 – наконечник,
4 – горячий спай ТП

Работа ТП основана на термоэлектрическом эффекте, то есть возникновении термо-ЭДС в замкнутой цепи из двух разнородных проводников при наличии разности температур между холодным и горячим спаями проводника. При измерении температуры с помощью ТП ее горячий спай помещают в точку измерения, а в разрыв холодного спая включают измерительный прибор. Поскольку термо-ЭДС зависит от разности температур холодного и горячего спаев, для получения абсолютного значения температуры необходимо внести поправку на температуру холодного спая (так называемая компенсация температуры холодного спая). ТП изготавливают из термопарного кабеля КТМС, представляющего собой хромелевый и алюмелевый провода, помещенные в оболочку с порошком окиси магния. Со стороны горячего спая провода сваривают друг с другом и с оболочкой. Со стороны холодного спая кабель заделывают специальным герметиком, чтобы обеспечить герметичность ТП в целом.

Для измерения температуры теплоносителя внутри корпуса реактора применяют термопары типа ТХА-2076, конструкция которой показана на рис. № 10.8. Тепловая инерция ТП не более 20 с. Средний срок службы – не менее 6 лет, средний ресурс – не менее 25000 ч. Погрешность измерения ТП обусловлена следующими факторами: разбросом градуировочной характеристики вследствие несовершенства технологии ее изготовления; влиянием распределения температуры по длине ТП; неточностью компенсации температуры холодного спая ТП; погрешностью измерительной аппаратуры; гамма-разогревом горячего спая и влиянием эмиссионного тока в проводах ТП. Кроме того, в процессе эксплуатации внутриреакторных ТП под воздействием радиационного облучения происходит медлен-

ное изменение градуировочной характеристики $ТП$, связанное с радиационными превращениями элементов, входящих в состав электродов $ТП$.

Температура по термопарам в КНИТ $T_{ТПi}$ рассчитывается по следующей формуле:

$$T_{ТПi} = A_{ТПi} \cdot U_i^2 + B_{ТПi} \cdot U_i + C_{ТПi} + \Delta T_{ТПi}, \quad (10.32)$$

где: $T_{ТПi}$ – температура в месте размещения i -ой $ТП$, °C;

$\Delta T_{ТПi}$ – индивидуальная поправка термопары, °C (определяется при тарировке);

U_i – термоэдс i -ой $ТП$;

$U_i = U_{ТПi} + U_{HSi}$;

$U_{ТПi}$ – измеренная термоэдс i -ой $ТП$.

U_{HSi} – термоэдс i -ой $ТП$ при температуре холодного спая рассчитывается по формуле:

$$U_{HSi} = A_{HSi} \cdot T_{HSi}^3 + B_{HSi} \cdot T_{HSi}^2 + C_{HSi} \cdot T_{HSi}, \quad (10.33)$$

где: T_{HSi} – измеренная температура холодного спая i -ой $ТП$, °C;

$A_{ТПi}$, $B_{ТПi}$, $C_{ТПi}$, A_{HSi} , B_{HSi} , C_{HSi} – коэффициенты, соответственно, квадратичного и кубического полинома, для вычисления которых составляется система линейных уравнений, которая решается по методу Гаусса. В этих расчетах участвуют следующие значения опорных температур (0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350 °C) и значения термо-ЭДС в указанных опорных точках. На рисунке № 10.9 приведен внешний вид термопары.

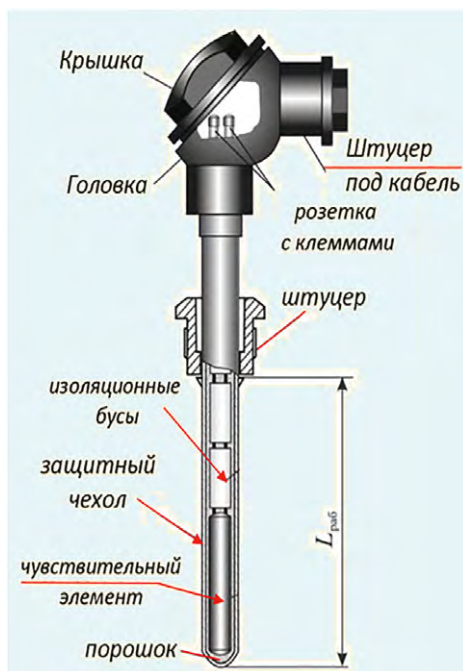


Рис. № 10.9. Внешний вид термопары

Измерение температуры с помощью термосопротивления основано на свойстве проводников менять свое сопротивление прямо пропорционально с изменением температуры. Линейная зависимость электрического сопротивления от температуры удобна тем, что позволяет использовать более простые схемы измерения и создавать более простые вторичные приборы. Термометрический чувствительный элемент термосопротивления изготовлен из платиновой проволоки и представляет собой спираль, помещенную в каналы керамического каркаса. Термометрический чувствительный элемент $ТС$ припаян к серебряным или никелевым выводам. Пакет $ТС$ помещается в защитную арматуру, изготовленную из стали $09Х18Н10Т$, устойчивую к межкристаллитной коррозии.

Расчет температуры в местах размещения $ТС$ в нитках петель $ГЦК$ по градуировочным характеристикам термодатчиков проводится по следующей формуле:

$$T_{tsi} = \frac{\sqrt{\left(A_{tsi}^2 + 4 \cdot B_{tsi} \cdot \left(\frac{R_i}{R_{0i}} - 1.0 \right) \right)} - A_{tsi}}{2.0 \cdot B_{tsi}} + \Delta T_{tsi}, \text{ для } (R_{0i} \neq 0) \quad (10.34)$$

где: T_{tsi} – расчетная температура в месте размещения i -го $ТС$, °C;

R_i – измеренное значение сопротивления $ТС$, МОм;

R_{0i} – значение сопротивления $ТС$ при 0 °C, МОм;

ΔT_{tsi} – аддитивная поправка, °C;

A_{tsi}, B_{tsi} – коэффициенты для каждого $ТС$, рассчитанные по индивидуальным характеристикам $ТС$.

Импульсно-токовая камера деления КНК-15. Блоки детектирования ($БД$) в $АКНП$ конструктивно выполнены идентично и отличаются размерами детекторов. Ионизационная камера размещается внутри герметичного корпуса ($К$) из нержавеющей стали. Для снижения влияния воздействия электромагнитных помех на выходы электродов камеры они размещаются в цилиндрическом экране, являющемся продолжением ионизационной камеры; соединение экрана и корпуса камеры выполнено с помощью сварки. Для компенсации разброса длины детектора, отдельных узлов и повышения виброустойчивости используется специальный компенсационно-амортизирующий узел. На наружную поверхность корпуса $БД$ по всей длине нанесено терморадияционноустойчивое изолирующее покрытие, предотвращающее возможность электрического контакта корпуса со стенками канала. Рис. № 10.10 показан принцип работы ионизационной камеры.

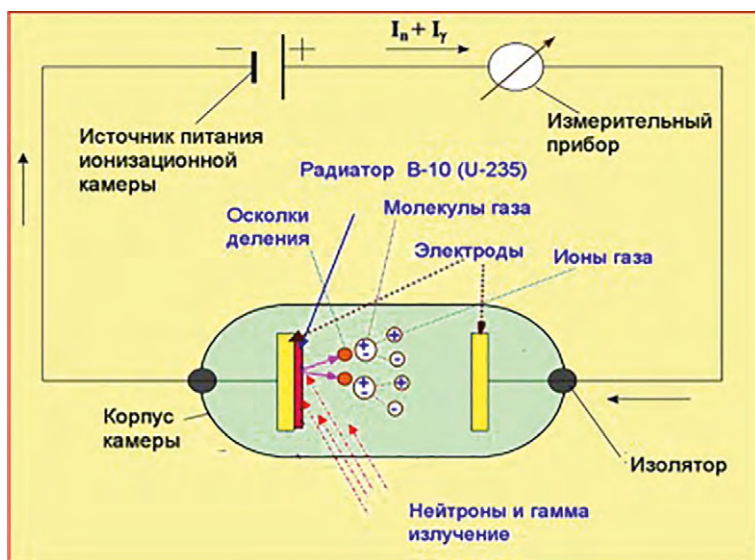


Рис. № 10.10. Принцип работы ионизационной камеры

Импульсно-токовая камера деления КНК-15 (рис. № 10.11 и 10.12) предназначена для регистрации тепловых нейтронов на фоне интенсивного гамма-излучения. Максимальный поток нейтронов, который может регистрировать камера, равен $5 \cdot 10^{10} \text{ н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Допустимая мощность дозы гамма-излучения в месте расположения камеры в импульсном режиме равна 10^6 Р/ч (рентген в час), в токовом режиме равна 10^7 Р/ч .

Чувствительность камеры к тепловым нейтронам в импульсном режиме составляет $0.5 \text{ имп}/\text{н}/\text{см}^2$. Чувствительность камеры к тепловым нейтронам в токовом режиме составляет $1.8 \cdot 10^{-13} \text{ А}/\text{н}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Ток камеры пропорционален нейтронному потоку при рабочем напряжении $400 \pm 50 \text{ В}$.

Камера КНК-15 трехэлектродная. Электродная система собрана из 89 пластин (П). 23 пластины покрыты ураном-235 (2 пластины – верхняя и нижняя – покрыты с одной стороны, а 21 пластина – с двух сторон), образуют положительный высоковольтный электрод. 44 пластины, покрытые ураном с одной стороны, образуют собирающий электрод и 22 пластины – без покрытия – образуют отрицательный высоковольтный электрод.

Электродная система состоит из двух объемов: рабочего и компенсирующего. Общая площадь покрытия пластин 1000 см^2 .

Пластины электродов крепятся на стойках, которые установлены на опорных керамических изоляторах, в верхнем и нижнем фланцах. Фланцы герметично соединены с корпусом аргонодуговой сваркой. Выводы электродов «+», «-» и «0» проходят через герметичные металлокерамические изоляторы. Камера наполнена смесью газов: 96 % аргона, 2 % азота и 2 % гелия-4 давлением 2.5 атм . Принципиальная схема включения камеры в измери-

тельную цепь в импульсном режиме показана на рисунке № 10.11, в токовом – на рисунке № 10.12.

При облучении камеры нейтронами (рис. № 10.11) возникает реакция деления ядер урана-235, которая сопровождается вылетом в межэлектродное пространство сильноионизирующих осколков. Движение электронов в межэлектродном пространстве создает импульс тока. Количество импульсов пропорционально нейтронному потоку.

При включении камеры по схеме рисунка № 10.12 регистрируется средний ток, вызванный движением ионов в камере. В рабочем объеме регистрируется α и γ , в компенсирующем только γ . Ионизационный ток в цепи собирающего электрода камеры равен разности токов, вызванных излучением в рабочем и компенсирующем объемах. В результате получается ток только от нейтронов [5].

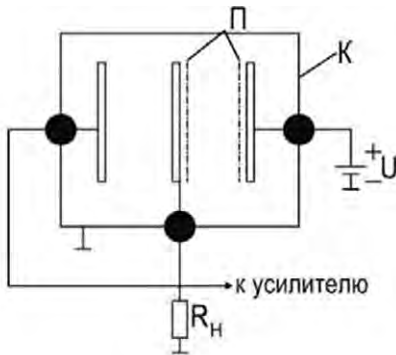


Рис. № 10.11. Принципиальная схема включения камеры КНК-15 при работе в импульсном режиме

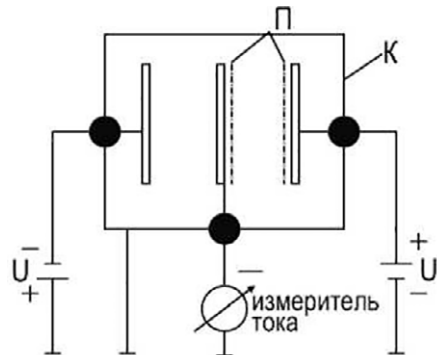


Рис. № 10.12. Принципиальная схема включения камеры КНК-15 при работе в токовом режиме

После камер сигналы поступают в блоки усиления и преобразования, а далее в устройства накопления и обработки (УНО).

Расходомерная шайба. Расходомерные шайбы служат для создания местного перепада давления в движущемся по трубопроводу потоке и применяются в комплекте с дифманометрами для измерения расхода жидкости, газа или пара. Расходомерная шайба представляет собой тонкий диск с цилиндрическим отверстием, имеющим со стороны входа потока острую кромку, а со стороны выхода – конус (рис. № 10.13). При протекании измеряемой среды через отверстие меньшего диаметра, чем внутренний диаметр трубопровода, происходит увеличение средней скорости потока, что, в свою очередь, приводит к уменьшению статического давления, то есть перед диафрагмой будет давление P , равное статическому, а после диафрагмы P_1 , причем $P > P_1$. Разность между давлениями $\Delta P = P - P_1$ называется перепадом давлений и служит мерой расхода. $\Delta P = P - P_1$ измеряется посредством датчика типа ТЖИУ. Расход среды пропорционален квадратному корню из перепада давления на шайбе $\sqrt{\Delta P}$, а после датчика типа ТЖИУ сигнал поступает в систему регистрации.

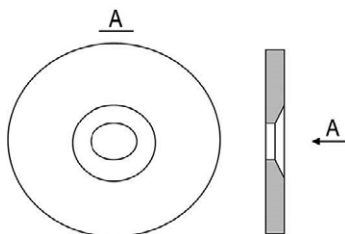


Рис. № 10.13. Вид расходомерной шайбы

Нейтронный анализатор раствора НАР-12 или НАР-12М (концентратор). Концентратор предназначен для измерения концентрации изотопа *бор-10* (борной кислоты) в теплоносителе на АЭС с реакторами ВВЭР. Принцип действия концентратора основан на нейтронно-абсорбционном методе анализа. Измерение производится непрерывно, результаты анализа представляются в виде нормированного аналогового сигнала, величина которого прямо пропорциональна концентрации изотопа *бор-10*. На рисунке № 10.14 приведена схема расположения навесного НАР.

Концентраторы бывают навесные и погружные. Нейтроны, испускаемые плутоний-берилиевым источником, попадают в анализируемый раствор борной кислоты, где происходит их замедление при взаимодействии с ядрами водорода и поглощение ядрами изотопа *бор-10*. Часть замедленных нейтронов возвращается из раствора и попадает в чувствительный объем гелиевого счетчика СИ-19Н, расположенного в блоке детектирования нейтронов БДИН-3М, входящим в состав датчика. Количество нейтронов, попадающих в объем счетчика СИ-19Н, уменьшается с увеличением концентрации изотопа *бор-10* в растворе [5].

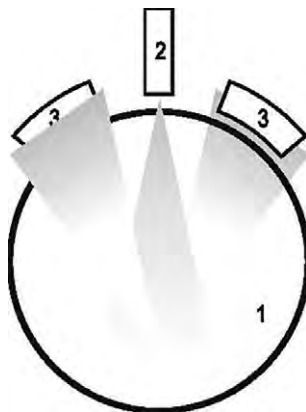


Рис. № 10.14. Расположение навесного НАР:

1 – трубопровод, 2 – изотопный источник нейтронов, 3 – два блока детектирования

Датчик контроля энергоснабжения. Для измерения распределения плотности потока (энергоснабжения) по объему активной зоны в системе ВРК используются детекторы прямой зарядки (ДПЗ) с эмиттером из родия. Расположение КНИТ в ТВС не центральное, а вынесенное (глава № 8, рис. № 8.16).

ДПЗ, показанный на рисунке № 10.15, представляет собой источник тока, в котором измеряемый ток возникает за счет использования кинетической энергии заряженных частиц, возникающих при взаимодействии нейтронов реактора с нейтронно-чувствительным элементом ДПЗ [5, 15].

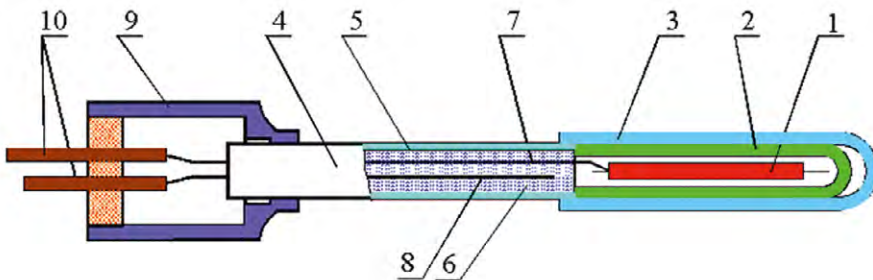


Рис. № 10.15. Устройство ДПЗ.

1 – эмиттер; 2 – изолятор; 3 – коллектор; 4 – линия связи; 5 – оболочка; 6 – изоляция кабеля; 7 – токовая жила; 8 – фоновая жила; 9 – гермоввод; 10 – токовыводы

Достоинства ДПЗ:

- эксплуатация в условиях активной зоны;
- миниатюрность (диаметр чувствительной части $1.4 \div 1.5$ мм) обеспечивает размещение достаточно большого количества ДПЗ в реакторе и совмещение в одной сборке детекторов, обеспечивающих измерение различных параметров, без существенных затруднений в проведении основного технологического процесса;
- высокая, технологически достижимая идентичность ДПЗ (± 0.75 %);
- не требует нейтронной калибровки в процессе изготовления;
- линейность относительно измеряемого параметра;
- практически неограниченный верхний предел измерения;
- малое и легко учитываемое выгорание материала эмиттера;
- малая чувствительность к гамма-фону реактора;
- рабочие температуры до 650 °С, имеется опыт использования при более высоких температурах.

Наряду с этим ДПЗ присущи и некоторые недостатки: небольшой выходной сигнал – в реакторах ВВЭР-1200 на номинальной мощности их выходной ток составляет единицы микроампер; сравнительно большая постоянная времени (~ 1 минуты); зависимость чувствительности ДПЗ от различных параметров, характеризующих состояние активной зоны (выгорание, обогащение ближайших твэлов, концентрация борной кислоты, температура теплоносителя и т.д.), и от выгорания эмиттера ДПЗ.

Схема ядерных реакций активации и β -распада родия в эмиттере детектора приведена на рисунке № 10.16. На схеме указано содержание изотопа в естественной смеси, сечения реакций и периоды полураспада образующихся нуклидов [5, 15].

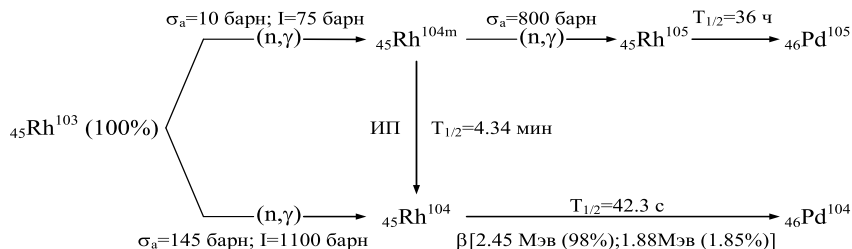


Рис. № 10.16. Схема активации и распада ^{103}Rh

Индексом I обозначен истинный резонансный интеграл (рис. № 10.16), который представляет собой интеграл от микроскопического сечения поглощения поглотителя по всей области замедления и измеряется в барнах.

На основании показаний ДПЗ, распределенных по объему активной зоны, восстанавливается распределение энерговыделения в активной зоне. Для перехода от токов ДПЗ к локальному энерговыделению окружающих ДПЗ твэлов по программам нейтронно-физических расчетов вычисляется переходная функция ДПЗ. Переходная функция ДПЗ — это соотношение между током ДПЗ и средней линейной мощностью шести твэлов ТВС, окружающих ДПЗ.

Часть выходного сигнала ДПЗ обусловлена электронами, образующимися на эмиттере под воздействием гамма-излучения в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. Мгновенная компонента, вызванная гамма-квантами, составляет 6 % всей активационной составляющей. Существенно, что эта компонента практически безынерционна.

Математическая модель токообразования в родиевом ДПЗ под действием нейтронного потока описывается системой дифференциальных уравнений (рис. № 10.16):

$$\frac{\partial N_1(t)}{\partial t} = a_1 \cdot \Phi(t) - \lambda_1 \cdot m_1(t) \quad (10.35)$$

$$\frac{\partial N_2(t)}{\partial t} = a_2 \cdot \Phi(t) + \lambda_1 \cdot N_1(t) - \lambda_2 \cdot N_2(t) \quad (10.36)$$

$$I(t) = c \cdot \Phi(t) + \lambda_2 \cdot N_2(t) \quad (10.37)$$

где: $\Phi(t)$ — плотность потока нейтронов;

$I(t)$ — ток на выходе ДПЗ;

$N_1(t)$ и $N_2(t)$ — количество изотопов Rh^{104m} и Rh^{104} ;

λ_1 и λ_2 — постоянные β -распада Rh^{104m} и Rh^{104} ($\lambda_1 = 0.0027 \text{ c}^{-1}$, $\lambda_2 = 0.0164 \text{ c}^{-1}$);

a_1 , a_2 — константы, пропорциональные сечениям поглощения родия (Rh^{103}) с образованием изотопа Rh^{104m} и изотопа Rh^{104} ($a_1 = 0.061$, $a_2 = 0.879$);

c — доля мгновенной составляющей $c=0.06$ ($a_1+a_2+c=1$).

Необходимо отметить, что есть ток, образующийся в линии связи при воздействии на нее внутриреакторных излучений. Эта так называемая фоновая компонента пропорциональна длине линии связи, находящейся в активной зоне. Ее доля может достигать до 10 % общего выходного сигнала. Чтобы скомпенсировать ее влияние, в кабеле предусмотрены фоновые жилы, вырабатывающие фоновые токи, которые в измерительной аппаратуре должны быть вычтены из токов основных жил. Фоновые датчики (свой для каждого ДПЗ) выполнены аналогично линии связи основного датчика.

В 54 ТВС при сборке ВКУ реактора выдвигаются из БЗТ в трубки ТВС каналы нейтронного измерения (КНИТ). Каждый КНИТ представляет собой герметичную трубку из нержавеющей стали (чехол) диаметром 7.5 ± 0.15 мм с детекторами (датчиками) потока нейтронов. Каждый датчик представляет собой кусок проволоки из родия диаметром 0.5 мм длиной 250 мм, заключенный в трубочку электроизоляции.

КНИТ состоит из защитной оболочки, детекторной части, миниатюрного разъема. Оболочка предназначена для защиты ДПЗ от механических воздействий и от контакта ДПЗ с теплоносителем 1-го контура. В состав детекторной части входят семь детекторов, равномерно размещенных с шагом 437.5 мм, защитный экран, узел уплотнения и семь линий связи. Защитный экран предназначен для уменьшения фонового тока, возникающего в линии связи под воздействием β -излучения эмиттеров ДПЗ. Чувствительность детектора (начальная) $3.0 \cdot 10^{-24}$ А/н/(м²·с). С этой целью все семь детекторов располагают по одну сторону экрана, а их линии связи – по другую. Узел уплотнения расположен в верхней части КНИТ и предназначен для обеспечения герметичности 1-го контура при появлении течи в защитной арматуре.

Каналы КНИТ имеют герметичные выводы кабелей через специальные фланцы на крышке реактора. Срок службы КНИТ составляет несколько кампаний (до четырех), за это время показания датчиков уменьшаются на 15÷25 % из-за выгорания родия в потоке нейтронов. С помощью расчетных методов осуществляется пересчет токов ДПЗ в энерговыделение тех ТВС, в которых расположены датчики, и «восстановление» энерговыделения в ТВС, где датчики отсутствуют.

Результирующая погрешность определения линейного энерговыделения с помощью родиевого ДПЗ складывается из следующих основных составляющих:

- погрешность определения коэффициента перехода от сигнала эмиттера к энерговыделению (4 %);
- неидентичность чувствительности ДПЗ (0.75 %);
- погрешность учета фонового тока линии связи (до 2 %);
- погрешность термотоков (1 %); погрешности измерения сигнала ДПЗ (1 %).

Суммарная среднеквадратичная погрешность равна, примерно, 5 %.

В зависимости от функционального назначения СВРД изготавливаются следующих наименований:

- КНИТ2Т – каналы нейтронные измерительные температурные, предназначенные для внутриреакторного контроля распределения плотности потока нейтронов (энерговыделения) по высоте и радиусу активной зоны, температуры теплоносителя в трех точках по высоте;

– **КНИТЗТ** – каналы нейтронные измерительные температурные, предназначенные для внутриреакторного контроля распределения плотности потока нейтронов (энерговыведения) по высоте и радиусу активной зоны, температуры теплоносителя в четырех точках по высоте;

– **КНИТУ** – каналы нейтронные измерительные температурные с индикатором уровня теплоносителя в корпусе реактора, предназначенные для внутриреакторного контроля распределения плотности потока нейтронов (энерговыведения) по высоте и радиусу активной зоны, температуры теплоносителя в двух или трех точках по высоте, уровня теплоносителя в корпусе реактора.

На рисунке № 10. 17 показаны различные типы **СВРД** и расположение их в реакторе **ВВЭР-1200** [10].

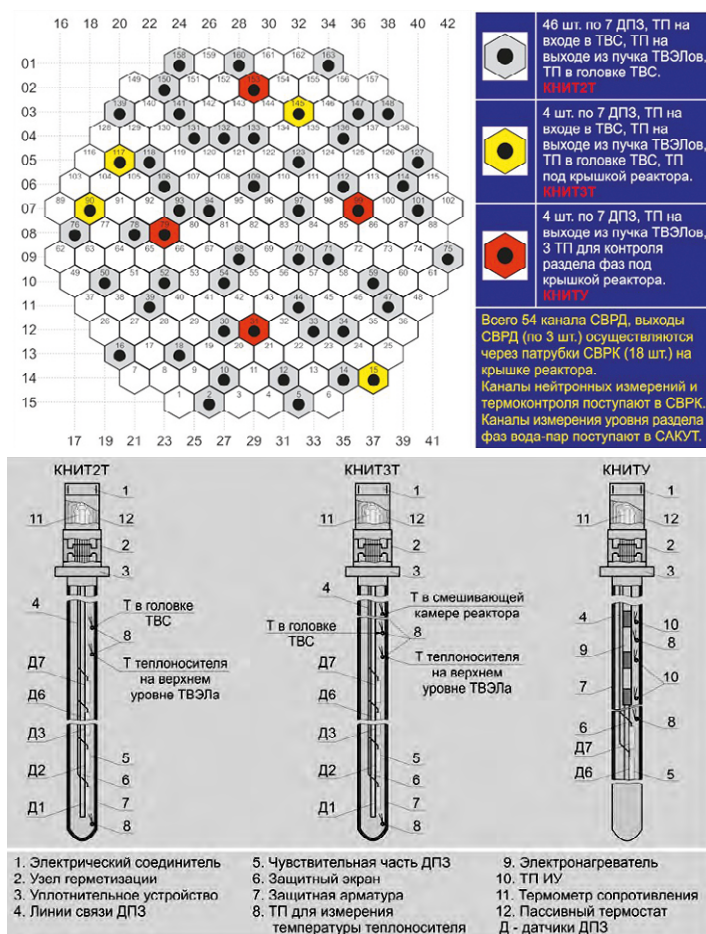


Рис. № 10.17. Типы СВРД и расположение их в реакторе ВВЭР-1200

10.16. ЭКСПЛУАТАЦИЯ ТОПЛИВА В ВВЭР-1200

Глубина выгорания. Максимальная допустимая глубина выгорания определена техническими условиями на топливо и для *ТВС* основным обогащением $4.0 \div 4.95$ % составляет 70 МВт-сут/кг [10,13].

Продолжительность эксплуатации топлива. Продолжительность эксплуатации ядерного топлива в активной зоне не должна превышать 30000 эфф. ч за четыре кампании [10,13].

Температура повторной критичности. В случае полного обесточивания энергоблока (ввод бора невозможен) и интенсивного расхолаживания возможен выход реактора в критическое состояние. Температура критического состояния с введенными *ОР СУЗ* в конце работы топливной загрузки при застревании одного наиболее эффективного кластера *ОР СУЗ* должна удовлетворять условию: $\text{ТПК} < 120^\circ\text{C}$ [10,13].

Критерий « 120°C » для топливных загрузок *12-месячного* цикла всегда выполняется. Температура повторной критичности меняется в широких пределах, но, как правило, лежит в интервале $(100 \div 109)^\circ\text{C}$. Для *18-месячного* цикла этот критерий выполняется заведомо всегда и поэтому убран из критериев номенклатуры расчетов.

Размещение топлива в активной зоне. Топливные циклы сформированы на базе «*ТВС ВВЭР-1200*», разработанной в АО ОКБ «Гидропресс» для проекта *АЭС-2006*. В основу этой конструкции легла конструкция *ТВС-2М*. В качестве тепловыделяющего элемента использован твэл с увеличенным до 3730 мм топливным столбом, диаметром топливной таблетки 7.60 мм и диаметром центрального отверстия в топливной таблетке 1.2 мм . Обогащение топлива ограничено величиной 4.95 %. Для снижения концентрации борной кислоты в теплоносителе использован интегрированный с топливом выгорающий поглотитель в виде оксида гадолиния (Gd_2O_3) с естественным содержанием изотопов гадолиния. Твэги используются в большинстве *ТВС* в количестве от 6 до 27 шт. В первой топливной загрузке использована традиционная схема размещения топлива в активной зоне – *ТВС* с топливом максимального обогащения располагаются на периферии, а *ТВС* с топливом минимального и промежуточных обогащений – в центре активной зоны (рис. № 8.10). При формировании второй загрузки использована компоновка с уменьшенной утечкой нейтронов. На периферии активной зоны размещается 24 свежих *ТВС* и 18 выгоревших *ТВС*, обладающих наименьшими размножающими свойствами. В третьей топливной загрузке также использована компоновка с уменьшенной утечкой нейтронов на корпус реактора, в которой на периферии активной зоны размещается 24 *ТВС* третьего года, шесть *ТВС* второго года и 12 *ТВС* первого года. В четвертой и последующих загрузках использована компоновка с низкой утечкой нейтронов, аналогичная использованной при формировании стационарной топливной загрузки. В этой компоновке на периферии активной зоны размещается 12 свежих *ТВС*, остальные периферийные ячейки занимают выгоревшие *ТВС*, обладающие наименьшими размножающими свойствами. Выгоревшие *ТВС* располагаются в местах, наиболее близко расположенных к корпусу реактора. Плотность потока нейтронов на корпус реактора в такой компоновке близка к плотности потока нейтронов на корпус, реализуемой в компоновках, в которых на периферии размещается только выгоревшее топливо [10, 13].

В четвертой и последующих загрузках 12-месячного топливного цикла при перегрузке топлива осуществляется перестановка части *TBC* из одного сектора в симметричные ячейки другого сектора активной зоны. Перемещение одной *TBC* из сектора в сектор в процессе перегрузки топлива (по мнению экспертов) может позволить увеличить длительность кампании на $1 \div 2$ эфф. сут. и позволяет дополнительно снизить неравномерность распределения выгорания в пределах *TBC*. Однако, перестановки *TBC* из сектора в сектор не желательны по причине закручивания небольших изгибов *TBC* по часовой стрелке и, соответственно, возможного изменения расстояния между твэлами соседних *TBC*.

В проекте рассмотрена возможность уменьшения количества *ОР СУЗ* со 121 до 94 *ОР СУЗ*. При выборе расположения *ОР СУЗ* в активной зоне учитывались следующие факторы [13]:

- размещение рабочей и регулирующих групп (с номерами двенадцать, одиннадцать, десять и девять), должно совпадать с расположением соответствующих групп в варианте с 121 *ОР СУЗ*;

- необходимо обеспечить симметрию расположения *ОР СУЗ* (для групп аварийной защиты допускается симметрия 120 °С);

- аварийная защита должна обеспечивать минимально возможную температуру повторной критичности с учетом застревания одного наиболее эффективного *ОР СУЗ*.

Для выбранного расположения *ОР СУЗ* в активной зоне проведены расчеты эффективности механической системы в первой, переходных и стационарных загрузках 12- и 18-месячных топливных циклов. Из результатов расчетов видно, что при переходе от 121 *ОР СУЗ* к 94 *ОР СУЗ* в 12- и 18-месячных топливных циклах минимальное (по всем загрузкам) значение эффективности аварийной защиты в состояниях на *МКУ* и номинальном уровне мощности снижается меньше чем на 0.1 абс. % (менее 2 отн. %). Максимальное значение температуры повторной критичности в рассмотренных топливных циклах при переходе от 121 *ОР СУЗ* к 94 *ОР СУЗ* увеличилось менее, чем на 2 °С. При этом следует отметить, что допустимость перехода к 94 *ОР СУЗ* должна быть определена соответствующим техническим решением на основании анализов безопасности и с учетом перспективы развития топливных циклов.

Иногда удобно анализировать распределение энерговыделения по *TBC*, используя картограмму разбиения зоны по орбитам симметрии (по орбитам удаленности от центра активной зоны). На рисунке № 10.18. показана картограмма разбиения активной зоны ВВЭР-1200 по орбитам симметрии.

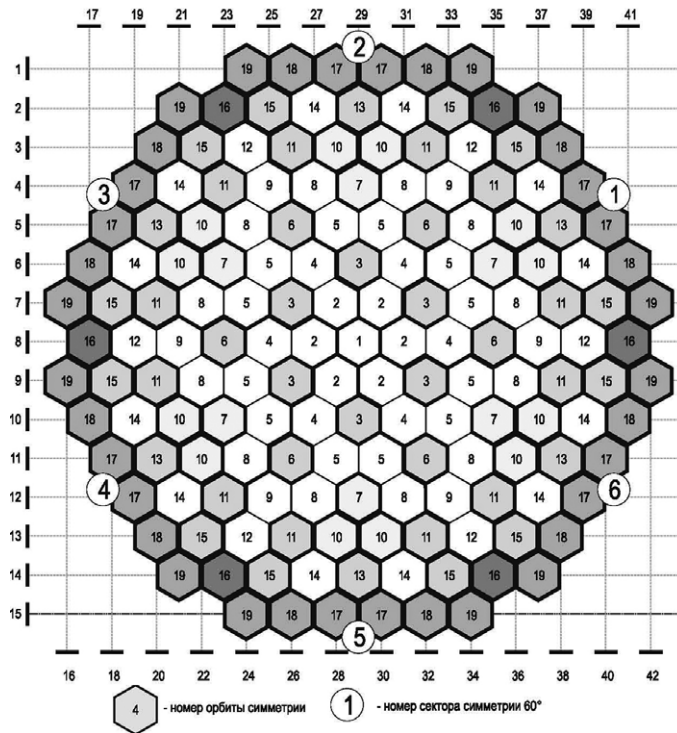


Рис. № 10.18. Картограмма разбиения активной зоны ВВЭР-1200 по орбитам симметрии [5, 11]

10.17. РАБОТА НА МОЩНОСТНОМ ЭФФЕКТЕ

После выгорания ядерного топлива и снижения до нуля концентрации борной кислоты в реакторе разрешается работа на мощностном эффекте реактивности [13].

В первом варианте на мощностном эффекте реактивности разрешено работать не более 30 эффективных суток и на мощности не ниже 70 % $N_{ном}$. Мощность реактора снижается по одному проценту в сутки.

В другом варианте в каждой топливной загрузке после исчерпания реактивности, компенсируемой растворенной в теплоносителе борной кислотой, реактор эксплуатируется в течение примерно 30 эфф. сут. за счет только температурного эффекта реактивности (снижается температура теплоносителя на входе в реактор при сохранении номинальной тепловой мощности). В течение следующих 30 эфф. сут. эксплуатация ведется за счет температурного и мощностного эффектов реактивности (снижение тепловой мощности сопровождается дальнейшим снижением температуры теплоносителя на входе в реактор).

10.18. РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ БОРНОЙ КИСЛОТЫ

Существует необходимость рассчитать критическую концентрацию борной кислоты при выводе реактора в критическое состояние после срабатывания АЗ или после остановки энергоблока [5]. Пусть до остановки реактор работал на мощности N , концентрация борной кислоты в 1-ом контуре равна C_M .

Необходимо оценить изменение реактивности при останове энергоблока.

$$\Delta\rho = \Delta\rho_N + \Delta\rho_T + \Delta\rho_{Xe} + \Delta\rho_{Sm} + \Delta\rho_{Cyz}, \quad (10.38)$$

где: $\Delta\rho$ – суммарное изменение реактивности на момент достижения критичности (специально сделан акцент на момент достижения критичности – это важно в случае нестационарного процесса, когда не стабилизировалась концентрация ксенона):

$\Delta\rho_N$ – положительный эффект высвобождения реактивности от снижения мощности;

$\Delta\rho_T$ – положительный эффект высвобождения реактивности от снижения температуры;

$\Delta\rho_{Xe}$ – положительный или отрицательный эффект, обусловленный ксеноновым процессом;

$\Delta\rho_{Sm}$ – отрицательный эффект, обусловленный накоплением самария (этот эффект существенен спустя 10 суток после остановки);

$\Delta\rho_{Cyz}$ – отрицательный эффект, обусловленный опусканием 12-й группы до 60÷70 %.

Зная эффективность борной кислоты, можно определить изменение концентрации борной кислоты относительно той, которая была при работе реактора на мощности:

$$\Delta\rho = \frac{\partial\rho}{\partial C} \cdot \Delta C, \quad (10.39)$$

где: $\frac{\partial\rho}{\partial C}$ – эффективность борной кислоты, % / г/дм³;

ΔC – изменение концентрации борной кислоты, г/дм³.

Сейчас можно определить критическую концентрацию борной кислоты, которая равна:

$$C_{кр} = C_M + \Delta C. \quad (10.40)$$

10.19. ОСНОВНЫЕ ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РУ С ВВЭР-1200

Таблица № 10.6

Технические характеристики РУ с ВВЭР-1200 [10]

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ЗНАЧЕНИЕ
<i>Реакторная установка</i>	
Номинальная тепловая мощность реактора, МВт	3200 ⁺¹²⁸
Расход теплоносителя через реактор при работе на четырех петлях, м ³ /ч	90400 +2600 /-3500
Давление теплоносителя на выходе из реактора (абс), МПа	16.2±0.3
Давление гидравлических испытаниях, МПа:	
– на плотность;	17.64
– на прочность.	24.50
Температура теплоносителя на входе в реактор, МПа	298.9 +2.0/-4.0
Температура теплоносителя на выходе из реактора, МПа	328.9±5.0
Перепад давления на реакторе без учета входных и выходных патрубков, МПа	0.392±0.040
Максимальный расчетный флюенс быстрых нейтронов с энергией более 0.5 МэВ на корпус реактора, нейтр/м ²	4.2·10 ²³
Количество ТВС в топливной загрузке реактора, шт.	163
Максимальная линейная мощность твэла, Вт/см	420
Максимальная линейная мощность твэга, Вт/см	360
Количество приводов СУЗ ШЭМ-3	до 121
Максимальное время эксплуатации ТВС между перегрузками, эфф. ч.	8400
Время падения ОР СУЗ в режиме аварийной защиты, с.	1.2÷4.0
<i>Корпус реактора</i>	
Высота, мм	11185
Масса, кг	321400
<i>Фланец</i>	
Наружный диаметр, мм	4570
Внутренний диаметр в районе бурта, мм	3640 ⁺²
Высота, мм	950
Материал	Сталь 15Х2НМФА Группа V A
Масса, кг	36400
<i>Верхняя обечайка зоны патрубков</i>	
Наружный диаметр без учета патрубков, мм	4660+45/-30
Внутренний диаметр в районе разделительного кольца, мм	3630±1

Продолжение таблицы № 10.6

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ЗНАЧЕНИЕ
Высота, мм	1800
Материал	Сталь 15Х2НМФА-А Группа V A-A
Материал разделительного кольца	Сталь 22К
Масса, кг	63300
<i>Нижняя обечайка зоны патрубков</i>	
Наружный диаметр без учета патрубков, мм	4660 +45/-30
Внутренний диаметр, мм	4000
Высота, мм	1960
Материал	Сталь 15Х2НМФА-А Группа V A-A
Масса, кг	64330
<i>Опорная обечайка</i>	
Наружный диаметр с учетом опорного бурта, мм	4800
Внутренний диаметр в районе опорного бурта, мм	4110
Высота, мм	1440
Материал	Сталь 15Х2НМФА класс 1 Группа V A-A
Масса, кг	41500
<i>Верхняя обечайка</i>	
Наружный диаметр, мм	4645
Внутренний диаметр, мм	4250
Высота, мм	18700
Материал	Сталь 15Х2НМФА-А, Группа V A-A
Масса, кг	41500
<i>Нижняя обечайка</i>	
Наружный диаметр, мм	4645
Внутренний диаметр, мм	4250
Высота, мм	1840
Материал	Сталь 15Х2НМФА-А, Группа V A-A
Масса, кг	40700
<i>Эллиптическое днище</i>	

Продолжение таблицы № 10.6

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ЗНАЧЕНИЕ
Наружный диаметр, мм	4563
Большая ось эллипса, мм	4113
Малая полуось эллипса, мм	974
Высота, мм	1325
Материал	Сталь 15Х2НМФА, Группа V A
Масса, кг	39400
Кольцо опорное	
Класс безопасности по НП-001-15	2Н
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Масса, кг	21000
Кольцо упорное	
Класс безопасности по НП-001-15	2Н
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Масса, кг	18500
Шахта внутрикорпусная	
Класс безопасности по НП-001-15	2Н
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Наружный диаметр в районе цилиндрической части шахты, мм	3620
Наружный диаметр фланца, мм	3678
Высота, мм	10870
Масса, кг	76000
Выгородка	
Класс безопасности по НП-001-15	2Н
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Наружный диаметр, мм	3485
Высота, мм	4270
Масса, кг	38200
Назначенный срок службы, лет	60
Блок защитных труб	
Класс безопасности по НП-001-15	2Н
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Наружный диаметр в районе плиты нижней, мм	3490
Наружный диаметр в районе плиты средней, мм	3400

Продолжение таблицы № 10.6

НАИМЕНОВАНИЕ ПАРАМЕТРА	ЗНАЧЕНИЕ
Наружный диаметр в районе опорной обечайки с буртом, мм	3550
Высота, мм	7464
Масса, кг	70000
<i>Верхний блок</i>	
Высота, мм	8275
<i>Крышка</i>	
Класс безопасности по НП-001-15	1Н
Группа по НП-089-15	A
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Наружный диаметр в районе фланца, мм	4580
Внутренний диаметр в районе фланца, мм	3390
Масса, кг	95000
Материал	Сталь 15Х2НМФА
<i>Траверса</i>	
Класс безопасности по НП-001-15	3Н
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Масса, кг	18300
<i>Колено воздушника</i>	
Класс безопасности по НП-001-15	2Н
Группа по НП-089-15	B
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Масса, кг	68
<i>Сигнализатор протечек</i>	
Класс безопасности по НП-001-15	2Н
Группа по НП-089-15	B
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Масса, кг	0,5
<i>Детали уплотнения главного разъема реактора</i>	
Класс безопасности по НП-001-15	1Н
Группа по НП-089-15	A
Категории сейсмостойкости по НП-031-01	I
Масса, кг	23000

10.20. ВОЗМОЖНЫЕ ДЕФЕКТЫ С ОР СУЗ

Система приводов СУЗ должна обеспечивать время падения каждого ОР до нижних концевых выключателей в режиме АЗ в интервале $1.2 \div 4$ с при нормальных параметрах первого контура (давления, температуры теплоносителя первого контура, расхода через реактор). Реально время падения ОР СУЗ на блоке № 1 НВАЭС-2 составляет $1.6 \div 2.0$ с (2016÷2023 г.). Анализ времени падения ОР СУЗ выявил, что реально можно определить расцепление ЛС с приводом в горячем состоянии, когда проверяются времена падения ОР СУЗ. Если ЛС СУЗ расцеплен с приводом, то время падения привода будет составлять порядка $1.2 \div 1.4$ с. По результатам анализа времени падения можно выявлять ОР СУЗ с признаками расцепленного состояния. Предлагается принимать решение (с учетом выявленных фактов) о продолжении выполнения программы пусковых операций, либо о приостановке выполнения программы для выполнения ревизии ОР СУЗ. Это позволит сократить время устранения дефекта на трое суток при возможном расцеплении ЛС СУЗ с приводом.

Что будет, если при работе на мощности один из ЛС СУЗ самопроизвольно опустится до нижнего положения? Измерения и расчеты показывают, что мощность ТВС с упавшим в нее ЛС СУЗ уменьшается в 2.2 раза, а в шести окружающих сборках – уменьшается на 40 %. Даже в следующем ряду окружения упавшего ЛС СУЗ будет уменьшение мощности на 15 %.

Примерно так же изменится подогрев на ТВС. Анализируя распределения мощностей ТВС и подогревов на ТВС можно определить расцепление привода с ЛС СУЗ.

Таким образом, предлагается дополнительный способ определения сцепленности ЛС СУЗ с приводом на мощности.

Используя предложенный способ (по изменению мощности ТВС) можно будет на мощности $10 \% N_{ном}$ и выше определять сцепленность ЛС СУЗ с приводом на энергоблоках № 1 и 2 НВАЭС-2 без реактиметра.

10.21. ПРИНЦИП ЕДИНИЧНОГО ОТКАЗА

В документе «Общие положения обеспечения безопасности атомных станций» (НП-001-15) дано следующее определение: «Принцип единичного отказа – принцип, в соответствии с которым система должна выполнять заданные функции при любом требующем ее работы исходном событии и при учитываемом в проекте АС независимом от исходного события отказе одного из элементов этой системы» [2, 10].

Принцип единичного отказа используется в традиционном детерминистическом подходе к анализу безопасности АС, цель которого состоит в том, чтобы показать, что реакция защитных средств на исходные события соответствует заранее определенным требованиям, касающимся безопасности (например, не превышению максимального проектного предела повреждения тепловыделяющих элементов, установленного для данного типа РУ).

Принцип единичного отказа – это основной (концептуальный) принцип правил ядерной безопасности (ПБЯ) и общих положений безопасности (ОПБ).

На основании этого принципа на АЭС внедрена система трехканальности (иногда четырехканальности).

Исходное событие – единичный отказ в системах АС, внешнее событие или ошибка персонала, которые приводят к нарушению нормальной эксплуатации, и могут привести к нарушению пределов и/или условий безопасности эксплуатации. Исходное событие включает все зависимые отказы, являющиеся его следствием.

Исходное событие может быть возникнуть где угодно, можно предположить – на одном из каналов системы безопасности.

Отказ может возникнуть (или существовать) где угодно, можно предположить, на другом канале системы безопасности.

Но один канал должен остаться в работе и выполнить свои функции.

То же касается трехканальности в измерительных и информационных системах.

При всех проектных аварийных режимах безопасность должна обеспечиваться даже при одном работоспособном канале системы безопасности.

У трехканальности есть один недостаток, а именно, при выводе одного канала в ремонт в работе остаются два канала и, тем самым, временно нарушается принцип единичного отказа. Поэтому в последних проектах, в частности, в проекте АЭС-2006 на ЛАЭС-2, применяется четырехканальность. При четырехканальности можно выводить один канал в ремонт на неограниченное время и принцип единичного отказа не нарушается.

В соответствии с принципом единичного отказа при анализе безопасности АС одновременно с исходным событием постулируется единичный, независимый от исходного события, отказ в системах безопасности, срабатывающих при данном событии. Кратность резервирования (дублирования) должна быть такой, чтобы несмотря на единичный отказ, функция выполнялась. Единичный отказ постулируется в любом узле системы безопасности, но одновременно только один. Выбор принципа единичного отказа в качестве основного принципа для назначения кратности резервирования систем безопасности обусловлен тем, что отказы представляют собой случайные события, возникновения которых характеризуются определенной вероятностью. Поскольку надежность систем и оборудования, влияющих на безопасность, поддерживается на достаточно высоком уровне с помощью мер по обеспечению качества на стадиях проектирования, изготовления, монтажа и эксплуатации, то вероятность возникновения единичного отказа оборудования является малой. Вероятность одновременного возникновения двух таких независимых отказов характеризуется произведением вероятностей каждого из них. Значение его настолько мало, что таким событием в каждом подходе пренебрегают.

Трехканальность (четыреканальность) – это, по сути, плата за безопасность. В процессе эксплуатации даже незначительные неисправности на элементах систем безопасности должны быть немедленно устранены.

Следует отметить, что в проекте Нововоронежской АЭС-2 применены решения, позволяющие выполнить требования действующих в настоящее время ФНП.

Указанные решения основаны на использовании принципа разнообразия, предполагающего применение систем, основанных на разном принципе действия: активном и пассивном. При этом, действуя совместно, активные и пассивные системы обеспечивают выполнение вероятностных критериев безопасности, установленных в ТЗ, а также обоснование

отступления от критерия единичного отказа в состояниях с плановым техническим обслуживанием каналов СБ (по критерию низкой вероятности) [19].

Каналы систем физически разделены и полностью независимы друг от друга: независимы технологические части, системы управления, обеспечивающие системы, места расположения оборудования, трубопроводов, кабелей, элементов управления и т.д., благодаря чему отказ в одном канале не может привести к отказу в другом канале. Данное схемное решение и компоновка оборудования позволяет исключить зависимые отказы и отказы по общей причине, связанные с расположением оборудования, а также влияние любых видов работ, выполняемых на оборудовании одной из ниток канала (ремонт, техническое обслуживание), на другую нитку канала.

В соответствии со структурой построения защитных систем безопасности на энергоблоках № 1 и 2 Нововоронежской АЭС-2 каждая система имеет два независимых физически разделенных канала. Каждый канал обеспечивает выполнение функций безопасности в полном объеме в режимах проектных аварий. Наличие двух каналов и принятая в проекте структура каждого канала допускает выполнение системой своих функций при зависимом от исходного события отказе. Одна нитка может быть в неработоспособном состоянии вследствие ремонта или обслуживания, на время не более 72 часов. Еще на одной нитке может быть единичный независимый отказ. Одна нитка должна остаться в работе и выполнить свои функции. Если выводится в ремонт один канал, то при этом оставшиеся работоспособные активные элементы данной системы и обеспечивающие системы должны пройти внеочередную проверку. В этом случае независимый от исходного события отказ не учитывается.

На рисунке № 10.19 приведено пояснение для выполнения принципа единичного отказа для системы системы аварийного и планового расхолаживания (JNA).

Следует отметить, что для демонстрации выполнения принципа единичного отказа достаточно рассмотреть минимальную конфигурацию СБ, отвечающую проектному протеканию аварии. В этом случае дополнительные возможности обеспечения безопасности, связанные с работой пассивных защитных СБ при отказе активных элементов СБ, рассматривать не нужно, так как эти меры с учетом резервирования активных элементов в каждом из двух имеющихся каналов активных СБ, применяются при числе отказов, превышающих один.



Рис. № 10.19. Двухканальная система безопасности с резервированием 2·100 % и резервированием внутри каналов 2·100 % (пример – система аварийного и планового расхолаживания JNA)

Вместе с тем данные возможности характеризуют положительное свойство проекта (применение принципа разнообразия), позволяющее гарантировать приведение блока в безопасное состояние при возникновении множественных отказов по общей причине в какой либо из систем. Важным свойством проекта является применение дополнительной системы (СПОТ), обеспечивающей отвод тепла к конечному поглотителю за пределами 24 ч с момента аварии при длительном обесточивании и отказом штатной САЭ. СПОТ не требует для охлаждения оборудования работы системы технической воды и способна выполнять свои функции в течение длительного времени. Эффективность данной системы прежде всего проявляется в состояниях с остановленным на перегрузку реактором, при которых регламентом предусмотрена возможность вывода одного из каналов СБ на плановое техническое обслуживание. Также есть резервирующие пассивные системы ГЕ-1 и ГЕ-2. Применение принципа функционального разнообразия позволяет обеспечить высокий уровень надежности выполнения функций безопасности за счет обеспечения защиты от влияния отказов по общей причине, характерных для одинаковых по конструкции элементов систем.

В этом качестве проект НВАЭС-2 превышает требования действующих российских ФНП в области безопасности и полностью отвечает общемировой тенденции ужесточения данных требований в отношении устойчивости к последствиям внешних событий после аварии на АЭС «Фукусима».

Для обеспечивающих систем необходимо учитывать, что, в тех из них, в которых отказы элементов при нормальной эксплуатации могут привести к ИС, резервирование также необходимо, и такое решение реализовано в проекте. В отношении ДГУ САЭ такая мера с учетом дополнительно устанавливаемой системы избыточна, поскольку, во-первых, данная обеспечивающая система не используется при нормальной эксплуатации, не имеет зависимых от ИС отказов, и, во-вторых, требования на работу данной системы в аварийных режимах, за исключением случая с обесточиванием блока, имеют крайне низкую частоту.

Следует также подчеркнуть, что при всех эксплуатационных состояниях АЭС и исходных событиях с плотным первым контуром (в том числе и в состояниях с остановленным реактором) работа активных обеспечивающих систем резервируется системой пассивного отвода тепла (СПОТ); при этом в случае обесточивания блока система вводится в работу автоматически пассивным образом и может выполнять функцию отвода тепла в течение практически неограниченного периода времени.

10.22. ВНУТРЕННЯЯ САМОЗАЩИЩЕННОСТЬ РУ

Принцип внутренней самозащищенности, реализованный в проекте, выражается в способности РУ предотвращать развитие исходных событий и аварий, ограничивать их последствия без участия персонала, потребления энергии и внешней помощи в течение длительного времени. Это время будет использовано персоналом для оценки ситуации и выполнения корректирующих действий.

Критериями уровня самозащищенности являются длительность допустимого «периода невмешательства» в различных ситуациях, уровень самоограничения величин важнейших параметров безопасности, инерционность аварийных процессов.

Свойства внутренней самозащищенности реактора направлены на самоограничение энерговыделения и самоглушение, ограничение давления и температуры в реакторе, скорости разогрева, масштабов разгерметизации первого контура и темпа истечения, масштабов повреждения топлива.

Эти свойства в проекте обеспечиваются [10]:

- свойствами самоограничения энерговыделений активной зоны за счет неблагоприятных коэффициентов реактивности по удельному объему теплоносителя и температуре топлива, по мощности реактора, суммарного коэффициента реактивности по температуре теплоносителя и температуре топлива во всех критических состояниях, возможных во всем диапазоне изменения параметров реактора при нормальной эксплуатации и при нарушениях нормальной эксплуатации, включая проектные аварии;
- срабатыванием органов регулирования в режиме аварийной защиты на основе гравитационных сил (перемещение органов регулирования в активную зону под собственным весом);
- компоновкой оборудования и геометрией первого контура реакторной установки, позволяющих обеспечить условия развития и поддержания естественной циркуляции теплоносителя в первом контуре и теплоотвод от активной зоны при потере или отсутствии принудительной циркуляции;

- использованием в проекте компенсатора давления с паровой подушкой, благодаря которому в процессе эксплуатации обеспечивается «мягкое» ограничение отклонений давления от номинального значения при сжатии или расширении паровой подушки в компенсаторе давления. Водяной объем за счет обратных связей в процессе «испарение-конденсация, как функции давления», также участвует в процессе поддержания давления: при увеличении парового объема (снижении уровня) вода в компенсаторе испаряется, способствуя тем самым поддержанию давления, а при сжатии паровой фазы происходит ее конденсация на поверхности воды, что ограничивает рост давления;
- отсутствием врезок и отверстий на корпусе реактора ниже его главных патрубков и, соответственно, ниже верхней отметки активной зоны, что создает вокруг нее герметичный сосуд, препятствующий ее оголению при авариях с потерей теплоносителя и при заливах зоны;
- достаточным объемом воды в парогенераторах по второму контуру, позволяющим в за-проектной аварии с полной потерей источников электроснабжения переменного тока на АЭС отводить остаточные тепловыделения от активной зоны сбросом пара через сбросные устройства ПГ в течение времени, необходимого для запуска СПОТ;
- реализацией концепции «течь перед разрушением» применительно к трубопроводам первого контура с целью предупреждения перерастания малых в большие течи из первого контура реакторной установки;
- использованием инерционного выбега специальных маховых масс ГЦНА для обеспечения необходимого спада расхода через активную зону при обесточивании;
- использованием устройств прямого действия и пассивных систем безопасности;
- внедрением пассивных систем для улавливания и охлаждения расплава топлива за пределами корпуса реактора и обеспечения его подкритичности;
- применением ограничителей истечения в точках подключения систем к ГЦТ;
- конструктивным исключением зон неблагоприятного термоциклического воздействия на границах первого контура, включая корпус и трубопроводы;
- теплотехническими и прочностными запасами;
- минимизацией протечек через уплотнения ГЦНА в режимах полного обесточивания.

Для обеспечения устойчивости и безопасности работы ядерного реактора активные зоны проектируются всегда таким образом, чтобы в области рабочих температур температурный и мощностной коэффициенты реактивности были отрицательными. Отрицательный знак температурного и мощностного коэффициентов реактивности приводит к тому, что самопроизвольный разгон реактора становится невозможным. Действительно, любое повышение мощности при неизменном теплосъеме вызывает разогрев активной зоны и введение отрицательной реактивности, и чтобы удержать мощность на новом, более высоком уровне, необходимо компенсировать уменьшение реактивности путем извлечения из реактора ОР СУЗ. И наоборот, любое уменьшение мощности при неизменном теплосъеме приводит к высвобождению реактивности. Для компенсации высвобождающейся реактивности необходимо ввести отрицательную реактивность путем опускания ОР СУЗ. В противном случае при любом самопроизвольном отклонении мощности без внешнего вмешательства значение ее путем саморегулирования удержится на прежнем уровне. Саморегулирование ядерного реактора – это способность ядерного реактора без системы регулирования изменять тепловую мощность в соответствии с ее потреблением.

Несмотря на то, что условие устойчивости реактора формулируется в виде отрицательного $TKP \alpha_{TKP} < 0$, нельзя сказать, что реактор с небольшим положительным температурным коэффициентом реактивности является неуправляемым. Все эффекты, кроме доплеровского изменения ширины резонансных пиков, являются следствием инерционных процессов, связанных с изменением температуры замедлителя. Только Доплер-эффект обусловлен изменением температуры топлива, которая практически безинерционно следует за мощностью реактора. Так как эта мгновенная составляющая α_N всегда отрицательна, она и определяет управляемость реактора при небольшом общем положительном TKP .

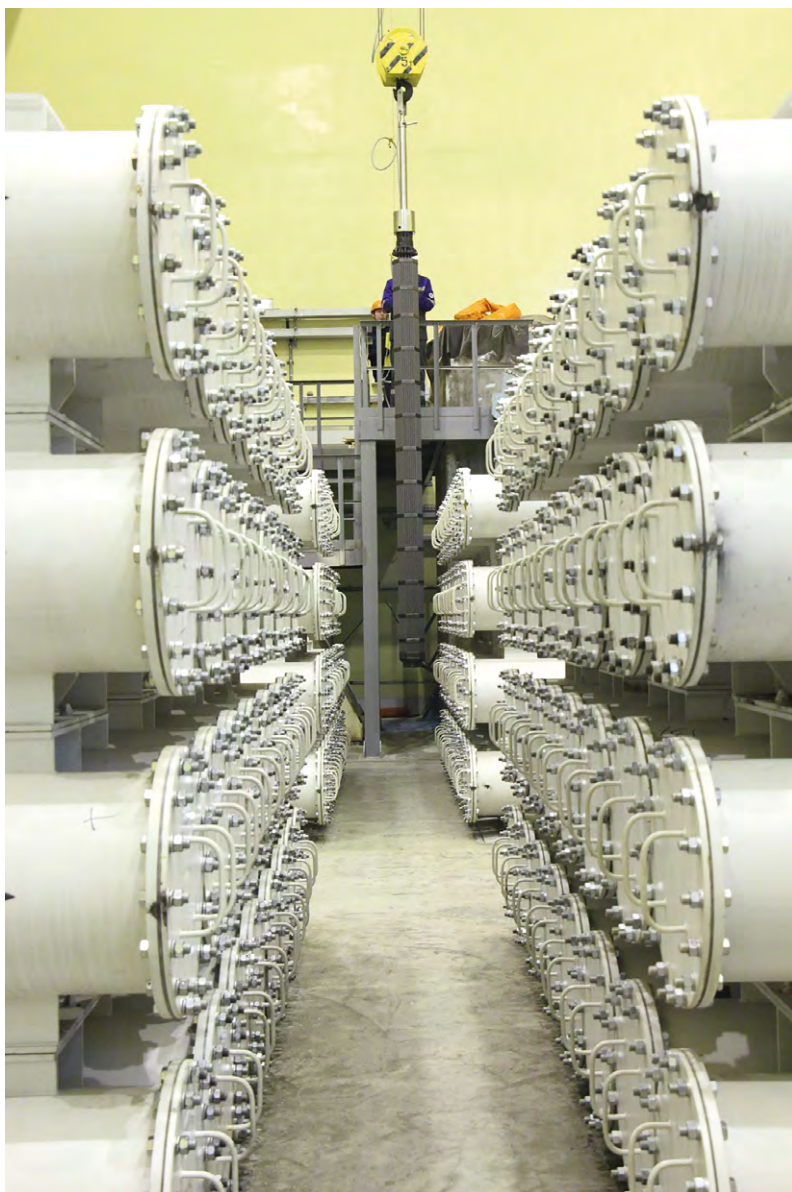
Тем не менее, невзирая на принципиальную возможность эксплуатации реактора с малым положительным TKP , наличие такой температурной характеристики крайне нежелательно, так как при этом снижается безопасность реактора и предъявляются значительно более жесткие требования к системе регулирования. Именно поэтому все ВВЭР обладают отрицательным TKP в области рабочих температур.

Наряду со знаком TKP в рабочей области температур важно также его значение. Для подавления возмущений по реактивности с минимальным отклонением параметров желателен большой по абсолютной величине отрицательный TKP . В то же время большой TKP не всегда приемлем исходя из соображений безопасности, так как он может привести к резкому увеличению реактивности и, следовательно, мощности при внесении возмущений по температуре или расходу теплоносителя через активную зону. Вследствие указанного противоречия выбор необходимого значения TKP представляет собой типичную оптимизационную задачу.

Для безопасности ядерных реакторов чрезвычайно важно иметь отрицательный мощностной коэффициент реактивности, который обеспечит надежное ограничение мощности в аварийных ситуациях. Но большой отрицательный α_N существенно ограничивает возможности саморегулирования, так как противодействует TKP , стабилизирующему параметры ядерного реактора на новой мощности, достигнутой изменением нагрузки. В большинстве случаев α_N примерно на порядок меньше α_{TKP} , однако в переходных режимах быстрый вклад их в реактивность по значению примерно одинаков, так как изменение температуры топлива в этих случаях примерно на порядок выше изменений температуры теплоносителя. Динамически α_N более быстродействующий, а для безопасности ядерных реакторов при $\alpha_N < 0$ это главное. Но большой отрицательный α_{N_2} , как и α_{TKP} , улучшая безопасность ядерных реакторов, требует большого физического веса органов компенсации реактивности для обеспечения подкритичности после остановки и расхолаживания ядерного реактора.

Отрицательный мощностной коэффициент реактивности, кроме обеспечения ядерной безопасности, может быть использован для продления кампании реактора и, как следствие, дополнительной выработки энергии с той же загрузкой топлива. По достижении реактором конца кампании на номинальном уровне мощности он может быть выведен в режим саморегулирования. При этом дальнейшее выгорание топлива и поддержание критичности реактора идет за счет постепенного самопроизвольного уменьшения мощности и высвобождения соответствующей реактивности, обусловленной отрицательным мощностным коэффициентом ($\sim 1\%$ в сутки). Это сопровождается общим снижением температуры и высвобождением реактивности за счет температурного эффекта. В реакто-

рах на тепловых нейтронах дополнительное высвобождение реактивности идет и за счет уменьшения стационарного отравления ксеноном. Необходимо отметить, что последнее уменьшается при всех прочих равных условиях с уменьшением плотности потока нейтронов или, что одно и то же, с уменьшением мощности реактора.



СПИСОК ИСПОЛЪЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Овчинников Ф.Я., Семенов В.В. «Эксплуатационные режимы водо-водяных энергетических реакторов», Москва, «Энергоатомиздат», 1988. – 356с.
2. «Общие положения обеспечения безопасности атомных станций» (НП-001-15). – 73 с.
3. «Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций» ((НП-082-07). – 47 с.
4. «Правила безопасности при хранении и транспортировании ядерного топлива на объектах использования атомной энергии. НП-061-05». – 11 с.
5. «Физика реактора ВВЭР-1000 и эксплуатационные режимы». Белозеров В.И., Жук М.М. Минск, «Дом прессы», 2012. – 145 с.
6. Левин В.Е. «Ядерная физика и ядерные реакторы», Москва, «Атомиздат», 1979. – 303 с.
7. Глестон. С., Эдлунд. М. «Основы теории ядерных реакторов». Издательство иностранной литературы, 1954. – 458 с.
8. Владимиров В.И. «Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов». М.: Энергоатомиздат, 1986. – 479 с.
9. ОАО «Атомэнергопроект», АЭС «Аккую». AKU-PSAR0107-BAA0002_B02/54. – 1951с.
10. Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом» Акционерное общество «Атомэнергопроект» Нововоронежская АЭС-2 Энергоблок № 1 Отчет по обоснованию безопасности NW20.W.120.1.&&&&&.000.HD.0001. – 1849 с.
11. Отчет «Исследование «пзльного» эффекта в реакторах ВВЭР-1000 Балаковской АЭС», отчет № ОЯБ-1-05/22, Балаковская АЭС, 2001. – 67с.
12. «Теплогидравлический расчет ЯР: учеб. пособие» / В.В. Шаповаленко. – Севастополь: СевГУ, 2019. – 204 с.
13. Отчет о НИР «Проведение детальных расчетов и подготовка материала физической части технического проекта РУ» РНЦ «Курчатовский институт» 2006.С.131.&0UJA&&.JKA&&.022.HK.0064. – 394 с.
14. Нововоронежская АЭС-2. Энергоблок № 1. Дополнение к отчету по обоснованию безопасности. Обоснование безопасной опытно-промышленной эксплуатации энергоблока № 1 в топливных загрузках 18 месячного топливного цикла. – 140 с.
15. Поваров В.П., Украинцев В.Ф., Голубев Е.И., Жук М.М. «Экспериментальные исследования нейтронно-физических процессов в активной зоне ВВЭР-1200». г. Нововоронеж. : Рекламно-промышленная группа «Девятое облако», 2021. – 263 с.
16. Рабочий технологический регламент безопасной эксплуатации блока № 1 Нововоронежской АЭС-2. NW20.E.534.1.&&&&&.000.KB.0001, – 420 с.
17. «Краткий справочник инженера-физика. Ядерная физика. Атомная физика». М.: Госатомиздат, 1961. – 507 с.
18. АЭС-2006. Нововоронежская АЭС-2. Методика определения эксплуатационных коэффициентов запаса для локального энерговыделения и допустимых коэффициентов неравномерности объемного энерговыделения для 18-месячного топливного цикла NW20.B.132.2.0UJA&&.021.HF.0003. – 22 с.
19. Нововоронежская АЭС-2. Энергоблоки № 1 и № 2. Тематический отчет «Дополнительные материалы обоснования безопасности и управления авариями в проекте НВАЭС-2». NW20.B.120.&.022.HF.0001. – 238 с.
20. «Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ 99/2010) СП 2.6.1.2612-10». –М, Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2010. – 83 с.
21. В.П.Крючков, Е.А.Андреев, Н.Н.Хренников. «Реакторная физика для персонала АЭС с реакторами ВВЭР», М., Энергоатомиздат, 2006. – 288 с.

Филиал АО «Концерн Росэнергоатом»
«Нововоронежская атомная станция»

Поваров В.П., Голубев Е.И., Жук М.М.

ФИЗИКА РЕАКТОРА ВВЭР-1200 И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ВОПРОСЫ

НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

Подписано в печать 14.02.2025.
Формат 70х100/16. Усл. печ. л. 26.
Печать офсетная. Бумага мелованная. Тираж 200 экз. Заказ 24-08565

Издатель ООО «КОНСТАНТА»
308519, Белгородская обл., Белгородский р-н, пос. Северный, ул. Березовая, 1/12
Тел./факс (4722) 300-720, www.konstanta-print.ru

Отпечатано в ООО «КОНСТАНТА»
308519, Белгородская обл., Белгородский р-н, пос. Северный, ул. Березовая, 1/12.
Тел./факс (4722) 300-720, www.konstanta-print.ru