

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

А. А. Саркисов, Л. Б. Гусев, Р. И. Калинин

**ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ЭКСПЛУАТАЦИИ
СУДОВЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

Под редакцией
академика РАН *А. А. Саркисова*

Москва Наука 2008

УДК 621.039
ББК 31.4
С20

Рецензенты:
академик РАН *Н. С. Хлопкин*,
доктор технических наук *В. И. Швеев*

Основы теории и эксплуатации судовых ядерных реакторов /
А. А. Саркисов, Л. Б. Гусев, Р. И. Калинин ; под общ. ред. акад. РАН
А. А. Саркисова ; Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики
РАН. — М. : Наука, 2008. — 397 с. — ISBN 978-5-02-036955-9 (в пер.).

Монография предназначена для специалистов в области эксплуатации атомных энергетических установок, а также широкого круга сотрудников смежных специальностей, работающих в сфере проектирования, строительства и эксплуатации стационарных и транспортных объектов атомной энергетики. Ее могут использовать студенты высших учебных заведений соответствующего профиля.

В книге рассмотрены основные нейтронно-физические и теплофизические процессы, характерные для энергетических ядерных реакторов различного, в том числе судового назначения. При изложении материала акцент делался на достижении максимальной логической последовательности, раскрытии физического смысла основных закономерностей. Авторы использовали свой более чем 40-летний опыт научной и преподавательской деятельности в области атомной энергетики, а также создания учебников и монографий, получивших широкое признание, и актуализировали информацию по состоянию на начало 2007 г.

ISBN 978-5-02-036955-9

© Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2008
© Саркисов А. А., Гусев Л. Б., Калинин Р. И., 2008
© Редакционно-издательское оформление. Издательство «Наука», 2008

Содержание

Используемые сокращения.....	4
Введение	7
<i>Глава 1.</i>	
Основные положения ядерной и нейтронной физики	9
<i>Глава 2.</i>	
Принцип действия и классификация ядерных реакторов	53
<i>Глава 3.</i>	
Устройство и конструкция судового ядерного реактора.....	73
<i>Глава 4.</i>	
Основы теории критического реактора.....	95
<i>Глава 5.</i>	
Нестационарные нейтронно-физические процессы	137
<i>Глава 6.</i>	
Материалы, применяемые в реакторостроении.....	161
<i>Глава 7.</i>	
Изменения изотопического состава активной зоны в период эксплуатации реактора	189
<i>Глава 8.</i>	
Теплопередача и теплоотвод в ядерных реакторах.....	239
<i>Глава 9.</i>	
Регулирование мощности реактора.....	291
<i>Глава 10.</i>	
Физический пуск реактора	309
<i>Глава 11.</i>	
Особенности эксплуатации судовых ядерных реакторов	343
<i>Глава 12.</i>	
Обеспечение ядерной безопасности при эксплуатации реактора	369
Литература	395

Используемые сокращения

АВ	— аппаратная выгородка
АЗ	— аварийная защита
АПЛ	— атомная подводная лодка
АР	— автоматическое регулирование
АТГ	— автономный турбогенератор
АЭС	— атомная электростанция
АЭУ	— атомная энергетическая установка
ВВР	— водо-водяной реактор
ВВРД	— водо-водяной реактор с водой под давлением
ВВЭР	— водо-водяной энергетический реактор
ВП	— выгорающий поглотитель
ГВД	— газ высокого давления
ГК	— главный конденсатор
ГКП	— главный командный пункт
ГТЗА	— главный турбозубчатый агрегат
ГУП	— главный упорный подшипник
ГЭУ	— главная энергетическая установка (ЯЭУ, устанавливаемая на кораблях ВМФ)
ДП	— датчик положения
ЕЦТ	— естественная циркуляция теплоносителя
ЖМТ	— жидкометаллический теплоноситель
ЗО	— защитная оболочка
ИМ	— исполнительный механизм
ИМАЗ	— исполнительный механизм аварийной защиты
ИМКГ	— исполнительный механизм компенсирующей группы
КГ	— компенсирующая группа
КДД	— командир дивизиона движения
КИП	— контрольно-измерительные приборы
КН	— конденсатный насос
КО	— компенсатор объема
КР	— компенсирующая решетка
КЭМ	— контакты электрические магнитоуправляемые
МАГАТЭ	— Международное агентство по атомной энергии
МВЗ	— металло-водная защита
МКУМ	— минимально контролируемый уровень мощности
НЦРД	— неуправляемая цепная реакция деления
ПАР	— пост аварийного расхолаживания

ПГ	— парогенератор
ПГБ	— парогенерирующий блок
ПКГ	— периферийная компенсирующая группа
ПН	— питательный насос
ПОР	— потенциально опасная работа
ППУ	— паропроизводящая установка
ПТУ	— паротурбинная установка
ПУ ГЭУ	— пульт управления ГЭУ
ПЭЛ	— поглощающий элемент
РБ	— радиационная безопасность
РИН	— рабочий источник нейтронов
РО	— реакторный отсек
РО КГ	— рабочий орган компенсирующей группы
РО АЗ	— рабочий орган аварийной защиты
РУ	— реакторная установка
СВБ	— системы важные для безопасности
СВП	— стержень выгорающего поглотителя
СКГ	— средняя компенсирующая группа
СРБ	— служба РБ
СУЗ	— система управления и защиты
ТВС	— тепловыделяющая сборка
ТК	— технологический канал
ТКР	— температурный коэффициент реактивности
ТТК	— теплотехнический контроль
ТЭР	— температурный эффект реактивности
УСБ	— управляющие системы безопасности
УСБЗ	— управление, сигнализация, блокировка, защита
ФИО	— фильтр ионообменный
ЦКГ	— центральная компенсирующая группа
ЦНПК	— циркуляционный насос первого контура
ЦПУ	— центральный пост управления
ЦРД	— цепная реакция деления
ШД	— шаговый электродвигатель
ЭУ	— энергетическая установка
ЯБ	— ядерная безопасность
ЯР	— ядерный реактор
ЯЭУ	— ядерная энергетическая установка

Введение

Начало XXI в. совпало с 50-летием атомной энергетики в стране и в мире. В 1954 г. в СССР в Обнинске вступила в строй первая в мире атомная электростанция. В том же году американцы спустили на воду атомную подводную лодку «Наутилус». Советский Союз ответил созданием в 1958 г. торпедной атомной подводной лодки проекта 627 «Ленинский комсомол». В 1960 г. вступил в строй первый атомный ледокол «Ленин».

В наше время уже более 15% электроэнергии в мире вырабатывается атомными электростанциями. За 50 лет в мире было построено более 440 атомных подводных лодок (АПЛ). Только в СССР и России было спущено на воду 245 АПЛ, 5 судов различного назначения с атомными энергетическими установками, 8 атомных ледоколов. Перспективы развития атомной энергетики, в том числе судовой, весьма значительны. Только в России предполагается создание около 40 новых атомных энергоблоков, продолжение строительства атомных ледоколов и подводных лодок. Начато строительство первой плавучей атомной электростанции.

Успех дальнейшего развития атомной энергетики во всех ее проявлениях в большой степени зависит от кадров — проектировщиков, строителей, эксплуатационников этой сложной техники. Во все времена подготовка кадров базировалась на трех основаниях — профессорско-преподавательском составе, учебно-лабораторной базе и учебно-методической литературе.

На заре создания транспортных объектов атомной энергетики в СССР практически не было открытой учебно-методической литературы. Первоначально приходилось пользоваться переведенными монографиями зарубежных авторов или лекциями преподавателей Московского энергетического института и Московского инженерно-физического института, первыми в стране приступивших к преподаванию основ атомной энергетики. Однако очень быстро стало ясно, что копирование учебных планов и программ этих институтов, а также учебно-методической литературы для подготовки инженерных кадров флота неприемлемо. Специфические особенности конструкции ядерных энергетических установок атомных подводных лодок, сложные условия их эксплуатации требовали принципиально другой идеологии подготовки кадров.

В Военно-морском флоте эта работа была начата с осени 1956 г., когда в Севастопольском высшем военно-морском инженерном училище по поручению руководства ВМФ впервые приступили к систематической подготовке инженерных кадров для атомного подводного флота. Первыми в подготовке и чтении лекций по теории и конструкции судовых ядерных реакторов были в то время кандидаты технических наук А. А. Саркисов и В. С. Алешин. Именно они в 1961 г. в издательстве «Судостроение» выпустили первую монографию «Энергетические ядерные реакторы», а в 1968 г.

совместно с Н. М. Кузнецовым — известный многим поколениям студентов и курсантов «кирпич» — учебник «Судовые ядерные реакторы».

При написании настоящей монографии в максимальной степени использован опыт многих авторов, создавших за 50 лет большую библиотеку учебно-методической литературы в области реакторостроения и эксплуатации объектов атомной энергетики. Это в первую очередь относится к трудам по судовой атомной энергетике А. А. Саркисова, Н. М. Кузнецова, Б. Д. Гусева, В. А. Кузнецова, Н. П. Шаманова, В. Н. Пучкова и др. [2, 6, 12, 13, 22, 23, 26, 32, 33, 34, 35, 42].

В написании монографии в составе авторского коллектива принимали участие кандидаты технических наук В. Н. Баринов (глава 3) и Л. Ф. Чевгуз (глава 12).

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность рецензентам монографии академику Н. С. Хлопкину, доктору технических наук А. Е. Киселеву и коллективу кафедры ядерных реакторов Военно-морского инженерного института, чьи замечания и пожелания способствовали улучшению ее содержания. Авторы благодарны руководству Института проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук за поддержку и реальную помощь в подготовке материалов и издании настоящей монографии.

Глава 1

Основные положения ядерной и нейтронной физики

1.1. Важнейшие научные открытия в биографии атома [20]

Понятие атом (от греческого «атомос», что значит «неделимый») пришло к нам из глубины веков. Задолго до нашей эры выдающийся греческий мыслитель Демокрит утверждал, что «существуют только атомы и пустота». Он был одним из первых материалистов, приблизившихся к формулировке закона сохранения. «Ничто не возникает из ничего и ничего не переходит в ничто», — утверждал Демокрит. Однако дальнейшие шаги в научном изучении строения материи были отложены более чем на два тысячелетия. Нужно было дождаться необходимых достижений научно-технического прогресса, который позволил бы осуществить достаточно сложные эксперименты с атомами различных веществ и излучениями. Такие возможности появились только в конце XIX в. благодаря многим историческим открытиям.

Что касается работ в области строения материи, то учение древних атомистов к этому времени было подтверждено и развито многими учеными, в том числе Михаилом Ломоносовым. С его трудов начался период химической атомистики. Именно химики на основании опытов стали обнаруживать новые закономерности в поведении атомов. Английский физик Джон Дальтон впервые ввел понятие атомного веса элемента и близко подошел к формулировке понятия молекулы. Итальянский физик Амедео Авогадро ввел это понятие в практику (по - латыни «молекула» означает «маленькая масса») и определил, что это «наименьшее количество данного вещества, обладающее основными свойствами этого вещества». Он впервые предположил, что одинаковые объемы различных газов содержат одинаковое число молекул. Число Авогадро ($A = 6,023 \cdot 10^{23}$ — число атомов в одном моле вещества) сейчас известно всем со школьной скамьи.

Работы Ломоносова, Дальтона, Авогадро, Йёенса Якоба Берцелиуса убедили ученых, что все многообразие превращений и свойств веществ зависит от мельчайших частиц — атомов.

К середине XIX в. были известны уже десятки химических элементов и некоторые закономерности их превращений. Однако оставался неясным порядок в мире веществ. Возникла потребность в новом научном открытии, и оно не заставило себя долго ждать. В 1869 г. на заседании физико-химического общества в Петербургском университете было оглашено сообщение профессора кафедры неорганической химии Дмитрия Менделеева «Соотношение свойств с атомным весом элементов». Когда он формулиро-

вал принципы периодической системы, было известно только 63 элемента. Но, как и следовало ожидать, установление закономерностей периодической системы позволило в короткие сроки открыть новые элементы — галлий, скандий, германий. Существование всех их, и не только, было предсказано Менделеевым.

С открытием периодической системы стала вырисовываться стройная, на первый взгляд, картина мироздания. Мысли ученых в этот период были направлены на изучение взаимодействий атомов, которые по-прежнему считались наименьшими элементами системы. Внутрь атома пока никто не заглядывал. Однако была создана новая информационная ситуация, способная породить очередные открытия. В биографии атома открытия начались с 1895 г. и продолжались с небольшими перерывами более 40 лет, вплоть до момента создания Энрико Ферми первого в мире атомного реактора в 1942 г. Но об этом золотом периоде зарождения основ атомной энергетики следует говорить более обстоятельно, выделяя главное.

1895 г. Открытие рентгеновского излучения. В немецком журнале «Известия Вюрцбургского физико-медицинского общества» появилась статья мало кому известного тогда Вильгельма Конрада Рентгена «О новом роде лучей». Открытие неизвестных «х-лучей», как назвал их сам экспериментатор, произошло в ходе работы с разрядной трубкой. Было обнаружено, что в момент каждого разряда из трубки исходило непонятное излучение, проходившее через большинство преград, выставляемых перед ним. Открытие сразу нашло практическое применение в медицине. Оно широко используется и в наше время. Кому не известны рентгеновские кабинеты? Но основная ценность открытия Рентгена заключалась в развенчании мифа о том, что атом является простейшим элементом. Стало ясно, что внутри атома происходят какие-то процессы. За их изучение взялись многие экспериментаторы, прежде всего из Германии, Англии и Франции.

1896 г. Открытие беккерелевых лучей и способности урана к излучению. Французский физик Анри Беккерель, увлекавшийся фосфоресценцией, предположил, что это явление и х-лучи Рентгена — одно и то же. Для доказательства такого предположения он случайно использовал фосфоресцирующую соль урана. Этот эксперимент дал удивительный результат. Оказалось, что соль урана испускает лучи всегда. Если рентгеновские лучи возникали искусственно в разрядной трубке в момент разряда, то соединения урана испускали лучи непрерывно. При этом они имели большую проникающую способность. Беккерель и Рентген стали лауреатами Нобелевской премии. опыты Беккереля впервые продемонстрировали способность атомов урана к спонтанному излучению и открыли дорогу к скорому обоснованию распада атомов.

1897 г. Открытие электрона. Известный английский ученый Джозеф Джон Томсон, изучая прохождение электрического тока через газоразрядную

трубку, впервые подтвердил существование электронов — носителей отрицательного заряда. Идея об их существовании была высказана еще в 1881 г. Германом Гельмгольцем, а термин «электрон» в 1890 г. предложен английским физиком Джоном Стонеем. Однако только Томсон экспериментально доказал фактическое существование этой элементарной частицы, входящей в состав атома. За это открытие ему также была присуждена Нобелевская премия.

1898 г. Введено понятие «радиоактивность» и обнаружена внутриатомная энергия. К этому периоду относится появление первых результатов работы выдающихся французских ученых Пьера и Марии Кюри. Изучая исходящие из атомов урана лучи и пытаясь найти другие источники излучений, Мария Кюри обнаружила новые излучатели — торий, полоний, радий, а затем радон. Она ввела понятия «радиоактивность» и «радиоэлемент». Изучая эффект длительного выделения тепла при распаде радия, Мария и Пьер Кюри впервые получили экспериментальные данные о наличии внутри атома огромной энергии. Эти результаты дали новые ориентиры для поиска и обоснования наличия внутриатомной энергии.

1899 г. Идентифицированы альфа-, бета- и гамма-излучения. Продолжая изучение исходящих от радиоэлементов лучей, Беккерель, Эрнест Резерфорд и французский физик Поль Виллард сложением результатов своих исследований впервые установили разницу между рентгеновским и беккерелевым излучениями. В общем случае в потоках излучений были выделены три вида частиц — положительно заряженные альфа-частицы, отрицательно заряженные бета-частицы и нейтральное гамма-излучение.

1903 г. Предложена первая модель атома как совокупность положительных и отрицательных частиц. Томсон на основе анализа последних открытий предложил модель строения атома. В ней выделялись положительно и отрицательно заряженные части, находящиеся в равновесии, но равномерно перемешанные между собой. При этом отрицательную часть формировали электроны, которые, по Томсону, с атомом жестко не связаны и при некоторых условиях могут отрываться от него. Модель Томсона впервые объясняла механизм протекания химических реакций, связав их непосредственно с электронами. Однако в предложенной им модели атома ядро пока отсутствовало.

1905 год. Открыта связь массы и энергии. Появились первые публикации Альберта Эйнштейна. До него все физики рассматривали вещество (массу) и энергию отдельно друг от друга. Эйнштейн писал: «...Я пришел к выводу, что масса является мерилем всей содержащейся в телах энергии. ...Убыль массы, в связи с выделением энергии, должна наблюдаться и у радия». Взаимосвязь массы и энергии была установлена знаменитой формулой Эйнштейна $E = mc^2$.

1911 г. Предложена планетарная модель атома с ядром в центре. В ходе экспериментов с потоками альфа-частиц Резерфорд доказал существование положительно заряженного атомного ядра. Это открытие по-

зволило обосновать знаменитую планетарную модель атома. Как установил Резерфорд, ядро атома в тысячи раз меньше всего атома, а положительный заряд ядра уравнивается суммарным отрицательным зарядом электронов. При этом электроны вращаются вокруг ядра, создавая электронную оболочку атома.

1914 г. Открыта новая элементарная частица — протон. Резерфорд определил новую частицу, входящую в состав ядра и дающую ему положительный заряд. Эта частица атома, вторая после электрона, была названа протоном. Однако она оказалась в 1840 раз тяжелее электрона, несмотря на то что положительный заряд одного протона полностью уравнивается отрицательным зарядом одного электрона.

1919 г. Открыта способность одних элементов преобразовываться в другие. Ученик Резерфорда Генри Мозли установил, что число протонов в ядре определяет место элемента в таблице Менделеева. Водород, имея один протон и один положительный заряд, стоит на первом месте. Уран, имеющий 92 протона, занимает 92-е место. В том же году Резерфорд, взяв за основу этот вывод, связал изменение числа протонов в ядре с возможностью превращения одного вещества в другое. Эту идею он блестяще реализовал, бомбардируя различные атомы альфа-частицами, испускаемыми радием. В короткий срок им были осуществлены искусственные превращения 17 элементов в другие. Он назвал это достижение «современной алхимией».

1932 г. Открытие нейтрона. Практически все важнейшие открытия в биографии атома были сделаны на основе экспериментов. Используя бомбардировку различных атомов альфа-частицы с большим трудом достигали ядра, имевшего также положительный заряд. В результате мишень и альфа-частицы отталкивались друг от друга, редко взаимодействовали, что затрудняло получение результатов. Это обстоятельство, а также последствия Первой мировой войны на некоторое время задержали новые открытия в атомной области. Прошло 13 лет, прежде чем начался очередной период быстрого продвижения в тайны атома, завершившийся созданием первого в мире ядерного реактора.

Одним из узких мест в представлениях о строении атома было несовпадение числа протонов в ядре атома и атомного веса. Только для водорода, у которого в ядре насчитывался всего один протон, такое совпадение имело место. Еще в 1920 г. Резерфорд предполагал, что в ядре кроме протонов имеются какие-то нейтральные частицы близкой с протоном массы. Но это предположение долгое время не удавалось подтвердить экспериментально.

Новое фундаментальное открытие оказалось связанным с именами Ирен и Фредерика Жолио-Кюри — дочери и зятя Марии и Пьера Кюри. Они заинтересовались результатами опытов немецких физиков Вальтера Боте и Ганса Беккера, обнаруживших неизвестное излучение при облучении альфа-частицами бериллия. Повторение этих опытов с выполнением многих

измерений завершилось сенсационным сообщением Джеймса Чедвика об открытии новой элементарной нейтральной частицы — нейтрона, входящего, как и протоны, в состав ядра и формирующего атомный вес элемента. Противоречия в расчетах были сняты. Именно с 1932 г. стало развиваться новое направление — нейтронная физика.

1934 г. Обнаружены изотопы и обоснован механизм их получения. С открытием нейтрона огромный вклад в развитие ядерной и нейтронной физики внесли супруги Кюри. Сначала они доказали, что можно создать искусственную радиоактивность, облучая материал нейтронами, а вскоре показали возможность получения радиоактивных изотопов одних и тех же веществ с разными атомными весами. Радиоактивные изотопы стали широко использоваться экспериментаторами. По желанию можно было получать изотопы, испускающие различные виды излучений: нейтроны, альфа- и гамма-лучи и т. д. Спектр различного практического применения изотопов оказался очень обширным.

1939 г. Открыто деление урана при взаимодействии с нейтроном. Это год величайшего открытия в истории атомной энергетики. Практически независимо, но обмениваясь информацией, Фредерик Жолио-Кюри, Отто Фриш и Лиза Мейтнер, а также Энрико Ферми обнаружили распад урана на два осколка при взаимодействии с нейтроном. Очевидным это стало не сразу, но очень быстро. При этом Жолио-Кюри обратил внимание на выделение при делении урана огромной энергии, поскольку осколки разлетались с очень большой скоростью. Эффект нагревания куска материала, содержащего уран, при его облучении нейтронами убедительно это демонстрировал. Сразу возникла идея о возможности получения атомной энергии в результате реализации цепной реакции деления. Ведь расщепление ядра урана не только использует нейтроны, но и выделяет их. Ответ на множество возникших при этом вопросов сразу дать не удавалось. Но движение в направлении реализации этой идеи началось.

1940 г. Обоснована возможность цепной реакции деления урана. «Журнал экспериментальной и теоретической физики» опубликовал статьи советских ученых Якова Зельдовича и Юлия Харитона «О цепном распаде урана под действием медленных нейтронов» и «Кинетика цепного распада урана». Названия статей не требуют особых пояснений. Сделанный в них вывод очень конкретен: «Можно считать, что создавая большую массу металлического урана или обогащая уран изотопом 235, окажется возможным... обеспечить цепной распад урана и развитие ядерной реакции».

1942 г. 2 декабря, 15 часов 30 минут по чикагскому времени. Пущен первый в мире ядерный реактор под руководством Энрико Ферми. Это не новое открытие, а главный результат предыдущих открытий. С этого дня человечество практически стало обладать атомной энергией.

1.2. Строение атома и атомного ядра [21, 27, 30, 36, 43]

Все твердые, жидкие и газообразные вещества состоят из атомов или молекул. Каждый атом состоит из ядра очень малых размеров и электронов, вращающихся вокруг него. При этом основная часть массы атома сосредоточена в ядре. В состав атома входят элементарные частицы трех видов — протоны, нейтроны и электроны (табл. 1.1)

Таблица 1.1

Характеристики элементарных частиц	Состав атома		
	Ядро (нуклид)		Оболочка (электрон)
	протон	нейтрон	
Обозначение	p	n	e
Заряд, Кл	$+1,6 \cdot 10^{-19}$	0	$-1,6 \cdot 10^{-19}$
Масса покоя, m_0	$1836m_e$	$1839m_e$	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг

Символом любого химического элемента X является выражение ${}_Z^AX$, где Z — атомный номер элемента, равный числу протонов в ядре и соответственно числу электронов в оболочке; A — массовое число, равное сумме чисел протонов и нейтронов, т. е. числу нуклонов.

Порядок геометрических размеров: молекулы R_m — 10^{-6} см, атома R_a — 10^{-8} см ($R_a \approx 0,5 \sqrt[3]{\frac{m_a}{\rho}}$, где ρ — плотность вещества), ядра R_y — 10^{-13} см (точнее, $R_y = 1,23 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{A}$ см).

Имеют место случаи, когда два-три атома, имея одинаковое число электронов в оболочке и, следовательно, протонов в ядре, имеют разное количество нейтронов и потому обладают разными массами. Такие атомы называются изотопами. Их химические свойства практически идентичны, поскольку в основном зависят от электронов оболочки. Характерным примером является природный уран, состоящий из трех изотопов — ${}_{92}\text{U}^{234}$ (0,006%), ${}_{92}\text{U}^{235}$ (0,71%) и ${}_{92}\text{U}^{238}$ (99,28%).

Для характеристики массы атомов используют понятие массового числа A . Безразмерное массовое число равно числу нуклидов в ядре данного вещества. Для размерной характеристики массы элементарных частиц используют понятие атомной единицы массы (а. е. м.). Атомная единица массы выражается через массу нуклида углерода C^{12} . 1 а. е. м. $\approx 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг.

Зная массу атома m_a , можно вычислить число атомов N в любой массе вещества m , заменяя значение атомной массы M на близкое по величине массовое число:

$$N = \frac{m}{A(\text{а. е. м.})} = \frac{m}{A(1,66 \cdot 10^{-27})} \text{ кг.} \quad (1.1)$$

Число атомов или молекул в 1 см^3 любого вещества можно определить с использованием числа Авогадро A :

$$N_i = \frac{6,023 \cdot 10^{23} \rho_i}{A_i} \text{ см}^{-3}. \quad (1.2)$$

Для определения числа молекул в знаменатель формулы вместо A_i помещается величина суммы атомных чисел входящих в состав молекулы атомов. Например, для воды она равна 18. В табл. 1.2 приведены массы некоторых элементарных частиц и атомов.

Таблица 1.2

Масса некоторых элементарных частиц и атомов

Частица	Обозначение	Число			Масса, а. е. м.
		протонов	нейтронов	электронов	
Электрон	${}^0_{-1}e$	—	—	1	0,00054858
Протон (ядро атома водорода)	1_1p	1	—	—	1,00727647
Нейтрон	1_0n	—	1	—	1,00866501
Атом водорода	${}^1_1\text{H}$	1	—	1	1,00782504
Дейтрон (ядро атома дейтерия)	2_1d	1	1	—	2,01354000
Атом дейтерия	${}^2_1\text{H}$	1	1	1	2,01410179
Альфа-частица (ядро атома гелия)	${}^4_2\alpha$	2	2	—	4,00148800
Атом гелия	${}^4_2\text{He}$	2	2	2	4,00260327

Электроны. В электронной оболочке атома электроны расположены на различных удалениях от ядра и движутся по орбитам, получившим наименования K, L, M, N, O, P, Q (рис. 1.1). Самая близкая к ядру орбита K содержит не более двух электронов. В слое M при полном заполнении могут находиться не более 8 электронов, в слое N — не более 18 и т. д. По мере удаления слоя от ядра связь электронов с ядром ослабевает.

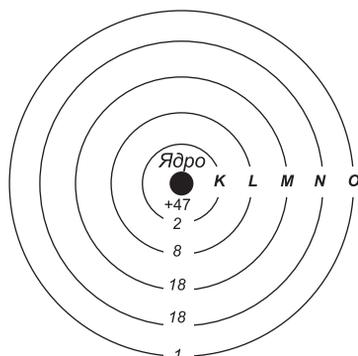


Рис. 1.1. Электронные слои атома серебра ($Z = 47$)

Подробно строение оболочек атома рассматривается в различных курсах химии, поскольку структура электронной оболочки определяет главным образом химические свойства веществ.

Электроны при отсутствии внешних воздействий устойчиво движутся по своим орбитам. В случае внешних воздействий (нагрева, соударений с другими элементарными частицами) электрон способен перейти со своей орбиты на более удаленную или вообще покинуть оболочку. При этом атом на миллионные доли секунды переходит в возбужденное состояние. Переход атома обратно в устойчивое состояние может произойти различными способами. Это, как правило, сопровождается излучением энергии. Теория поведения электронов на орбитах была разработана Нильсом Бором и содержит ряд постулатов. Один из них гласит: «...Каждой электронной орбите соответствует определенный энергетический уровень. Переход электрона с более удаленной от ядра орбиты на более близкую происходит скачкообразно и сопровождается испусканием кванта излучения».

Постулаты Бора позволили сформулировать несколько важных закономерностей, касающихся поведения электронов на орбитах. В частности, было установлено следующее.

Скорости электронов на различных орбитах обратно пропорциональны порядковому номеру орбиты n :

$$V_n = \frac{2,19 \cdot 10^6}{n} \text{ м/с.} \quad (1.3)$$

Потенциальная энергия электрона на орбите обратно пропорциональна квадрату порядкового номера орбиты.

Кинетическая энергия электрона на любой орбите составляет половину его потенциальной энергии.

Видимый свет испускается только внешними электронами атома, возбужденного тепловым, фото- или электрическим способом.

Модели электронных оболочек продолжали совершенствоваться. На смену планетарной модели Резерфорда пришла квантовая модель Нильса Бора и Арнольда Зоммерфельда. На смену квантовой модели — квантово-механическая модель Шредингера. При этом многие положения предыдущих моделей сохранились.

Следует отметить, что в ядерных реакторах протекают процессы, в которых основную роль играют атомные ядра. Наличием электронных оболочек и эффектами перехода электронов с одной орбиты на другую в большинстве случаев можно пренебречь. Однако при создании биологической защиты реактора и в расчетах дозовых нагрузок персонала поведение электронов на орбитах и возникающие при этом излучения необходимо учитывать.

Атомное ядро. Как отмечалось, атомное ядро любого атома состоит из двух видов элементарных частиц — протонов и нейтронов, имеющих общее название «нуклоны». Важнейшими характеристиками атомного ядра являются его масса покоя, электрический заряд, массовое число, энергия связи на один нуклон и эффективные размеры.

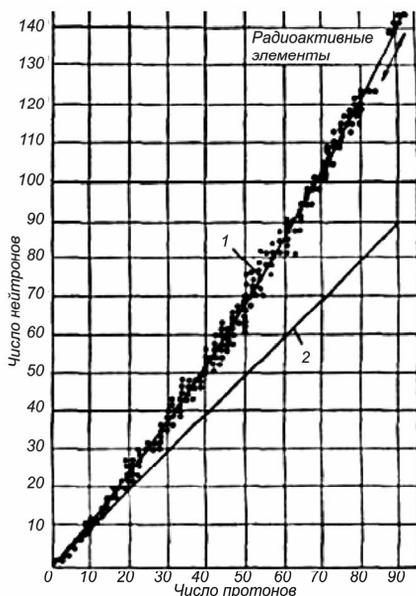


Рис. 1.2. Число протонов и нейтронов в устойчивых ядрах:
1 — линия устойчивости; 2 — линия равного числа нейтронов и протонов

На рис. 1.2 приведены данные о соотношении числа протонов и нейтронов в устойчивых ядрах. По оси ординат отложено число нейтронов $A-Z$, а по оси абсцисс — число протонов Z . Линия 2 соответствует отношению числа нейтронов к числу протонов, равному единице. Кривая 1 соответствует устойчивым ядрам, обозначенным точками. Из рис. 1.2 следует, что устойчивые ядра расположены в узкой зоне, т. е. для данного числа протонов в устойчивом ядре может быть вполне определенное число нейтронов, лежащее в узких пределах. С увеличением массового числа соотношение количеств нейтронов и протонов возрастает от 1 до 1,56.

Поскольку ядро состоит из одноименно заряженных и нейтральных частиц, на первый взгляд кажется, что из-за кулоновских сил взаимодействия оно не должно обладать большой устойчивостью. В действительности же ядра различных элементов исключительно устойчивы при химическом и физическом воздействии на них даже в условиях высоких температур и давлений. Это обусловлено действием особых, так называемых ядерных сил, которые по величине в миллионы раз превосходят силы химических или кулоновских связей. Ядерные силы резко отличаются от электростатических сил и сил тяготения. Природа ядерных сил еще недостаточно изучена. Однако на основании экспериментальных данных установлены некоторые их особенности.

Ядерные силы — это силы притяжения нуклонов, значительно превышающие по величине силы электростатического отталкивания между одноименно заряженными частицами. Ядерные силы действуют на небольших расстояниях порядка 10^{-13} см, т. е. в пределах атомного ядра. На больших расстояниях они быстро убывают, и их действие никак не проявляется.

Ядерные силы не зависят от природы частиц — ядерное взаимодействие между двумя нейтронами мало отличается от взаимодействия между протоном и нейтроном или между двумя протонами.

Энергия связи. Ядерные частицы — нейтроны и протоны — прочно удерживаются в ядре ядерными силами. Чтобы удалить из ядра какую-либо частицу, необходимо совершить работу, т. е. затратить энергию, равную энергии связи частицы в ядре. При полном расщеплении ядра на отдельные частицы нужно затратить энергию, равную энергии связи для всего ядра. Таким образом, под энергией связи ядра понимается разность между энергией связанного состояния нейтронов и протонов в ядре и энергией такого состояния, когда нейтроны и протоны разделены и удалены друг от друга. Мерой энергии связи частиц в ядре является работа, которую нужно затратить для отделения друг от друга всех протонов и нейтронов.

Экспериментально установлено, что масса ядра и сумма масс отдельно взятых протонов и нейтронов того же ядра не совпадают: $M_{\text{я}} < (A - Z)m_n + Zm_p$. Это несовпадение называют *дефектом массы* Δm .

$$\Delta m = (Am_n + Zm_p) - M_{\text{я}}. \quad (1.4)$$

Величину энергии связи можно определить на основании известного соотношения между массой и энергией, установленного Эйнштейном,

$$E_{\text{св}} = \Delta mc^2, \quad (1.5)$$

где $E_{\text{св}}$ — энергия, эквивалентная массе — m , эрг; Δm — дефект массы, г; $c = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света в вакууме.

Понятию энергии связи можно дать и иное толкование. Под энергией связи $W_{\text{св}}$ понимают энергию, которая высвобождается в процессе образования из нуклонов атомного ядра.

У различных ядер энергия связи различна. Особенно важную характеристику представляет собой энергия связи, приходящаяся на один нуклон. Как видно из рис. 1.3, наибольшей энергией связи обладают ядра с массовым числом 50—65. Выигрыша в получении ядерной энергии удастся достичь только в тех случаях, когда в результате превращения средняя энергия связи на один нуклон увеличивается. Следовательно, ядерная энергия может выделяться в двух случаях: при слиянии (синтезе) легких ядер или при расщеплении (делении) тяжелых ядер. Именно в этих реакциях происходит увеличение средней энергии связи на нуклон. Энергия связи на один нуклон в среднем близка к 8 МэВ.

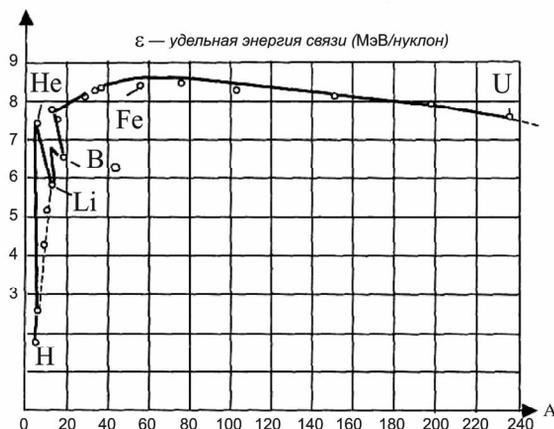


Рис. 1.3. Энергия связи на один нуклон различных нуклидов

В результате синтеза или деления ядер происходят не только изменения энергии связи в ядре, но и изменения масс. Масса вновь образованного при синтезе или делении атомного ядра (атомных ядер) всегда меньше суммы масс входящих в его состав нуклонов. Дефекту массы, равному 1 а. е. м., соответствует энергия 931,5037 МэВ.

1.3. Радиоактивность [9, 25, 27, 30]

Радиоактивностью называется самопроизвольное превращение атомных ядер неустойчивых изотопов или элементарных частиц в другие ядра или элементарные частицы, которое сопровождается излучением, т. е. радиоактивным распадом. Во многих случаях продукты распада радиоактивны и, в свою очередь, испускают элементарные частицы. На этот процесс нельзя повлиять никаким внешним воздействием.

Различают естественную и искусственную радиоактивность.

Естественной радиоактивностью называют радиоактивность некоторых тяжелых элементов начиная с висмута, у которых соотношение числа нейтронов и протонов лежит вне области устойчивости для данного массового числа.

Искусственная радиоактивность возникает в результате различных ядерных реакций, которые могут быть целенаправленно произведены с любым элементом периодической системы Менделеева.

Между искусственной и естественной радиоактивностью нет принципиальной разницы. Свойства изотопов не зависят от способа их получения.

Нуклиды (ядра) бывают стабильные и нестабильные. Ядра остаются стабильными только при определенном соотношении чисел нейтронов и протонов. Из известных к настоящему времени более 1700 видов ядер только около 270 являются стабильными. При этом ядра с четным числом нейтронов и протонов, как правило, стабильны.

При радиоактивном распаде происходит излучение различных видов: альфа-, бета-, гамма-излучение, излучение позитронов, нейтронов и нейтрино.

Альфа-частицы (α) представляют собой ядра гелия. Имея положительный заряд, поток альфа-частиц отклоняется в электрическом и магнитном полях. Скорость выхода для всех альфа-частиц примерно одинакова и составляет около 10^7 м/с. Их суммарная энергия при выходе лежит в пределах 2—7 МэВ. Длина пробега частиц невелика и даже в воздухе не превышает 11,5 см. Они легко задерживаются тонкой металлической фольгой.

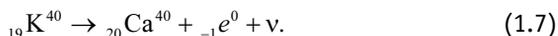
Альфа-распад характерен для тяжелых ядер и часто сопровождается гамма-излучением. Примером может служить распад плутония с периодом полураспада $T_{1/2} = 2,44 \cdot 10^4$ лет:



Бета-частицы (β) представляют собой электроны. В электрическом и магнитном полях бета-частицы отклоняются в противоположную сторону по сравнению с альфа-частицами. Бета-излучение характерно для ядер с избыточным количеством нейтронов. Энергия бета-частиц может иметь различные значения. Полная энергия бета-распада распределяется между двумя частицами: электроном и нейтрино. Чем больше энергия бета-

частицы, тем меньше энергия нейтрино, и наоборот. При этом выход нейтрино может регистрироваться только косвенно, так как это излучение практически не задерживается в материалах и имеет огромную проникающую способность.

Бета-частицы и нейтрино образуются в результате внутриядерных процессов, например, при превращении нейтрона в протон. В качестве примера бета-распада можно привести распад K^{40} с превращением его в Ca^{40} :



Гамма-излучение (γ) — высокочастотное электромагнитное излучение с длиной волны приблизительно 10^{-12} м и соответственно с частотой около 10^{20} Гц. Энергия гамма-фотонов может иметь различные значения. Различают мягкое (до 10 КэВ) и жесткое (до 5 МэВ) гамма-излучение. Встречается сверхжесткое излучение, достигающее до 20 МэВ. Это излучение нейтрально и не отклоняется в магнитном поле.

Источником гамма-излучения являются возбужденные ядра, претерпевшие предварительные альфа- и бета-превращения, а также промежуточные ядра, образующиеся в цепочке ядерных реакций. Поскольку время превращения обычно очень мало, то гамма-излучение можно рассматривать как сопутствующее выходу альфа- и бета-частиц.

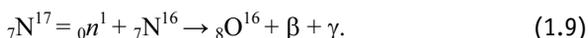
Физическая природа гамма-излучения в принципе та же, что и любого электромагнитного излучения (рентгеновского, ультрафиолетового, видимого света, инфракрасного и радиоизлучения). Разница заключается только в их происхождении. Гамма-излучение часто рассматривают как поток частиц-квантов. Наиболее отчетливо его корпускулярные свойства выражаются в процессе взаимодействия с атомами и молекулами окружающего вещества. Например, взаимодействие гамма-кванта с любым встречным атомарным электроном напоминает упругое соударение двух шаров.

В ряде случаев в ходе внутриядерных процессов может иметь место так называемое β^+ -излучение, или поток позитронов. Это частицы, которые отличаются от электронов только знаком заряда. Позитроны испускаются ядрами с относительным избытком протонов, и это излучение также сопровождается выходом нейтрино. Строго говоря, частицы, сопровождающие бета-распад, называют антинейтрино, а сопровождающие позитронное излучение — нейтрино. Примером позитронного излучения может быть превращение N^{13} в C^{13} :



Бета-частицы и позитроны обладают малой проникающей способностью. Они задерживаются тонким слоем любого металла, например алюминия.

Нейтронный распад. В отдельных случаях, когда энергия возбужденного ядра превышает энергию связи одного нейтрона, составляющую 8—10 МэВ, может происходить распад с выделением нейтрона. Испускание нейтрона приводит к уменьшению массового числа вторичного атома на единицу. Например:



Спонтанное деление ядер. Для тяжелых ядер со значительным превышением числа нейтронов над количеством протонов возможно спонтанное деление, в результате которого образуются два новых элемента-осколка и два-три нейтрона. Получающиеся при делении изотопы находятся, как правило, в возбужденном состоянии и переходят к устойчивости в результате испускания бета-частиц. Периоды полураспада тяжелых ядер очень велики (табл. 1.3).

Таблица 1.3

Период полураспада $T_{1/2}$ тяжелых ядер

Радиоактивный изотоп	Атомный вес	$T_{1/2}$
Po	210	138 сут
Rn	222	3,83 сут
Ra	226	1601 год
Th	232	$1,4 \cdot 10^{10}$ лет
U	234	$2,5 \cdot 10^5$ лет
	235	$7,1 \cdot 10^8$ лет
	238	$4,5 \cdot 10^9$ лет
Pu	239	$2,44 \cdot 10^4$ лет

Атомы или элементарные частицы, склонные к самопроизвольному распаду, называют радиоактивными. Скорость распада для различных радиоактивных изотопов и частиц различна. Она в каждый момент времени пропорциональна общему числу еще не распавшихся радиоактивных ядер.

Если в интервале времени dt распадается dN ядер из общего числа N_0 , то можно записать:

$$dN = -N_0 \lambda dt, \quad (1.10)$$

где λ — постоянная радиоактивного распада; N_0 — исходное число радиоактивных ядер.

Постоянная радиоактивного распада — одна из основных характеристик радиоактивных веществ, она определяет вероятность распада атома в единицу времени. После интегрирования получаем экспоненциальный закон радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.11)$$

Нередко используется понятие *период полураспада* $T_{1/2}$, т. е. время, за которое распадается половина склонных к распаду ядер из первоначального их числа: $T_{1/2} = 0,693/\lambda$. Период полураспада обратно пропорционален постоянной радиоактивного распада. У различных радиоактивных изотопов он измеряется интервалами от долей секунды до миллиардов лет. Практически для всех радиоактивных изотопов эта величина экспериментально определена и приводится в соответствующих справочниках.

Величина, обратная постоянной распада, называется *средним временем жизни* радиоактивного вещества $\bar{\tau}$:

$$\bar{\tau} = T / 0,693. \quad (1.12)$$

Как видно, среднее время жизни больше периода полураспада примерно в 1,44 раза.

Еще одной характеристикой радиоактивного вещества является его *активность* A , т. е. число распадов в секунду. Единицей активности в системе СИ является беккерель (Бк, с^{-1}), соответствующий одному распаду в секунду. До 1980 г. к применению допускалась единица активности кюри (Ки), равная $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк, которая иногда используется и в настоящее время.

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{0,693N}{T_{1/2}}.$$

1.4. Ядерные реакции и эффективные сечения взаимодействия [2, 3, 9, 36]

Ядерными реакциями называют процессы взаимодействия элементарных частиц с ядрами атомов, в результате которых последние испытывают некоторые превращения. Необходимо подчеркнуть, что рассмотренное выше явление радиоактивности не является ядерной реакцией.

Характер ядерных реакций зависит прежде всего от энергии воздействующих на ядро элементарных частиц. По этому признаку ядерные реакции можно подразделить на две группы. К первой относятся реакции при энергии частиц, превышающей энергию связи одного нуклона в ядре, т. е. при $E > 8$ МэВ. Для ядерных реакторов такие реакции не характерны, так как там энергия нейтронов и других частиц существенно ниже.

Ко второй группе относятся все остальные ядерные реакции, которые по современным представлениям протекают в два этапа: сначала образуется составное ядро, перешедшее в возбужденное состояние, затем происходит распад составного ядра с образованием продуктов распада.

При кратком обозначении ядерных реакций в скобках вначале указывается наименование частицы, воздействующей на ядро, а после запятой — наименование вновь возникшей частицы.

Важнейшими типами ядерных реакций являются:

- неупругое рассеяние (n, n) или (α, α) ;
- радиационный захват (n, γ) или (p, γ) ;
- фотоядерные реакции (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) ;
- реакции под действием протонов или альфа-частиц (p, n) , (α, p) , (α, n) .

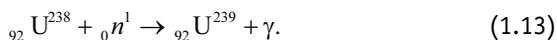
В ядерных реакторах особый интерес представляют нейтронные реакции, являющиеся частным случаем ядерных реакций.

Нейтронные реакции подразделяются на упругое рассеяние, неупругое рассеяние, радиационный захват и деление.

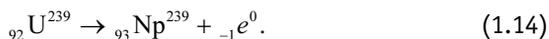
При *упругом рассеянии* кинетическая энергия системы «ядро — нейтрон» после соударения не изменяется, а перераспределяется между участниками взаимодействия. При этом доля теряемой нейтроном энергии зависит от массы ядра и угла рассеяния. О значении этого типа взаимодействия речь пойдет ниже при рассмотрении процесса замедления нейтрона.

При *неупругом рассеянии* часть кинетической энергии нейтрона переходит к ядру и переводит его в возбужденное состояние, практически не меняя его кинетической энергии. Переход ядра в устойчивое состояние сопровождается испусканием гамма-кванта.

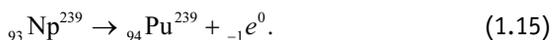
При *радиационном захвате* ядро-мишень поглощает нейтрон, образуя возбужденное составное ядро. После испускания одного или нескольких гамма-квантов ядро переходит в устойчивое состояние с массовым числом на единицу больше исходного. Радиационный захват нейтронов в ядерной энергетике имеет как положительное, так и отрицательное значение. С одной стороны, в реакторах на тепловых нейтронах из неделящихся изотопов U^{238} и Th^{232} образуются новые делящиеся изотопы Pu^{239} и U^{233} , с другой — снижается число нейтронов очередного поколения в ходе цепной реакции деления. Процесс образования новых делящихся изотопов называется *воспроизводством*. Поскольку он очень важен, особенно для будущего атомной энергетике, ниже приводятся цепочки получения нового топлива.



U^{239} распадается с периодом полураспада 23,5 мин с образованием нептуния Np^{239} :

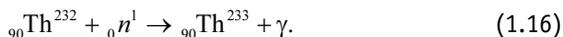


Полученный нептуний также радиоактивен и распадается с периодом полураспада 2,3 сут:



Pu^{239} может использоваться как горючее в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах. Он также радиоактивен и при распаде испускает альфа-частицы. Однако большой период полураспада (24 400 лет) практически не влияет на убыль полученного продукта.

Аналогично протекает процесс превращения Th^{232} в U^{233} :



Получаемый Th^{233} имеет период полураспада 23,3 мин:



Pa^{233} имеет период полураспада 27,4 сут:



Изотоп U^{233} является излучателем альфа-частиц и имеет период полураспада $1,61 \cdot 10^5$ лет.

Для характеристики процесса воспроизводства используется *коэффициент воспроизводства* (КВ) — отношение числа вновь образующихся ядер делящихся нуклидов к количеству выгорающих за это время ядер топлива. В реакторах-размножителях на быстрых нейтронах выделяют специальные зоны воспроизводства: боковые и торцевые. В энергетических реакторах на тепловых нейтронах процесс воспроизводства происходит внутри активных зон. Эффективность воспроизводства зависит от числа быстрых нейтронов одного поколения. Чем оно больше, тем выше может быть КВ. Для урановых топливных композиций $\text{КВ} \leq 1,19$, для ториевых топливных композиций $\text{КВ} \leq 1,1$.

Реакции деления как наиболее важные для энергетических реакторов будут рассмотрены в отдельном разделе.

Вероятность осуществления различных ядерных реакций в общем случае зависит от многих параметров. Для оценки вероятности взаимодействия элементарных частиц с ядрами различных элементов вводят понятие *микроскопических σ и макроскопических Σ эффективных сечений взаимодействия*.

Микроскопическим эффективным сечением называют вероятность взаимодействия частиц рассматриваемого типа с одним ядром. Макроскопическое эффективное сечение определяет вероятность аналогичных взаимодействий с ядрами, находящимися в 1 см^3 вещества.

Рассмотрим физическую суть введенных понятий на примере взаимодействия нейтронов, поскольку именно эти реакции наиболее важны для работы ядерного реактора. Предположим, что пучок нейтронов с плотностью потока I (нейтрон/ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$) взаимодействует с мишенью. Число ядер на 1 см^2 поверхности мишени равно N (ядер/ см^2). Если общее число взаимодейст-

вий на 1 см^2 мишени равно $K \text{ (см}^{-2}\text{)}$, то число взаимодействий одного нейтрона с одним ядром

$$\sigma = \frac{K}{I} N.$$

Параметр σ является микроскопическим эффективным сечением и имеет размерность площади. Такая размерность отражает меру вероятности взаимодействия только для одного частного случая, когда ядра мишени являются упругими шарами и взаимодействие с ними определяется попаданием частицы в площадь поперечного сечения ядра. Площадь поперечного сечения ядра составляет примерно 10^{-24} см^2 , эту величину называют *барном* и принимают за единицу измерения величины микроскопического поперечного сечения.

В большинстве случаев величина σ зависит далеко не только от поперечных сечений ядер, но и от типа и энергии частиц, типа ядер. Таким образом, микроскопические эффективные сечения хотя и имеют размерность площади, но характеризуют и учитывают влияние многих факторов, определяющих вероятность рассматриваемого взаимодействия. Для случаев нейтронных взаимодействий составлены таблицы значений микроскопических эффективных сечений для многих элементов, используемых в реакторостроении.

На рис. 1.4 приведены экспериментальные значения эффективных поперечных сечений при взаимодействии нейтронов с U^{235} и U^{238} в большом диапазоне энергий. Зависимость 2 определяет величины эффективных сечений поглощения нейтронов U^{238} . Здесь наблюдаются пики резонансного поглощения нейтронов в диапазоне энергий 10—100 эВ, когда эффективность поглощения возрастает на порядки. Зависимость 1 характеризует эффективность реакции деления U^{235} в области энергий от 0,1 до 100 эВ. Здесь наблюдается более десяти резонансных максимумов эффективного сечения деления. Вне этих резонансов сечения плавно убывают с ростом энергии нейтрона примерно обратно пропорционально скорости нейтрона.

Ядра U^{238} начинают делиться лишь при энергии нейтрона более 1 МэВ.

Суммарная вероятность взаимодействий частиц с ядрами i -го вещества в единице объема определяется макроскопическим эффективным поперечным сечением:

$$\Sigma = \sigma N \text{ см}^{-1}; \text{м}^{-1}, \quad (1.19)$$

где N — концентрация ядер в 1 см^3 .

Различают сечения: поглощения σ_a , рассеяния σ_s и деления σ_f .

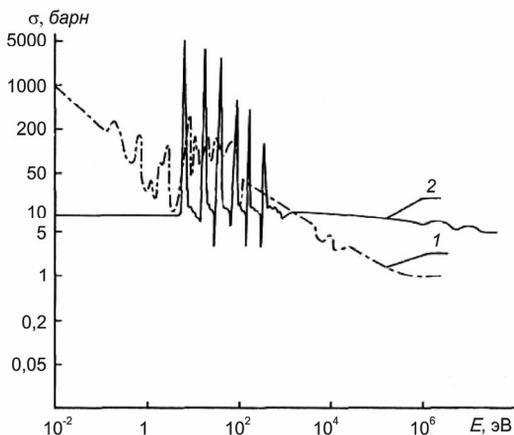


Рис.1.4. Зависимость микроскопических эффективных сечений от энергии нейтрона

В свою очередь, сечение поглощения складывается из значений сечения резонансного захвата (поглощения без деления) σ_γ и сечения деления:

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f.$$

Для смесей ядер

$$\Sigma = \sigma_1 N_1 + \sigma_2 N_2 + \dots + \sigma_i N_i. \quad (1.20)$$

Эффективные поперечные сечения не только различны для различных нуклидов и различных реакций, но изменяются для одного и того же нуклида в зависимости от энергии взаимодействующего с ним нейтрона. Зависимость σ от энергии имеет сложный характер и определяется экспериментально.

Сечение рассеяния σ_s в диапазоне энергий нейтрона 1—300 эВ для разных нуклидов практически неизменно. При малых энергиях величина σ_s может меняться из-за структуры того или иного вещества или его химических связей.

Сечение поглощения σ_a , как правило, имеет три характерных участка:

1. В диапазоне высоких и средних энергий σ_a обратно пропорционально скорости:

$$\sigma_a \equiv \frac{1}{\sqrt{E}} \equiv \frac{1}{v}. \quad (1.21)$$

2. В средней части энергетического спектра нейтронов σ_a имеет характерные резонансные пики. При этом энергетический диапазон и величины резонансного поглощения у различных нуклидов различны.

3. При малых значениях энергии эффективные сечения, как правило, максимальны и зависят от энергии обратно пропорционально скорости нейтронов. При $E \sim 0,025$ эВ σ_a для урана составляет более 600 барн.

С использованием величин эффективных сечений взаимодействия можно рассчитать ослабление потока частиц в слое соответствующего материала (рис. 1.5) Рассмотрим взаимодействие направленного потока частиц интенсивности I (частиц/см²·с).

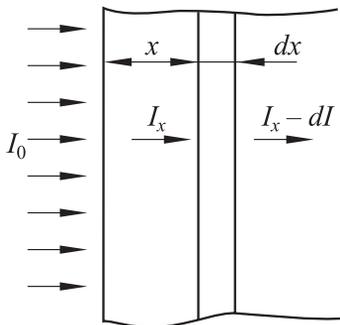


Рис. 1.5. К определению длины релаксации

В элементарном слое dx на площади в 1 см^2 количество взаимодействий будет равно dI :

$$dI = \sigma_a I_0 dx \text{ или } \frac{dI}{I_0} = \sigma_a N dx. \quad (1.22)$$

Интегрирование этого выражения позволяет получить экспоненциальную зависимость изменения интенсивности потока частиц в толще материала, определяемую толщиной и макроскопическим сечением взаимодействия:

$$I = I_0 e^{-\Sigma_a x}. \quad (1.23)$$

Отношение I_0/I определяет долю нейтронов, прошедших слой вещества толщиной x и не вступивших во взаимодействие. Поэтому величина e^{-x} характеризует вероятность проникновения нейтронов через вещество. Если $I_0/I = e$, то $\Sigma_a x = 1$ и $x = \Sigma_a^{-1}$.

Толщина слоя, при прохождении которого интенсивность потока частиц снижается в e раз, называется длиной релаксации и обозначается λ . Из (1.23) следует, что

$$\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}.$$

Можно показать, что длина релаксации равна среднему расстоянию, пройденному частицей между двумя актами рассматриваемых реакций.

Из (1.22) следует, что

$$dI = -I_0 e^{-\Sigma x} dx.$$

Это число частиц, прореагировавших в единичном объеме в рассматриваемом сечении мишени. Следовательно, для всех прореагировавших частиц пройденное ими расстояние будет равно $xI_0 e^{-\Sigma x} \Sigma dx$.

Среднее значение пройденного частицами пути

$$x_{\text{ср}} = \frac{\int_0^{\infty} x dI}{\int_0^{\infty} dI} = \frac{1}{\Sigma} = \lambda.$$

Таким образом, длина релаксации, равная Σ^{-1} , есть расстояние, проходимое частицей между двумя актами рассматриваемого взаимодействия. Это понятие применимо к любым видам взаимодействий. Различают

$$\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a},$$

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s} \tag{1.24}$$

$$\text{и } \lambda_i = \frac{1}{\Sigma_i}.$$

1.5. Деление ядер [2, 9, 27, 37]

Деление ядер при взаимодействии с элементарными частицами — это особый вид ядерных реакций, который и определил возможность промышленного получения атомной (ядерной) энергии. До настоящего времени в быту, в литературе, в том числе и научной, равноправно используются пары терминов — «атомная энергия» и «ядерная энергия», «атомный реактор» и «ядерный реактор». Не оспаривая правомерность каждого из них, следует заметить, что энергетические ядерные реакторы генерируют и преобразуют в тепло энергию распада ядер, т. е. ядерную энергию. С перестройкой оболочки атома связано высвобождение «химической» энергии, например энергии горения (окисления) органического топлива. Ее-то и можно было бы в свое время назвать атомной энергией. Но этого не произошло, потому что в терминологии, касающейся энергии распада ядра,

сохраняется двоевластие. В техническом обиходе понятие «ядерный» чаще применяют к реактору (ядерный реактор) или топливу (ядерное топливо). Понятие «атомный» привычнее при упоминании более крупных устройств (атомная энергетическая установка, атомная электростанция, атомная подводная лодка и т. д.).

Деление ядер может осуществляться под действием различных элементарных частиц (нейтронов, протонов, альфа-частиц и др.), несущих значительную энергию. Делению подвержены в основном тяжелые ядра. Однако известно, что при помощи альфа-частицы с энергией около 400 МэВ удалось осуществить даже деление ядра тантала с атомным номером 73.

Наибольшее практическое значение из всех известных реакций деления имеют реакции под действием нейтронов.

Различают реакторы, в которых основное количество делений происходит на тепловых, быстрых или промежуточных нейтронах. Поэтому энергетический спектр нейтронов также делится на три области:

- область тепловых нейтронов с $E < 0,1$ эВ (наиболее вероятная энергия — 0,025 эВ):

$$n(E) \sim \sqrt{E} e^{-\frac{E}{kT}};$$

- область промежуточных нейтронов с $0,01$ кэВ $< E < 100$ кэВ;
- область быстрых нейтронов с $E > 100$ кэВ (наиболее вероятная энергия — 0,7 МэВ):

$$n(E) = 0,484 e^{-E} \operatorname{sh} \sqrt{2E}.$$

Законченная теория деления еще не создана, но для объяснения его механизма чаще используется так называемая капельная модель, разработанная Нильсом Бором и дополненная затем Джоном Уилером, Яковом Френкелем и др.

Ядра в некотором отношении похожи на капли жидкости: сферическая форма, одинаковая плотность, поверхностные частицы с избыточной энергией. Ядерные силы стремятся сохранить стабильность ядра подобно силам поверхностного натяжения. Процесс деления связан с перестройкой структуры ядра и затрагивает все его нуклоны. Для того чтобы произошло деление, как правило, требуется сообщить ядру некоторую энергию. Она идет на возбуждение поверхностных колебаний ядра-капли. Ядро-мишень соединяется с нейтроном, сообщаящим ему дополнительную энергию. Энергия возбуждения составного ядра оказывается равной сумме кинетической энергии нейтрона и энергии связи этого нейтрона в составном ядре.

Благодаря избыточной энергии составное ядро начинает испытывать колебания, изменяя сферическую форму на вытянутую. Если энергия возбуждения недостаточна, ядро вернется в исходное состояние с возможным выходом излучений. Однако если энергии достаточно, чтобы ядро приняло форму гантели, то действие кулоновских сил расталкивания протонов

не может быть компенсировано противодействием сил поверхностного натяжения. Происходит разрыв ядра на два осколка.

Одним из условий деления ядра является превышение энергии возбужденного ядра некоторого порога — критической энергии $E_{кр}$. Если обозначить кинетическую энергию нейтрона $E_{кин}$, а энергию связи нейтрона в составе ядра $E_{св}$, то условием деления ядра будет $E_{кин} + E_{св} > E_{кр}$. Значения $E_{кр}$ и $E_{св}$ для некоторых тяжелых ядер представлены в табл. 1.4.

Таблица 1.4

Значения $E_{кр}$ и $E_{св}$ для некоторых тяжелых ядер, МэВ

Элемент	$E_{кр}$	$E_{св}$
Th ²³²	7,5	5,3
U ²³⁸	7,0	5,7
U ²³⁵	6,5	6,6
U ²³³	6,0	6,8
Pu ²³⁹	5,0	6,5

Сравнение значений $E_{кр}$ и $E_{св}$ позволяет объяснить ряд особенностей протекания реакций деления. Для изотопов Th²³² и U²³⁸ $E_{кр} > E_{св}$. Поэтому для их деления необходимы нейтроны с большой кинетической энергией, или быстрые нейтроны. В то же время для U²³⁵ и Pu²³⁹ $E_{св} > E_{кр}$. Такое соотношение объясняет способность указанных изотопов делиться на тепловых нейтронах. К сожалению, рассмотренный механизм деления тяжелых ядер не объясняет известные нам закономерности изменения величин эффективных сечений взаимодействия. Реальный механизм деления ядер намного сложнее того, который вытекает из рассмотрения капельной модели.

В общем случае на тепловых нейтронах с энергией порядка 0,025 эВ могут делиться U²³⁵, U²³³, Pu²³⁹ и Pu²⁴¹. Из них только U²³⁵ существует в природе. Остальные могут быть получены только искусственным путем.

Делению на быстрых нейтронах с энергией более 1 Мэв, кроме четырех названных изотопов, могут быть подвержены также U²³⁸, Th²³², Pa²³¹ и Np²³⁷.

Продукты деления тяжелых ядер, как и последствия этого процесса, хорошо изучены. Известно, что образующиеся в результате деления осколки, как правило, представляют собой изотопы с массовым числом от 72 до 158. Редко среди осколков деления встречаются изотопы начиная от цинка ($A = 30$) и кончая самарием ($A = 62$). Чаще всего тяжелые ядра делятся на два неравных осколка с соотношением масс 3:2. При этом кинетическая энергия осколков обратно пропорциональна их массе. Осколки после возникновения пролетают очень небольшое расстояние, тормозясь на ядрах окружающей среды. Начальная скорость осколков — около 10 000 км/с. Длина пробега осколков в воздухе — 15—25 мм, в алюминии — 0,014 мм, в топливной композиции — 0,006—0,007 мм. Столь малый пробег осколков объясняется

их ионизацией из-за потери части электронов, в результате чего они легко вступают во взаимодействие с окружающим веществом.

На рис. 1.6 приведен относительный выход осколков при делении U^{235} на тепловых нейтронах. Как видно, только 0,01% ядер испытывают симметричное деление.

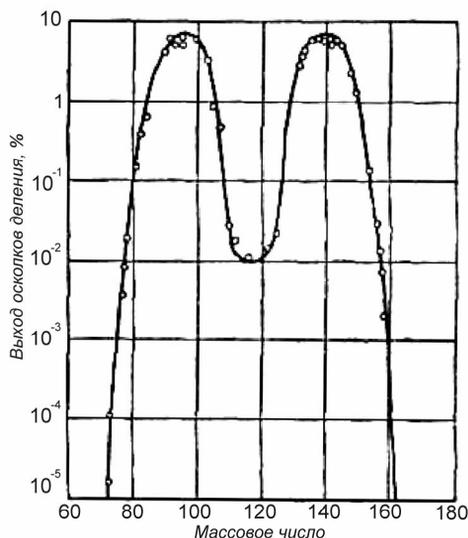
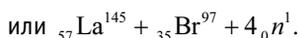
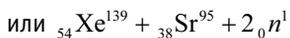


Рис. 1.6. Выход осколков деления U^{235} на тепловых нейтронах

Зависимости выхода осколков деления для Pu^{239} и U^{233} имеют аналогичный характер с небольшими смещениями максимума и минимума. Важным свойством осколков деления является их радиоактивность. Они имеют слишком большое отношение числа нейтронов и протонов, чтобы быть устойчивыми. Положение не спасает даже выход двух-трех нейтронов при делении. Поэтому осколки, как правило, бета-радиоактивны. Ниже приводится несколько характерных реакций деления U^{235} на тепловых нейтронах:



При делении тяжелых ядер наряду с осколками деления образуется несколько вторичных нейтронов. Причина их возникновения понятна. У тяжелых ядер число нейтронов намного превышает число протонов. Так, у U^{235} их соотношение равно 1,55, у изотопов со средними атомными номерами —

1,3, а у элементов с малыми номерами оно близко к единице. Отсюда следует, что у осколков деления неизбежен избыток нейтронов.

Часть избыточных нейтронов переходит в протоны с соответствующим гамма-излучением, другая часть выходит в момент деления. В разных актах деления может возникать различное число вторичных нейтронов. Например, при делении урана чаще образуется два новых нейтрона (до 30%), реже один, три или даже четыре нейтрона (до 25%). В отдельных актах деления вторичные нейтроны вообще не образуются (до 10%).

Энергетический спектр вторичных нейтронов достаточно широк (рис. 1.7). Наиболее вероятная энергия составляет около 0,7 МэВ, а средняя — примерно 2,0 МэВ. Максимум спектра тепловых нейтронов соответствует энергии 0,025 эВ.

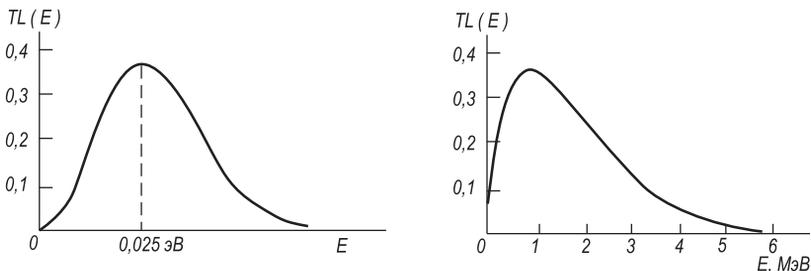


Рис. 1.7. Энергетические спектры нейтронов, возникающих при делении ядер топлива (справа) и тепловых нейтронов (слева)

Все вторичные нейтроны делятся на *мгновенные* и *запаздывающие*. Мгновенные нейтроны, составляющие более 99% общего числа, начинают свой жизненный цикл через 10^{-15} с после начала деления, т. е. практически мгновенно. Оставшаяся часть нейтронов (менее 1%) выходит с задержкой от десятых долей секунды до минуты и даже несколько больше. Энергия запаздывающих нейтронов оказывается почти в два раза меньше энергии мгновенных нейтронов.

Механизм выхода запаздывающих нейтронов связан с пребыванием осколков деления в возбужденном состоянии. Это состояние может прекратиться двумя путями: испусканием гамма-кванта или выходом нейтрона. Оба процесса происходят с некоторым запаздыванием.

Рассмотрим конкретный пример. В результате деления U^{235} с вероятностью 2—3% может образоваться изотоп Vr^{87} . Этот изотоп неустойчив и испытывает бета-распад с периодом полураспада 55,7 с. В ходе этого распада образуется Kr^{87} в возбужденном состоянии. Его переход в устойчивое состояние происходит за счет выхода нейтрона и образования Kr^{86} . Нейтрон, испускаемый Kr^{87} , относится к категории запаздывающих. Время запаздывания

складывается из среднего времени пребывания брома в неустойчивом возбужденном состоянии и среднего времени жизни Kr^{87} . В итоге осредненное время запаздывания нейтрона, появляющегося в результате рассмотренного процесса, составит 80,4 с.

В зависимости от времени запаздывания выделено шесть групп запаздывающих нейтронов. Среднее время выхода нейтронов каждой группы, их средняя энергия и доля выхода приведены в табл. 1.5. Как видно из этих данных, суммарная доля запаздывающих нейтронов одного поколения, обозначаемая символом $\Sigma\beta$, составляет 0,64% для U^{235} и 0,21% для Pu^{239} .

Таблица 1.5

Запаздывающие нейтроны при делении ядер горючего на тепловых нейтронах

Среднее время жизни i -й группы t_i , с	Средняя энергия выхода, кэВ	Доля выхода i -й группы $\beta_i \cdot 10^4$		
		U^{235}	U^{233}	Pu^{239}
80,20	250	2,12	1,8	0,735
328,00	570	14,02	5,8	6,250
9,00	412	12,54	8,6	4,430
3,32	670	25,30	6,2	6,850
0,88	400	7,36	1,8	1,800
0,33	—	2,66	—	0,935
Полный выход $\Sigma\beta_i \cdot 10^4$		64,00	24,2	21,000

Среднее время выхода запаздывающих нейтронов равно 0,0924 с. Поэтому с учетом времени замедления и диффузии можно считать, что время жизни одного поколения нейтронов составляет 0,1 с. Оно на два порядка больше времени жизни мгновенных нейтронов, что, как показано ниже, создает необходимые условия для управления работой реактора.

Цепной реакцией деления называется самоподдерживающийся процесс деления тяжелых ядер при их взаимодействии с последовательно сменяемыми поколениями нейтронов (рис. 1.8).

Одно поколение нейтронов вызывает деление тяжелых ядер, в результате чего появляется новое поколение нейтронов. Через 0,1 с это новое поколение, пройдя этап замедления и диффузии в активной зоне, вызывает деление других тяжелых ядер и рождение очередного поколения нейтронов. Если число нейтронов каждого последующего поколения равно числу нейтронов предыдущего поколения, систему называют критической. При возрастании числа нейтронов в ходе цепной реакции деления система считается надкритической, а при убывании — подкритической. Подробно этот процесс рассмотрен ниже.

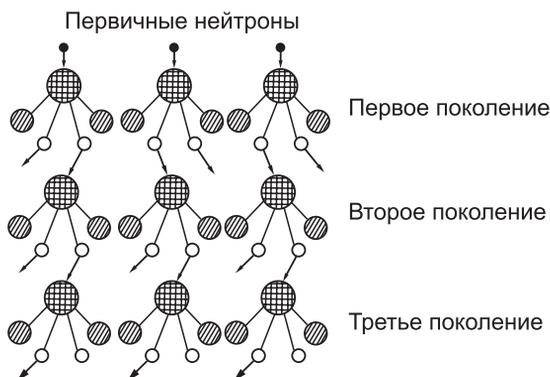


Рис.1.8. Схема цепной реакции деления в критической системе

Важнейшим параметром, характеризующим нейтрон в период его жизненного цикла, является величина энергии, часто отождествляемая с «температурой нейтронного газа». Это связано с тем, что нейтроны во многих отношениях ведут себя, как молекулярный газ. Согласно кинетической теории молекулы газа в зависимости от температуры обладают различными скоростями (от нуля при нулевой температуре по Кельвину до 1000 м/с).

Распределение газовых частиц по скоростям описывается формулой Максвелла

$$\frac{dn}{n} = A \frac{4v^2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv, \quad (1.26)$$

где dn — число молекул в интервале скоростей от v до $(v + dv)$; n — общее число частиц в единице объема; A — постоянная, не зависящая от скорости; m — масса частицы; T — абсолютная температура; k — постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К).

Максимум на кривой распределения соответствует наиболее вероятной скорости. Эта скорость определяется по формуле

$$v_{\text{вер}} = \sqrt{2kT}, \quad (1.27)$$

а энергия, ей соответствующая, — по формуле

$$E_{\text{вер}} \sim kT. \quad (1.28)$$

Предполагается, что распределение скоростей и энергий нейтронов, так же как и у молекул газа, имеет вид максвелловской функции. Так как энергия этих нейтронов равна kT , а средняя энергия — $1,5kT$, то для любой температуры можно рассчитать их наиболее вероятную и среднюю скорости. Например, для абсолютной температуры 293 К наиболее вероятная и средняя скорости нейтронов будут равны соответственно $2,198 \cdot 10^5$ и $2,48 \cdot 10^5$ см/с.

Следует заметить, что температура нейтронного газа $T_{\text{нр}}$ превышает температуру среды из-за поглощения нейтронов в процессе замедления. В не поглощающих средах она совпадает с температурой среды. Для оценки величины $T_{\text{нр}}$ можно использовать полумпирическую зависимость

$$T_{\text{нр}} = T_0 \left(1 + 1,4 \frac{\Sigma_a(T_0)}{\xi \Sigma_s} \right), \quad (1.29)$$

где T_0 — температура окружающей среды.

В пределах интервала энергий от 0,1 до 18 МэВ распределение нейтронов по энергиям с приемлемой точностью можно определить по формуле

$$dn_n(E) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-E} \text{sh} \sqrt{2E} dE.$$

1.6. Замедление нейтронов [2, 4, 9, 36]

Рассмотрение процессов, связанных с замедлением нейтронов, должно дать ответы на следующие основные вопросы:

- каков механизм замедления и как характеризовать свойства замедлителей?
- как формируется энергетическое поле замедляющихся нейтронов и каковы закономерности этого процесса?

При деления тяжелых ядер средняя энергия появляющихся вторичных нейтронов составляет около 2 МэВ. Для обеспечения работы реакторов на тепловых и промежуточных нейтронах их энергия должна быть уменьшена на пять-восемь порядков. Это достигается в основном за счет столкновений нейтронов с ядрами замедлителя и, в малой степени, с ядрами других материалов активной зоны. В результате при замедлении нейтронов могут происходить процессы упругого и неупругого рассеяния.

Неупругое рассеяние в период замедления связано с поглощением энергии нейтрона некоторым ядром и переходом этого ядра в возбужденное состояние с последующим выделением гамма-кванта. Такая реакция характерна только для нейтронов с энергией более 0,6 Мэв при их взаимодействии, как правило, с тяжелыми ядрами и потому не типична для всего процесса замедления в реальных реакторах. Для реакторов на тепловых нейтронах в период их замедления наиболее характерно *упругое рассеяние*. В этом взаимодействии кинетическая энергия и количество движения (импульс) системы «нейтрон — ядро» замедлителя остаются неизменными до и после столкновения. Это условие и берется за основу при расчете энергии, теряемой нейтроном в процессе упругого рассеяния.

На рис. 1.9 показаны состояния нейтрона и ядра-мишени до и после соударения в лабораторной системе координат L и в координатах центра инерции C . В первом случае центр координат связан с неподвижным ядром, а во втором — с неподвижным центром масс.

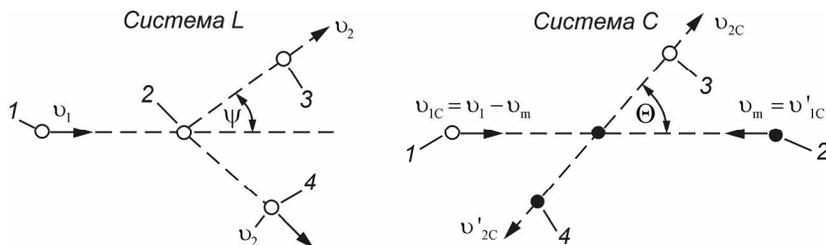


Рис. 1.9. Схема столкновений нейтрона с ядром в системах координат L и C :
 1 — нейтрон до столкновения; 2 — ядро до столкновения;
 3 — нейтрон после столкновения; 4 — ядро после столкновения

Пусть в системе L нейтрон с массой $m = 1$ движется со скоростью v_1 к покоящемуся ядру с массой A . После столкновения нейтрон отклонится от первоначального направления движения на угол ψ и будет иметь скорость v_2 . Угол ψ называется углом рассеяния в системе L . Атомное ядро начнет двигаться со скоростью v_2 .

В системе C ядро и нейтрон после столкновения начнут двигаться в противоположные стороны, так как центр инерции всегда лежит на прямой, соединяющей обе частицы. Угол рассеяния нейтрона в системе C — Θ .

Используя условия сохранения кинетической энергии и импульса системы нейтрон-ядро, можно получить отношение кинетических энергий нейтрона до столкновения (E_1) и после него (E_2) в системе координат L :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{A^2 + 2A\cos\Theta + 1}{(A + 1)^2}. \quad (1.30)$$

Из этого выражения следует, что потеря энергии нейтрона при рассеивающем соударении является функцией угла рассеяния и массового числа ядра.

При скользящем соударении ($\Theta = 0$) потери энергии нет, и $E_2 / E_1 = 1$.

Наибольшая потеря энергии происходит при лобовом соударении ($\Theta = \pi$). При этом

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{(1 - A)^2}{(1 + A)^2} = \alpha. \quad (1.31)$$

В реальной системе столкновения нейтронов с ядрами происходят под любыми углами от $\Theta = 0$ до $\Theta = \pi$. Поэтому осредненная потеря энергии будет больше нуля, но меньше α .

Из приведенных выше зависимостей следует, что с уменьшением массового числа ядра потеря энергии возрастает. При лобовом столкновении с ядром водорода ($A = 1$) отношение $E_2/E_1 = 0$, что означает потерю нейтроном сразу всей кинетической энергии. При соударении нейтрона с более тяжелыми ядрами потеря энергии уменьшается. Так, при лобовом соударении с ядром углерода теряется всего 14,6% начальной энергии нейтрона, а с ядром урана — всего 2%.

В теории реакторов предметом рассмотрения является вся совокупность нейтронов одного поколения. Поэтому необходимо знать их осредненное поведение. С этой целью вводится понятие «средний логарифмический декремент энергии на одно столкновение». Оно означает усредненное по всем столкновениям уменьшение натурального логарифма энергии нейтрона:

$$\bar{\xi} = \frac{\overline{\ln E_1 - \ln E_2}}{E_2} = \ln \frac{\overline{E_1}}{E_2} = -\ln \frac{\overline{E_2}}{E_1}. \quad (1.32)$$

При столкновении под некоторым углом Θ (система C)

$$\xi_{\Theta} = -\ln \frac{A^2 + 2A \cos \Theta + 1}{(A+1)^2}. \quad (1.33)$$

Экспериментально установлено, что упругое рассеяние в системе C изотропно (симметрично), т. е. имеет одинаковую вероятность рассеяния под любым углом.

Произведя осреднение с учетом изотропности, получим

$$\bar{\xi} = 1 + \frac{(A+1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \quad (1.34)$$

Для ядер с $A > 10$ можно получить более простую зависимость

$$\bar{\xi} = \frac{2}{A + \frac{2}{3}}. \quad (1.35)$$

Введение величины $\bar{\xi}$ удобно потому, что она совершенно не зависит от энергии нейтрона, а зависит только от массового числа ядер замедлителя.

При использовании смеси изотопов (механической или химической) средний логарифмический декремент может быть вычислен по формуле

$$\xi_{\text{см}} = \frac{\xi_1 \Sigma_{s1} + \xi_2 \Sigma_{s2} + \dots}{\Sigma_{s1} + \Sigma_{s2} + \dots}. \quad (1.36)$$

Величина ξ может служить некоторой характеристикой замедляющих свойств вещества. Чем больше ξ , тем больше потеря энергии на одно столкновение. С этой точки зрения выгодны более легкие замедлители, например, водородосодержащие.

Зная величину ξ , можно вычислить среднее число столкновений C , необходимое для уменьшения энергии быстрого нейтрона E_0 до теплового E_T :

$$C = \frac{\ln E_0 - \ln E_T}{\ln E_1 - \ln E_2}. \quad (1.37)$$

С увеличением массового числа замедлителя необходимое число столкновений резко возрастает. Так, в водороде потребуется 18 соударений, в воде — 19, а в графите — уже 114.

Интересно сопоставить этот результат с ранее сделанным выводом, что одного лобового удара нейтрона с ядром водорода достаточно, чтобы снизить энергию нейтрона сразу до тепловой. Это сопоставление подтверждает, что очень небольшое число столкновений являются лбовыми.

Одной величины ξ недостаточно для характеристики замедляющих свойств вещества. Она не отражает вероятность рассеивающих соударений, что определяется макроскопическим эффективным сечением рассеяния Σ_s . Обе эти величины не могут отражать поглощающие свойства замедлителей, определяемые величиной макроскопического эффективного сечения поглощения Σ_a . Только совокупность названных выше характеристик дает полное представление о качестве замедлителя.

Величина произведения $\xi \Sigma_s$ называется замедляющей способностью.

Величина $k_3 = \frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$ считается наиболее обобщенной характеристикой

замедлителя и называется коэффициентом замедления. В табл. 1.6 приведены характеристики свойств основных замедлителей и, для сравнения, некоторых других веществ. Анализ содержащейся в таблице информации позволяет сделать некоторые важные выводы. Прежде всего, по любой одной из приведенных характеристик нельзя сделать окончательный вывод о качестве замедлителя. Так, не всякое вещество с большой замедляющей способностью пригодно в качестве замедлителя при большой поглощающей способности, например литий или бор. С другой стороны, вещества с большим k_3 , но малой замедляющей способностью также не могут использоваться как замедлители. Например, гелий по величине k_3 превосходит воду, но его замедляющая способность очень мала.

Таблица 1.6

Характеристики замедляющих свойств некоторых веществ

Вещество	ξ	C	$\xi\Sigma_s$	$k_3 = \frac{\xi\Sigma_s}{\Sigma_a}$
H ₂ O	0,948	18	1,350	61
D ₂ O	0,570	32	0,177	5370
C	0,158	114	0,062	238
Be	0,209	87	0,153	124
He	0,425	43	$\sim 10^{-5}$	80
Li	0,268	67	0,057	~ 0
B	0,171	105	0,087	~ 0

В качестве замедлителей ядерных реакторов могут использоваться только такие вещества, которые одновременно обладают приемлемыми значениями k_3 и $\xi\Sigma_s$. Такими материалами являются обычная и тяжелая вода, графит, бериллий и некоторые другие.

Обычная вода является эффективным замедлителем по величине $\xi\Sigma_s$, однако качества ее как замедлителя несколько ухудшаются из-за большого поглощения нейтронов.

При выборе замедлителей принимают во внимание помимо физических характеристик экономические и массогабаритные требования. В частности, для судовых реакторов, где требования к габаритам очень строги, предпочтение отдается обычной воде.

В использованных ранее системах координат C и L по-разному рассматривается рассеяние нейтронов. Если в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в лабораторной системе оно не изотропно (рис 1.10).

При изотропном рассеянии осредненный косинус угла рассеяния был бы равен нулю. Средний косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат определяется соотношением

$$\overline{\cos\psi} = \frac{2}{3A}. \quad (1.38)$$

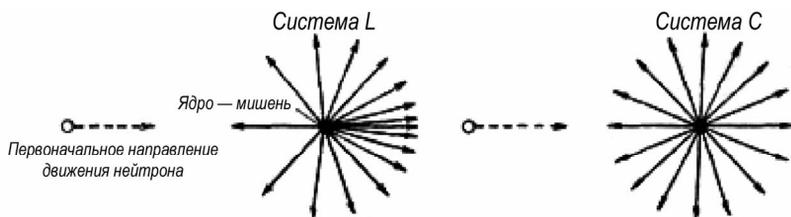


Рис. 1.10. Характер рассеяния нейтронов в системах C и L

Для тяжелых ядер при $A \gg 1$ косинус угла рассеяния близок к нулю. При малых значениях массового числа A величина косинуса значительна, и наблюдается преимущественное рассеяние вперед. В табл. 1.7 приведены средние значения косинуса угла рассеяния для некоторых изотопов.

Таблица 1.7

Значения косинуса угла рассеяния для некоторых изотопов

Характеристика	H	D	He	Be	C	O	Na	U
Массовое число	1	2	4	9	12	16	23	238
$\overline{\cos\theta}$	0,067	0,330	0,167	0,074	0,056	0,042	0,029	0,003

Для механической смеси веществ или химических соединений

$$\overline{\cos\psi} = \frac{\overline{\cos\psi}_1 \Sigma_{s1} + \overline{\cos\psi}_2 \Sigma_{s2} + \dots}{\Sigma_{s1} + \Sigma_{s2} + \dots}. \quad (1.39)$$

При изотропном рассеянии среднее расстояние, проходимое нейтроном в направлении первоначального движения между двумя соударениями, равно средней длине свободного пробега λ_s . И вследствие изотропности смещение нейтрона после любого числа столкновений должно отсутствовать. В действительности из-за преимущественного рассеяния вперед нейтрон сместится в направлении своего первоначального движения. В результате реальное расстояние, проходимое нейтроном между двумя соударениями, будет больше λ_s . Оно называется транспортной длиной свободного пробега:

$$\lambda_{\text{тр}} = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos\psi}}. \quad (1.40)$$

По аналогии с (1.24) вводится также понятие «транспортное сечение»:

$$\Sigma_{\text{тр}} = \frac{1}{\lambda_{\text{тр}}} \text{ см}^{-1}. \quad (1.41)$$

Важной характеристикой процесса замедления нейтронов является их энергетический спектр. Для получения этой характеристики используют понятие плотности замедления нейтронов.

Плотностью нейтронов n (см^{-3}) называется число нейтронов в 1 см^3 .

Плотностью потока нейтронов Φ называется удельная мера интенсивности нейтронного поля, учитывающая как плотность нейтронов, так и их скорость. Она определяется как произведение плотности нейтронов на их скорость и соответствует полному расстоянию, проходимому всеми нейтронами единицы объема за единицу времени. Плотность потока нейтронов, как и плотность нейтронов, является скалярной величиной.

$$\Phi = n\nu.$$

Зная величину Φ и макроскопические сечения взаимодействия, можно определить число взаимодействий нейтронов с ядрами материалов, находящихся в 1 см^3 ,

$$\frac{n\nu}{\lambda} = n\nu\Sigma = \Phi\Sigma.$$

С учетом выражения для каждого вида взаимодействий получим $\Phi\Sigma_a$, $\Phi\Sigma_s$, $\Phi\Sigma_f$ — число нейтронов, поглощенных в единице объема за единицу времени, испытавших реакцию рассеяния или вызвавших деление, соответственно.

Плотностью нейтронного потока называется число нейтронов, пересекающих за 1 с площадку в 1 см^2 , нормально ориентированную к данной оси в обоих направлениях. Плотность нейтронного потока обозначается I_{+x} , I_{-x} и т. д. Она имеет ту же размерность, что и нейтронный поток, но является векторной величиной. Результирующая плотность нейтронного потока определяется как разность потоков, пересекающих единичную площадку в обоих направлениях: $I_x = I_{+x} - I_{-x}$, $I_z = I_{+z} - I_{-z}$ и т. д.

При рассмотрении энергетического спектра нейтронов используют понятие *плотности замедления нейтронов* q — число нейтронов в 1 см^3 , которые в течение 1 с проходят определенное значение энергии E . Плотность замедления является функцией энергии:

$$q = q(E). \quad (1.42)$$

Для гомогенной непоглощающей среды бесконечных размеров спектр нейтронов будет зависеть только от рассеивающих свойств среды. В этом случае распределение замедляющихся нейтронов по энергиям определяется выражением

$$\Phi(E) = \frac{q(E)}{\xi\Sigma_s E}, \quad (1.43)$$

где $\Phi(E)$ — нейтронный поток для нейтронов с энергией E .

Из-за отсутствия потери нейтронов плотность замедления во всем диапазоне энергий неизменна, и потому

$$\Phi(E) = n(E)\nu(E) = \frac{q_0}{\xi\Sigma_s E_0}, \quad (1.44)$$

где q_0 — плотность замедления при делении.

Впервые это выражение получено Энрико Ферми, поэтому определяемое им энергетическое распределение нейтронов называют спектром Ферми.

Учитывая, что величины ξ и Σ_s практически постоянны, а $v \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ вне резонансов, полученное соотношение можно привести к виду

$$n(E) = CE^{-\frac{3}{2}}. \quad (1.45)$$

В рассмотренном случае с уменьшением энергии плотность соответствующих нейтронов монотонно увеличивается. В отличие от этого для спектров быстрых и тепловых нейтронов ранее были выделены максимумы (см. рис. 1.7).

В реальных системах пренебрегать поглощением нейтронов не всегда возможно, особенно при наличии в среде ядер U^{238} . Этот изотоп склонен к резонансному поглощению нейтронов, особенно в области энергий 1—10 эВ. В данном случае энергетическое распределение замедляющихся нейтронов с учетом их резонансного поглощения определяется выражением

$$q(E) = q_0 \exp \left[- \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi(\Sigma_a + \Sigma_s)} \frac{dE}{E} \right]. \quad (1.46)$$

В процессе замедления нейтронов помимо изменения энергии происходит и смещение их в пространстве. Средняя величина смещения по прямой от места рождения оказывает существенное влияние на критические размеры активной зоны, так как определяет вероятность утечки нейтронов в процессе замедления.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в замедляющей среде описывает *теория возраста*. Она основана на модели не ступенчатого, а непрерывного замедления. Предполагается, что нейтрон теряет энергию непрерывно. Это позволяет получить уравнения замедления нейтронов в дифференциальной форме.

Так как ξ есть среднее изменение логарифма энергии при одном соударении, то изменение $\ln E$ за время dt равно ξ , умноженному на число соударений за это же время:

$$-d \ln E = \frac{\xi v}{\lambda_s} dt \quad \text{или} \quad \frac{\partial(\ln E)}{\partial t} = -\frac{\xi v}{\lambda_s}. \quad (1.47)$$

Переход к частной производной объясняется тем, что энергия нейтрона является функцией не только времени, но и пространственных координат.

Учитывая, что $\frac{\partial(\ln E)}{\partial t} = \frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial t}$, предыдущее выражение принимает вид

$$\frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\xi v}{\lambda_s} \quad \text{или} \quad \frac{\partial t}{\partial E} = -\frac{\lambda_s}{\xi E v}. \quad (1.47a)$$

Запишем баланс нейтронов в 1 см^3 , учитывая, что изменение плотности нейтронов определяется их утечкой из рассматриваемого объема, а величина утечки определена при рассмотрении диффузии нейтронов — см. (1.66):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\nabla^2\Phi, \quad (1.48)$$

где n — число нейтронов с энергией E в 1 см^3 .

Ранее было определено выражение для плотности нейтронов любых энергий при отсутствии поглощений:

$$q = \xi\Sigma_s\Phi E. \quad (1.49)$$

Для некоторого фиксированного значения E получим из (1.49):

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \xi\Sigma_s E \frac{\partial\Phi}{\partial t}. \quad (1.50)$$

Или через оператор Лапласа:

$$\nabla^2 q = \xi\Sigma_s E \nabla^2\Phi. \quad (1.51)$$

Так как $n = \frac{\Phi}{\nu}$,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{\nu} \frac{\partial\Phi}{\partial t}. \quad (1.52)$$

Подставив вместо $\frac{\partial\Phi}{\partial t}$ его выражение из (1.50), получим

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{\nu\Sigma_s E} \frac{\partial q}{\partial t}.$$

Следовательно, с учетом (1.48)

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \nu\xi\Sigma_s E \frac{\partial n}{\partial t} = \nu\xi\Sigma_s D\nabla^2\Phi. \quad (1.53)$$

Так как согласно (1.51)

$$\nabla^2\Phi = \frac{\nabla^2 q}{\xi\Sigma_s E},$$

уравнение (1.53) можно привести к виду

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \nu D\nabla^2 q. \quad (1.54)$$

Произведем перемножение левой и правой частей полученного уравнения на соответствующие части уравнения (1.47а):

$$\frac{\partial t}{\partial E} \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial q}{\partial E} = -\frac{\lambda_s \cup D}{\xi \Sigma_s E} \nabla^2 q = -\frac{D}{\xi \Sigma_s E} \nabla^2 q. \quad (1.55)$$

Введем новую переменную τ , определяемую соотношением

$$d\tau = -\frac{D}{\xi \Sigma_s} \frac{dE}{E}. \quad (1.56)$$

Произведя подстановку и преобразования, окончательно получим

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} = \nabla^2 q. \quad (1.57)$$

Введенная величина τ называется возрастом нейтронов, а полученное в результате преобразований уравнение (1.57) — уравнением возраста. Можно заметить, что уравнение возраста соответствует по форме уравнению теплопроводности в твердом теле

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T,$$

где T — температура в точке; t — время; a — коэффициент температуропроводности.

Из сравнения двух уравнений видно, что τ в уравнении возраста играет ту же роль, что t в уравнении теплопроводности. Эта аналогия дала основание присвоить величине τ название возраста, тождественное понятию времени. Однако следует подчеркнуть, что τ имеет размерность не времени, а квадрата длины (см^2). Это хорошо видно из уравнения (1.56), где D (см), Σ_s (см^{-1}),

а ξ и $\frac{dE}{E}$ безразмерны.

Тем не менее возраст τ связан со временем существования нейтрона от момента рождения до рассматриваемого момента с текущим значением энергии E . В этом можно убедиться после интегрирования зависимости (1.56) в предположении, что $\tau = 0$ при $E = E_f$:

$$\tau(E) = \int_E^{E_f} \frac{D}{\xi \Sigma_s} \frac{dE}{E}. \quad (1.58)$$

Осредняя входящие под интеграл величины \bar{D} и $\bar{\Sigma}_s$, можно представить выражение для τ в виде

$$\tau = \frac{\bar{D}}{\bar{\xi \Sigma_s}} \ln \frac{E_f}{E}. \quad (1.59)$$

Из этого выражения видно, что с уменьшением энергии нейтрона и, следовательно, с течением времени его возраст τ увеличивается. Таким образом,

понятие «возраст» соответствует общепринятому для него смыслу, несмотря на, казалось бы, странную размерность величины.

Не очень сложно доказать, что возраст τ представляет собой $1/6$ среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон от места рождения, до места, где уровень его энергии достигает значения, соответствующего этому возрасту. Наибольшее значение возраста имеет нейтрон, достигший тепловой энергии.

Теоретические расчеты возраста нейтронов дают, как правило, большие погрешности. Поэтому на практике используют экспериментальные данные. В табл. 1.8 приведены значения возраста тепловых нейтронов для часто используемых замедлителей.

Таблица 1.8

Значение возраста тепловых нейтронов для основных замедлителей

Замедлитель	Возраст τ_{tr} , см ²
H ₂ O	31,4
D ₂ O	125,0
Be	95,0
BeO	105,0
C (графит)	364,0

Возраст нейтронов в смесях замедлителя с ядерным топливом всегда несколько больше, чем в чистом замедлителе. Например, для оценки возраста нейтронов в уран-водных смесях можно использовать формулу Фейнберга

$$\tau_{см} = \tau_{H_2O} \frac{1}{\sqrt{\gamma}}, \quad (1.60)$$

где γ — отношение объема воды к общему объему активной зоны.

Следует заметить, что величина τ оказывает существенное влияние на критические размеры активной зоны. Чем τ меньше, тем меньше утечка нейтронов в процессе замедления и критические размеры.

Для характеристики энергии нейтрона нередко используют понятие *летаргии* U . Летаргией называется логарифм отношения энергий

$$U = \ln \frac{E_0}{E},$$

где E_0 — энергия нейтрона при рождении; E — текущее значение энергии.

В отличие от большинства других характеристик энергии нейтрона летаргия безразмерна. С уменьшением энергии летаргия возрастает и достигает максимального значения, когда нейтрон становится тепловым.

1.7. Диффузия нейтронов [2, 4, 27, 30]

Диффузия — последний этап жизненного цикла нейтронов от момента достижения ими тепловой энергии E_T до исчезновения в результате поглощения или утечки. Диффузии подвержены моноэнергетические нейтроны, энергия которых в результате столкновений колеблется в некотором диапазоне, определенном температурой окружающей среды. Энергетический спектр тепловых нейтронов показан на рис. 1.7.

Диффузия нейтронов во многом аналогична процессу диффузии в газах и потому рассматривается в так называемом диффузионном приближении. Нейтроны подобно газам диффундируют из областей с большей плотностью в области с меньшей плотностью.

Известно, что скорость диффузии в газах определяется как скоростью теплового движения молекул, так и длиной свободного пробега между очередными столкновениями. Молекулы газа находятся в хаотичном броуновском перемещении и фактически проходят намного бóльшие расстояния, чем их линейное смещение от первоначального положения.

Количественно теория диффузии была развита в середине XIX в. Адольфом Фиком и определяется законом, названным его именем:

$$M_x = -D_0 \frac{\partial c}{\partial x}. \quad (1.61)$$

Приведенная зависимость означает, что если градиент концентрации c по направлению оси x составляет $\frac{\partial c}{\partial x}$, то через единичную перпендикулярную оси x площадку перемещается в единицу времени масса вещества M . D_0 (см²·с⁻¹) — коэффициент диффузии, численно измеряемый массой вещества, проходящей единичную площадку в единицу времени при единичном градиенте концентрации.

По аналогии с газами диффузия нейтронов также может быть описана законом Фика. Для нейтронов он определяет их число I , проходящее единичную площадку в единицу времени. Так, для площадки, перпендикулярной направлению x , и с учетом того, что $n = \Phi/v$, можно записать:

$$I_x = -D_0 \frac{\partial c}{\partial x} \quad \text{или} \quad I_x = -D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (1.62)$$

где $D = D_0/v$ — коэффициент диффузии для потока с размерностью длины, см.

Допущениями диффузионного приближения являются следующие условия:

- рассеяние частиц изотропно в лабораторной системе координат L ;
- среда, в которой происходит диффузия, слабо поглощает нейтроны;
- диффундирующие нейтроны моноэнергетические, и $E = E_T$;

- плотность нейтронного потока не изменяется во времени;
- на расстояниях, равных нескольким свободным пробегам нейтрона, плотность нейтронного потока изменяется пренебрежимо мало.

При соблюдении сформулированных условий результирующая плотность нейтронного потока $I_x = I_{+x} - I_{-x}$ (см⁻²·с) и соответственно I_y и I_z будут равны

$$\begin{aligned} I_x &= -\frac{\lambda_s}{3} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right); \\ I_y &= -\frac{\lambda_s}{3} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right); \\ I_z &= -\frac{\lambda_s}{3} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1.63)$$

В реальности рассеяние нейтронов в системе координат L не изотропно. Поэтому эффективное расстояние, проходимое нейтронами между соударениями, больше, чем длина свободного пробега, вследствие неизотропного рассеяния вперед. Степень рассеяния вперед в системе L определяется величиной среднего косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \psi} = 2/3A$.

В результате вместо величины λ_s следует использовать величину транспортной длины свободного пробега $\lambda_{\text{тр}}$:

$$\begin{aligned} I_x &= -\frac{\lambda_{\text{тр}}}{3} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right); \\ I_y &= -\frac{\lambda_{\text{тр}}}{3} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right); \\ I_z &= -\frac{\lambda_{\text{тр}}}{3} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (1.64)$$

Сравнивая полученные выражения для I_x с математической формулировкой закона Фика, можно заметить тождественность их структур, причем множитель $-\frac{\lambda_{\text{тр}}}{3}$ имеет смысл коэффициента диффузии:

$$D = -\frac{\lambda_{\text{тр}}}{3} = -\frac{\lambda_s}{3(1 - \overline{\cos \psi})}. \quad (1.65)$$

С учетом этого обстоятельства можно записать:

$$I_x = -D \frac{\partial \Phi}{\partial x} \text{ и т. д.}$$

Полученные зависимости для плотностей нейтронного потока по различным направлениям позволяют найти расчетное выражение для определения утечки нейтронов из единичного объема как по каждому направлению, так и в целом.

С этой целью рассмотрим вблизи точки с координатами x, y, z элементарный объем dV в виде куба со сторонами dx, dy, dz (рис. 1.11). Число нейтронов, входящих в выделенный объем через нижнюю грань за 1 с, равно $I_z dx dy$, а выходящих из dV через верхнюю грань за 1 с — $I_{z+dz} dx dy$. Здесь I_z и I_{z+dz} — результирующие плотности нейтронного потока в вертикальном направлении через соответствующие стороны куба. Если обозначить через Q_z суммарную утечку нейтронов из выделенного объема в направлении оси z , то

$$Q_z = (I_{z+dz} - I_z) dx dy.$$

С учетом ранее приведенных зависимостей для I и D , распространяя при этом результаты на другие направления, получаем

$$Q_z = -\frac{\lambda_{\text{тр}}}{3} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_{z+dz} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_z \right] dx dy = -D \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} dx dy dz.$$

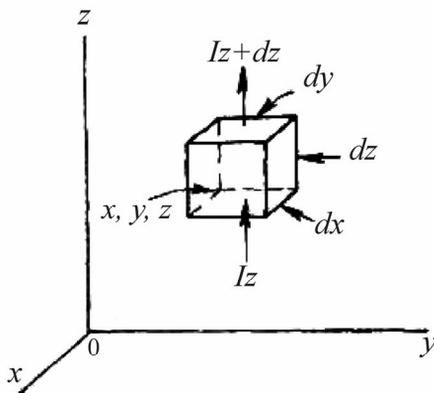


Рис. 1.11. К вычислению утечки нейтронов из элементарного объема

Величины Q_x и Q_y определяются аналогично.

Общая утечка Q из выделенного объема за 1 с составит:

$$Q = Q_x + Q_y + Q_z = -D \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) = -D \nabla^2 \Phi. \quad (1.66)$$

В пределах диффузионного приближения формула для оценки утечки может использоваться применительно к реакторам различной формы. При этом оператор Лапласа целесообразно выражать в координатах, с учетом геометрической формы реактора.

Получив выражение для оценки величины утечки из рассматриваемого объема, можно записать уравнение баланса нейтронов с размерностью каждого члена ($\text{см}^{-3}\cdot\text{с}$):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi + S. \quad (1.67)$$

Здесь $\frac{\partial n}{\partial t}$ — число появляющихся в объеме нейтронов; $D\nabla^2\Phi$ — величина утечки; $\Sigma_a\Phi$ — число поглощенных нейтронов; S — внутренний источник нейтронов.

Это уравнение часто называют *основным уравнением реактора*.

Теплые нейтроны в активной зоне образуются за счет замедления быстрых нейтронов по всему объему. Поэтому величина S определяется в теории возраста. Если предположить, что режим стационарен $\left(\frac{\partial n}{\partial t} = 0\right)$, а источник находится за пределами рассматриваемого элементарного объема ($S = 0$), то уравнение баланса нейтронов преобразуется к виду

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi = 0 \quad (1.68)$$

$$\text{или } \nabla^2\Phi - \kappa^2\Phi = 0, \quad (1.69)$$

где $\kappa^2 = \frac{\Sigma_a}{D} \text{ см}^{-2}$.

Полученное уравнение называется *волновым*, так как оно аналогично уравнению, которое описывает распространение волн в пространстве. Это уравнение определяет распределение нейтронного потока от сосредоточенного источника в любой точке пространства.

Для решения волнового уравнения в различных случаях вводятся надлежащие граничные условия. Одно из них может быть сформулировано следующим образом: вблизи границы между диффузионной средой и пустотой нейтронный поток Φ обращается в нуль на определенном, так называемом экстраполированном расстоянии от этой границы. Длина экстраполяции обозначается через d .

$$d = 0,71\lambda_{\text{тр}}. \quad (1.70)$$

Фактически в реальных условиях нейтронный поток обращается в нуль на более удаленных расстояниях от границ активной зоны, чем это определяется величиной d . В связи с этим в теории реакторов вводится понятие экстраполированных границ. Установка отражателя нейтронов еще больше усложняет этот вопрос, снижая точность теоретических решений.

Для определения среднего смещения теплового нейтрона в процессе диффузии вводится понятие *длины диффузии* — расстояния, на котором величина нейтронного потока от плоского источника падает в e раз.

Из решения волнового уравнения для плоского источника можно получить расчетное выражение для L^2 :

$$L^2 = \frac{\lambda_{\text{тп}} \lambda_a}{3} \text{ см}^2.$$

Чтобы более подробно выяснить физический смысл длины диффузии, вычислим средний квадрат расстояния, проходимого тепловым нейтроном от точки его образования до точки захвата.

Пусть точечный источник испускает P нейтронов за 1 с. Число нейтронов, поглощаемых за 1 с в элементарном сферическом объеме dV толщиной dr на радиусе r от источника, равно

$$\Sigma_a \Phi dV = \Sigma_a \Phi 4\pi r^2 dr.$$

Средний квадрат расстояния, проходимого нейтроном от места его рождения до места захвата, определится выражением

$$r_y^{-2} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 \times \text{число нейтронов, поглощенных в } dV}{\text{Общее число поглощенных нейтронов}} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 (4\pi r^2 \Sigma_a \Phi dr)}{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \Sigma_a \Phi dr}.$$

Подставляя выражение для Φ , получим

$$r_y^{-2} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 e^{-\alpha r^2} dz}{\int_0^{\infty} r e^{-\alpha r^2} dz} = 6L^2. \quad (1.71)$$

Таким образом,

$$L^2 = \frac{1}{6} r_y^{-2}. \quad (1.72)$$

Квадрат длины диффузии представляет собой 1/6 среднего квадрата расстояния, которое проходит тепловой нейтрон от точки, где он стал тепловым, до точки поглощения.

На значение длины диффузии для гомогенных активных зон значительное влияние оказывает наличие ядер горючего, сильно поглощающих тепловые нейтроны. Оценку этой величины можно производить по формуле

$$L^2 = \frac{D_{см}}{\Sigma_{a3} + \Sigma_{aT} + \Sigma_{ai}},$$

где Σ_{a3} , Σ_{aT} , Σ_{ai} — макроскопические сечения поглощения замедлителя, топлива и всех прочих элементов, входящих в состав гомогенной смеси.

С введением коэффициента использования тепловых нейтронов Θ зависимость для L^2 в случае смеси замедлителя с другими элементами, например, с горючим, может быть представлена в виде

$$L_{см}^2 = L_3^2 (1 - \Theta).$$

Таким образом, величина L^2 реальных систем в первую очередь зависит от типа замедлителя. Чем меньше эта величина, тем менее вероятна утечка тепловых нейтронов из активной зоны в процессе диффузии. В табл. 1.9 обобщены диффузионные свойства наиболее часто используемых замедлителей.

Таблица 1.9

Диффузионные свойства важнейших замедлителей

Замедлитель	$\lambda_{ар}$, см	L , см	$\lambda_{тр}$	D
H ₂ O	45	2,88	0,426	0,164
D ₂ O	3·10 ⁴	100	2,40	0,62
Be	904	23,6	2,10	0,6
BeO	1610	30,0	1,65	0,81
C (графит)	2760	50,0	2,71	0,78

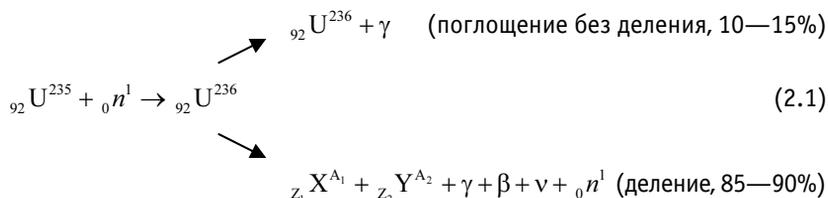
Как видно из приведенных данных, обычная вода имеет наименьшее значение L по сравнению с другими замедлителями. Как показано ниже, малое значение L снижает вероятность утечки нейтронов при диффузии. Это обстоятельство, как и минимизация утечки при замедлении, позволяет создавать малогабаритные активные зоны реакторов, в которых вода является одновременно и замедлителем, и теплоносителем.

Глава 2

Принцип действия и классификация ядерных реакторов

2.1. Механизм высвобождения ядерной энергии [3, 25, 42]

В предыдущей главе были рассмотрены причины и условия деления тяжелых ядер при взаимодействии с нейтронами и констатирован факт выделения при этом энергии из-за возникающего дефекта масс. Замечено, что реакции деления тяжелых изотопов с нечетным массовым числом (типа U^{235} , Pu^{239} , U^{233}) происходят под действием нейтронов любых энергий. При этом эффективное сечение деления на тепловых нейтронах на два порядка больше. Реакции деления тяжелых ядер с четным массовым числом (типа Th^{232} , U^{238} , Pu^{240}) идут только под действием быстрых нейтронов. Эта закономерность сформулирована Нильсом Бором и Джоном Уилером. Принципиальная схема взаимодействия ядра U^{235} с тепловым нейтроном имеет вид



Необходимо отметить, что при делении образуются, как правило, два асимметричных осколка разной массы. Неодинаковой при этом оказывается и кинетическая энергия осколочных ядер: более легкий осколок приобретает большую энергию. Деление тяжелых ядер на три или четыре осколка бывает очень редко (до 0,1%).

Осколки деления, разлетаясь в противоположные стороны, имеют кинетическую энергию в среднем 165 МэВ. Из этой величины 65—70 МэВ приходится на тяжелый осколок и 95—100 МэВ — на легкий. Осколки деления представляют собой сильно ионизированные атомы, так как каждый уносит с собой часть электронных оболочек разделившегося атома. При этом наименее прочно связанные электроны отстают от осколков, и последние оказываются ионизированными. Теряя скорость при торможении, атом-осколок постепенно подбирает следующие за ним орбитальные электроны.

На своем пути в окружающей среде осколки вызывают сильную ионизацию и возбуждение атомов замедлителя и испытывают частые прямые столкновения и взаимодействия с их ядрами. Все ядра-осколки бета-радиоактивны. Они дают начало многочисленным радиоактивным цепочкам, включающим в себя до 3—5 последовательных бета-превращений, сопровождающихся выходом нейтрино. Радиоактивные цепочки бета-превращений ядер-осколков при делении U^{235} , Pu^{239} и U^{233} хорошо изучены и приведены в специальных справочниках.

Дочерние ядра, образующиеся в цепочках, как правило, находятся в возбужденном состоянии, поэтому бета-излучение осколочных радиоизотопов обычно сопровождается также интенсивным гамма-излучением и выходом нейтрино.

Все возникающие при делении ядра излучения несут значительную энергию, которая рассеивается в окружающих место деления материалах и частично уходит за пределы реактора.

В табл. 2.1 показано распределение общей энергии деления одного ядра по основным составляющим. Кинетическая энергия осколков и бета-частиц составляет до 85% выделяемой энергии. Эта энергия из-за малого пробега указанных частиц превращается в тепловую в непосредственной близости от точки деления и часто называется локализованной. В гетерогенных реакторах, к которым относятся все судовые реакторы, локализованная энергия полностью идет на повышение температуры топливной композиции тепловыделяющих элементов (ТВЭлов).

Таблица 2.1

Распределение энергии деления одного ядра U^{235}

Вид энергии	Количество энергии		Доля общего выхода, %
	на одно ядро, Мэв	на 1 г делящегося материала, кВт·ч	
Кинетическая энергия осколков	165,0	$1,87 \cdot 10^4$	80,5
Энергия вторичных нейтронов	5,0	$0,55 \cdot 10^3$	2,4
Энергия мгновенного γ -излучения	7,8	$0,88 \cdot 10^3$	3,8
Энергия β - и γ -излучений в цепочках радиоактивного распада «осколочных» ядер	16,2	$0,18 \cdot 10^4$	7,0
Энергия нейтрино	11,0	$0,125 \cdot 10^4$	5,4
<i>Суммарный выход энергии</i>	<i>205,0</i>	<i>$0,23 \cdot 10^5$</i>	<i>100,0</i>

Пробеги нейтронов и гамма-квантов в материалах велики, поэтому их кинетическая энергия переходит в тепловую не только в твэле, но и в замедлителе, теплоносителе, конструкционных материалах, биологической защите. Такая энергия называется распределенной.

Энергия нейтрино в тепловую энергию не преобразуется, поскольку этот вид излучений с веществом не взаимодействует. Кстати, именно поэтому поток нейтрино безвреден для организма.

При практических расчетах, учитывая естественные погрешности в определении энергии излучений, принимают, что при одном акте деления непосредственно в реакторе переход энергии в тепловую форму составляет 200 МэВ. Такая несколько завышенная оценка энерговыделения непосредственно в реакторе (по разным оценкам оно составляет 190—195 МэВ) связана с запасом при расчетах температурного поля в материалах активной зоны.

Чтобы помочь читателю быстро ориентироваться при определении мощности устройств, связанных с выделением ядерной энергии, в табл. 2.2 приведены соотношения между различными энергетическими единицами, в том числе редко используемыми и устаревшими. При этом важной величиной является число делений ($3,1 \cdot 10^{10}$), в результате которых выделяется 1 Вт энергии.

Таблица 2.2

Соотношения между различными энергетическими единицами

	эрг	Дж (Вт·с)	кВт·ч	кал	эВ	МэВ	а. е. м.
эрг	1	10^{-7}	$2,78 \cdot 10^{-14}$	$2,39 \cdot 10^{-8}$	$6,24 \cdot 10^{11}$	$6,24 \cdot 10^5$	$6,71 \cdot 10^2$
Дж	10^7	1	$2,78 \cdot 10^{-7}$	0,24	$24 \cdot 10^{18}$	$6,24 \cdot 10^{12}$	$6,71 \cdot 10^9$
кВт·ч	$3,6 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^6$	1	$8,6 \cdot 10^5$	$2,25 \cdot 10^{25}$	$2,25 \cdot 10^{19}$	$2,41 \cdot 10^{16}$
кал	$4,18 \cdot 10^7$	4,18	$1,16 \cdot 10^{-6}$	1	$2,62 \cdot 10^{19}$	$2,62 \cdot 10^{13}$	$2,81 \cdot 10^{10}$
эВ	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-19}$	$4,45 \cdot 10^{-23}$	$3,83 \cdot 10^{-20}$	1	10^{-6}	$1,07 \cdot 10^{-9}$
МэВ	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-13}$	$4,45 \cdot 10^{-20}$	$3,83 \cdot 10^{-14}$	10^6	1	$1,07 \cdot 10^{-3}$
а. е. м.	$1,49 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-10}$	$4,15 \cdot 10^{-17}$	$3,56 \cdot 10^{-11}$	$9,31 \cdot 10^8$	$9,31 \cdot 10^2$	1

Примечание. 1 г массы соответствует $5,61 \cdot 10^{26}$ МэВ или $0,603 \cdot 10^{24}$ а. е. м..
1 а. е. м. соответствует $1,66 \cdot 10^{-24}$ г.

Все изотопы урана, тория и плутония способны делиться с выделением энергии не только при взаимодействии с нейтроном, но и самопроизвольно, спонтанно. Однако такое деление происходит с малой интенсивностью. Например, в 1 кг U^{238} происходит только 7 спонтанных делений в секунду, в Pu^{239} — 10, а в U^{235} — всего 0,3. Спонтанное деление не занимает заметного места в расчетах энерговыделения, но является одним из естественных источников нейтронов в активных зонах. Это играет значительную роль при первом пуске реактора.

Факт единичного деления тяжелого ядра с выделением энергии недостаточен для практического использования ядерной энергии. Для получения тепловой мощности в 1 МВт необходимо обеспечить $3,1 \cdot 10^{16}$ делений в секунду. Это задача совершенно иного масштаба. Ее решение оказалось возможным благодаря наличию совокупности четырех уникальных закономерностей, характерных для взаимодействий тяжелых ядер с нейтронами.

Во-первых, выход энергии на один акт деления ($E_f \cong 200$ МэВ) оказался весьма значителен.

Во-вторых, число вторичных нейтронов одного поколения в два-три раза превышает число нейтронов предыдущего поколения, затраченных на деление тяжелых ядер; тем самым обеспечивается возможность протекания цепной реакции деления.

В-третьих, вероятность деления тяжелых ядер при взаимодействии с нейтронами велика, особенно при их замедлении до значений тепловой энергии. В табл. 2.3 приведены параметры, характеризующие вероятность взаимодействия нейтронов с ядрами различных топлив. Из этих данных видно, сколь велика разница значений микроскопических поперечных сечений для быстрых и тепловых нейтронов. Она составляет как минимум два порядка.

Таблица 2.3

Характеристика взаимодействий делящихся материалов с нейтронами

Параметр	Делящийся материал		
	U ²³⁵	Pu ²³⁹	U ²³³
Сечения деления на нейтронах σ_f , барн:			
быстрых	1,44	1,78	2,20
тепловых	580	740	525
Сечения радиационного поглощения (без деления) на нейтронах σ_r , барн:			
быстрых	0,22	0,15	0,15
тепловых	101	286	53
Среднее число вторичных нейтронов при делении на нейтронах ν :			
быстрых	2,52	2,98	2,59
тепловых	2,44	2,89	2,51
Среднее число запаздывающих нейтронов на один акт деления	$1,58 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$

Четвертая важная закономерность — запаздывание небольшой части вторичных нейтронов в акте деления. Это обстоятельство, как будет показано, создает необходимые условия для управления цепной реакцией деления, увеличивая время жизни одного поколения нейтронов на два порядка.

Отсутствие любой из перечисленных закономерностей осложнило бы или даже воспрепятствовало практическому использованию ядерной энергии.

Основной характеристикой любого энергетического реактора является величина его тепловой мощности. В техническом проекте реактора определена требуемая максимальная мощность, обычно называемая номинальной N_p^H . При эксплуатации допускается работа на любой доле нагрузки в диапазоне $0 < N_p < 1$. Вместо упоминаний о тепловой мощности реактора в эксплуатационной документации часто используется понятие «процент номинальной мощности». Например, при номинальной мощности 70 МВт и работе реактора на мощности 14 МВт говорят, что реактор работает на мощности 20%.

Тепловой мощностью реактора N_p называют количество тепловой энергии (МВт), выделяющейся в активной зоне в результате всех актов деления в единицу времени и выносимой теплоносителем за пределы реактора. Количество энергии, выделяемой в единице объема топливной композиции (например, в 1 см^3) в единицу времени называют удельным энерговыделением q_V или плотностью объемного тепловыделения, имеющей размерность $\text{кВт}/\text{см}^3$. Необходимо обязательно указывать, к чему относится величина удельного энерговыделения — к топливной композиции (твэлу) или ко всему объему активной зоны. Нередко, говоря об удельном энерговыделении в активной зоне, используют размерность $\text{МВт}/\text{м}^3$.

Как уже отмечалось, в тепловыделяющих элементах реактора, т. е. непосредственно в топливной композиции, выделяется примерно 85% всей энергии в реакторе. До 7—8% выделяется в конструктивных элементах, замедлителе, теплоносителе и корпусе. Вся эта тепловая энергия отводится теплоносителем и участвует в паросиловом цикле. До 7—8% выделяемой при делении ядер энергии уходит за пределы реактора и практически полезно не используется. Основная часть этой не используемой энергии принадлежит нейтрину.

Для реактора на тепловых нейтронах, в активной зоне которого находятся два делящихся изотопа U^{235} и Pu^{239} , удельное энерговыделение в i -й точке топливной композиции q_V равно:

$$q_V = 3600 \cdot 0,85 (\sigma_f^5 N_5 + \sigma_f^9 N_9) \bar{\Phi} E_f \quad \text{кВт}/\text{см}^3, \quad (2.2)$$

где 0,85 — доля энергии деления ядра, выделяемой в топливной композиции; σ_f^5 и σ_f^9 — микроскопические сечения деления U^{235} и Pu^{239} ; N_5 , N_9 — количество ядер U^{235} и Pu^{239} в 1 см^3 топливной композиции; $E_f = 200 \text{ МэВ} = 8,9 \cdot 10^{-18} \text{ кВт}\cdot\text{ч}$ — энергия одного акта деления; $\bar{\Phi}$ — плотность нейтронного потока в рассматриваемой точке.

Практически, несмотря на принимаемые меры, нейтронный поток и распределение энергий нейтронов, а также концентрация топлива в объеме активной зоны неравномерны. Поэтому в общем случае энерговыделение и тепловая мощность реактора определяются интегрированием числа делений по объему топливной композиции с учетом зависимости эффективных сечений от энергии нейтронов, а плотности нейтронного потока — от координат:

$$N_p = 0,92 \int_V \int_E N_5(r) N_9(r) \sigma_f^{5-9}(r, E) E_f(E) \Phi(r, E) dE dr, \quad (2.3)$$

где r — координата; E — энергия; Φ — плотность нейтронного потока. При осреднении величин Φ и энергии нейтрино E_n в объеме топливной композиции $V_{т.к}$ мощность можно определить через величину среднего удельного энерговыделения q_V :

$$N_p = 1,15 V_{т.к} q_V. \quad (2.4)$$

Если учесть, что для получения мощности в размере 1 МВт интенсивность деления ядер топлива в топливной композиции должна составлять $3,1 \cdot 10^{16}$ делений в секунду, то мощность реактора можно определить по формуле

$$N_p = \frac{V_{т.к} (\sigma_f^5 N_5 + \sigma_f^9 N_9) \bar{\Phi}}{3,1 \cdot 10^{16}} \text{ МВт}. \quad (2.5)$$

Последние две зависимости могут использоваться только для оценочных предварительных тепловых расчетов активной зоны, поскольку неравномерности нейтронного потока и концентраций горючего, как правило, очень значительны, изменяются в ходе кампании и требуют учета.

Анализируя зависимости (2.3) и (2.4), можно видеть, что единственным параметром, который пропорционально изменяется в соответствии с изменением мощности, является плотность потока нейтронов Φ . Остальные параметры меняются незначительно или остаются постоянными. Таким образом, для небольшого промежутка времени можно записать

$$N_p = c \bar{\Phi}, \quad (2.6)$$

где c — постоянный коэффициент.

Замечание о справедливости соотношения (2.6) только для малого интервала времени существенно. Для каждого конкретного реактора величины плотности потока нейтронов Φ , концентрации делящихся изотопов N_5 и Pu^{239} в течение кампании будут меняться даже для одной и той же мощности. При этом снижение концентрации N_5 происходит быстрее возможного возрастания концентрации Pu^{239} в ходе его воспроизводства. В общем случае в течение кампании плотность потока нейтронов со временем должна возрастать, компенсируя выгорание топлива. Учитывая, что на

величину концентраций материалов активной зоны в ходе эксплуатации, как правило, влиять невозможно (такая возможность есть только на некоторых типах реакторов стационарной энергетики, например РБМК-1000), осуществлять запуск, изменять мощность или прекращать работу реактора можно только путем воздействия на плотность нейтронного потока. Это делается с помощью стержней из материалов, хорошо поглощающих нейтроны и перемещающихся в активной зоне.

Необходимо лишь раз подчеркнуть, что механизм выделения ядерной энергии принципиально отличается от механизма энерговыделения химических реакций, в том числе цепной реакции горения. В первом случае происходит развал нуклида и возникновение значительного дефекта масс. Во втором случае имеет место перестройка электронных оболочек. Для сравнения: при делении ядер одного грамма U^{235} выделяется $2,35 \cdot 10^4$ кВт·ч ($5,26 \cdot 10^{23}$ МэВ или $2,01 \cdot 10^7$ ккал) энергии, которую можно получить путем сжигания 2,5 т каменного угля, 1,8 т бензина или при взрыве 200 кг тринитротолуола. Таким образом, весовая эффективность ядерного топлива примерно в 2,0—2,5 млн раз выше весовой эффективности органического топлива и 200 тыс. раз эффективнее взрывчатых веществ. Дефект масс, определяющий выход энергии при делении одного ядра, составляет всего 0,1% его первоначальной массы.

2.2. Принципиальное устройство ядерного реактора [13]

Несмотря на большое разнообразие типов, назначений и конструктивных исполнений судовых ядерных реакторов, во всех случаях существуют базовые элементы, которые имеются в каждом из них. На рис. 2.1 показана принципиальная схема реактора, характерная для судовых атомных энергетических установок. Названные в ней элементы присущи и реакторам других типов.

Активной зоной называется центральная часть реактора, в которой размещается охлаждаемое теплоносителем ядерное топливо, осуществляется цепная реакция деления с образованием основной (более 95%) доли тепловой энергии, а также размещаются замедлитель, системы компенсации реактивности, контроля за нейтронным и тепловым полями, а также система управления. На рис. 2.1 активная зона ограничена боковым отражателем 8, верхней и нижней плитами 10 и 15.

Активная зона реактора окружена *отражателем* нейтронов. Он предназначен для уменьшения утечки нейтронов из активной зоны. Кроме того, отражатель способствует выравниванию плотности нейтронного потока в объеме активной зоны, что обеспечивает более равномерное энерговыделение и

выгорание топлива в процессе кампании реактора. В отражателе выделяется значительное количество энергии, и он всегда охлаждается потоком теплоносителя. Продолжением отражателя в сторону корпуса является *тепловая защита* корпуса, призванная уменьшить воздействие излучений на корпус и другие окружающие реактор элементы.

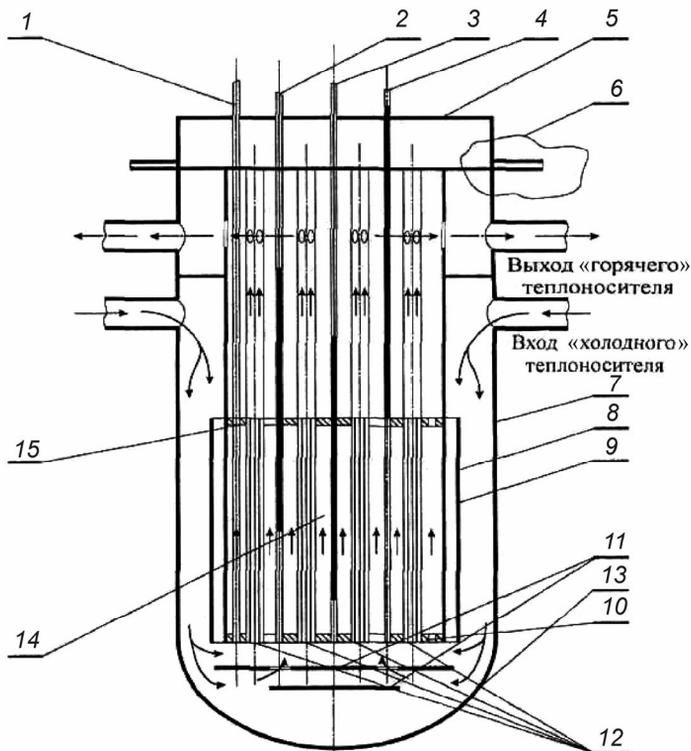


Рис. 2.1. Принципиальная схема водо-водяного реактора:
1 — гильза контрольно-измерительных приборов (КИП); 2 — стержень;
3 — компенсирующая решетка; 4 — стержень аварийной защиты (АЗ);
5 — крышка; 6 — узел уплотнения (крышка-корпус); 7 — корпус;
8 — отражатель; 9 — боковые экраны; 10 — нижняя плита;
11 — нижние экраны; 12 — технологические каналы с твэлами;
13 — эллиптическое дно; 14 — активная зона; 15 — верхняя плита

Основным элементом любого реактора является *активная зона*. Активная зона с отражателем, тепловой защитой и элементами проточного тракта теплоносителя помещается в герметичный корпус 7 с патрубками подвода и отвода теплоносителя. Корпус реактора окружен биологической защитой.

Реактор имеет *систему управления и защиты*, основными элементами которой являются датчики контроля нейтронного потока, стержни из поглощающих нейтроны материалов (бора, кадмия, гафния, самария, европия и др.) и приводы для их перемещения в активной зоне.

В зависимости от назначения, материалов ядерного топлива, замедлителя и теплоносителя конструктивное исполнение всех названных элементов ядерного реактора может иметь очень большие отличия. Рассмотрение принципиального устройства реактора значительно упрощается и становится более конкретным, если ограничиться только реакторами судовых ядерных энергетических установок. За 50 лет с начала проектирования и создания таких установок начиная с атомного ледокола «Ленин» и атомных подводных лодок первого поколения принципиальное устройство судовых ядерных реакторов изменилось несущественно. Совершенствование коснулось состава топливной композиции, способов компенсации запаса реактивности, схемных решений первого контура. Облик собственно реактора в главном сохранился. Это свидетельствует о дальновидности первого главного конструктора судовых реакторов Николая Доллежала и научного руководителя всех работ в этой сфере Анатолия Александрова. Принятые ими принципиальные решения мало изменились до сих пор.

Активная зона судовых реакторов формируется из тепловыделяющих сборок (ТВС), ранее называвшихся рабочими каналами. Внутри ТВС размещаются твэлы. Тепловыделяющие сборки заключены в трубы (корпуса), устанавливаемые в нижней и верхней трубных досках (плитах). Вся эта система окружена обечайками отражателя и тепловой защиты. Все вместе взятое крепится внутри мощного толстостенного корпуса со съемной верхней крышкой. Через верхнюю крышку производится загрузка и перегрузка ТВС активной зоны, а также осуществляется управление перемещением органов управления и защиты реактора. На корпусе размещаются патрубки, через которые подводится и отводится теплоноситель. Принцип использования судового реактора станет яснее, если рассмотреть в общем виде состав и функциональную схему судовой ядерной энергетической установки (ЯЭУ) (рис. 2.2).

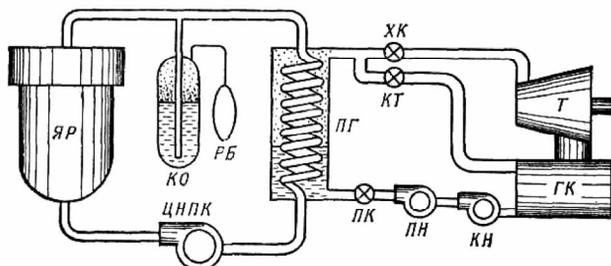


Рис. 2.2. Функциональная схема ядерной энергетической установки

Замкнутая система, по которой с помощью циркуляционного насоса первого контура (ЦНПК) циркулирует проходящий через ядерный реактор (ЯР) теплоноситель, называется *первым контуром*. Нагретый в реакторе теплоноситель первого контура (как правило, это вода высокой чистоты) направляется в парогенератор (ПГ) и передает тепло второму контуру. Рабочее тело *второго контура* (вода) подается конденсатным (КН) и питательным (ПН) насосами в парогенератор, где генерируется перегретый пар. Пар направляется в турбину Т, а после турбины — в главный конденсатор (ГК). Оттуда питательная вода вновь направляется в парогенератор.

В составе первого контура обязательно имеется компенсатор объема (КО), принимающий избытки теплоносителя в ходе разогрева. С верхней частью КО соединен ресиверный баллон (РБ) с газом, с помощью которого создается газовая подушка над изменяющимся уровнем теплоносителя.

Кроме названных первого и второго контуров обеспечение работы реактора и судовой атомной энергетической установки (АЭУ) осуществляется третьим и четвертым контурами. *Третий (замкнутый) контур* также заполнен водой высокой чистоты и служит для охлаждения бака железо-водной биологической защиты реактора и некоторых элементов первого контура. Четвертый контур является контуром забортной воды и предназначен для отвода тепла от третьего контура.

Описанная схема ЯЭУ называется *двухконтурной*. В случае использования реакторов с жидкотеплоносителем нередко применяют трехконтурные схемы для исключения непосредственного контакта радиоактивного теплоносителя первого контура с рабочим телом паротурбинной установки и возможности попадания воды в контур с жидким металлом. Могут использоваться и одноконтурные ЯЭУ, в которых теплоноситель первого контура одновременно является и рабочим телом для турбины. Более подробному анализу конструктивных особенностей реакторов и элементов первого контура судовых ЯЭУ посвящена следующая глава.

2.3. Коэффициент размножения нейтронов [2, 13]

Принцип действия ядерного реактора базируется на двух основных процессах — генерации тепла при делении ядер топлива поколениями нейтронов и отводе этого тепла для использования, как правило, в паросиловом цикле.

Введение понятия «поколение нейтронов» условно, но помогает не только более наглядно показать механизм цепной реакции деления, но и получить важные расчетные зависимости. На рис. 2.3 показаны три поколения нейтронов, увеличивающих от поколения к поколению свою численность. Иными словами, в рассматриваемом случае плотность потока

нейтронов Φ в активной зоне, скорость деления ядер топлива и тепловая мощность реактора возрастают во времени.

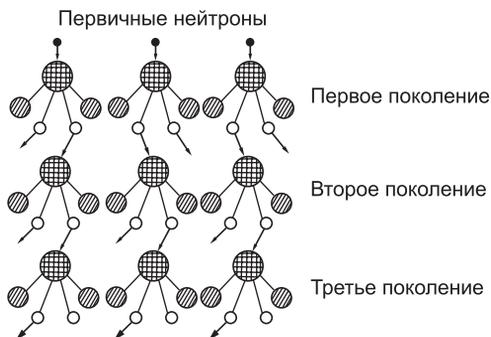


Рис. 2.3. Развитие цепной реакции деления с возрастанием плотности потока нейтронов Φ

Для большей ясности дальнейших рассуждений при анализе жизненного цикла поколения нейтронов дадим определения ряда понятий. Их физический смысл основан на анализе баланса нейтронов в каждый момент жизненного цикла рассматриваемого поколения и становится ясен из определений:

коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде K_{∞} — отношение числа нейтронов одного поколения к числу нейтронов предыдущего поколения в активной зоне бесконечных размеров;

эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эф}}$ — отношение числа нейтронов одного поколения к числу нейтронов предыдущего поколения в активной зоне конечных размеров;

коэффициент размножения на быстрых нейтронах ε — отношение числа нейтронов одного поколения, появившихся при делении ядер топлива на нейтронах всех энергий, к числу нейтронов того же поколения, появившихся при делении ядер топлива только на тепловых нейтронах;

число быстрых нейтронов на один акт поглощения теплового нейтрона топливной композицией η (определение заключено в названии);

число возникающих быстрых нейтронов на один акт деления ν (определение заключено в названии);

вероятность избежать резонансного захвата ϕ — отношение числа нейтронов одного поколения, прошедших при замедлении резонансный интервал энергий, к числу нейтронов того же поколения перед резонансным интервалом энергий;

коэффициент использования тепловых нейтронов Θ — отношение тепловых нейтронов одного поколения, поглощенных в топливной

композиции, к числу нейтронов того же поколения, поглощенных всеми материалами активной зоны;

вероятность избежать утечки при замедлении P_3 — отношение числа нейтронов одного поколения, достигших тепловой энергии, к числу нейтронов того же поколения, прошедших резонансный интервал;

вероятность избежать утечки при диффузии P_d — отношение числа тепловых нейтронов, поглощенных в материалах активной зоны, к числу нейтронов того же поколения, достигших теплового уровня.

Рассмотрим жизненный цикл одного поколения нейтронов, появившихся в результате деления тяжелых ядер на тепловых нейтронах. На рис. 2.4 последовательно представлены основные этапы жизненного цикла i -го поколения нейтронов от момента их появления после деления до рождения следующего, $(i+1)$ -го поколения.

В рамке № 1 зафиксирован момент появления быстрых нейтронов некоторого i -го поколения, возникших в результате деления ядер топлива на тепловых нейтронах предыдущего поколения.

В рамке № 2 показан следующий момент жизненного цикла рассматриваемого поколения нейтронов — после того как часть возникших быстрых нейтронов приняла участие в делении U^{238} , и первоначальное их число увеличилось и достигло величины n .

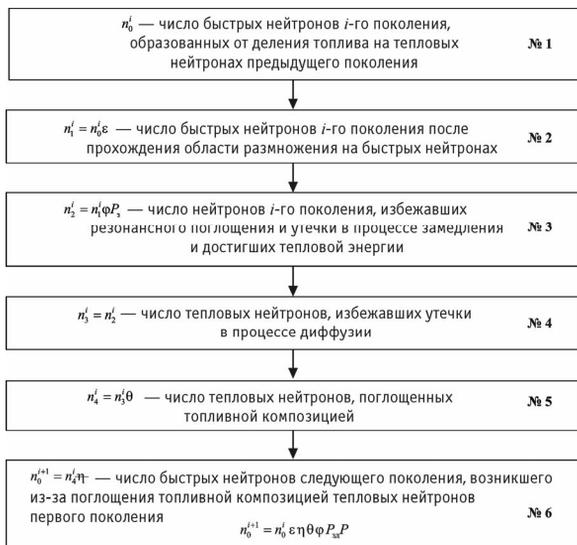


Рис. 2.4. Логическая цепочка жизненного цикла i -го поколения нейтронов в активной зоне

В рамке № 3 определяется число нейтронов рассматриваемого поколения после достижения ими тепловой энергии. По сравнению с предыдущим моментом число нейтронов рассматриваемого поколения уменьшилось за счет поглощения в резонансной области и утечки в процессе замедления.

В рамке № 4 фиксируется число нейтронов рассматриваемого поколения, избежавших утечки в процессе диффузии.

В рамке № 5 показано число нейтронов, поглощенных топливной композицией.

В конечной рамке № 6 зафиксировано число нейтронов нового, $(i+1)$ -го поколения, возникших в результате деления ядер топлива на тепловых нейтронах рассматриваемого поколения.

Представленная цепочка позволяет получить выражение для эффективного коэффициента размножения нейтронов как отношения числа нейтронов $(i+1)$ -го поколения к числу нейтронов предыдущего, i -го поколения:

$$K_{\text{эф}} = \frac{n^{i+1}}{n^i} = \eta \varepsilon P_3 P_d \Theta \varphi. \quad (2.7)$$

Вместо величины $K_{\text{эф}}$ обычно используется величина реактивности

$$\rho = \frac{K_{\text{эф}} - 1}{K_{\text{эф}}}. \quad (2.8)$$

С помощью величины ρ , равно как и величины $K_{\text{эф}}$, можно характеризовать состояние реактора и его мощностную динамику. При $K_{\text{эф}} = 1$ ($\rho = 0$) состояние реактора критическое, мощность постоянна. При $K_{\text{эф}} > 1$ ($\rho > 0$) реактор надкритический, мощность возрастает. При $K_{\text{эф}} < 1$ ($\rho < 0$) реактор подкритический, мощность падает или находится на очень низком подкритическом уровне остаточного энерговыделения.

В активной зоне бесконечных размеров не может быть утечек нейтронов за ее пределы, поэтому в выражении для $K_{\text{эф}}$ $P_3 = 1$ и $P_d = 1$. В результате коэффициент размножения нейтронов для такой бесконечной среды определяется произведением четырех сомножителей:

$$K_{\infty} = \eta \varepsilon \Theta \varphi. \quad (2.9)$$

Одной из главных задач теории реакторов является обоснование расчетных зависимостей для всех коэффициентов, входящих в формулу для определения $K_{\text{эф}}$. Решение этой задачи дано в следующих главах.

2.4. Классификация ядерных реакторов **[2, 4, 13, 33, 42]**

Энергетическим ядерным реактором называется устройство, обеспечивающее осуществление управляемой цепной реакции деления тяжелых ядер нейтронами и надежный теплоотвод из зоны энерговыделения. Во многих случаях при определении понятия «ядерный реактор» о его теплофизическом содержании не упоминают. Но без надежного теплоотвода ядерный реактор превращается во взрывное устройство.

За 50 лет активного использования стационарных и транспортных атомных энергетических установок были созданы, испытаны и внедрены десятки типов ядерных реакторов. Еще больше вариантов таких устройств рассматривалось в проектах и может быть создано в перспективе. К настоящему времени сложились определенные принципы классификации реакторов по совокупности различных признаков. Ниже будут изложены основные положения этой классификации.

Классификация по назначению. В общем случае можно выделить пять направлений использования ядерных реакторов, определяющих их классификацию по назначению:

- энергетические;
- промышленные;
- исследовательские;
- опытно-экспериментальные;
- учебные.

К *энергетическим* реакторам могут быть отнесены реакторы АЭС, атомных станций теплоснабжения, транспортные (судовые, корабельные, плавучих АЭС и др.), космические. Их общее назначение заключается в получении энергии. Как и за счет чего это происходит, см. раздел 2.1.

К *промышленным* могут быть отнесены реакторы-бридеры, реакторы для производства изотопов, многоцелевые реакторы.

Назначение *исследовательских, экспериментальных и учебных* реакторов определяется их названиями.

Классификация по виду ядерного топлива. Наиболее простым и дешевым ядерным топливом для реактора является природный уран. Однако при его использовании габариты активной зоны оказываются очень большими, а выбор замедлителей и теплоносителей очень ограниченным. Критических размеров активной зоны удастся достичь только при использовании тяжелой воды D_2O . В общем случае по изотопному составу используемого ядерного топлива реакторы можно классифицировать следующим образом:

Реакторы на природном уране:

- реакторы на обогащенном уране, когда содержание U^{235} в топливной композиции превышает 0,72% и может достигать 95%;
- реакторы с уран-плутониевым топливным циклом U-Pu;
- реакторы с уран-ториевым топливным циклом U-Th.

Делящиеся изотопы часто используются в виде различных химических и механических соединений, образующих топливную композицию. Поэтому по составу и агрегатному состоянию топливные композиции могут подразделяться на:

- металлическое топливо;
- керамическое топливо;
- дисперсионное топливо;
- жидкое топливо (растворы);
- газообразное топливо (например, UF).

Более подробно свойства различных топлив рассмотрены в главе 6.

Классификация по способу взаимного размещения ядерного топлива и замедлителя. Различают гомогенные и гетерогенные реакторы.

Гомогенными называют реакторы, в которых топливо и замедлитель образуют однородную смесь. При этом частицы топлива и замедлителя существенно меньше длины свободного пробега нейтронов в гомогенной смеси. Такая смесь получается наиболее просто, например, при растворении урановой соли в воде. Современные энергетические ядерные реакторы промышленного применения практически всегда используют гетерогенную структуру активной зоны.

В *гетерогенных* реакторах топливо и замедлитель образуют неоднородную для нейтронов структуру. В современных гетерогенных реакторах топливная композиция обычно располагается в тепловыделяющих элементах, из которых формируются тепловыделяющие сборки. Поверхность твэлов при работе реактора охлаждается теплоносителем, а ТВС окружены замедлителем. В качестве теплоносителя и замедлителя могут использоваться в общем случае различные среды, сведения о которых приведены в главе 6.

Классификация по энергии нейтронов, обуславливающих большую часть делений ядерного топлива. В зависимости от интервала энергетического спектра нейтронов, в пределах которого происходит наибольшее число делений ядерного топлива, реакторы подразделяются на три типа:

- реакторы на тепловых нейтронах;
- реакторы на промежуточных нейтронах;
- реакторы на быстрых нейтронах.

Реакторы на тепловых нейтронах — наиболее распространенный тип реакторов в атомной энергетике. Практически все (за небольшим исключением) судовые реакторы подводных лодок, атомных ледоколов и плавучих АЭС относятся к реакторам этого типа. Энергетический спектр нейтронов, при которых происходит большее число делений в реакторах на тепловых нейтронах, составляет менее 0,1 эВ. В активных зонах реакторов этого типа размещается значительное количество замедлителя. Например, при использовании в качестве замедлителя обычной воды отношение ядер U^{235} к молекулам замедлителя должно лежать в диапазоне 0,0025—0,0100. Кроме обычной воды в реакторах на тепловых нейтронах иногда используют тяжелую воду, чаще графит. Однако для транспортных атомных энергетических установок применяется преимущественно обычная вода высокой чистоты, поскольку только она может обеспечить приемлемые массогабаритные характеристики.

Реакторы на промежуточных нейтронах имеют энергетический спектр нейтронов, вызывающих деление ядер топлива, в диапазоне от 1 до 500 кэВ. В активных зонах этих реакторов наличие материалов, относящихся к замедлителям, должно быть минимизировано. В связи с этим в промежуточных реакторах в качестве теплоносителя не может использоваться обычная вода. Как правило, для этой цели используют жидкие металлы. Реактор на промежуточных нейтронах был одним из первых, предназначенных для подводных лодок. Еще в конце 50-х годов в Советском Союзе под научным руководством Александра Лейпунского был спроектирован, построен, испытан и сдан в эксплуатацию реактор типа РМ-1. Затем последовал реактор БМ-40А и др., которые были установлены на нескольких подводных лодках. В составе топливной композиции активных зон этих реакторов использовался U-Be при содержании U^{235} до 90%. Малые габариты и высокое удельное энергонапряжение активных зон таких реакторов позволили создать высокоманевренные автоматизированные атомные подводные лодки небольшого водоизмещения. К сожалению, развитие этого прогрессивного направления судовой атомной энергетике пока развития не получило из-за необходимости сложной инфраструктуры берегового обеспечения кораблей с такими энергетическими установками.

Реакторы на быстрых нейтронах имеют энергетический спектр нейтронов в диапазоне более 0,1 МэВ и вообще не должны содержать в активной зоне каких-либо замедляющих материалов. Такие реакторы должны иметь высокое обогащение топлива (выше 15%). Величина критической массы быстрых реакторов в 5—10 раз больше критических масс реакторов на тепловых нейтронах из-за малых значений эффективных сечений деления урана на нейтронах высоких энергий. У быстрых реакторов самая высокая энергонапряженность активных зон. В связи с этим проблема надежного теплоотвода при создании таких реакторов является наиболее серьезной. В качестве теплоносителей для

быстрых реакторов применяются жидкие металлы — натрий или натрий-калий. Имеются исследовательские быстрые реакторы с газовым теплоносителем, например, гелием. Ведутся проектные проработки быстрых реакторов со свинцовым теплоносителем.

Принципиальным достоинством реакторов на быстрых нейтронах является возможность получения высокого коэффициента воспроизводства. Это означает, что такие реакторы одновременно с выработкой энергии могут производить вторичные делящиеся изотопы (Pu^{239} из U^{238} и U^{233} из Th^{232}). Коэффициент воспроизводства может достигать значения, существенно превышающего 1,0.

В Советском Союзе, а затем в России достигнуты значительные успехи в разработке и создании реакторов на быстрых нейтронах типа БН. Что касается судовой энергетики, то в США был неудачный опыт создания атомной подводной лодки с жидкометаллическим теплоносителем — натрием. Больше подобные попытки не предпринимались.

Классификация по материалу замедлителя. Основными требованиями к замедлителям ядерных реакторов с точки зрения протекающих там нейтронно-физических процессов являются: большая вероятность упругого и неупругого рассеяния нейтронов, малое эффективное сечение поглощения, устойчивость к различного рода излучениям. В зависимости от материала замедлителя различают следующие типы реакторов:

- с графитовым замедлителем (С);
- с обычной водой (H_2O);
- с тяжелой водой (D_2O);
- с бериллием и его соединениями.

Ранее считались перспективными органические замедлители, но они оказались малоустойчивыми под воздействием мощных излучений и в ряде случаев токсичны.

Материалы замедлителей, которые более подробно рассмотрены в главе 6, оказывают значительное влияние на многие характеристики реактора: загрузку ядерного топлива, размеры активной зоны, теплотехнические параметры, стоимость и др. В табл. 2.4 приведены сравнительные оценки замедлителей с точки зрения критической загрузки и объема активной зоны. Из этих данных следует, что наилучшим замедлителем с точки зрения экономии ядерного топлива является тяжелая вода. Она позволяет иметь критическую загрузку в 20 раз меньше по сравнению с графитом и в 7 раз меньше по сравнению с природной водой. Это объясняется очень малым поглощением нейтронов тяжелой водой. Однако из-за сложности получения и высокой стоимости тяжеловодные реакторы в большой энергетике почти не применяются.

Таблица 2.4

Влияние свойств замедлителя на критические характеристики активных зон

Критерий сравнения	D ₂ O	H ₂ O	Be	C
N ₃ /N ₅	10240	320	10240	10240
Относительная критическая загрузка	1,0	7,08	4,53	21,2
Относительный критический объем	4,13	1,0	5,05	70,0

С точки зрения минимизации габаритов лучшим замедлителем является природная вода. Ее применение позволяет в 70 раз уменьшить критические размеры активной зоны по сравнению с графитовым реактором. Именно поэтому легководным реакторам отдается безусловное предпочтение в транспортных атомных энергетических установках.

В стационарной энергетике, как правило, используется принцип совмещения двух замедляющих сред — природной воды и графита, при этом вода играет еще и роль теплоносителя.

Классификация по виду теплоносителя. От теплоносителя зависят не только конструктивные особенности реактора, но и принципиальная схема ЯЭУ в целом. В качестве теплоносителей могут использоваться жидкости и газы, мало поглощающие нейтроны любых энергий, обладающие приемлемыми теплофизическими свойствами (теплоемкостью, теплопроводностью, коэффициентами теплообмена), совместимые с конструкционными материалами, нетоксичные, стойкие к сильным излучениям. В зависимости от теплоносителя различают реакторы:

- с водой под давлением;
- с кипящей водой (кипящие);
- с газовым теплоносителем — СО, гелием, воздухом, азотом;
- с жидкометаллическим теплоносителем (ЖМТ) — натрием, калием, свинцом, висмутом и т. д.;
- с органическим теплоносителем.

Природная вода, которая пригодна для использования и как замедлитель, и как теплоноситель, часто используется в реакторах на тепловых нейтронах в обоих этих качествах. Такие реакторы называются водо-водяными (ВВР). К водо-водяным реакторам относятся практически все современные реакторы судового типа. Среди реакторов ВВР различают реакторы ВВРД (с водой под давлением) и реакторы ВВРК (кипящие).

Основным недостатком воды как теплоносителя является необходимость иметь высокое давление в первом контуре и ограничения в связи с этим

параметров рабочего тела (пара) перед турбиной. В результате у ЯЭУ с ВВРД коэффициент полезного действия не превышает 20%.

Температура газовых теплоносителей не зависит от давления в контуре. Кроме того, газы слабо активируются или совсем не активируются в активной зоне. Но вследствие низкой удельной теплоемкости и плотности газов затраты мощности на прокачку газа через реактор весьма велики.

Жидкометаллические теплоносители обладают хорошими теплопередающими свойствами, не замедляют нейтроны, устойчивы под излучениями и имеют высокую температуру кипения. Общих присущих всем ЖМТ недостатков у них немного. Можно отметить склонность к наведенной активации. Однако у каждого ЖМТ есть индивидуальные недостатки: у натрия — агрессивность при контакте с водой, у свинца и висмута — высокая температура плавления. Но они незаменимы для реакторов на быстрых нейтронах и потому перспективны.

Классификация по устройству первого контура. С начала разработки ядерных реакторов были определены две разновидности формирования первого контура, призванного обеспечивать теплоотвод из активной зоны.

В так называемых *корпусных* реакторах, к категории которых относятся все реакторы транспортного назначения, активная зона, отражатель и тепловой экран помещались в массивный корпус. Внутри этого корпуса формировалась проточная часть для охлаждения всех входящих в состав реактора элементов и в первую очередь ТВС. Корпус рассчитывался на давление первого контура и потому имел толщину до 200 мм. К корпусным реакторам относятся все водо-водяные реакторы современных АЭС, например ВВЭР-440. Как правило, они имеют внутри корпуса канальную структуру, в которых размещаются ТВС.

В отличие от судовых реакторов контур охлаждения активных зон у реакторов некоторых АЭС (например, РБМК-1000) выполнялся как система параллельных каналов, в каждом из которых размещалась ТВС, а вокруг них формировались блоки замедлителя из графита. Такие реакторы стали называться *канальными*. При использовании графита размеры активных зон достигают 6—8 м и более. Создание сосудов таких размеров на большие давления нерационально и опасно. В канальных реакторах система первого контура с водяным теплоносителем не имеет больших объемных сосудов, и на высокое давление рассчитываются только трубопроводы и каналы с ТВС. Распределение расхода теплоносителя по каждому каналу индивидуально и может регулироваться. В корпусных же реакторах распределение расхода по параллельным каналам активной зоны задается однажды путем дросселирования входных участков ТВС и регулироваться не может.

Совершенствование устройства судовых реакторов начиная с реакторов типа ВМ-А первых АПЛ шло, в частности, в направлении сокращения

трубопроводов первого контура. В результате появились так называемые блочные и моноблочные реакторные установки.

Блочными реакторными установками называют такие, в которых гидравлические части насосов первого контура размещаются внутри корпуса реактора.

В *моноблочных реакторных установках* внутри корпуса реактора размещаются не только гидравлические части насосов, но и парогенераторы.

Глава 3

Устройство и конструкция судового ядерного реактора

Обозначенная в заголовке тема рассмотрена применительно к наиболее перспективному в настоящее время направлению развития транспортной ядерной энергетики — реактору плавучих атомных станций теплоснабжения с реакторными установками типа КЛТ-40С. Прежде чем перейти к конструкции реактора, необходимо уяснить его место в системе генерации энергии. Принципиальная функциональная схема ядерной энергетической установки показана на рис. 2.2. Рассмотрим подробнее системы, обеспечивающие работу реактора.

3.1. Паропроизводящая установка [11, 14, 21, 23, 38, 42]

Паропроизводящая установка (ППУ), включающая в себя основной контур циркуляции, системы компенсации давления, очистки и расхолаживания, обеспечивает получение тепла в активной зоне реактора, передачу его среде второго контура в парогенераторах и поддержание требуемых параметров теплоносителя первого контура.

Система является следующим за оболочками твэлов барьером, ограничивающим распространение радиоактивных продуктов, обеспечивая бескризисный теплосъем с активной зоны и передачу тепла в систему расхолаживания при нарушениях, предаварийных ситуациях и авариях с непревышением пределов безопасной эксплуатации в части повреждения твэлов, температуры и давления в первом контуре. Границы первого контура реакторной установки РУ КЛТ-40С включают в себя корпусные конструкции оборудования основного контура циркуляции (главного циркуляционного контура) и гидравлически связанных с ним систем, а также теплообменные поверхности охлаждаемого оборудования первого контура.

В принципиальную схему первого контура и связанных с ним систем входят (рис. 3.1):

- основной контур циркуляции (главный циркуляционный контур), предназначенный для получения и переноса тепла от активной зоны реактора к парогенераторам и выработки пара требуемых параметров;
- система очистки и расхолаживания;
- система компенсации объема;
- система газоудаления;
- система подпитки;
- система третьего контура.

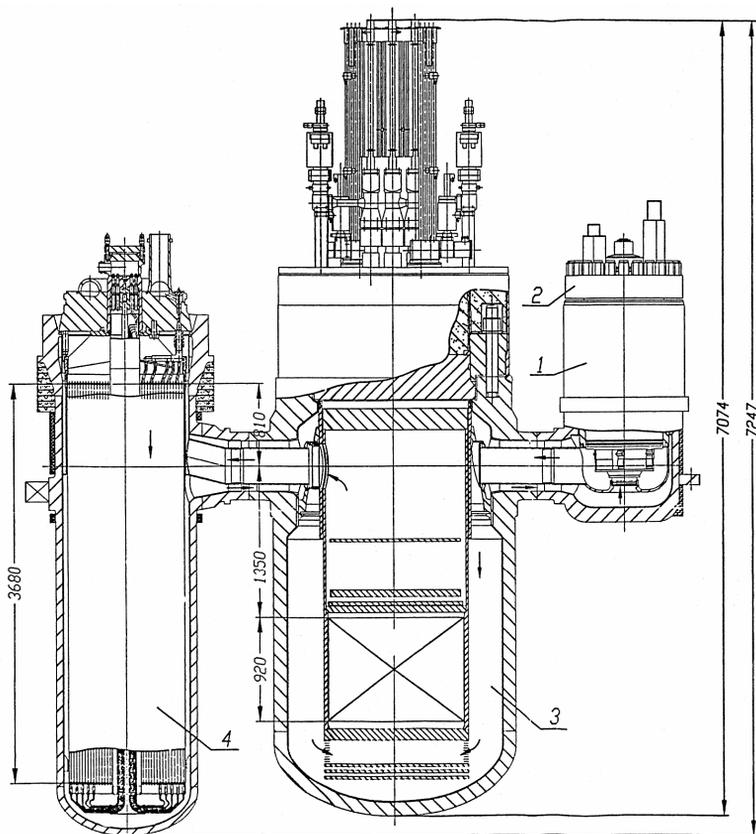


Рис. 3.1. Парогенерирующий блок (продольный разрез):
1 — гидрокамера; 2 — электронасос первого контура; 3 — реактор;
4 — парогенератор

Блочная компоновка оборудования обеспечивает компактность основного контура циркуляции и размещение его внутри защитной оболочки, а также ремонтпригодность основного оборудования и достаточный для аварийного расхолаживания уровень естественной циркуляции теплоносителя по первому контуру.

В состав основного контура циркуляции входят:

- реактор;
- четыре парогенератора;
- четыре циркуляционных насоса первого контура;
- четыре гидрокамеры;
- средства измерения.

Конструктивно парогенерирующий блок (ПГБ) состоит из взаимосвязанных сосудов высокого давления с установленными в них выемными частями основного (заменяемого) оборудования.

Электронасосы устанавливаются в гидрокамеры, крепятся при помощи фланцевого соединения и герметизируются линзовой прокладкой. Во всех главных патрубках расположены состыкованные между собой внутренние тонкостенные патрубки, образующие конструкцию «труба в трубе».

Основной циркуляционный тракт служит для переноса тепла от реактора к парогенераторам. В нем создается циркуляция теплоносителя по замкнутому контуру. От электронасоса по четырем внутренним соединительным патрубкам теплоноситель первого контура поступает в напорную камеру реактора и далее в активную зону, где нагревается, снимая тепло с ТВЭЛОВ. Из сливной камеры реактора по четырем внутренним соединительным патрубкам теплоноситель поступает в четыре парогенератора, где охлаждается, отдавая тепло теплоносителю второго контура для выработки пара требуемых параметров.

Из каждого парогенератора по кольцевому каналу между внутренним и наружным патрубками охлажденный теплоноситель первого контура поступает в одну из четырех камер кольцевой полости, образованной конусной обечайкой и корпусом реактора. Камеры отделены друг от друга вертикальными разделительными перегородками и являются всасывающими полостями соответствующих электронасосов. Далее теплоноситель по четырем кольцевым каналам соединительных патрубков направляется в электронасосы, завершая циркуляцию.

Разделение кольцевой всасывающей полости внутри реактора на четыре независимые камеры обеспечивает привязку каждого электронасоса конкретно к определенному парогенератору. Для предотвращения циркуляции теплоносителя первого контура большим расходом через парогенераторы, электронасосы которых остановились или перешли на малую скорость, в направляющий аппарат каждого насоса встроены обратные клапаны, закрытие которых у остановленного электронасоса производится напором работающих электронасосов.

Для поддержания парогенераторов с остановленными электронасосами в разогретом состоянии через них за счет напора работающих электронасосов продолжается циркуляция в том же направлении небольшого количества теплоносителя первого контура сквозь специальные отверстия в разделительных перегородках между камерами реактора.

Циркуляция теплоносителя в режиме естественной циркуляции осуществляется аналогично описанной выше через открытые невозвратные клапаны остановленных ЦНПК. При этом компоновка ПГБ обеспечивает уровень естественной циркуляции, достаточный для расхолаживания реакторной установки при срабатывании аварийной защиты с номинального уровня мощности.

ПГБ установлен и закреплен на баке металло-водной защиты (МВЗ) в реакторном помещении защитной оболочки (ЗО). При этом конструктивно обеспечивается доступность для замены выработавшего ресурс заменяемого оборудования, входящего в состав ПГБ, — крышки реактора, блока выемного реактора, электронасосов, трубных систем парогенераторов, приводов исполнительного механизма компенсирующей группы (ИМКГ) и АЗ с учетом применения технологического оборудования для их замены.

Технические характеристики основного контура циркуляции при работе на номинальном уровне мощности приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Технические характеристики основного контура циркуляции

Элемент характеристики	Значение
Тепловая мощность, МВт	150
Давление теплоносителя, МПа	12,7
Температура теплоносителя на входе в активную зону, °С	280
Температура теплоносителя на выходе из активной зоны, °С	317
Расход теплоносителя, т/ч	2600
Гидравлическое сопротивление основного циркуляционного тракта, МПа	0,36
Объем теплоносителя первого контура, м ³	26,45
Масса теплоносителя первого контура в рабочем состоянии, кг	20827
Расчетное давление, МПа	16,2
Расчетная температура, °С	350
Уровень естественной циркуляции, % номинальной мощности	3—5 *
Масса ПГБ в сухом состоянии, т	210
Масса ПГБ в заполненном состоянии, т	234
Габариты ПГБ, мм:	
высота	7247
длина	6140
ширина	5126

* Обеспечивается расхолаживание РУ через парогенератор при срабатывании аварийной защиты с номинального уровня мощности.

Основной контур циркуляции имеет четырехпетлевое исполнение, чем обеспечивается высокая степень резервирования основного оборудования и тем самым высокая надежность теплосъема с активной зоны реактора.

Наряду с резервированием петель циркуляции для надежного теплосъема с активной зоны предусмотрено четыре способа создания циркуляции в основном контуре: за счет работы ЦНПК на большой или малой частоте вращения (большой или малой скорости), работы электронасоса ремонтного расхолаживания, а также за счет естественной циркуляции теплоносителя.

Общая мощность равномерно распределена между четырьмя петлями. В случае отказа одной или двух петель основной контур циркуляции сохраняет работоспособность при соответственно сниженной мощности.

В случае отказа четырех ЦНПК обеспечивается расхолаживание за счет работы электронасоса расхолаживания, а также естественной циркуляции по первому контуру при подаче воды в парогенераторе.

Теплосъем с активной зоны при атмосферном давлении обеспечен за счет работы электронасоса расхолаживания, а также может производиться через парогенератор при естественной циркуляции по первому контуру.

Блочная компоновка оборудования обеспечивает компактность основного контура циркуляции, возможность его размещения внутри 30, ремонтпригодность основного оборудования и достаточный для аварийного расхолаживания уровень естественной циркуляции по первому контуру. Объемное изображение основного контура циркуляции представлено на рис. 3.2.

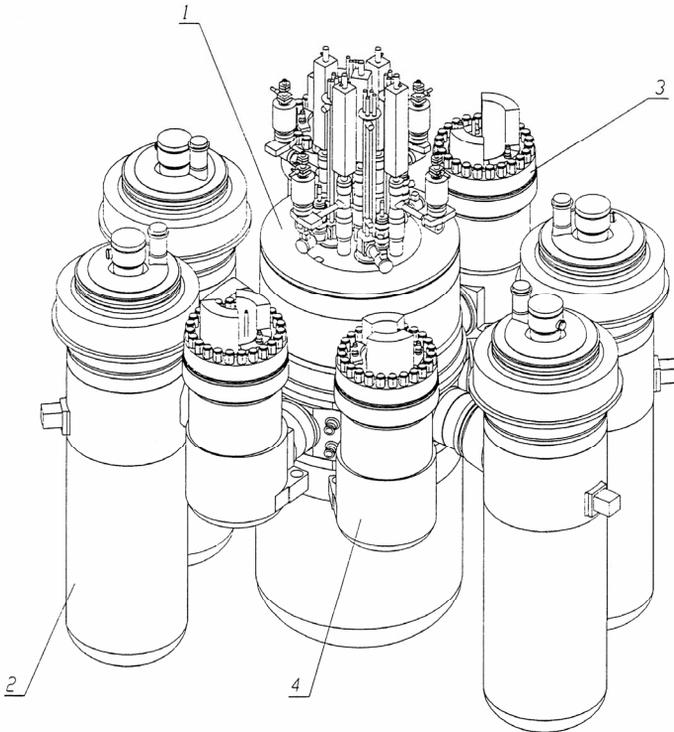


Рис. 3.2. Основной контур циркуляции:
1 — реактор; 2 — парогенератор; 3 — электронасос первого контура;
4 — гидрокамера

Эксплуатация ППУ обеспечивается рядом вспомогательных систем.

Система компенсации объема предназначена для создания и поддержания давления в первом контуре в необходимых пределах и компенсации температурных изменений объема теплоносителя. Основным элементом этой системы являются четыре компенсатора объема, представляющие собой баллоны высокого давления, нижняя часть которых соединена с первым контуром, а верхняя заполнена газом. Давление создается газом, находящимся в ресиверных баллонах системы газа высокого давления.

Система очистки теплоносителя предназначена для удаления из воды первого контура взвешенных и растворенных примесей во время работы ППУ. Основные причины загрязнения теплоносителя — коррозия и эрозия материалов первого контура, примеси в подпиточной воде, а также газовые и другие продукты деления ядерного топлива, попадающие в теплоноситель при нарушении герметичности оболочек твэлов. Система очистки включает в себя механические фильтры, предназначенные для удаления взвешенных частиц, и ионообменные фильтры для удаления растворенных примесей. Нормальная работа наполнителей ионообменных фильтров (ионообменных смол) возможна при температурах не более 60°С, поэтому обязательный элемент системы очистки — холодильник, тепло с которого снимается водой из системы охлаждения первого контура. Отбор теплоносителя в систему очистки производится от напорного патрубка реактора, а возврат — во всасывающую линию ЦНПК. Расход теплоносителя через систему очистки обеспечивается за счет перепада давления между выбранными точками первого контура или дроссельной шайбой.

Система подпитки предназначена для пополнения первого контура водой высокой чистоты.

Система охлаждения ППУ (третий контур) предназначена для отвода тепла от оборудования ППУ в целях обеспечения температурных условий для его нормальной работы. Речь идет о баке металло-водной защиты, холодильнике системы очистки теплоносителя, приводах органов системы управления и защиты (СУЗ), электродвигателях ЦНПК и т. п.

Третий контур выполняется в виде замкнутого контура, по которому циркулирует вода высокой чистоты, обеспечивающая низкую наведенную активность контура и снижение уровня коррозии.

Система воздухоудаления и дренажа предназначена для удаления воздуха при заполнении первого контура водой, дренирования контура, частичного сброса воды первого контура при его эксплуатации.

Воздух и вода из верхних точек трубопроводов и оборудования первого контура удаляются в дренажные емкости.

3.2. Принципиальное устройство водо-водяного ядерного реактора

Рассмотрим устройство ВВР на примере реактора типа КЛТ-40С. Это водо-водяной реактор корпусного типа на тепловых нейтронах, предназначенный для выработки тепловой энергии за счет деления ядерного топлива в активной зоне и передачи полученной энергии теплоносителю первого контура при работе реактора в составе реакторной установки КЛТ-40С.

Реактор и связанные с ним оборудование и системы выполняют следующие функции:

- поддержание управляемой цепной реакции деления ядерного топлива активной зоны на заданных проектными режимами уровнях мощности;
- поддержание давления и температуры теплоносителя первого контура в соответствии с проектными режимами;
- отвод тепла, выделяющегося при работе активной зоны, теплоносителем первого контура на всех проектных режимах;
- поддержание регламентированного уровня ионизирующего и теплового излучения в реакторном помещении.

Основные технические характеристики реактора при номинальном режиме работы приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Основные характеристики реактора

Характеристика	Значение
Тепловая мощность, МВт	150
Расход теплоносителя первого контура через реактор, т/ч	2600
Температура теплоносителя первого контура, °С:	
на входе в реактор	280
на выходе из реактора	317
Давление теплоносителя первого контура, МПа	12,7
Количество РОКГ	5
Количество РОАЗ	4
Количество стержней АЗ в РОАЗ	4
Объем первого контура, м ³	7,7
Масса с водой, кг	77 700
Масса без воды, кг	70 000

Конструктивно реактор выполнен в виде сосуда высокого давления с крышкой, в котором размещены активная зона, рабочие органы компенсирующей группы (РОКГ) и рабочие органы аварийной защиты (РОАЗ), а на крышке — приводы исполнительного механизма компенсирующей группы

(ИМКГ) и исполнительного механизма аварийной защиты (ИМАЗ), термопреобразователи сопротивления, термоэлектрические преобразователи, предназначенные для измерения температуры в реакторе.

Основная циркуляция теплоносителя первого контура в реакторе (рис. 3.3) осуществляется по следующей схеме. Теплоноситель через внутренние насосные патрубки попадает в напорную камеру реактора. Далее, пройдя кольцевой зазор между корпусом и обечайкой выемного блока, он поступает в напорную камеру активной зоны, расположенную под нижней плитой выемного блока. Пройдя активную зону, теплоноситель попадает в сливную камеру реактора, откуда поступает во внутренние патрубки парогенераторов. Из парогенераторов теплоноситель по кольцевым полостям между главными и внутренними патрубками поступает во всасывающую полость циркуляционных насосов, которая расположена над конической обечайкой и разделена на четыре камеры. Эти камеры гидравлически объединяют попарно циркуляционный насос и парогенератор. При этом реализуется четырехпетлевая схема циркуляции теплоносителя первого контура. Из камер теплоноситель по кольцевым полостям главных насосных патрубков поступает в гидрокамеры на вход циркуляционных насосов. При естественной циркуляции движение теплоносителя во внутренних полостях реактора осуществляется тем же путем, что и при принудительной циркуляции.

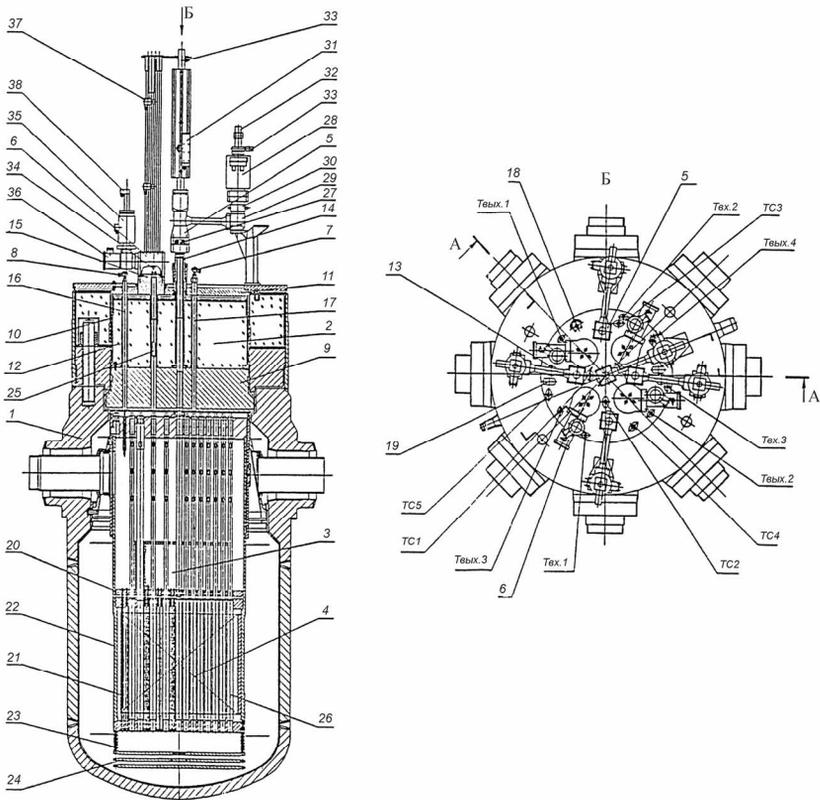


Рис. 3.3. Реактор:

- 1 — корпус; 2 — крышка; 3 — выемной блок; 4 — активная зона; 5 — привод ИМКГ;
 6 — привод ИМАЗ; 7 — термопреобразователь сопротивления;
 8 — термоэлектрический преобразователь; 9 — силовая плита; 10 — обечайка;
 11 — верхняя плита; 12 — биологическая защита; 13 — мембранное предохранительное устройство; 14 — стойка под привод ИМКГ; 15 — стойка под привод ИМАЗ; 16 — стойка под термоэлектрический преобразователь;
 17 — стойка под термопреобразователь сопротивления; 18 — стойка под клапан газоудаления; 19 — стойка под чехол для физических измерений; 20 — РОКГ;
 21 — поглощающий элемент (ПЭЛ); 22 — обечайка; 23 — щелевой фильтр;
 24 — донные экраны; 25 — стержни АЗ; 26 — ТВС; 27 — ходовой винт;
 28 — шаговый электродвигатель; 29 — редуктор; 30 — датчик перемещения РОКГ;
 31 — датчик реперных точек с конечными выключателями ИМКГ; 32 — ручной привод; 33 — клапан воздухоудаления; 34 — рейка; 35 — асинхронный двигатель; 36 — электромагнит; 37 — датчик конечных выключателей ИМАЗ;
 38 — сигнализатор течи

Рассмотрим составные части реактора.

Корпус (рис. 3.4) состоит из обечайки с патрубками, гладкой цилиндрической обечайки и эллиптического днища. Внутренняя поверхность корпуса и поверхность главных патрубков защищена от коррозионного воздействия теплоносителя первого контура антикоррозионной наплавкой. На внутренней поверхности корпуса размещаются съемные контейнеры с образцами-свидетелями, которые крепятся к приваренным к антикоррозионной наплавке бобышкам.

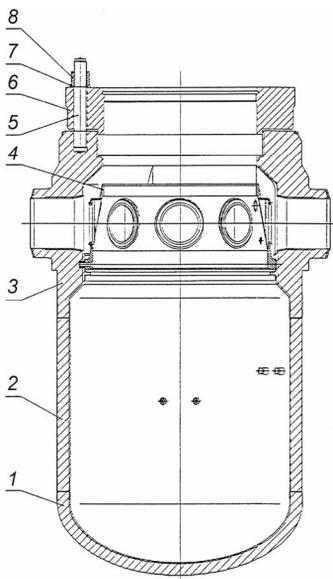


Рис. 3.4. Корпус реактора:

- 1 — днище (сталь 15Х2МФА-А); 2 — обечайка (сталь 15Х2МФА-А); 3 — обечайка с патрубками (сталь 15Х2МФА-А); 4 — обечайка коническая (сталь 08Х18Н10Т);
- 5 — шпилька (сталь 25Х1МФ); 6 — фланец нажимной (сталь 15Х2МФА-А);
- 7 — шайба (сталь 40Х); 8 — гайка (сталь 25Х1МФ)

Крышка представлена на рис. 3.5. Она закрепляется и герметизируется на корпусе с помощью нажимного фланца, медной клиновидной прокладки и крепежных деталей. Такое уплотнение (рис. 3.6) применяется на всех судовых ядерных реакторах. Крышка предназначена для герметизации корпуса, является биологической защитой и служит опорой для ИМАЗ, ИМКГ и КИП. Она состоит из плоской силовой плиты, к которой крепится болтами и герметизируется сварным швом обечайка с приваренной к ней верхней плитой. Силовая плита по поверхностям контакта с теплоносителем первого контура защищена антикоррозионной наплавкой.

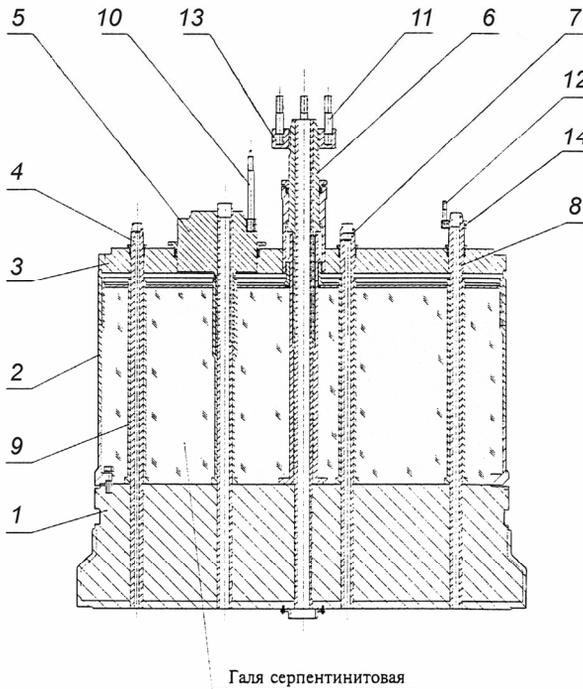


Рис. 3.5. Крышка реактора:

- 1 — плита силовая (сталь 15Х2МФА-А); 2 — обечайка (сталь 12Х18Н10Т и сталь 20);
 3 — плита верхняя (сталь 12Х18Н10Т); 4 — стойка термоэлектрического преобразователя (сталь 08Х18Н10Т-ВД); 5 — стойка привода ИМАЗ (сталь 08Х18Н10Т-ВД); 6 — стойка привода исполнительного механизма РОКГ (сталь 08Х18Н10Т-ВД); 7 — стойка термопреобразователя сопротивления (сталь 08Х18Н10Т-ВД); 8 — стойка для физических измерений (сталь 08Х18Н10Т-ВД); 9 — стакан (сталь 20); 10 — шпилька (сталь 38ХНЗМФА); 11 — шпилька (сталь 38ХНЗМФА); 12 — шпилька (сталь 20Х13); 13 — фланец (сталь 20Х13); 14 — фланец (сталь 20Х13)

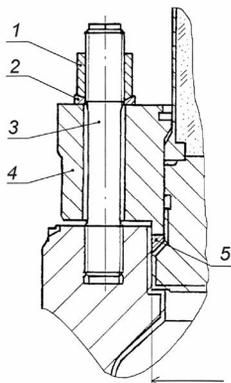


Рис. 3.6. Узел уплотнения крышки с корпусом:

1 — гайка (сталь 25Х1МФ); 2 — шайба (сталь 40Х); 3 — шпилька (сталь 25Х1МФ);
 4 — фланец (сталь 15Х2МФА-А); 5 — прокладка (медь М2)

Выемной блок представлен на рис. 3.7. В нем размещены следующие составные части:

- пять РОКГ;
- направляющие трубы РОКГ;
- направляющие трубы ПЭЛ РОКГ;
- верхняя плита;
- средняя плита;
- гильзы термоэлектрических преобразователей.

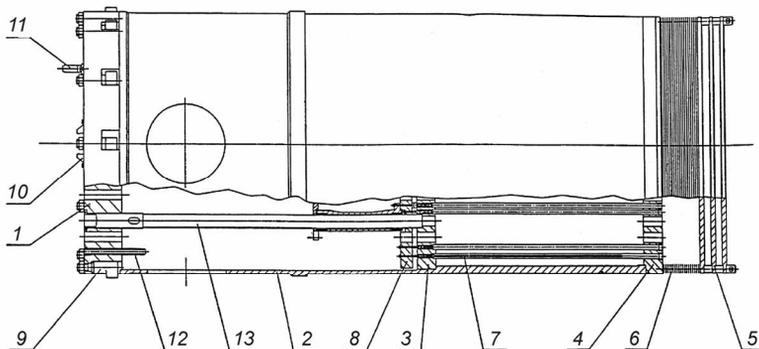


Рис. 3.7. Выемной блок:

1 — верхняя плита; 2 — обечайка; 3 — средняя плита;
 4 — нижняя плита; 5 — экран; 6 — щелевой фильтр; 7 — ПЭЛ;
 8 — РОКГ; 9 — башмак; 10 — втулка; 11 — фиксатор; 12 — гильза
 термоэлектрического преобразователя; 13 — направляющая труба РОКГ

Применение плоской силовой плиты обусловлено простотой изготовления, большим положительным опытом эксплуатации аналогичных конструкций и подтверждается расчетами на прочность. Через крышку проходят 36 стоек, приваренных к нижнему торцу силовой плиты, предназначенных для присоединения приводов ИМКГ, клапана газоудаления, термоэлектрических преобразователей, гильз термопреобразователей сопротивления, гильз для стержней АЗ и гильз для физических измерений. Крышка имеет систему охлаждения стоек приводов ИМАЗ и ИМКГ третьим контуром, которая состоит из коллекторов (подводящего и отводящего), соединяющих труб и полостей, организованных в верхних частях указанных стоек. Система охлаждения стоек приводов рассчитана по третьему контуру на давление 16,2 МПа и температуру 350°С. Во внутренней полости крышки размещена биологическая защита, между ней и верхней плитой устроена свободная полость, куда поступает теплоноситель по зазору между стойкой и соответствующим ей стаканом при нарушении целостности стойки. Для исключения повышения давления в полости крышки на верхней плите установлены мембранные предохранители. В качестве биологической защиты используется серпентинитовая галля с ограничением влажности (не более 0,5%) и содержания хлорид-ионов (не более 0,01%).

Плиты РО КГ размещены между средней и верхней плитами выемного блока и имеют возможность перемещения по направляющим трубам.

Выемной блок опирается на борт разделительной обечайки корпуса реактора и крепится к ней при помощи Г-образных болтов, расположенных в верхней плите. Внутри выемного блока расположено пять независимых РОКГ: центральный, два средних и два периферийных. Каждый РОКГ конструктивно представляет собой две плиты, связанные стаканами, в которых установлены подшипниковые узлы с графитовыми вкладышами. При перемещении РОКГ эти графитовые вкладыши скользят по направляющим трубам, внутри которых размещены ТВС. К нижним плитам РОКГ прикреплены стержневые ПЭЛ, перемещающиеся в направляющих трубах, размещенных между средней и нижней плитами выемного блока. К нижней плите выемного блока крепится щелевой фильтр с экранами, предназначенный для предохранения активной зоны от попадания посторонних предметов. Фильтр представляет собой набор плоских колец, дистанционируемых шайбами и стянутых болтами. Экраны предназначены для снижения нейтронного потока на днище корпуса реактора. Во внутренней полости выемного блока установлены гильзы под термоэлектрические преобразователи.

Основные технические характеристики выемного блока:

- количество гнезд под ТВС активной зоны — 241;
- количество РОКГ — 5;
- рабочий ход РОКГ — 835 мм;
- масса — 6080 кг.

Активная зона установлена в выемном блоке реактора и предназначена для генерирования тепла, получаемого в процессе управляемой цепной реакции деления ядер U^{235} и передачи его теплоносителю в течение назначенного срока службы без превышения установленного предела эксплуатации по состоянию оболочек тепловыделяющих элементов. Ее основные характеристики приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Основные характеристики активной зоны

Характеристика	Значение
Номинальная тепловая мощность, МВт	150
Назначенный энергоресурс, ТВт·ч	3,3
Масса U^{235} , кг	155,7
Средняя массовая доля U^{235} в уране, %	46,2
Масса гадолиния, кг	36,1
Масса оксида бериллия, кг	Не менее 2,7
Масса гомогенного бора, г	340
Средняя энергонапряженность активной зоны, МВт/м ³	151
Температура оболочек твэлов в наиболее напряженных ТВС (не более), °С	342
Коэффициент запаса до кризиса теплоотдачи (не менее):	
номинальный	1,4
с учетом отклонений	1,2

В качестве топливной композиции твэлов активной зоны используется интерметаллидное соединение урана с алюминием.

Плотность необлученной топливной композиции составляет 5,1 г/см³. В процессе выгорания топлива плотность топливной композиции уменьшается и при плотности накопления продуктов деления 0,59 г/см³ составляет примерно 4,68 г/см³. Коэффициент неравномерности распределения топлива по длине твэла не превышает 1,2.

Температурный коэффициент линейного расширения топливной композиции составляет $(17-20) \cdot 10^{-6} / 1^\circ\text{C}$ до температуры 500°C. Облучение приводит к уменьшению коэффициента в диапазоне 200—300°C и ее увеличению при температуре выше 300°C.

Коэффициент Пуассона топливной композиции не зависит от плотности накопления продуктов деления и равен 0,33.

Модуль упругости топливной композиции также практически не зависит от плотности накопления продуктов деления и равен $1,01 \cdot 10^5$ МПа. Коррозионная стойкость топливной композиции в воде удовлетворительная. В необлученном состоянии скорость размытия равна примерно $1,05 \cdot 10^{-7}$ г/(см²·сут). В процессе выгорания скорость размытия увеличивается и при плотности накопления продуктов деления в топливной композиции 0,59 г/см³ составляет

примерно $3,7 \cdot 10^{-4}$ г/(см²·сут). Удовлетворительные коррозионные свойства топливной композиции при контакте с водой обеспечивают низкий темп возрастания активности теплоносителя первого контура при наличии случайного производственного дефекта или повреждения оболочек твэлов в аварийных режимах.

Топливная композиция обладает также хорошей совместимостью с материалом оболочки при изготовлении и в рабочих условиях.

В активной зоне используются следующие поглощающие материалы:

- материал на основе гадолиния — в стержнях выгорающего поглотителя (СВП);
- гомогенный бор — в пластинах-вытеснителях;
- специальный борсодержащий сплав и карбид бора — в стержнях АЗ;
- титанат диспрозия и карбид бора — в ПЭЛ.

В качестве выгорающего поглотителя в СВП используется цирконат гадолиния, легированный ниобием, с содержанием гадолиния до 80%.

В качестве поглощающего материала блочков рабочей части стержней АЗ применяются вкладыши из специального борсодержащего сплава, основой которого является сплав диборида хрома и диборида титана, легированный дисилицидом молибдена. Вкладыши имеют удовлетворительные физические и механические свойства и совместимы с материалом оболочки стержней АЗ (сплавом ХН78Т) при температурах до 900°С.

Вкладыши верхних (защитных) блочков стержней АЗ и основной поглощающей части ПЭЛ рабочих органов средней компенсирующей группы (СКГ) и периферийной компенсирующей группы (ПКГ) за исключением нижних концевых участков выполняются из карбида бора, легированного диоксидом циркония, и имеют следующий состав: массовая доля бора — 68%, массовая доля диоксида циркония — 2,5—5,5%, массовая доля углерода — остальное. Вкладыши совместимы с материалом оболочек ПЭЛ и стержней АЗ при температурах до 600°С.

В качестве поглощающего материала ПЭЛ рабочих органов ЦКГ и нижних концевых участков ПЭЛ рабочих органов СКГ и ПКГ используется виброуплотненный титанат диспрозия с плотностью по диспрозию 3,5 г/см³. Титанат диспрозия как поглощающий материал успешно применяется в органах регулирования ядерных энергетических реакторов. Перспективность его использования объясняется тем, что данный материал является *n*-γ-поглотителем. Это означает, что в результате поглощения нейтронов в нем не происходит газовыделения, а накапливающиеся продукты присоединения нейтронов являются изотопами того же элемента (диспрозия) либо близкого к нему по характеристикам другого редкоземельного элемента. Титанат диспрозия обладает высокой радиационной и коррозионной стойкостью.

Структура активной зоны и рабочих органов СУЗ, конструкция ТВС. Активная зона судового реактора представляет собой комплекс ТВС, стержней АЗ, гильз под термометры и под стержни АЗ.

ТВС в количестве 241 штуки размещены в выемном блоке по углам правильной треугольной решетки с шагом 72 мм. Между ТВС размещены ПЭЛ системы компенсации реактивности, объединенные в пять рабочих органов (центральный — рабочие органы ЦКГ, два средних рабочих органа СКГ-1 и СКГ-2 и два периферийных — ПКГ-1 и ПКГ-2).

ТВС выполнены в трех конструктивных модификациях (исполнениях):

- основные ТВС представлены на рис. 3.8 — 218 штук, в том числе пять ТВС, в которые устанавливается гильза под термометр;
- ТВС под стержень АЗ — 18 штук (16 ТВС СУЗ и 2 ТВС типа ТВС СУЗ);
- ТВС со штоком — 5 штук.

Гильзы под стержень АЗ (18 штук) размещены в ТВС под стержень АЗ.

Гильзы под термометр (5 штук) размещены в ТВС под термометр.

Стержни АЗ (16 штук) размещены в гильзах под стержень АЗ и кинематически объединены в четыре рабочих органа АЗ (по четыре стержня в каждом рабочем органе).

Тепловыделяющая сборка состоит из двух частей: кассеты и подвески. Кассета ТВС состоит из пучка твэлов, СВП, РИН, цилиндрических и пластинчатых циркониевых вытеснителей; дистанционирующих решеток; чехла; концевых деталей — головки и втулки; крепежных деталей: конусных колец, гайки, наконечника и др.

Чехол закреплен на головке и втулке с помощью конусных колец и деталей: сверху — гайкой, накрученной на головку, внизу — наконечником, накрученным на втулку.

Твэлы с шагом правильной треугольной решетки 7 мм размещены в шести дистанционирующих решетках, расположенных по высоте кассеты с шагом 175 мм. Верхними заглушками твэлы закреплены в обоймах, представляющих собой сваренные контактной точечной сваркой парные штампованные пластины с цилиндрическими углублениями под заглушки твэлов. На одной из пластин обоймы выполнены конусообразные выштамповки, входящие в углубление заглушки и препятствующие перемещению твэла.

Обоймы, в свою очередь, закреплены в верхней концевой детали — головке двумя сваренными между собой полукольцами, входящими в пазы обойм с одной стороны и в проточку головки — с другой. Таким образом, принятый способ крепления твэлов технически исключает возможность их непредусмотренных перемещений при нормальных условиях эксплуатации, ненормальных условиях эксплуатации и проектных авариях, вызывающих увеличение реактивности и ухудшение условий теплоотвода, приводя к повреждению твэлов сверх установленных пределов.

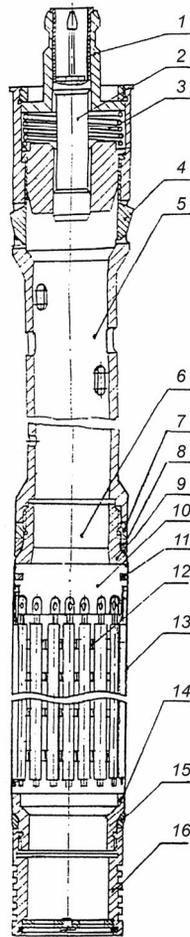


Рис. 3.8. Основная ТВС:

- 1 — головка; 2 — пробка; 3 — пружина; 4 — цанговый замок; 5 — подвеска;
 6 — кассета; 7 — гайка; 8 — кольцо; 9 — головка; 10 — обойма;
 11 — полукольцо; 12 — дистанционирующая решетка; 13 — чехол; 14 — втулка;
 15 — кольцо; 16 — наконечник

Подвеска основной ТВС представляет собой толстостенную трубу с наружным диаметром 50 мм и толщиной стенки 4,5 мм с приваренными к ней концевыми деталями. В трубе выполнены три ряда отверстий (в каждом ряду по два отверстия) для выхода теплоносителя из ТВС. Каждый ряд отверстий развернут по отношению к предыдущему на 60° . В верхней части подвесок размещен (кроме ТВС, установленных в направляющих колоннах) цанговый замок, пре-

дотвращающий выпадение ТВС при переворачивании судна со снятой крышкой реактора. Верхняя часть подвески содержит подпружиненную головку, обеспечивающую поджатие ТВС при эксплуатации и служащую для захвата ее перегрузочным оборудованием во время перемещения ТВС при загрузке-выгрузке перегрузочным оборудованием. В головке подвески размещается пробка, обеспечивающая доступ внутрь ТВС и уменьшающая мощность радиационного излучения от твэлов при выгрузке отработавших ТВС.

Твэл представляет собой гладкостержневую оболочку диаметром 5,8 мм из циркониевого сплава Э-110, заполненную интерметаллидным топливом, диспергированным в алюминиевой матрице, и загерметизированную с двух сторон заглушками с помощью контактно-стыковой сварки.

СВП представляет собой гладкостержневые оболочки диаметрами 5,8 и 4,5 мм и толщиной стенки 0,45 мм из циркониевого сплава Э-110, заполненные выгорающим поглотителем на основе гадолиния и загерметизированные с двух сторон заглушками с помощью аргонно-дуговой сварки.

РИН — рабочие источники нейтронов — представляют собой гладкостержневые оболочки диаметром 5,8 мм, заполненные оксидом бериллия и загерметизированные с двух сторон заглушками с помощью аргонно-дуговой сварки.

Стержень АЗ представляет собой сборочную единицу из девяти блочков, соединенных между собой шарнирно, что исключает их заклинивание в «сухой» гильзе АЗ, принимая во внимание также конструктивный радиальный зазор размером 1 мм между стержнем АЗ и внутренней поверхностью гильзы. Блочок представляет собой гладкостержневую оболочку наружным диаметром 19 мм, внутренним диаметром 18 мм и с толщиной стенки 0,5 мм из сплава ХН78Т, заполненную вкладышами (таблетками) из поглощающего материала диаметром 17,8 мм и загерметизированную с двух сторон заглушками с помощью аргонно-дуговой сварки. Три нижних блочка заполнены вкладышами из специального борсодержащего сплава, остальные — вкладышами из карбида бора. Для удобства монтажа стержни АЗ выполнены из двух частей: верхней (четыре блочка) и нижней (пять блочков), соединенных быстроразъемным соединением, фиксируемым в зацепленном положении цанговой втулкой. Конструкция узлов соединения, как частей стержня АЗ, так и стержня с рейкой ИМАЗ, исключает самопроизвольное расцепление частей стержня АЗ и стержня АЗ с рейкой ИМАЗ.

ПЭЛ представляет собой гладкостержневую оболочку из сплава ЭП-630У, заполненную поглощающим материалом и загерметизированную заглушками с помощью аргонно-дуговой сварки. Наружный диаметр ПЭЛ рабочего органа ЦКГ (за исключением 18 ПЭЛ, расположенных вокруг направляющих колонн) составляет 14 мм, наружный диаметр ПЭЛ рабочих органов СКГ, ПКГ и 18 ПЭЛ рабочего органа ЦКГ — 13 мм. Толщина оболочек всех ПЭЛ из сплава ЭП-630У равна 1,2 мм. ПЭЛ РО ЦКГ на всей длине, а

также нижние части ПЭЛ рабочих органов СКГ и ПКГ (соответственно на длине 350 и 250 мм) заполнены виброуплотненным титанатом диспрозия с плотностью по диспрозию $3,5 \text{ г/см}^3$. Остальная часть ПЭЛ рабочих органов СКГ и ПКГ заполнена вкладышами из карбида бора диаметром 10 мм. ПЭЛ перемещаются в теплоносителе первого контура в направляющих трубах диаметром 20 мм с толщиной стенки 1,5 мм из радиационно- и коррозионно-стойкого циркониевого сплава Э-635. Имеющийся конструктивный зазор между ПЭЛ и внутренней поверхностью направляющих исключает заклинивание ПЭЛ в направляющих трубах. Конструкция узлов соединения ПЭЛ с плитами РОКГ, штока РОКГ с удлинителем штока, а также удлинителя штока с винтом соответствующего привода ИМКГ исключает самопроизвольное расцепление указанных элементов.

Гильза под стержень АЗ представляет собой толстостенную трубу наружным диаметром 27 мм с толщиной стенки 3 мм из стали 06Х18Н10Т, загерметизованную с нижнего конца заглушкой с применением аргонодуговой сварки и имеющую в верхней части переходник для приваривания к стойке АЗ на крышке реактора.

Гильза под термометр по конструктивному исполнению аналогична гильзе под стержень АЗ и отличается от нее только размерами (длиной, диаметром) и исполнением концевых деталей.

Активная зона реакторной установки КЛТ-40С разработана на тех же принципах и с применением тех же конструктивных решений, что и ледокольные активные зоны, подтвердившие высокую безопасность, надежность и работоспособность в натуральных условиях эксплуатации. В то же время, являясь дальнейшим развитием ледокольных активных зон в части решений по конструктивному исполнению штоковых ТВС, СВП, РИН, стержней АЗ, пластинчатых вытеснителей, направляющих трубок ПЭЛ, активная зона РУ КЛТ-40С превосходит их по показателям надежности.

Привод исполнительного механизма компенсирующей группы (КГ) (5 штук) предназначен для перемещения и удержания рабочего органа компенсирующей группы реактора. Кинематическая схема ИМКГ представлена на рис. 3.9. В части проектных режимов привод должен перемещать КГ, удерживать ее при нормальной работе в любом положении рабочего хода, а также не препятствовать перемещению КГ вниз самоходом при обесточивании в аварийных ситуациях и обеспечивать проектные характеристики:

- рабочий ход винта с КГ — 835 мм с количеством двойных ходов от НКВ до ВКВ (см. рис. 3.10) и обратно не менее 250;
- скорость перемещения винта с КГ в рабочем режиме — 2 мм/с;
- скорость перемещения винта с КГ в режиме аварийного опускания — 4 мм/с.

Герметичный шаговый электродвигатель специального исполнения с вертикальным расположением ротора состоит из статора и ротора. Ротор содержит шестиполюсный магнитопровод и шестиполюсный пакет магнитов. Статор — восьмиполюсный с четырехфазной обмоткой, он отделен от полости ротора герметичной трубой, в которую вварены восемь магнитопроводящих полюсных стержней.

Датчик положения также имеет электрические магнитоуправляемые контакты, установленные в корпусе датчика.

Редуктор состоит из корпуса, зубчатой конической пары, обгонной муфты и магнитной системы с магнитом.

Принцип действия привода основан на преобразовании вращательного движения ротора шагового электродвигателя через обгонную муфту, две конические зубчатые пары и шариковую гайку в поступательное движение винта, который через байонетное соединение сцепляется со штоком КГ.

Индикация положения РОКГ осуществляется по сигналам срабатывания электромагнитных контактов датчиков положения и реперных точек через вторичные преобразователи СУЗ на приборы центрального поста управления (ЦПУ) и пункта аварийного расхолаживания (ПАР).

Двухзапорный клапан служит для удаления газа в процессе эксплуатации, а также для удаления воздуха из винтового механизма и двигателя при заполнении их водой.

Ручной привод предусматривает возможность ручного опускания и подъема КГ и переход с электрического управления на ручное и обратно без снятия давления внутри привода.

Обгонная муфта, состоящая из ступицы, роликов и обоймы, служит для стопорения РОКГ от самопроизвольного перемещения вверх. Пакет тарельчатых пружин служит для поглощения энергии подвижных частей при выходе винта с КГ на упор при движении РОКГ самоходом.

Все разъемные части привода имеют фланцевое соединение и уплотняются между собой медными прокладками, установленными в замок между стенками фланца и корпуса.

Привод ИМАЗ (4 штуки) предназначен для быстрого ввода (сброса) рабочих органов (стержней АЗ) в активную зону реактора, а также для вывода стержней из активной зоны и удержания их в верхнем или нижнем положении. Кинематическая схема привода ИМАЗ приведена на рис. 3.10.

В соответствии с проектной документацией привод ИМАЗ должен:

- осуществлять подъем стержней АЗ до верхнего концевого выключателя;
- производить быстрое опускание (сброс) стержней вниз при аварийных ситуациях;

- надежно удерживать стержни АЗ в верхнем или нижнем положении и обеспечивать:

- 1) рабочий ход реек со стержнями АЗ — 1040 мм;
- 2) время сброса стержней АЗ от момента обесточивания электромагнита до момента прохождения стержнями хода 900 мм от верхнего положения — не более 0,4 с;
- 3) время подъема стержней — 20—30 с.

Привод ИМАЗ электромеханического типа с электродвигателем герметичного исполнения отделен от первого контура гильзами для стержней, вваренными в стойку привода, и работает в воздушной среде. В случае течи гильзы привод рассчитан на удержание давления первого контура.

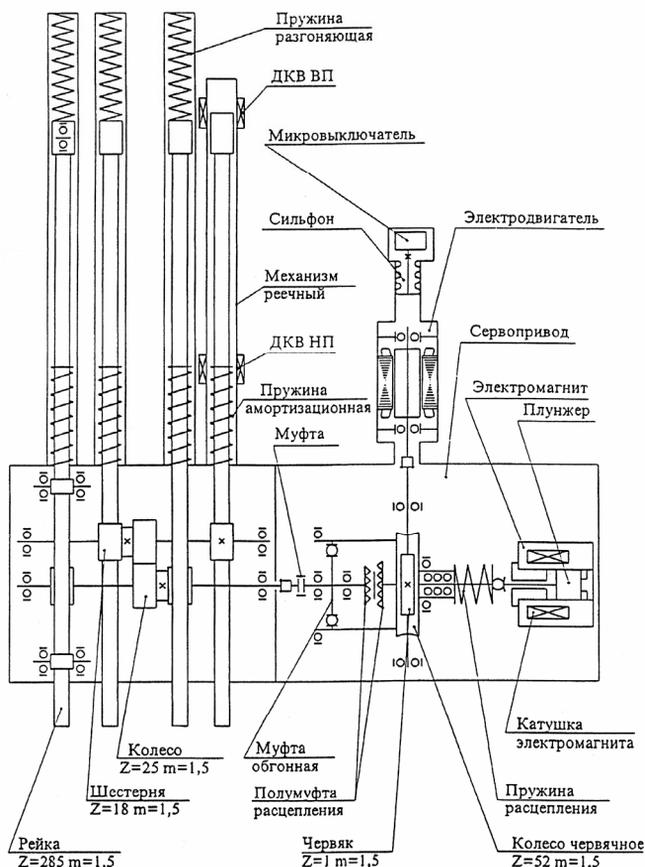


Рис. 3.10. Кинематическая схема привода ИМАЗ

Глава 4

Основы теории критического реактора

[2, 4, 7, 9, 10, 13, 24, 33, 34]

4.1. Уравнение критичности реактора

В главе 2 рассмотрены условия протекания цепной ядерной реакции в гомогенной бесконечной размножающей среде. Ниже речь пойдет об условиях поддержания самоподдерживающейся цепной ядерной реакции сначала в гомогенном, а затем в гетерогенном реакторе конечных размеров.

Прямая задача состоит в том, чтобы при заданном составе размножающей среды определить размеры и форму реактора, при которых цепная реакция начнется и будет поддерживаться. Правомочна и обратная задача: определение состава среды, который обеспечит критичность реактора заданных размеров и формы.

Таким образом, условие критичности должно быть аналитически выражено уравнением, описывающим все процессы, происходящие с нейтроном в реакторе. Создание такого уравнения весьма затруднительно ввиду сложности процессов, происходящих в активной зоне. Наиболее полно теория критического реактора рассмотрена в [5, 22, 30]. Для понимания физических процессов, происходящих в критическом реакторе, достаточно рассмотреть упрощенный вариант вывода уравнения критичности с использованием теории непрерывного замедления. Согласно этой теории замедляющимся нейтронам соответствует параметр замедления — возраст нейтронов, который является известной функцией энергии и замедляющих свойств среды; после достижения тепловой энергии нейтроны диффундируют с постоянной скоростью.

При таком рассмотрении справедливо выражение

$$K_{\text{эф}} = K_{\infty} P_3 P_d. \quad (4.1)$$

Как показано в главе 1, для стационарного режима ($K_{\text{эф}} = 1$) уравнение диффузии тепловых нейтронов записывается в виде

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi + S = 0. \quad (4.2)$$

Первый и второй члены уравнения (4.2) подробно рассмотрены в главе 1. Аналитическое выражение для третьего члена, определяющее количество тепловых нейтронов, образующихся в 1 см^3 смеси за 1 с в результате замедления быстрых нейтронов, может быть найдено исходя из рассмотрения баланса нейтронов в активной зоне реактора на тепловых нейтронах, состоящей из обогащенного ядерного топлива, замедлителя и конструкци-

онных материалов (рис. 4.1), аналогично тому, как это было сделано в главе 2 (табл. 2.4).

Допустим, что в некоторый момент времени в активной зоне ядрами U^{235} поглотилось $\Sigma_a \Phi$ тепловых нейтронов предыдущего поколения. Не все поглощенные нейтроны вызовут деления, часть их будет непроизводительно захвачена. В результате захвата $\Sigma_a \Phi$ нейтронов появится не $\nu \Sigma_a \Phi$, а $\eta \Sigma_a \Phi$ быстрых нейтронов.

Образовавшиеся в результате деления ядер U^{235} нейтроны в среднем имеют энергию выше порога деления ядер U^{238} , поэтому при взаимодействии с ядрами U^{238} эти нейтроны могут вызывать их деление. При делении U^{238} на один поглощенный быстрый нейтрон выделяется 2,39 новых быстрых нейтронов, и в результате этого процесса общее число нейтронов несколько возрастает. Как было показано в главе 2, это увеличение учитывается коэффициентом размножения на быстрых нейтронах ϵ . В результате данного процесса число нейтронов рассматриваемого поколения в зоне станет равно $\epsilon \eta \Sigma_a \Phi$. Быстрые нейтроны слабо поглощаются ядрами, претерпевая неупругое рассеяние на ядрах U^{238} и упругое рассеяние на ядрах замедлителя, в результате чего замедляются. В процессе замедления имеется определенная вероятность поглощения нейтронов ядрами U^{238} без деления в резонансной области энергий.

По сравнению с резонансным поглощением поглощение нейтронов нерезонансных энергий незначительно. Из-за резонансного поглощения число замедляющихся нейтронов уменьшается. Этот эффект учитывается вероятностью избежания резонансного захвата, т. е. число нейтронов, избежавших резонансного захвата, будет равно $\phi \epsilon \eta \Sigma_a \Phi$.

В процессе замедления часть нейтронов как в до-, так и в послерезонансной области покидает активную зону, что учитывается вероятностью избежания утечки в процессе замедления P_3 . Таким образом, уровня тепловой энергии достигает $P_3 \phi \epsilon \eta \Sigma_a \Phi$ нейтронов. Это количество тепловых нейтронов диффундирует в активной зоне до тех пор, пока не будет поглощено материалами активной зоны или не покинет ее. Вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране, а не в других веществах, определяется коэффициентом использования тепловых нейтронов. После непроизводительного захвата тепловых нейтронов материалами активной зоны в процессе диффузии будет участвовать $P_3 \theta \phi \epsilon \eta \Sigma_a \Phi$ нейтронов. Можно считать это количество источником тепловых нейтронов в реакторе. Часть из них покинет активную зону, тогда в очередном поколении тепловых нейтронов станет $P_d P_3 \theta \phi \epsilon \eta \Sigma_a \Phi$ или $P_d P_3 K_\infty \Sigma_a \Phi$ нейтронов. Отсюда по определению эффективного коэффициента размножения, очевидно, выводится выражение (4.1).

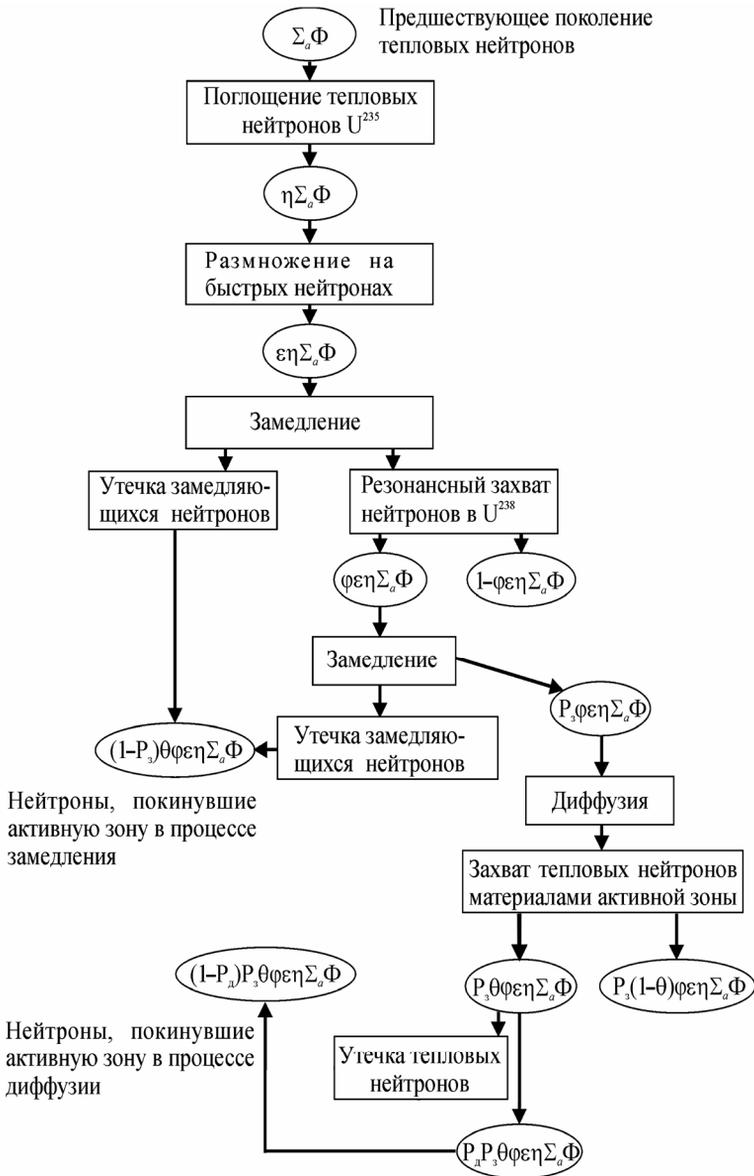


Рис. 4.1. Нейтронный цикл в реакторе на тепловых нейтронах

Возвращаясь к аналитическому выражению для источника тепловых нейтронов S в выражении (4.2), определяем его как $P_3\theta\phi\epsilon\eta\Sigma_a\Phi$ или $\Sigma_a\Phi K_\infty P_3$. С учетом этого уравнение (4.2) приобретет вид

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi + \Sigma_a\Phi K_\infty P_3 = 0 \quad (4.3)$$

или

$$\nabla^2\Phi - \frac{\Sigma_a}{D}\Phi(K_\infty P_3 - 1) = 0. \quad (4.4)$$

Поскольку параметры Σ_a , D и K_∞ зависят только от свойств материалов активной зоны, выразим их через обобщающий параметр B^2 :

$$\frac{\Sigma_a}{D}(K_\infty P_3 - 1) = B^2. \quad (4.5)$$

Тогда выражение (4.4) приобретает вид волнового уравнения

$$\nabla^2\Phi + B^2\Phi = 0. \quad (4.6)$$

Волновое уравнение имеет важнейший физический смысл, так как при известном значении B^2 связывает величину плотности нейтронного потока с геометрией активной зоны. В свою очередь, параметр B^2 по определению (4.5) является функцией свойств материалов активной зоны. Иными словами, волновое уравнение (4.6) определяет критичность реактора в зависимости от размеров, формы и состава активной зоны.

Продолжим получение аналитического выражения для эффективного коэффициента размножения. Для этого необходимо определить вероятность избежания утечки в процессе замедления. Воспользуемся уравнением возраста нейтронов, полученным в главе 1:

$$\frac{\partial q(r, \tau)}{\partial \tau} = \nabla^2 q(r, \tau). \quad (4.7)$$

Как было показано ранее, физический смысл плотности замедления состоит в том, что она является источником нейтронов с возрастом τ в точке с координатами r . С другой стороны, если вернуться к схеме нейтронного цикла в тепловом реакторе (рис. 4.1), то этот же источник можно получить, используя следующие рассуждения.

Если значение плотности нейтронного потока в точке с координатами r ; составляет $\Phi(r)$, то количество поглощений нейтронов в данной точке будет $\Sigma_a\Phi(r)$. Часть тепловых нейтронов окажется непроизводительно поглощенной материалами активной зоны. С учетом этого топливом будет поглощено $\Theta\Sigma_a\Phi(r)$, причем в результате реакции деления в зоне появится $\eta\Theta\Sigma_a\Phi(r)$ вторичных бы-

стрых нейтронов. С учетом деления U^{238} на быстрых нейтронах и утечки в процессе замедления их окажется $\varepsilon\eta\Theta\Sigma_a\Phi(r)P_3(\tau)$. В послерезонансной области их станет $\varphi\varepsilon\eta\Theta\Sigma_a\Phi(r)P_3(\tau)$. Таким образом, для послерезонансной области

$$q(r, \tau) = k_\infty\Phi(r)P_3(\tau). \quad (4.8)$$

От уравнения (4.8) возьмем первую частную производную по возрасту нейтронов и вторую частную производную по координате r :

$$\frac{\partial q(r, \tau)}{\partial \tau} = k_\infty\Sigma_a\Phi(r)\frac{dP_3(\tau)}{d\tau}; \quad (4.9)$$

$$\nabla^2 q(r, \tau) = k_\infty\Sigma_a\nabla^2\Phi(r)P_3(\tau). \quad (4.10)$$

С учетом (4.7), (4.9) и (4.10) получим

$$\frac{1}{P_3(\tau)}\frac{dP_3(\tau)}{d\tau} = \frac{\nabla^2\Phi(r)}{\Phi(r)}. \quad (4.11)$$

Сопоставляя уравнение (4.11) и волновое уравнение (4.6), получаем

$$\frac{dP_3(\tau)}{P_3(\tau)} = -B^2 d\tau. \quad (4.12)$$

Пределы интегрирования выражения (4.12) определяются из следующих соображений. Образовавшиеся нейтроны деления имеют возраст, равный нулю. Утечка образовавшихся нейтронов отсутствует, поэтому вероятность ее избежать равна единице. Процесс замедления заканчивается образованием теплового нейтрона с возрастом τ при вероятности утечки в течение всего процесса замедления $P_3(\tau)$. При этих граничных условиях интегрирование уравнения (4.12) даст следующий результат:

$$\int_1^{P_3(\tau)} \frac{dP_3(\tau)}{P_3(\tau)} = -\int_0^\tau B^2 d\tau, \quad (4.13)$$

$$P_3(\tau) = e^{-B^2\tau}.$$

Подставляя (4.13) в (4.5), получим

$$\frac{\Sigma_a}{D} \left(K_\infty e^{-B^2\tau} - 1 \right) = B^2.$$

Учитывая, что $\frac{D}{\Sigma_a} = L^2$, окончательно получим

$$\frac{K_\infty e^{-B^2 \tau}}{1 + B^2 L^2} = 1. \quad (4.14)$$

Уравнение (4.14) называется *критическим уравнением реактора* и является одним из важнейших в теории ядерных реакторов. Поскольку вывод уравнения (4.14) делается в предположении стационарности процесса, т. е. неизменности во времени плотности нейтронного потока, то критическое уравнение реактора в общем виде примет вид

$$\frac{K_\infty e^{-B^2 \tau}}{1 + B^2 L^2} = K_{\text{эф}}. \quad (4.15)$$

Из сравнения выражений (4.1), (4.13) и (4.15) можно определить выражение для вероятности избежания утечки в процессе диффузии:

$$P_{\text{д}} = \frac{1}{1 + B^2 L^2}. \quad (4.16)$$

4.2. Геометрический и материальный параметры. Распределение плотности нейтронного потока в реакторах различных форм

При выводе критического уравнения реактора величина B^2 была определена как параметр, зависящий от замедляющих, диффузионных и размножающих свойств материалов активной зоны реактора (4.5). В дальнейшем, через вероятность избежания утечки нейтронов в процессе замедления, этот параметр с использованием волнового уравнения (4.6) и уравнения возраста (4.7) был связан с распределением плотности нейтронного потока в реакторе. Таким образом, для критического реактора свойства материалов активной зоны должны соответствовать параметру B^2 в уравнении (4.5) или в критическом уравнении (4.14). В свою очередь, параметр B^2 должен удовлетворять уравнению (4.6), характеризующему распределение нейтронного потока по координатам активной зоны.

В первом случае B^2 , определяемый по свойствам материалов, называют *материальным параметром*. Во втором случае величина B^2 , найденная из решения волнового уравнения (4.6) и, следовательно, зависящая от формы и геометрических размеров активной зоны, называется *геометрическим параметром*. Для критического реактора параметр B^2 должен удов-

летворять как уравнениям (4.5) и (4.14), так и (4.6), а следовательно, материальный параметр должен быть равен геометрическому.

Определим зависимость геометрического параметра от размеров и формы активной зоны.

Реактор в форме бесконечной пластины конечной толщины

В этом случае имеет место одномерная задача (рис. 4.2), и волновое уравнение (4.6) приобретает вид

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} + B^2\Phi(x) = 0. \quad (4.17)$$

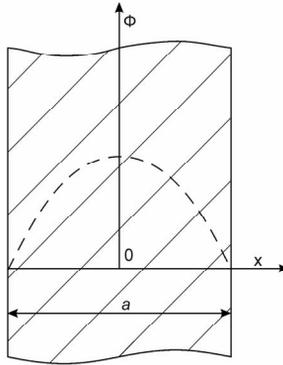


Рис. 4.2. Распределение плотности нейтронного потока в бесконечной тонкой пластине

Решение уравнения (4.17) имеет вид

$$\Phi(x) = A \cos Bx. \quad (4.18)$$

В качестве граничного используем условие равенства нулю плотности нейтронного потока на границе пластины. Тогда

$$\cos\left(B \frac{a}{2}\right) = 0.$$

В то же время из курса математики известно, что $\cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) = 0$ при $n = 1, 3, 5, \dots$, откуда

$$Ba = n\pi \quad \text{и} \quad B = \frac{n\pi}{2}. \quad (4.19)$$

Для заданного состава гомогенной среды, характеризуемой параметром B , входящим в критическое уравнение реактора (4.14), необходимо принять наименьшее значение B из (4.19), т. е. при $n = 1$. Все другие значения B (при $n = 3, 5, 7, \dots$) будут соответствовать подкритическому реактору ($K_{эф} < 1$). Для рассматриваемого примера

$$B = \frac{\pi}{a}. \quad (4.20)$$

Геометрический параметр является, таким образом, минимальным собственным значением волнового уравнения (4.6). Распределение нейтронного потока по толщине реактора выражается уравнением

$$\Phi(x) = A \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right). \quad (4.21)$$

При $x = 0$ $\Phi_{x=0} = A = \Phi_{\max}$, тогда

$$\Phi(x) = \Phi_{\max} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right). \quad (4.22)$$

Распределение нейтронного потока по выражению (4.22) показано на рис. 4.2. Величина Φ_{\max} может быть определена исходя из тепловой мощности реактора.

Реактор в форме сферы

Рассмотрим сферический ядерный реактор радиусом R_0 . В сферической системе координат при размещении начала координат в центре сферы уравнение (4.6) приобретает вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) + B^2 \Phi = 0$$

или

$$\frac{d^2}{dr^2} (r\Phi) + B^2 (r\Phi) = 0. \quad (4.23)$$

Граничными условиями задачи будут конечность плотности потока тепловых нейтронов во всех точках и ее равенство нулю на экстраполированной границе активной зоны.

Решение уравнения (4.23) имеет вид

$$\Phi(r) = C_1 \frac{\sin Br}{r} + C_2 \frac{\cos Br}{r}.$$

Из первого граничного условия следует, что постоянная C_2 должна быть равна нулю. Тогда

$$\Phi(r) = C_1 \frac{\sin Br}{r}. \quad (4.24)$$

Из второго граничного условия следует, что

$$\Phi(r) = C_1 \frac{\sin B(R_0 + d)}{R_0 + d} = 0,$$

где d — длина линейной экстраполяции.

Так как C_1 , R_0 и d отличны от нуля, то $\sin B(R_0 + d) = 0$, следовательно, $B(R_0 + d) = n\pi$, где n — любое целое число.

Наименьшее собственное значение B при $n = 1$ приводит к равенству $B(R_0 + d) = \pi$, откуда величина геометрического параметра для сферического реактора

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{R_0 + d} \right)^2 = \left(\frac{\pi}{R} \right)^2, \quad (4.25)$$

где $R = R_0 + d$.

Распределение плотности нейтронного потока по радиусу сферического реактора имеет вид

$$\Phi(r) = C_1 \frac{\sin \frac{\pi r}{R}}{r}. \quad (4.26)$$

Как было отмечено, C_1 определяется по заданной мощности реактора.

Предположим, что ядерный реактор имеет мощность N_p . Мощности 1 кВт соответствует $3,1 \cdot 10^{13}$ дел./с. Всего в реакторе за 1 с происходит $\int_V \sum_f \Phi dV$ делений (V — объем активной зоны).

Тогда мощность реактора может быть выражена через число делений следующим образом:

$$N_p = \frac{1}{3,1 \cdot 10^{13}} \int_V \sum_f \Phi dV = \frac{\sum_f}{3,1 \cdot 10^{13}} \int_V \Phi dV.$$

Используя соотношение (4.26), выражая элементарный объем через сферические координаты и интегрируя, получим

$$N_p = \frac{\sum_f}{3,1 \cdot 10^{13}} 4C_1 R^2,$$

откуда

$$C_1 = N_p \frac{3,1 \cdot 10^{13}}{4 \Sigma_f \cdot R^2}.$$

Как видно из формулы (4.26), распределение плотности нейтронного потока по радиусу активной зоны неравномерно. Количественной характеристикой степени неравномерности является *коэффициент неравномерности плотности потока нейтронов*, представляющий собой отношение максимальной плотности потока нейтронов к средней: $K_V = \Phi_{\max} / \langle \Phi \rangle$.

Считая для упрощения экстраполированные размеры активной зоны равными физическим, получаем

$$K_V = \frac{\Phi_{\max} \frac{4}{3} \pi R^3}{C_1 \frac{R}{\pi} \int_0^R 4\pi r^2 \frac{\sin \frac{\pi r}{R}}{r} dr}$$

откуда $K_V = 3,3$.

Реактор в форме цилиндра

Энергетические ядерные реакторы, как правило, имеют цилиндрическую форму. Рассмотрим реактор радиусом R и высотой H . Под размерами R и H в дальнейшем будем понимать действительные размеры, увеличенные на длину линейной экстраполяции.

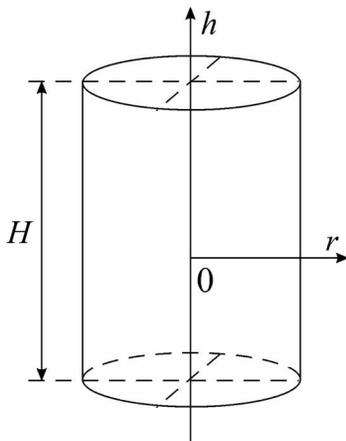


Рис. 4.3. Схема цилиндрического реактора

Распределение плотности потока тепловых нейтронов в реакторе по-прежнему описывается волновым уравнением, которое для цилиндрических координат имеет вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial h^2} + B^2 \Phi = 0. \quad (4.27)$$

Граничные условия аналогичны предыдущему случаю: $\Phi = 0$ при $r = R$ и $\Phi = 0$ при $h = \pm \frac{H}{2}$, а плотность нейтронного потока конечна во всех точках реактора.

Решение уравнения (4.27) будем искать методом разделения переменных, полагая

$$\Phi(r, h) = \Theta(r)Z(h). \quad (4.28)$$

После подстановки (4.28) в (4.27) получим

$$Z \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} Z \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \Theta \frac{\partial^2 Z}{\partial h^2} + B^2 \Theta Z = 0.$$

Разделив все члены уравнения на ΘZ , будем иметь

$$\frac{1}{\Theta} \left[\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right] + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial h^2} + B^2 = 0. \quad (4.29)$$

В уравнении (4.29) первый член зависит только от r , а второй — только от h . Поэтому каждый из них можно положить равным некоторой постоянной величине. Пусть

$$\frac{1}{\Theta} \left[\frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right] = -\alpha^2, \quad (4.30)$$

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial h^2} = -\beta^2. \quad (4.31)$$

Таким образом, получим, что $\alpha^2 + \beta^2 - B^2 = 0$, где α^2 и β^2 — произвольные постоянные.

Уравнение (4.30) может быть сведено к уравнению Бесселя.

Введем новую независимую переменную $u = \alpha r$; так как α — величина постоянная, то $\frac{du}{dr} = \alpha$.

Выразим производные Θ по r через новую независимую переменную:

$$\frac{d\Theta}{dr} = \frac{d\Theta}{du} \frac{du}{dr} = \alpha \frac{d\Theta}{du},$$

$$\frac{d^2\Theta}{dr^2} = \frac{d}{dr} \left(\frac{d\Theta}{dr} \right) = \frac{d}{du} \left(\alpha \frac{d\Theta}{du} \right) \frac{du}{dr} = \alpha^2 \frac{d^2\Theta}{du^2}.$$

После подстановки в уравнение (4.30) получим

$$\frac{1}{\Theta} \left[\alpha^2 \frac{d^2\Theta}{du^2} + \frac{\alpha^2}{u} \frac{d\Theta}{du} \right] + \alpha^2 = 0$$

или

$$\frac{d^2\Theta}{du^2} + \frac{1}{u} \frac{d\Theta}{du} + \Theta = 0.$$

Умножая все члены данного уравнения на u^2 , получим

$$u^2 \frac{d^2\Theta}{du^2} + u \frac{d\Theta}{du} + u^2\Theta = 0. \quad (4.32)$$

Уравнение (4.32) при положительном значении u^2 , а следовательно, и α^2 есть уравнение Бесселя нулевого порядка, общее решение которого имеет вид

$$\Theta = AI_0(u) + CY_0(u), \quad (4.33)$$

где I_0 и Y_0 — функции Бесселя нулевого порядка соответственно первого и второго рода.

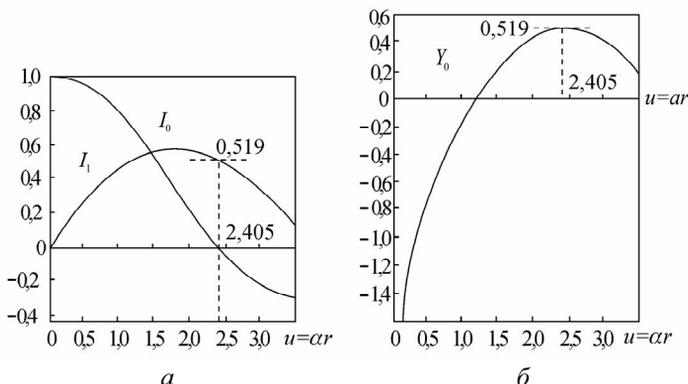


Рис. 4.4. Функция Бесселя нулевого порядка первого I_0 и второго Y_0 рода

На рис. 4.4 приведены графики функции Бесселя. Имея в виду граничные условия, приходим к выводу, что второе слагаемое в уравнении (4.33) должно быть равно нулю, так как при стремлении аргумента к нулю значе-

ние функции нулевого порядка второго рода стремится к бесконечности. Следовательно,

$$\Theta = AI_0(u) = AI_0(\alpha r). \quad (4.34)$$

Теперь определим значение α . Плотность нейтронного потока на экстраполированной границе равна нулю $\Phi(R, h) = 0$ (при $r = R$), а так как нейтронный поток равен нулю по всей высоте реактора при $r = R$, то

$$\Theta = AI_0(\alpha R) = 0.$$

Постоянная интегрирования A не может быть равна нулю, так как теряет смысл само решение. Значит,

$$I_0(\alpha R) = 0.$$

Наименьшее собственное значение α^2 соответствует решению с минимальным аргументом и равно первому корню функции Бесселя $I_0(u) = 0$. Из графика на рис. 4.4а следует:

$$I_0(\alpha R) = 0 \text{ при } u = \alpha r = 2,405.$$

Следовательно,

$$\alpha = \frac{2,405}{R} \text{ и } \alpha^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2. \quad (4.35)$$

Для определения β вернемся к функции $z(h)$. Из равенства (4.29) следует:

$$\frac{\partial^2 Z(h)}{dh^2} + \beta^2 Z(h) = 0. \quad (4.36)$$

Решение уравнения (4.36), отвечающее граничным условиям, запишется в виде

$$Z(h) = C \cos(\beta h). \quad (4.37)$$

Постоянная интегрирования не может быть равной нулю. Следовательно,

$$\text{при } h = \frac{H}{2} \quad \cos\left(\beta \frac{H}{2}\right) = 0.$$

Значит, $\beta \frac{H}{2} = \frac{\pi}{2}$, откуда

$$\beta = \frac{\pi}{H} \text{ и } \beta^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (4.38)$$

Изменение плотности нейтронного потока по высоте реактора будет определяться так:

$$Z(h) = C \cos\left(\frac{\pi}{H} h\right). \quad (4.39)$$

Значение плотности нейтронного потока в любой точке активной зоны реактора может быть найдено из выражения

$$\Phi(r, h) = \Phi_{\max} I_0\left(\frac{2,405r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi h}{H}\right). \quad (4.40)$$

Геометрический параметр цилиндрического реактора конечных размеров

$$B^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \quad (4.41)$$

Коэффициент неравномерности плотности нейтронного потока на высоте активной зоны определяется следующим образом:

$$K_h = \frac{\Phi_{\max}}{\langle \Phi_h \rangle} = \frac{\Phi_{\max}}{\frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \Phi_{\max} \cos \frac{\pi h}{H} dh} = 1,57. \quad (4.42)$$

Коэффициент неравномерности плотности нейтронного потока по радиусу активной зоны

$$K_r = \frac{\Phi_{\max}}{\langle \Phi_r \rangle} = \frac{\Phi_{\max}}{\frac{1}{hR^2} \int_0^R \Phi_{\max} I_0\left(\frac{2,405r}{R}\right) 2\pi r dr} = 2,31. \quad (4.43)$$

Произведением коэффициентов K_h и K_r оценивается неравномерность нейтронного потока по объему активной зоны

$$K_v = K_h K_r = 1,57 \cdot 2,31 = 3,62.$$

В заключение следует отметить, что аналогичным способом можно получить для активной зоны в форме параллелепипеда с размером ребер a , b и c

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2,$$

$$\Phi = \Phi_{\max} \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \cos \frac{\pi h}{c}.$$

Определение критических размеров активной зоны

В начале раздела 4.1 были поставлены условия прямой и обратной задач расчета ядерного реактора, исходя из критического уравнения реактора.

Прямая задача. Заданным считается состав активной зоны, т. е. количество и вид всех ядер материалов активной зоны. Требуется определить минимальный критический объем заданной формы реактора, при котором возможна самоподдерживающаяся цепная реакция деления ядер.

В этом случае подсчитываются по количеству и сорту ядер все параметры, входящие в критическое уравнение и зависящие от материалов среды, а именно K_{∞} , L^2 , τ . Решение критического уравнения (4.14) позволит вычислить материальный параметр B^2 . Он должен быть равен геометрическому параметру. После определения параметра B вычисляются геометрические размеры реактора заданной формы.

Если выражение для геометрического параметра содержит несколько параметров (4.41), (4.42), то уравнение получается неопределенным, и для его решения необходимо задаться каким-либо дополнительным соотношением между параметрами.

Эти соотношения целесообразно выбирать, исходя из условия обеспечения наименьшей критической массы. При заданном составе активной зоны минимальную критическую массу будет иметь реактор с наименьшим отношением поверхности к объему. Это объясняется тем, что нейтроны рождаются во всем объеме реактора, в то время как их утечка происходит с его поверхности. Из всех параллелепипедов заданного объема наименьшую поверхность имеет куб. Поэтому самое выгодное соотношение между размерами, отвечающее наименьшей критической массе реактора в форме параллелепипеда, запишем в виде $a = b = c$. Выгоднейшее соотношение между размерами цилиндрической активной зоны определяется равенством $H = 1,848R$.

Зная выгоднейшее соотношение между размерами, можно найти зависимость минимального критического объема от величины материального параметра, равного в критическом реакторе геометрическому.

Например, для куба будем иметь

$$3\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 = B^2,$$

откуда

$$a = \frac{\pi\sqrt{3}}{B},$$

а минимальный объем

$$V_{\min} = a^3 = \frac{161}{B^3}. \quad (4.44)$$

Аналогично можно получить минимальный объем для цилиндрической активной зоны

$$V_{\min} = \frac{148}{B^3} \quad (4.45)$$

и для сферической активной зоны

$$V_{\min} = \frac{130}{B^3}. \quad (4.46)$$

Из выражений (4.44)—(4.46) видно, что при одном и том же составе активной зоны наименьшую критическую массу имеет сфера. Однако конструктивное выполнение таких реакторов весьма затруднительно.

Обратная задача. Заданными являются форма и размеры реактора. Требуется определить состав среды, при котором осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Для этого случая необходимо решать критическое уравнение реактора (4.14) при известном значении геометрического параметра. В частности, можно решить эту задачу следующим образом: задаться максимальными значениями параметра, учитывающего состав среды (например, обогащение топлива или количество замедлителя), и определить $K_{\text{эф}}$. Графическое построение $K_{\text{эф}}$ от принятого параметра позволит найти тот состав активной зоны, при котором обеспечивается необходимое значение эффективного коэффициента размножения (рис. 4.5).

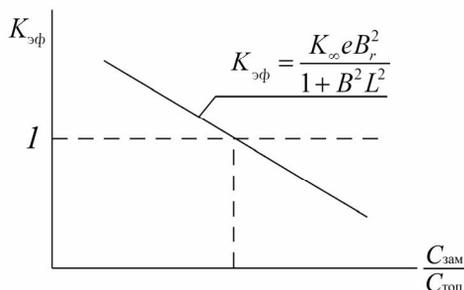


Рис. 4.5. Зависимость эффективного коэффициента размножения от количества замедлителя и топлива в активной зоне

При решении как прямой, так и обратной задач необходимо знать способы определения величин, входящих в критическое уравнение.

Будем считать, что гомогенный реактор состоит из однородной смеси ядерного топлива и замедлителя. При этом в 1 м^3 смеси содержится C_5 атомов U^{235} , C_8 атомов U^{238} и $C_{\text{зам}}$ атомов замедлителя.

Зная количественный состав смеси, можно определить для нее макроскопические поперечные сечения поглощения и рассеяния тепловых нейтронов:

$$\langle \Sigma_a^{\text{см}} \rangle = C_5 \langle \sigma_a^5 \rangle + C_8 \langle \sigma_a^8 \rangle + C_{\text{зам}} \langle \sigma_a^{\text{зам}} \rangle,$$

$$\langle \Sigma_s^{\text{см}} \rangle = C_5 \langle \sigma_s^5 \rangle + C_8 \langle \sigma_s^8 \rangle + C_{\text{зам}} \langle \sigma_s^{\text{зам}} \rangle.$$

При этом среднее поперечное сечение для тепловых нейтронов определяется по формулам

$$\langle \sigma_a \rangle = 0,8862 \sigma_a^0 \sqrt{\frac{293}{T_{\text{нг}}}} f;$$

$$\langle \sigma_s \rangle = \sigma_s^0,$$

где $T_{\text{нг}}$ — температура нейтронного газа, а индекс «0» относится к стандартным нейтронам.

В дальнейшем для упрощения вместо $\langle \Sigma_a^{\text{см}} \rangle$ и $\langle \Sigma_s^{\text{см}} \rangle$ будем писать $\Sigma_a^{\text{см}}$ и $\Sigma_s^{\text{см}}$.

Величины C_5 и C_8 определяются по заданному составу смеси. Величина $C_{\text{зам}}$ также должна быть задана. В расчетах обычно задают отношение $C_{\text{зам}} / C_{\text{топ}}$, где $C_{\text{топ}} = C_5 + C_8$.

После определения макроскопических поперечных сечений для смеси можно приступить к определению параметров активной зоны.

Коэффициент размножения K_∞ . Значение коэффициента размножения определяется по формуле четырех сомножителей

$$K_\infty = \eta \varepsilon \phi \theta.$$

Величина η определяется по формуле

$$\eta = \frac{\nu C_5 \sigma_f^5 \Phi}{C_5 \sigma_a^5 \Phi + C_8 \sigma_a^8 \Phi} = \frac{\nu \sigma_f^5}{\sigma_a^5 + \frac{C_8}{C_5} \sigma_a^8} \quad (4.47)$$

или

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5 + \frac{1-x}{x} \sigma_a^8}, \quad (4.48)$$

где x — обогащение топлива U^{235} .

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах ε в гомогенных реакторах на обогащенном топливе обычно принимается равным единице. Так, для природного урана $\varepsilon = 1,035$. С увеличением обогащения топлива U^{235} величина ε будет уменьшаться и при обогащении 10% составит всего 1,00025. Способы увеличения ε рассмотрены ниже.

При рассмотрении вопроса о замедлении нейтронов было получено следующее выражение для вероятности избежания резонансного захвата:

$$\varphi = \exp \left[- \int_{E_c}^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi (\Sigma_s + \Sigma_a)} \frac{dE}{E} \right]. \quad (4.49)$$

Пренебрегая поглощением нейтронов в замедлителе и других материалах по сравнению с резонансным поглощением в U^{238} , можно написать, что $\Sigma_a = \Sigma_a^8 = C_8 \sigma_a^8$. Используя это условие и учитывая, что Σ_s мало зависит от энергии, получим

$$\varphi = \exp \left[- \frac{C_8}{\xi \Sigma_s} \int_{E_c}^{E_0} \frac{\sigma_a^8 \Sigma_s}{\Sigma_a + \Sigma_s} \frac{dE}{E} \right]. \quad (4.50)$$

Интеграл в формуле (4.50) называется эффективным резонансным интегралом и обозначается $I_{эф}$. Тогда уравнение (4.50) можно записать в виде

$$\varphi = \exp \left[- \frac{C_8}{\xi \Sigma_s} I_{эф} \right]. \quad (4.51)$$

Значение эффективного резонансного интеграла определяется экспериментально. Для гомогенной смеси резонансный интеграл может быть определен по экспериментальной формуле

$$I_{эф}^{гом} = 1,12 \left(3,7 + 1,9 \sqrt{\frac{\Sigma_s}{C_8}} \right). \quad (4.52)$$

Формула (4.52) справедлива для $\frac{\Sigma_s}{C_8} = 50 - 2000$ барн.

Коэффициент использования тепловых нейтронов вычисляется в соответствии с определением из выражения

$$\Theta = \frac{\Sigma_a^{гом} \Phi}{\Sigma_a^{гом} \Phi + \Sigma_a^{зам} \Phi} = \frac{\Sigma_a^{гом}}{\Sigma_a^{гом} + \Sigma_a^{зам}}. \quad (4.53)$$

Возраст тепловых нейтронов в гомогенном реакторе с достаточной степенью точности может быть принят равным возрасту тепловых нейтронов в чистом замедлителе.

Квадрат длины диффузии

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{1}{3\Sigma_p \Sigma_a}. \quad (4.54)$$

Для гомогенной смеси топлива и замедлителя справедливо следующее приближенное соотношение:

$$L^2 = L_{зам}^2 (1 - \Theta). \quad (4.55)$$

По полученным значениям коэффициентов K_∞ , τ , L^2 можно определить параметр B^2 , а следовательно, и критические размеры реактора.

4.3. Уравнение критичности для большого реактора

Энергетические ядерные реакторы, как правило, больше по размеру, и для них величина B^2 мала. Например, для уран-графитового реактора со слабым обогащением величина B^2 имеет порядок 10^{-3} — 10^{-4} см².

В таком случае, если $B^2\tau \ll 1$, то величина $e^{-B^2\tau}$ в критическом уравнении (4.14) может быть заменена первыми двумя членами ряда

$$e^{-B^2\tau} \cong 1 - B^2\tau + \dots$$

или

$$e^{-B^2\tau} = (1 - B^2\tau) \frac{1 + B^2\tau}{1 + B^2\tau} = \frac{1 - B^4\tau^2}{1 + B^2\tau} \cong \frac{1}{1 + B^2\tau}. \quad (4.56)$$

Подставив (4.56) в (4.14), получим

$$\frac{K_\infty}{(1 + B^2L^2)(1 + B^2L^2)} \cong \frac{K_\infty}{1 + B^2(L^2 + \tau)} = 1. \quad (4.57)$$

Как показано выше, $L^2 + \tau = M^2$ — площадь миграции. Тогда для больших ядерных реакторов условием критичности будет

$$\frac{K_\infty}{1 + M^2B^2} = 1. \quad (4.58)$$

Из уравнения (4.58) может быть найдено значение материального параметра B^2 :

$$B^2 = \frac{K_\infty - 1}{M^2}. \quad (4.59)$$

Если для большого реактора $L < \sqrt{\tau}$, то условие $B^2L^2 \ll 1$ выполняется лучше, чем условие $B^2\tau \ll 1$. В этом случае можно получить приближенное критическое уравнение большого реактора в другой форме.

Запишем критическое уравнение (4.14) в виде

$$1 + B^2L^2 = K_\infty e^{-B^2\tau}$$

и прологарифмируем его:

$$\ln(1 + B^2L^2) = \ln(K_\infty e^{-B^2\tau}).$$

Разложив $\ln(1 + B^2L^2)$ в ряд и пренебрегая всеми членами разложения за исключением первого, получим

$$L^2B^2 = \ln K_\infty - B^2\tau$$

или

$$\frac{\ln K_\infty}{B^2M^2} = 1. \quad (4.60)$$

Уравнение (4.59) является критическим уравнением большого ядерного реактора, для которого выполняется условие $L < \sqrt{\tau}$. Значение материального параметра для этих реакторов может быть найдено из формулы

$$B^2 = \frac{\ln K_\infty}{M^2} \quad (4.61)$$

Так как параметр B имеет величину порядка $1/R$, где R — геометрический размер ядерного реактора, то условие $B^2\tau \ll 1$ может быть соблюдено, если $R \gg \sqrt{\tau}$, а условие $B^2L^2 \gg 1$ выполняется, если $R \gg L$.

При выполнении этих условий, как указывалось выше, могут применяться формулы (4.59) и (4.61). Если указанные условия не выполняются, необходимо пользоваться уравнением (4.14) для определения параметра B^2 .

Для энергетических водо-водяных ядерных реакторов условие $L^2B^2 \ll 1$ практически выполняется всегда, поэтому расчет этих реакторов можно вести, используя критическое уравнение (4.60).

4.4. Критическое уравнение гомогенного реактора с отражателем

Роль отражателя в реакторе

До настоящего момента теоретически рассматривались гипотетические реакторы, активные зоны которых помещены в пустоту. Поэтому утечка нейтронов из них шла только вовне, не порождая встречного потока нейтронов, покинувших в результате утечки активную зону и возвращающихся в нее после отражения конструкционными элементами, замедлителем, корпусом и т. п.

Вполне понятно, что отрицательную роль утечки уменьшают и специально, используя *отражатель*. Роль отражателя двояка: с одной стороны, это возвращение в активную зону части покинувших ее нейтронов и связанное с этим уменьшение размеров зоны или количества топлива. С другой стороны, отражатель существенно выравнивает распределение потока

тепловых нейтронов в объеме активной зоны. При утечке из реактора быстрых нейтронов последние, замедлившись в материалах отражателя, возвращаются в активную зону уже тепловыми, что увеличивает поток тепловых нейтронов на границе активной зоны (рис. 4.6). Это обстоятельство приводит к тому, что ядерное топливо на периферии активной зоны используется более эффективно.

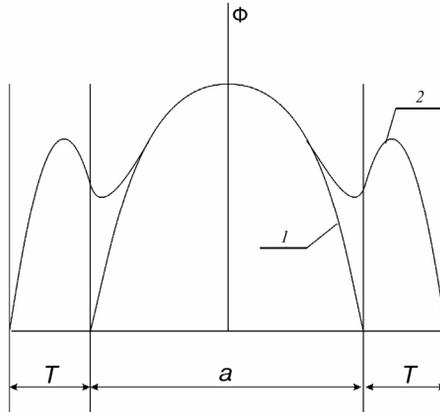


Рис. 4.6. Распределение плотности нейтронного потока в бесконечном плоском реакторе:
1 — без отражателя; 2 — с отражателем

Материал, из которого изготавливается отражатель, должен быть хорошим замедлителем, иметь высокие значения коэффициента замедления $\frac{\xi\Sigma_s}{\Sigma_a}$ и

замедляющей способности $\xi\Sigma_s$. Это объясняется следующими причинами. Так как быстрый нейтрон должен быть замедлен по возможности быстро, чтобы он не был поглощен в процессе замедления или не ушел далеко от границ активной зоны, средний логарифмический декремент замедления должен быть высоким. Очевидно, что отражатель не должен поглощать нейтроны, поэтому величина Σ_a отражателя должна быть низкой. Кроме того, вероятность возвращения нейтронов из отражателя в активную зону тем больше, чем меньше глубина, на которую проникают нейтроны в отражатель до первого рассеивающего столкновения, т. е. чем меньше

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s}.$$

В ядерных реакторах на тепловых нейтронах в качестве материала отражателя применяются обычная вода, тяжелая вода, графит, бериллий.

Критическое уравнение в одnogрупповом приближении

Для вывода критического уравнения реактора на тепловых нейтронах с отражателем необходимо решить систему дифференциальных уравнений, описывающих баланс тепловых нейтронов в реакторе:

- уравнение диффузии тепловых нейтронов;
- уравнение возраста нейтронов;
- условие связи между плотностью замедления нейтронов деления и плотностью потока тепловых нейтронов.

Эти уравнения должны быть записаны и для активной зоны, и для отражателя; их совместное решение должно дать критическое уравнение реактора на тепловых нейтронах с отражателем.

Для гомогенного реактора на тепловых нейтронах без отражателя в критическом состоянии плотность замедления $q(r, \tau)$ всюду пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов. Это обстоятельство позволило получить простое уравнение диффузии тепловых нейтронов, которое решалось методом разделения переменных.

В реакторе с отражателем размножающие и замедляющие свойства отражателя отличаются от свойств активной зоны. Спектр нейтронов, почти одинаковый по всему реактору без отражателя, заметно меняется вблизи границы активной зоны и отражателя. Это приводит к тому, что плотность замедления $q(r, \tau)$ уже не будет всюду пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов $\Phi(r)$.

Точное решение поставленной задачи крайне затруднительно, поэтому решим ее с использованием модели одnogруппового приближения. Будем считать, что все нейтроны в реакторе имеют одну энергию — тепловую. Тогда их взаимодействие со средой будет характеризоваться только двумя параметрами — длиной миграции и коэффициентом размножения K_∞ .

Как уже отмечалось, активная зона и отражатель обладают разными свойствами, поэтому уравнения баланса для них составляются отдельно, а решаются совместно при соответствующих граничных условиях.

Для стационарного состояния уравнение баланса тепловых нейтронов для активной зоны имеет вид

$$D_3 \nabla^2 \Phi_3 - \Sigma_a^3 \Phi_3 + K_\infty \Sigma_a^3 \Phi_3 = 0. \quad (4.62)$$

Индекс «з» значит, что соответствующие величины относятся к активной зоне. Получение третьего члена — источника тепловых нейтронов — подробно рассмотрено выше. При этом надо помнить, что в этом случае $K_\infty = \eta \Theta$, так как если все нейтроны тепловые по определению, то $\varepsilon = 1$ и $\varphi = 1$.

Имея в виду, что $\frac{\Sigma_a^3}{D_3} = \frac{1}{L_3^2}$, и разделив (4.62) на D_3 , получим

$$\nabla^2 \Phi_3 + \frac{K_\infty - 1}{L_3^2} \Phi_3 = 0.$$

Введя обозначение, аналогичное (4.5),

$$\frac{K_\infty - 1}{L_3^2} = B_3^2, \quad (4.63)$$

получим критическое уравнение реактора на тепловых нейтронах без отражателя в однопрупповом приближении:

$$\nabla^2 \Phi_3 + B_3^2 \Phi_3 = 0. \quad (4.64)$$

Уравнение баланса тепловых нейтронов для отражателя может быть записано в виде (в отражателе отсутствует источник нейтронов)

$$D_{от} \nabla^2 \Phi_{от} - \Sigma_a^{от} \Phi_{от} = 0. \quad (4.65)$$

Индекс «от» относится к величинам отражателя. Преобразуем уравнение (4.65) к виду

$$\nabla^2 \Phi_{от} - \frac{\Sigma_a^{от}}{D_{от}} \Phi_{от} = \nabla^2 \Phi_{от} - \chi_{от}^2 \Phi_{от} = 0, \quad (4.66)$$

где $\chi_{от}^2 = \frac{\Sigma_a^{от}}{D_{от}} = \frac{1}{L_{от}^2}$.

Критическое уравнение реактора с отражателем может быть найдено путем совместного решения уравнений (4.64) и (4.66) при соответствующих граничных условиях. Для каждой формы реактора имеются свои решения этих уравнений. Чтобы понять физический смысл, достаточно рассмотреть наиболее простой случай — реактор в виде бесконечного плоского слоя толщиной H с отражателями толщиной T (рис. 4.7). Поток тепловых нейтронов в таком реакторе будет изменяться только по оси x . Решением уравнения (4.64) в этом случае будет

$$\Phi_3(x) = A \cos(B_3 x) + C \sin(B_3 x). \quad (4.67)$$

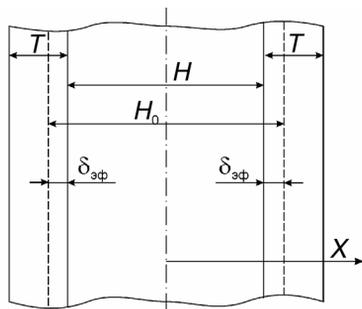


Рис. 4.7. Бесконечный плоский ядерный реактор с отражателями

Поток тепловых нейтронов Φ_3 должен быть симметричным по координате x относительно плоскости симметрии. Ввиду нечетности синуса постоянная C в уравнении (4.67) должна быть равна нулю. Тогда решение уравнения (4.64) будет иметь вид

$$\Phi_3(x) = A \cos(Bx). \quad (4.68)$$

Общим решением уравнения (4.66) будет

$$\Phi_{от}(x) = A_1 \text{ch}(\chi_{от}x) + C_1 \text{sh}(\chi_{от}x), \quad (4.69)$$

содержащее гиперболические косинус и синус или, что то же, экспоненты вида $\exp(\pm\chi_{от}x)$.

Связь между постоянными A_1 и C_1 может быть найдена из граничных условий. Плотность потока тепловых нейтронов должна обращаться в нуль на внешней границе отражателя $\left(x = \frac{H}{2} + T\right)$, т. е.

$$A_1 \text{ch}\left[\chi_{от}\left(\frac{H}{2} + T\right)\right] + C_1 \text{sh}\left[\chi_{от}\left(\frac{H}{2} + T\right)\right] = 0,$$

откуда $C_1 = -A_1 \text{cth}\left[\chi_{от}\left(\frac{H}{2} + T\right)\right]$. Подставляя A_1 в формулу (4.69), полу-

чим следующее выражение для плотности потока тепловых нейтронов в отражателе:

$$\Phi_{от}(x) = A_1 \text{ch}(\chi_{от}x) - A_1 \text{cth}\left[\chi_{от}\left(\frac{H}{2} + T\right)\right] \text{sh}(\chi_{от}x)$$

или

$$\Phi_{\text{от}}(x) = C \operatorname{sh} \left[\chi_{\text{от}} \left(\frac{H}{2} + T - x \right) \right], \quad (4.70)$$

где постоянная A_1 вошла в C .

На границе отражателя и активной зоны плотности потоков нейтронов равны. Тогда из (4.68) и (4.70) при $x = \frac{H}{2}$ следует, что

$$A \cos B \frac{H}{2} = C \operatorname{sh}(\chi_{\text{от}} T). \quad (4.71)$$

На границе отражателя и активной зоны равны также и нормальные составляющие плотностей потоков тепловых нейтронов, т. е.

$$D \frac{d\Phi \left(\frac{H}{2} \right)}{dx} = D_{\text{от}} \frac{d\Phi_{\text{от}} \left(\frac{H}{2} \right)}{dx}$$

или, с учетом выражений (4.68) и (4.70),

$$-DAB \sin \left(B \frac{H}{2} \right) = -D_{\text{от}} C \chi_{\text{от}} \operatorname{ch}(\chi_{\text{от}} T). \quad (4.72)$$

Разделив почленно уравнение (4.72) на (4.71), получим

$$DB \operatorname{tg} \left(B \frac{H}{2} \right) = D_{\text{от}} \chi_{\text{от}} \operatorname{cth}(\chi_{\text{от}} T). \quad (4.73)$$

Уравнение (4.73) является критическим уравнением для рассматриваемого ядерного реактора на тепловых нейтронах с отражателем.

Критическое уравнение может быть использовано для отыскания толщины активной зоны H при заданных свойствах активной зоны и отражателя (заданы B и χ) и заданной толщине отражателя T или для определения параметра B при заданных размерах активной зоны и отражателя и заданных свойствах отражателя (заданы H , T и $\chi_{\text{от}}$). При помощи критического уравнения (4.73) могут также решаться задачи по определению толщины отражателя и его необходимых свойств (определение $\chi_{\text{от}}$).

Критическое уравнение связывает критические размеры и свойства активной зоны с размерами и свойствами отражателя. Из этого уравнения видно, что с уменьшением толщины отражателя T размер активной зоны H увеличивается.

Уменьшение критических размеров активной зоны вследствие наличия отражателя характеризуется величиной *эффективной добавки*, которая

определяется как разность между критическими размерами активной зоны $H_0/2$ без отражателя и соответствующими критическими размерами с отражателем $H/2$.

Для рассматриваемого случая эффективная добавка может быть определена следующим образом:

$$\delta_{\text{эф}} = \frac{1}{2}H_0 - \frac{1}{2}H. \quad (4.74)$$

Так как критическая толщина бесконечного плоского реактора без отражателя равна $H_0 = \frac{\pi}{B}$, то

$$\delta = \frac{\pi}{2B} - \frac{H}{2} \quad \text{или} \quad \frac{H}{2} = \frac{\pi}{2B} - \delta. \quad (4.75)$$

Подставив полученное значение $H/2$ из (4.75) в критическое уравнение (4.73), получим

$$DB \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - B\delta \right) = D_{\text{от}} \chi_{\text{от}} \operatorname{cth} (\chi_{\text{от}} T)$$

или

$$D_3 B_3 \operatorname{ctg} (B_3 \delta) = D_{\text{от}} \chi_{\text{от}} \operatorname{cth} (\chi_{\text{от}} T).$$

Преобразуем полученное уравнение к виду

$$\operatorname{tg} (B_3 \delta) = \frac{D_3 B_3}{D_{\text{от}} \chi_{\text{от}}} \operatorname{th} (\chi_{\text{от}} T). \quad (4.76)$$

Из уравнения (4.76) может быть найдена величина эффективной добавки

$$\delta = \frac{1}{B} \operatorname{arctg} \left[\frac{DB}{D_{\text{от}} \chi_{\text{от}}} \operatorname{th} (\chi_{\text{от}} T) \right]. \quad (4.77)$$

Для больших размеров эффективная добавка значительно меньше характерного размера активной зоны; в этом случае $B_3 \delta \ll 1$ и можно заменить тангенс его аргументом, т. е.

$$\delta = \frac{D}{D_{\text{от}}} M_{\text{от}} \operatorname{th} \frac{T}{M_{\text{от}}}. \quad (4.78)$$

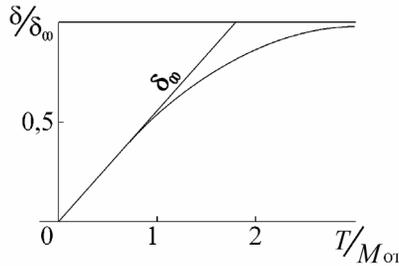


Рис. 4.8. Зависимость отношения δ/δ_∞ для большого плоского реактора в одногрупповом приближении от $T/M_{от}$

Проанализируем зависимость δ от параметров активной зоны и отражателя. Эффективная добавка пропорциональна гиперболическому тангенсу от толщины отражателя, измеренной в длинах миграции: при малых $T/M_{от}$ величина δ растет линейно, а при $T/M_{от} > 2$ рост δ практически прекращается (рис. 4.8).

Для тонких отражателей, когда $T \ll M_{от}$ и $\text{tg } T/M_{от} \approx T/M_{от}$, эффективная добавка

$$\delta = \frac{D}{D_{от}} T \quad (4.79)$$

пропорциональна толщине отражателя. В другом предельном случае при $T/M_{от} \gg 1$, $\text{tg}(T/M_{от}) \approx 1$

$$\delta_\infty = \frac{D}{D_{от}} M_{от} \quad (4.80)$$

или в частном случае при $D_3 = D_{от}$

$$\delta_\infty \cong M_{от}.$$

Таким образом, можно сделать следующий вывод: в случае тонких отражателей δ в основном определяется их геометрическими размерами, а в случае толстых — физическими свойствами.

Из уравнения (4.78) и из рис. 4.8 можно оценить разумную толщину отражателя — $(2-3)M_{от}$.

Для водо-водяных реакторов с водяным и железо-водяным отражателем рекомендуется использовать эмпирическую формулу

$$\delta = 7,2 + 0,1(M_3^2 - 40). \quad (4.81)$$

Эффективный коэффициент размножения для реактора с отражателем определяется по формуле (4.14). Однако при расчете геометрического

параметра B^2 фактические размеры активной зоны увеличиваются на величину эффективной добавки. Например, для цилиндрического реактора

$$B^2 = \left(\frac{2,405}{H + 2\delta} \right) + \left(\frac{\pi}{R + \delta} \right)^2. \quad (4.82)$$

Таким образом, реактор с отражателем как бы заменяется реактором без отражателя, половинные размеры которого превышают размеры активной зоны фактического реактора на величину эффективной добавки.

Коэффициент неравномерности распределения плотности нейтронного потока в активной зоне цилиндрического реактора при наличии отражателя определяются по формулам

$$k_h = \frac{1,57}{1 + \frac{2\delta}{H + 2\delta}}, \quad (4.83)$$

$$k_r = \frac{2,31}{1 + \frac{\delta}{R + \delta}}. \quad (4.84)$$

Как следует из (4.83) и (4.84), наличие отражателя уменьшает неравномерность плотности нейтронного потока.

4.5. Физические особенности гетерогенного реактора

Выше рассмотрены только гомогенные реакторы, однако, как было отмечено ранее, условия протекания самоподдерживающейся цепной ядерной реакции существенно улучшаются в случае применения замедлителя, находящегося в отдельных от топлива блоках. Кроме того, из главы 3 понятно, что практически все существующие в настоящее время реакторы — гетерогенные, т. е. такие, в которых замедление нейтронов пространственно отделено от поглощения в горючем. Нейтроны теряют энергию в замедлителе, а поглощаются в топливе, что приводит к неравенству плотности нейтронного потока в различных компонентах активной зоны. При этом важно, что степень неравномерности плотности потока нейтронов различных энергий иногда носит прямо противоположный характер (рис. 4.9). Для нейтронов больших энергий распределение плотности нейтронного потока для гетерогенного реактора практически не отличается от гомогенного. В то же время для нейтронов резонансных и тепловых энергий эта разница носит принципиальный характер. Поэтому любой гетерогенный реактор, даже гипотетический со строго регулярной, но конечной решеткой одинаковых цилиндри-

ческих твэлов без оболочек, размещенных в однородном замедлителе, крайне сложен для расчета в один этап. Трудность усугубляется и тем, что в реакторе конечных размеров необходимо учитывать утечку нейтронов.

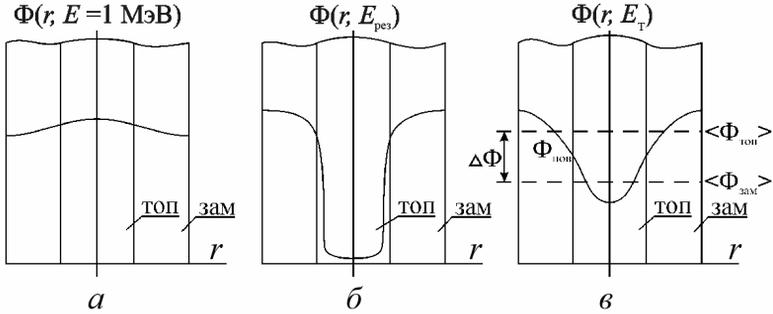


Рис. 4.9. Пространственное распределение плотности потоков нейтронов различных энергий в топливе и замедлителе:

а — быстрые нейтроны; *б* — резонансные нейтроны; *в* — тепловые нейтроны

В теории реакторов принято выделять элементарную ячейку — твэл с прилегающим к нему теплоносителем и замедлителем или технологический канал с окружающим его замедлителем. Предполагается, что все элементарные ячейки в решетке имеют одинаковые геометрическую форму и нейтронные характеристики. На первом этапе расчета гетерогенного реактора рассматриваются процессы в элементарной ячейке, на втором эти процессы увязываются с утечкой нейтронов из реактора.

В теории реакторов решается задача гомогенизации: гетерогенная среда заменяется эквивалентной ей гомогенной. Критерием эквивалентности служит равенство скоростей всех видов взаимодействия нейтронов с ядрами. После гомогенизации дальнейшие расчеты проводятся так же, как и для любого гомогенного реактора.

Решение задачи гомогенизации зависит от вида решетки в рассматриваемом реакторе. Различают решетки простые и сложные (рис. 4.10). Простая ячейка состоит из одного твэла (обычно цилиндрической формы) с окружающим его теплоносителем и замедлителем. Ячейка сложной решетки состоит из технологического канала и окружающего его замедлителя, иногда сложные решетки называют канальными.

Простые решетки, в свою очередь, делятся на разреженные и тесные. В разреженной решетке твэлы расположены на большом расстоянии друг от друга, поэтому нейтрон, родившийся в блоке или испытавший там столкновение, следующее соударение испытывает обязательно в замедлителе. Другими словами, средний путь нейтрона в замедлителе значительно превышает длину свободного пробега до рассеяния в той же среде. В тес-

ной решетке твэлы расположены настолько близко друг к другу, что нейтрон, вылетевший из топлива, с довольно большой вероятностью может испытать первое соударение в соседних топливных блоках.

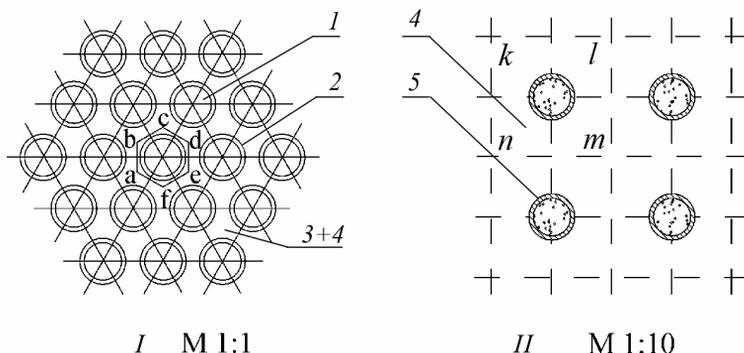


Рис. 4.10. Различные решетки активной зоны гетерогенного реактора:
 I — тесная простая; II — сложная (канальная); 1 — топливо; 2 — оболочка;
 3 — теплоноситель; 4 — замедлитель; 5 — труба канала;
 abcdef — элементарная ячейка; klmn — макроячейка

Сложная решетка содержит элементы как разреженной, так и тесной решетки. Первую образуют технологические каналы, расположенные в замедлителе, вторую — твэлы внутри канала.

Рассмотрение влияния гетерогенности на размножающие свойства среды начнем с энергии быстрых нейтронов. В характерных для корабельных ВВР тесных решетках ввиду малости размеров твэлов (5—9 мм) и разделяющего их слоя замедлителя-теплоносителя (1—3 мм) по сравнению с длиной свободного пробега нейтронов деления в воде (примерно 10 см при энергии $E = 1,0$ МэВ) плотность потока нейтронов таких энергий практически не зависит от координат (см. рис. 4.9а). В связи с этим размножение на быстрых нейтронах не очень сильно отличается от размножения в гомогенной среде с таким же соотношением концентраций компонентов. Как уже отмечалось, если в гомогенной среде концентрация ядер топлива существенно меньше концентрации ядер замедлителя, размножение нейтронов в области быстрых нейтронов близко к нулю. Отметим, что в разреженных решетках в отличие от тесных эффекты гетерогенности в этой области энергий проявляются в большей степени, поскольку длина свободного пробега нейтрона до рассеяния в замедлителе существенно меньше среднего пути.

Влияние гетерогенной структуры на распределение плотности потока в топливе и замедлителе особенно резко проявляется в области резонансных энергий. Резонансный характер сечения поглощения U^{235} приводит к тому, что для многих сильных резонансов вблизи его максимума длина пробега до поглощения значительно меньше характерного размера топливного блока.

Поэтому нейтроны резонансных энергий, попавшие в блок, поглощаются в тонком поверхностном слое, не достигая внутренних, близких к центру слоев (см. рис. 4.9б). Экранирование внутренних слоев топлива внешними приводит к тому, что они не участвуют в поглощении резонансных нейтронов, эффективный резонансный интеграл существенно меньше, чем в однородной среде при прочих равных условиях. Вероятность избежания резонансного захвата увеличивается. Увеличение ϕ происходит также из-за раздельного размещения замедлителя и топлива. Так как нейтроны теряют энергию в замедлителе, а поглощаются в топливе, они имеют большую по сравнению с однородной средой вероятность замедлиться через область резонансных энергий, не столкнувшись с ядрами топлива.

Влияние гетерогенности на коэффициент использования тепловых нейтронов имеет противоположный характер. Если при замедлении поглощение нейтронов $(1 - \phi)$ незначительно (15—20%) и большая их часть в реакторах на тепловых нейтронах замедляется до тепловых энергий, то поглощаются все тепловые нейтроны: 80—90% в топливе и 10—20% в замедлителе. Вследствие этого возникают градиенты плотности потока, направленные в сторону блока топлива (см. рис. 4.9в). Превышение средней плотности потока в замедлителе над средней плотностью потока в топливе приводит к уменьшению полезного поглощения, а значит, и к уменьшению коэффициента использования тепловых нейтронов по сравнению с Θ для однородной среды, в которой плотности потока тепловых нейтронов в топливе и замедлителе одинаковы.

4.6. Влияние эффекта гетерогенности на эффективный коэффициент размножения

Число вторичных быстрых нейтронов, приходящихся на один тепловой нейтрон, поглощенный делящимся изотопом

Для величины $\eta_{\text{гом}}$ ранее была приведена формула (4.8). Для гетерогенной активной зоны, состоящей из одинаковых по конструкции и изотопному составу ТВЭЛов, тип активной зоны никак не сказывается на членах формулы (4.8). Таким образом,

$$\eta_{\text{гом}} = \eta_{\text{гет}}. \quad (4.85)$$

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах

Поскольку при делении U^{235} получаются быстрые нейтроны с энергией до 10 МэВ, некоторая их часть с энергией от 1,1 до 10 МэВ способна вызывать

деление U^{238} . Число делений U^{238} на быстрых нейтронах связано с вероятностью столкновения нейтрона, испущенного топливом, с ядром U^{238} до вылета в замедлитель. Весьма небольшое число нейтронов, вылетевших из блока топлива в замедлитель, возвратится с энергией, превышающей 1,0 МэВ.

Редкие решетки. Предположим, что нейтроны, вылетевшие из блока, больше не участвуют в процессе деления урана быстрыми нейтронами. Иными словами, все акты деления на быстрых нейтронах будут происходить за счет нейтронов, образовавшихся в каждом блоке, т. е. размножение в каждом блоке происходит независимо друг от друга. Таким образом, появляется возможность рассматривать каждый твэл как гомогенный реактор на быстрых нейтронах без отражателя.

Допустим, что в твэле возникло n быстрых нейтронов. Определим, сколько нейтронов покинет блок после бесконечного числа столкновений. Это количество и будет характеризовать увеличение числа быстрых нейтронов в результате деления U^{238} . Если вероятность столкновения нейтрона с ядром в твэле обозначить P , то $(1 - P)$ — вероятность того, что нейтрон вылетит из блока, не испытав ни одного соударения. Общее число таких нейтронов равно $m_0 = (1 - P)n$. Часть нейтронов, равная $nP \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma}$, испытает неупругое столкновение в твэле, где $\Sigma = \Sigma_f + \Sigma_s + \Sigma_\gamma$. Одно неупругое столкновения с тяжелым ядром достаточно, чтобы его энергия стала ниже 1,0 МэВ. Таким образом, из рассматриваемого процесса будет исключено $nP \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma}$ нейтронов.

Некоторые нейтроны испытывают упругое рассеивание, причем энергия их практически не изменится, так как в топливном блоке замедлителя нет, а при упругом столкновении с тяжелыми ядрами энергия нейтронов практически не меняется. Таких нейтронов будет $nP \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma}$. Из них покинет блок $n(1 - P) \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma}$ нейтронов. Всего после первого столкновения из процесса деления на быстрых нейтронах будет исключено $m_1 = nP \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma} + nP \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} (1 - P)$ нейтронов.

Наконец, первым может быть столкновение с делением; таких актов может быть $nP \frac{\Sigma_f}{\Sigma}$. Естественно, что при делении появятся новые нейтроны, количество которых будет равно $\nu nP \frac{\Sigma_f}{\Sigma}$. Из них $nP \frac{\Sigma_f}{\Sigma} (1 - P)$ нейтронов покинет блок, не испытав ни одного столкновения.

Таким образом, общее число нейтронов, покидающих блок после первого столкновения,

$$\begin{aligned}
 m_1 &= nP \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma} + nP \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} (1-P) + nP \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} (1-P) = \\
 &= n \left[P \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma} + \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) (1-P) \right].
 \end{aligned}
 \tag{4.86}$$

Рассмотрим второе столкновение и определим количество нейтронов, исключаемых из процесса после второго столкновения.

После первого столкновения в блоке осталось $n \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right)$ нейтронов, способных вызвать деление U^{235} . Из этого числа часть нейтронов, равная $n \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) P \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma}$, испытает неупругие столкновения и из рассмотрения будет исключена. Другая часть нейтронов, равная $n \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) P \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma} (1-P)$, испытает упругое столкновение и вылетит из блока. Наконец, третья часть вызовет деление, в результате которого появится дополнительное число быстрых нейтронов, равное $n \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma}$, и часть из них, равная $n \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} (1-P)$, вылетит за пределы блока.

Итак, в результате второго столкновения из процесса деления на быстрых нейтронах будет исключено следующее число нейтронов:

$$\begin{aligned}
 m_2 &= \left[\left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) P \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma} + \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) (1-P) + \right. \\
 &\quad \left. + \left(P \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} + P \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right) (1-P) \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma} \right].
 \end{aligned}
 \tag{4.87}$$

В результате j столкновений из блока вылетит $m_j = m_0 + m_1 + m_2 \dots + m_j$ нейтронов. При $j \rightarrow \infty$ после преобразований становится очевидно, что эта сумма представляет собой убывающую геометрическую прогрессию.

$$m = n \left[\frac{1-P}{1 - \frac{v\Sigma_f + \Sigma_{se}}{\Sigma}} + \frac{P \frac{\Sigma_{si}}{\Sigma}}{1 - \frac{v\Sigma_f + \Sigma_{se}}{\Sigma} P} \right]. \quad (4.88)$$

После нескольких преобразований выражения (4.88) нетрудно показать, что коэффициент размножения на быстрых нейтронах

$$\varepsilon = \frac{m}{n} = 1 + \frac{\left[(v-1) \frac{\Sigma_f}{\Sigma} - \frac{\Sigma_{se}}{\Sigma} \right] P}{1 - \frac{v\Sigma_f + \Sigma_{se}}{\Sigma} P}. \quad (4.89)$$

Для блока, изготовленного из чистого урана, подставив значения входящих в (4.89) физических величин, можно получить

$$\varepsilon = 1 + \frac{0,092P}{1 - 0,52P}. \quad (4.90)$$

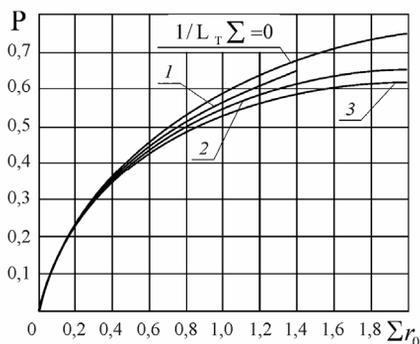


Рис. 4.11. Вероятность для быстрого нейтрона испытать столкновение в топливном блоке:

Σ — полное сечение для быстрых нейтронов, см^{-1} ; L_T — длина диффузии тепловых нейтронов, см; r_0 — радиус цилиндрического блока, см

Величина P зависит от формы и размеров топливного блока, а также от диффузионных свойств топлива. На рис. 4.11 приведены значения P для цилиндрического блока урана. Из приведенных данных следует, что P увеличивается с увеличением размеров блока. Для блока топлива, имеющего бесконечные размеры, $P = 1$, так как быстрый нейтрон не может вылететь из такого блока и обязательно испытает соударение. Вместе с увеличением P при увеличении размеров блока одновременно растет и ε . Это объясняется тем, что увеличение P означает повышение вероятности всевоз-

можных соударений быстрых нейтронов с ядрами топлива, в том числе и таких, которые приводят к делению.

Практически величина ε для редких решеток составляет обычно 1,01—1,04.

Тесные решетки. Как уже было отмечено, решетки твэлов корабельных ВВР являются тесными. В этом случае быстрый нейтрон, покинувший блок, имеет значительную вероятность попасть в соседний блок, не испытав соударений с ядрами замедлителя и не снизив из-за этого своей энергии. Поэтому при определении ε для тесных решеток необходим учет двух факторов: деления на быстрых нейтронах, которые возникли внутри данного блока, и деления на быстрых нейтронах, появившихся в соседних блоках. Поскольку аналитически учесть последний фактор весьма сложно, пользуются эмпирическими зависимостями, в частности

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{бл}} + \frac{\varepsilon_{\infty} - \varepsilon_{\text{бл}}}{1 + 2,3 \frac{C_{\text{H}}}{C_{\text{g}}}}, \quad (4.91)$$

где $\varepsilon_{\text{бл}}$ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах для одиночного блока, рассчитанный по формуле (4.90); ε_{∞} — коэффициент размножения на быстрых нейтронах в бесконечном большом блоке из металлического урана (по данным [31] $\varepsilon_{\infty} = 1,31$); $C_{\text{H}} / C_{\text{g}}$ — отношение числа атомов водорода к числу атомов U^{238} в активной зоне, определяемое равенством

$$\frac{C_{\text{H}_2\text{O}}}{C_{\text{g}}} = 2 \frac{V_{\text{H}_2\text{O}} \frac{\rho_{\text{H}_2\text{O}}}{18}}{V_{\text{U}} \frac{\rho_{\text{u}}}{238}}.$$

Из изложенного понятно, что в реальных случаях гетерогенных реакторов $\varepsilon_{\text{гет}} > \varepsilon_{\text{гом}}$, и прежде всего потому, что быстрый нейтрон, рожденный в топливном блоке, имеет большую вероятность вызвать деление U^{238} до того, как попадет в замедлитель и замедлится до пороговой энергии. В гомогенной зоне такая вероятность гораздо меньше, так как вероятность испытать первое столкновение с замедлителем, а следовательно, потерять энергию, в такой зоне значительно больше.

Вероятность избежания резонансного захвата. В реакторах на тепловых нейтронах, где в качестве ядерного топлива используется обогащенный уран, основным резонансным поглотителем является U^{238} , сечение захвата которого в диапазоне энергий от 6 до ~600 эВ имеет ярко выраженную резонансную структуру. В некоторых резонансных пиках $\sigma_{\text{с}}^{\text{г}} = 2000$ барн.

Если вернуться к данному ранее определению φ , его можно интерпретировать следующим образом: вероятность избежания резонансного захвата — отношение плотности потока замедляющихся нейтронов $\Phi(E)$ с энергией E , лежащей ниже резонансной области, к плотности потока нейтронов $\Phi_0(E)$, которая могла бы иметь место при отсутствии поглощения замедляющихся нейтронов:

$$\varphi = \frac{\Phi(E)}{\Phi_0(E)}. \quad (4.92)$$

Следовательно, для определения φ необходимо вычислить $\Phi(E)$ и $\Phi_0(E)$ как функции плотности замедления нейтронов $q(E)$.

Ранее было получено выражение, связывающее плотность замедления и нейтронный поток в поглощающей среде:

$$\Phi_0(E) = \frac{q(E_f)}{\langle \xi \rangle E \langle \Sigma_s \rangle}. \quad (4.93)$$

Из него следует, что спектр замедляющихся нейтронов не имеет максимума, как спектры тепловых нейтронов и нейтронов деления.

Определим зависимость $\Phi(E) = f[q(E_f)]$, характеризующую плотность потока замедляющихся нейтронов с энергией E в поглощающей среде, в предположении, что эта среда представляет собой гомогенную смесь топлива и замедлителя бесконечных размеров. Так как отличие функции $\Phi(E)$ от $\Phi_0(E)$ состоит только в необходимости учета поглощения нейтронов, ее можно записать в виде, аналогичном (4.93):

$$\Phi_0(E) = \frac{q(E_f)}{\langle \xi \rangle E [\Sigma_c^s(E) + \langle \Sigma_s \rangle]}. \quad (4.94)$$

Очевидно, что $q(E) < q(E_f)$, так как часть нейтронов захватывается U^{238} . Запишем выражение для уменьшения плотности замедления нейтронов с энергией E . Так как $\Phi(E)\Sigma_c^s(E)$ представляет собой скорость реакции резонансного захвата нейтронов с энергией E в 1 см^3 среды в элементарном энергетическом интервале, то произведение $\Phi(E)\Sigma_c^s(E)$ на интервал энергий dE равно числу актов захвата нейтронов с энергией E , происходящих каждую секунду в 1 см^3 среды, а это и есть уменьшение плотности замедления нейтронов с энергией E :

$$-dq(E) = \Phi(E)\Sigma_c^s(E)dE. \quad (4.95)$$

Знак «минус» означает, что в результате захвата замедляющихся нейтронов их плотность замедления уменьшается.

Подставив (4.94) в (4.95), получим

$$\int_{q(E_f)}^{q(E)} \frac{dq(E)}{d(E)} = - \int_E^{E_f} \frac{\Sigma_c^8(E)}{\langle \xi \rangle [\Sigma_c^8(E) + \langle \Sigma_s \rangle]} \frac{dE}{E}. \quad (4.96)$$

Интегрирование (4.96) в указанных пределах и подстановка результата интегрирования в (4.94) при условии $\Sigma_c^8[E] \ll \langle \Sigma_s \rangle$ (так как нижний предел интегрирования E лежит ниже резонансной области) даст зависимость, характеризующую вероятность избежания резонансного захвата в бесконечной гомогенной среде:

$$\Phi_{\text{ГОМ}} = \exp \left\{ - \frac{C_8}{\langle \xi \rangle \langle E_s \rangle} \int_E^{E_f} \sigma_c^8(E) \frac{\xi \langle \Sigma_s \rangle}{\Sigma_c^8(E) + \langle \Sigma_s \rangle} \frac{dE}{E} \right\}. \quad (4.97)$$

Выражение (4.97) можно упростить, если считать, что $\langle \xi \rangle$ и $\langle \Sigma_s \rangle$, усредненные по всем материалам активной зоны, относятся только к замедлителю, т. е. $\langle \xi \rangle = \xi_{\text{зам}}$ и $\langle \Sigma_s \rangle = \Sigma_s^{\text{зам}}$. Кроме того, так как из всего диапазона энергий при определении Φ интерес представляет только резонансная область, то $\Sigma_s^{\text{зам}} = \Sigma_{s \text{ рез}}^{\text{зам}}$. С учетом сказанного выражение (4.97) приобретает вид

$$\Phi_{\text{ГОМ}} = \exp \left[- \frac{C_8}{(\xi \Sigma_s)_{\text{рез}}} \int_E^{E_f} \sigma_c^8(E) \frac{\Sigma_{s \text{ рез}}^{\text{зам}}}{\Sigma_c^8(E) + \Sigma_{s \text{ рез}}^{\text{зам}}} \frac{dE}{E} \right]. \quad (4.98)$$

Входящий в выражение (4.98) интеграл так же, как и в (4.50), называется эффективным резонансным интегралом и обозначается $I_{\text{эф}}$.

Вычисление $I_{\text{эф}}$ для гомогенных сред производится по формуле (4.52) или с использованием экспериментальной зависимости

$$I_{\text{эф}} = 3,8 \left(\frac{\langle \Sigma_s \rangle}{C_8} \right)^{0,42}. \quad (4.99)$$

Так как эффективный резонансный интеграл имеет размерность и смысл эффективного микроскопического сечения захвата, то в соответствии с выражением (4.98) можно заключить, что Φ является функцией отношения эффективного макроскопического сечения $(\Sigma_c^8)_{\text{эф}} = C_8 I_{\text{эф}}$ и замедляющей способности замедлителя для резонансных нейтронов $(\xi \Sigma_s^{\text{рез}})_{\text{зам}}$.

Таким образом,

$$\Phi_{\text{ГОМ}} = e^{-\Phi_{\text{ГОМ}}}, \quad (4.100)$$

где

$$\Phi_{\text{гом}} = \frac{C_8 I_{\text{эф}}}{\left(\xi \sum_s^{\text{рез}}\right)_{\text{зам}}}.$$

При одинаковом составе материалов в активной зоне (одинаковом отношении чисел атомов замедлителя и урана в активной зоне) вероятность избежания резонансного захвата будет существенно больше в гетерогенной активной зоне, чем в гомогенной:

$$\Phi_{\text{гет}} > \Phi_{\text{гом}}. \quad (4.101)$$

Это объясняется двумя главными обстоятельствами:

- в гетерогенной активной зоне большая часть нейтронов, замедляясь в замедлителе, проходит резонансную область энергии вдали от ядер U^{238} и не поглощается ими;
- наличие внутреннего блок-эффекта (см. рис. 4.9б) приводит к тому, что резонансные нейтроны, попадая на поверхность твэлов, практически полностью поглощаются в тонком поверхностном слое и не доходят до ядер U^{238} , расположенных внутри твэла; влияние этого эффекта увеличивается с ростом диаметра твэла.

Выражение для $\Phi_{\text{гет}}$ обычно принимается аналогичными (4.100):

$$\Phi_{\text{гет}} = e^{-\Psi_{\text{гет}}}, \quad (4.102)$$

однако $\Psi_{\text{гет}}$, естественно, вычисляются с учетом эффектов гетерогенности. Так, авторы [11] на базе теории Гуревича — Померанчука приводят выражение

$$\Psi = \frac{V_{\text{топ}} C_8 \cdot 10^{-24}}{V_{\text{зам}} \left(\xi \sum_s^{\text{рез}}\right)_{\text{зам}}} \left(3,75 + 2,145 \cdot 10^{12} \frac{\kappa}{\sqrt{d_{\text{топ}} C_8}} \right), \quad (4.103)$$

где $V_{\text{топ}}$, $V_{\text{зам}}$ — объем топлива и замедлителя в активной зоне; $\kappa = 0,775 \left(1 + 17,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{T_{\text{топ}}}\right)$ учитывает эффект Допплера (уширение резонансных пиков при увеличении температуры топлива); $d_{\text{топ}}$ — диаметр топливного блока.

Для водо-водяного реактора выражение (4.103) может быть преобразовано к виду

$$\Psi = \frac{n_{\text{ТВЭЛ}} \cdot 10^{-24}}{\left(S_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{МКП}} + S_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{ТВС}}\right) \langle S_{\text{H}_2\text{O}} \rangle} \left[2,12 C_8 \left(d_{\text{ТВЭЛ}} - 2\delta_{\text{об}}\right)^2 + 1,21 \cdot 10^{12} \kappa \sqrt{C_8} \left(d_{\text{ТВЭЛ}} - 2\delta_{\text{об}}\right)^{3/2} \right], \quad (4.104)$$

где $S_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{МКП}}$, $S_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{ТВС}}$ — площади, занимаемые водой в межканальном пространстве и в тепловыделяющей сборке.

Коэффициент использования тепловых нейтронов

В соответствии с определением, данным ранее для среды, состоящей только из топлива и замедлителя,

$$\theta = \frac{V_{\text{топ}} \sum_a^{\text{топ}} \langle \Phi_{\text{топ}} \rangle}{V_{\text{топ}} \sum_a^{\text{топ}} \langle \Phi_{\text{топ}} \rangle + V_{\text{зам}} \sum_a^{\text{зам}} \langle \Phi_{\text{зам}} \rangle}. \quad (4.105)$$

В гомогенных реакторах топливо и замедлитель образуют однородную смесь, поэтому $V_{\text{топ}} = V_{\text{зам}} = V_{\text{см}}$.

По этой же причине нейтронный поток в топливе и замедлителе одинаков, т. е. $\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle = \langle \Phi_{\text{зам}} \rangle$. Поэтому выражение (4.105) для гомогенного реактора приобретает вид (4.53)

$$\theta_{\text{гом}} = \frac{\sum_a^{\text{топ}}}{\sum_a^{\text{топ}} + \sum_a^{\text{зам}}}. \quad (4.106)$$

Анализ выражения

$$\theta_{\text{гом}} = \frac{C_5 \sigma_a^5 + C_8 \sigma_a^8}{C_5 \sigma_a^5 + C_8 \sigma_a^8 + C_{\text{зам}} \sigma_a^{\text{зам}}},$$

полученного из (4.106), позволяет проанализировать физический смысл θ . Коэффициент использования тепловых нейтронов зависит как от обогащения топлива, так и от его концентрации в гомогенной смеси. Увеличение обогащения, т. е. увеличение C_5 и соответственно уменьшение C_8 , приводит к увеличению суммарного сечения поглощения в топливе $\sum_a^{\text{топ}} = C_5 \sigma_a^5 + C_8 \sigma_a^8$, так как $\sigma_a^5 \gg \sigma_a^8$, и увеличению θ .

Величина θ возрастает также с увеличением концентрации топлива в смеси, потому что при этом повышается вероятность захвата тепловых нейтронов в топливе за счет увеличения числа ядер U^{235} и U^{238} в 1 см^3 смеси, а следовательно, и возрастания $\sum_a^{\text{топ}} = \sigma_a^5 C_5 + \sigma_a^8 C_8$. При отсутствии замедлителя, т. е. при $C_{\text{зам}} = 0$, коэффициент использования тепловых нейтронов равен единице. В чистом же замедлителе ($C_5 = C_8 = 0$) коэффициент использования тепловых нейтронов равен нулю.

В гетерогенном реакторе при расчете θ необходимо учитывать неравномерность распределения плотности потока тепловых нейтронов в замедлителе и топливе (см. рис. 4.9в). Поскольку замедление нейтронов происходит в замедлителе, можно говорить, что тепловые нейтроны образуются там. В процессе диффузии в направлении топливного блока часть тепло-

вых нейтронов поглощается ядрами замедлителя, поэтому плотность потока тепловых нейтронов по мере приближения к твэлу уменьшается. Это явление называют *внешним блок-эффектом*.

Неравномерность плотности потока тепловых нейтронов присутствует и внутри топливного блока: большая часть нейтронов поглощается в поверхностных слоях, в центр блока попадает значительно ослабевший поток нейтронов. Таким образом, поток на периферии блока оказывается больше, чем в центре. Такая неравномерность плотности потока называется *внутренним блок-эффектом*.

Выражение (4.105) справедливо для двухзонной (топливо плюс замедлитель) гетерогенной ячейки. Запишем его в виде

$$\theta_{\text{гет}} = \frac{\Sigma_a^{\text{топ}}}{\Sigma_a^{\text{топ}} + \frac{V_{\text{зам}}}{V_{\text{топ}}} \frac{\langle \Phi_{\text{з}} \rangle}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} \Sigma_a^{\text{зам}}}. \quad (4.107)$$

Как видно из рис. 4.9в и понятно из предыдущих рассуждений, если $\langle \Phi_{\text{зам}} \rangle > \langle \Phi_{\text{топ}} \rangle$, то $\frac{V_{\text{зам}} \langle \Phi_{\text{зам}} \rangle}{V_{\text{топ}} \langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} > 1$. Если сравнить с учетом этого неравенства выражения (4.106) и (4.107), то очевидно, что

$$\theta_{\text{гом}} > \theta_{\text{гет}}. \quad (4.108)$$

Отношение $\frac{\langle \Phi_{\text{зам}} \rangle}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle}$ часто называют *коэффициентом проигрыша*, по-

скольку оно по существу является мерой уменьшения (проигрыша) θ вследствие неравномерности плотности потока в топливе и замедлителе, обусловленной гетерогенностью системы. Очевидно, что коэффициент проигрыша всегда больше единицы.

Представим коэффициент проигрыша в виде двух слагаемых, характеризующих внешний и внутренний блок-эффекты:

$$\frac{\langle \Phi_{\text{зам}} \rangle}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} = \frac{\Phi_{\text{пов}}}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} + \frac{\Delta \Phi}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle}, \quad (4.109)$$

где $\Phi_{\text{пов}}$ — плотность нейтронного потока на поверхности топливного блока; $\Delta \Phi = \langle \Phi_{\text{зам}} \rangle - \Phi_{\text{пов}}$. Введем обозначения: $\frac{\Phi_{\text{пов}}}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} = F$, $\frac{\Delta \Phi}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} = f$.

Выражение (4.107) преобразуем к виду

$$\frac{1}{\theta} = 1 + \frac{V_{\text{зам}}}{V_{\text{топ}}} \frac{\Sigma_a^{\text{зам}}}{\Sigma_a^{\text{топ}}} \frac{\langle \Phi_{\text{зам}} \rangle}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} = 1 + \frac{V_{\text{зам}}}{V_{\text{топ}}} \frac{\Sigma_a^{\text{зам}}}{\Sigma_a^{\text{топ}}} \cdot F + \frac{V_{\text{зам}}}{V_{\text{топ}}} \frac{\Sigma_a^{\text{зам}}}{\Sigma_a^{\text{топ}}} f. \quad (4.110)$$

Последнее слагаемое выражения (4.110) иногда обозначают $(E - 1)$, и выражение (4.110) преобразуется к виду

$$\frac{1}{\theta} = 1 + \frac{V_{\text{зам}} \sum_a^{\text{зам}}}{V_{\text{гом}} \sum_a^{\text{гом}}} F + (E - 1). \quad (4.111)$$

Полная информация по определению параметров F и $(E - 1)$ приведена в [22, 31, 32]. В [27] использован подход, позволяющий вычислить θ для тепловыделяющей сборки.

Длина диффузии и возраст нейтронов в гетерогенном реакторе

Для гомогенного реактора длина диффузии определяется из выражения

$$L = L_{\text{зам}} \sqrt{1 - \theta_{\text{гом}}}. \quad (4.112)$$

Выражение (4.112) получено из следующих соображений. Из (4.106) следует:

$$\Sigma_a = \Sigma_a^{\text{гом}} + \Sigma_a^{\text{зам}} = \frac{\Sigma_a^{\text{зам}}}{1 - \theta}. \quad (4.113)$$

Следовательно, длина диффузии во всех материалах активной зоны определяется выражением

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{D(1 - \theta)}{\Sigma_a^{\text{зам}}} = L_{\text{зам}}^2 (1 - \theta). \quad (4.114)$$

С достаточной степенью точности можно показать, что выражение (4.112) справедливо и для гетерогенного реактора.

Что касается возраста нейтронов, то поскольку замедление нейтронов в топливе при упругих столкновениях с его ядрами весьма мало, возраст нейтронов в гетерогенном реакторе несколько больше, чем в замедлителе. Однако это увеличение возраста тепловых нейтронов компенсируется неупругими столкновениями. Поэтому можно с достаточной степенью точности считать, что возраст тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе равен их возрасту в чистом замедлителе.

Более точно эффект гетерогенности учтен зависимостью для уран-водной активной зоны:

$$\tau = \frac{\tau_{\text{H}_2\text{O}}}{\left(\rho_{\text{H}_2\text{O}} \frac{V_{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\text{яч}}} \right)^{0.5} \left[1 - \frac{V_{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\text{яч}}} (1 - \rho_{\text{H}_2\text{O}}) \right]^{1.5}} \text{ см}^2. \quad (4.115)$$

При $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 1000 \text{ кг/м}^3$ выражение (4.115) приобретает вид

$$\tau = \tau_{\text{H}_2\text{O}} \left(\frac{V_{\text{яч}}}{V_{\text{H}_2\text{O}}} \right)^{0.5}. \quad (4.116)$$

Имея в виду типичное для уран-водяных решеток соотношение $V_{\text{яч}} = 2V_{\text{H}_2\text{O}}$, из выражения (4.116) можно видеть, что возраст в решетке оказывается в полтора раза больше возраста тепловых нейтронов в замедлителе.

Глава 5

Нестационарные нейтронно-физические процессы

[2, 4, 7, 9, 10, 13, 24, 33, 34]

5.1. Кинетика реактора без учета запаздывающих нейтронов

Под стационарным режимом работы реактора понимается такое состояние, когда число нейтронов, теряющихся в результате поглощения и утечки, равно числу нейтронов, возникающих в активной зоне за счет деления ядер. При стационарном режиме плотность нейтронов, а следовательно, плотность нейтронного потока, в малом промежутке времени не изменяется — см. главу 2, уравнение (2.5). Нестационарным называют такой режим, когда плотность нейтронного потока меняется во времени.

Как было показано выше, основной характеристикой процесса деления является эффективный коэффициент размножения $K_{эф}$. Регулирование мощности реактора производится путем воздействия на величину коэффициента размножения. Изменение плотности нейтронного потока может идти как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. В обоих случаях нарушается равновесие между поглощением, утечкой и образованием нейтронов.

Ранее было введено понятие избыточного коэффициента реактивности $\Delta K_{эф} = K_{эф} - 1$. Введем понятие реактивности реактора

$$\rho = \frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}}. \quad (5.1)$$

В дальнейшем будет доказано, что при управлении реактором $K_{эф}$ не должен сильно отличаться от единицы, поэтому величина $K_{эф}$ очень близка по значению к реактивности ρ .

Необходимо четко разграничить понятия полного запаса реактивности, обеспечивающего заданную кампанию реактора,

$$\rho_{полн} = \frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} = \frac{K_{эф}^{полн} - 1}{K_{эф}^{полн}} \quad (5.2)$$

и реактивности ρ , сообщаемой реактору при управлении им.

В (5.2) $\rho_{\text{полн}}$ — полный запас реактивности, который может быть высвобожден при полностью извлеченных из активной зоны органах компенсации и полном выгорании выгорающего поглотителя.

Если реактору, находящемуся в критическом состоянии, сообщить некоторую положительную реактивность, например поднятием стержней АР, то реактор перейдет в надкритический режим. Плотность нейтронного потока, а следовательно, и мощность, будут непрерывно возрастать. Процесс роста плотности нейтронного потока будет идти до тех пор, пока в реакторе присутствует положительная реактивность. Для прекращения увеличения мощности необходимо вернуть стержни АР в прежнее положение, т. е. скомпенсировать внесенную ранее реактивность. При этом плотность нейтронного потока (мощность) установится на новом, большем по отношению к первоначальному уровню.

При внесении в реактор отрицательной реактивности цепная ядерная реакция будет затухать. В стационарном режиме избыточный коэффициент размножения и реактивность равны нулю.

Рассмотрим характер переходного процесса при скачкообразном сообщении реактору положительной реактивности для случая, когда все нейтроны деления являются мгновенными (долей выхода запаздывающих нейтронов — 0,64% — пренебрегаем).

Согласно определению на каждый нейтрон предыдущего поколения образуется $K_{\text{эф}}$ нейтронов следующего поколения. Увеличение же числа нейтронов в следующем поколении, отнесенное к одному нейтрону исходного поколения, составит $\Delta K_{\text{эф}} = K_{\text{эф}} - 1$. Если в некоторый момент времени количество нейтронов составляет n , то увеличение их числа за одно поколение будет равно $n(K_{\text{эф}} - 1) = n\Delta K_{\text{эф}}$. Изменение числа нейтронов в 1 см^3 за 1 с (скорость изменения плотности нейтронов) при времени жизни одного поколения ℓ составит

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n\Delta K_{\text{эф}}}{\ell}. \quad (5.3)$$

Проинтегрировав выражение (5.3) от плотности n_0 в нулевой момент времени, когда реактору была сообщена избыточная реактивность, до некоторой текущей плотности в момент времени t , получим закон изменения количества нейтронов во времени при сообщении реактору избыточной реактивности:

$$n = n_0 \exp\left(\frac{\Delta K_{\text{эф}}}{\ell} t\right) \quad (5.4)$$

или, переходя к плотности нейтронного потока,

$$\Phi = \Phi_0 \left(\exp \frac{\Delta K_{эф} t}{\ell} \right). \quad (5.5)$$

Параметром, характеризующим переходный режим, является период реактора T — время, в течение которого плотность нейтронного потока изменяется в $e = 2,718$ раз.

В соответствии с этим определением можно записать:

$$\Phi = \Phi_0 \exp \frac{t}{T}. \quad (5.6)$$

Сопоставление этого выражения с формулой (5.5) показывает, что если считать все нейтроны деления мгновенными, то

$$T = \frac{\ell}{\Delta K_{эф}}. \quad (5.7)$$

Для реактора в надкритическом состоянии, когда $K_{эф} > 1$ и $\rho > 0$, период реактора является величиной положительной. Отсюда следует, что в надкритическом состоянии плотность нейтронного потока в реакторе возрастает по экспоненциальному закону в соответствии с (5.5). Наоборот, в подкритическом состоянии период реактора отрицателен, и плотность нейтронного потока экспоненциально убывает.

Очевидно, что скорость изменения плотности нейтронного потока обратно пропорциональна периоду реактора. Следовательно, при неизменном значении среднего времени жизни одного поколения плотность нейтронного потока будет изменяться тем быстрее, чем больше ρ отличается от нуля. С увеличением среднего времени жизни возрастает период реактора, что при прочих равных условиях приводит к замедлению темпа нарастания плотности нейтронного потока.

Рассмотрим в качестве примера возрастание плотности нейтронного потока при изменении коэффициента размножения. Положим, что эффективный коэффициент размножения скачкообразно увеличился на 0,0025, т. е. $\Delta K_{эф} = 0,0025$. Ранее было показано, что время замедления нейтронов равно в среднем 10^{-5} с, а время диффузии — 10^{-3} с. Поэтому если бы все нейтроны, испускаемые в процессе деления, были мгновенными, среднее время жизни одного их поколения $\ell \approx 10^{-3}$ с. Тогда период реактора будет равен $0,001/0,0025 = 0,4$ с. Следовательно, в течение каждых 0,4 с плотность нейтронного потока будет увеличиваться в e раз (5.6). За 1 с плотность нейтронного потока возрастет в $e^{2,5} \cong 12$ раз.

В эксплуатационной практике скорость изменения плотности нейтронного потока удобнее и нагляднее оценивать с помощью периода удвоения

мощности, который определяется как время, в течение которого плотность нейтронного потока при данной реактивности увеличится в два раза. Период удвоения связан с периодом реактора соотношением, которое вытекает из (5.6), если положить в нем $\Phi/\Phi_0 = 2$, т. е. $T_2 = 0,693T$.

Показанное выше столь быстрое увеличение плотности нейтронного потока, если бы оно действительно имело место, чрезвычайно затруднило бы управление реактором. Однако такая ситуация возможна лишь при условии, что все появляющиеся в процессе деления нейтроны являются мгновенными. В действительности из общего числа нейтронов, возникающих при делении ${}_{92}\text{U}^{235}$, 0,64% являются запаздывающими. Как показано выше, время жизни одного поколения с учетом запаздывающих нейтронов оказывается равным $\approx 0,1$ с.

Таким образом, период реактора в приведенном выше примере ($\Delta K_{\text{эф}} = 0,0025$) с учетом запаздывающих нейтронов увеличится в 100 раз: $T = 0,1/0,002 = 40$ с. При таком периоде в течение 1 с мощность возрастает в 1,025 раза. Эта величина обеспечит безопасное управление реактором.

5.2. Уравнение кинетики реактора с учетом запаздывающих нейтронов

В соответствии с теорией возраста, в основе которой лежит представление о непрерывном замедлении нейтронов, число быстрых нейтронов, образующихся в 1 см^3 за 1 с в бесконечной среде, равно плотности замедления q_0 .

С другой стороны, при захвате одного теплового нейтрона в бесконечной гомогенной среде образуется $\theta\eta\varepsilon$ мгновенных нейтронов. Так как коэффициент размножения $K_\infty = \eta\varepsilon\phi$, то число образующихся мгновенных нейтронов деления

$$\theta\eta\varepsilon = \frac{K_\infty}{\phi}.$$

В одном кубическом сантиметре среды за 1 с захватывается $\Sigma_a\Phi$ тепловых нейтронов, и в соответствии с последним выражением образуется

$$\frac{K_\infty}{\phi} \Sigma_a \Phi \text{ мгновенных нейтронов деления.}$$

Таким образом, условие связи между плотностью замедления для мгновенных нейтронов деления и потоком тепловых нейтронов будет иметь вид

$$q_0 = \frac{K_\infty \Sigma_a \Phi}{\phi}. \quad (5.8)$$

Поскольку β_i является долей запаздывающих нейтронов i -й группы по отношению ко всем нейтронам деления, скорость образования предшественника запаздывающих нейтронов i -й группы в 1 см^3 за 1 с будет определяться выражением

$$\frac{\beta_i K_\infty \Sigma_a \Phi}{\varphi}.$$

Обозначим через C_i число атомных ядер предшественника i -й группы в 1 см^3 . Тогда скорость радиоактивного распада предшественника или генерации запаздывающих нейтронов i -й группы будет равна $\lambda_i C_i$, где λ_i — постоянная распада. Следовательно, изменение концентрации атомных ядер предшественника i -й группы будет определяться выражением

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \frac{K_\infty}{\varphi} \beta_i \Sigma_a \Phi - \lambda_i C_i. \quad (5.9)$$

Так как скорость образования запаздывающих нейтронов любой группы определяется скоростью радиоактивного распада соответствующего предшественника $\lambda_i C_i$, то скорость образования всех запаздывающих величин для всех групп запаздывающих нейтронов равна сумме скоростей распада всех предшественников, т. е. $\sum_i \lambda_i C_i$.

С учетом вероятности того, что нейтрон избежит утечки в процессе замедления, и того, что нейтрон избежит резонансного захвата, выражение, учитывающее источник запаздывающих нейтронов, будет иметь вид

$$\varphi e^{-B^2 \tau} \sum_i \lambda_i C_i.$$

Так как $\sum_i \beta_i = \beta$ является долей запаздывающих нейтронов, а $(1 - \beta)$ представляет собой долю мгновенных нейтронов, то выражение, учитывающее источник мгновенных нейтронов, примет вид

$$(1 - \beta) K_\infty \Sigma_a \Phi e^{-B^2 \tau}.$$

Таким образом, источник тепловых нейтронов описывается двумя слагаемыми:

$$S = S_{\text{мгн}} + S_{\text{зап}} = (1 - \beta) K_\infty \Sigma_a \Phi e^{-B^2 \tau} + \varphi e^{-B^2 \tau} \sum_i \lambda_i C_i. \quad (5.10)$$

С учетом изложенного уравнение диффузии

$$\frac{1}{v} \frac{d\Phi}{dt} = D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + S$$

может быть записано в виде

$$D\nabla^2\Phi - \Sigma_a\Phi + (1-\beta)K_\infty\Sigma_a\Phi e^{-B^2\tau} \sum_i \lambda_i C_i \varphi e^{-B^2\tau} = \frac{1}{v} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (5.11)$$

Предположим, что в момент времени $t = 0$, когда реактор находится в стационарном состоянии, коэффициент размножения K_∞ претерпел мгновенно малое изменение, оставаясь в дальнейшем постоянной величиной. Так как возмущение, внесенное в реактор, достаточно мало, можно полагать, что в уравнении для плотности нейтронного потока и в уравнениях, описывающих концентрацию тепловых нейтронов, переменные по координате и времени могут быть разделены.

Если система находится вблизи критического состояния, то пространственное распределение плотности нейтронного потока может быть с достаточной степенью точности найдено из уравнения

$$\nabla^2\Phi + B^2\Phi = 0. \quad (5.12)$$

Теперь уравнение 5.11 может быть преобразовано путем деления на Σ_a и

$(1 + B^2L^2)$, а также замены $\ell = \frac{1}{\sqrt{\Sigma_a}}$ и $\nabla^2\Phi = -B^2\Phi$ и с учетом того, что

$K_{эф} = \frac{K_\infty e^{-B^2\tau}}{1 + B^2L^2}$, к следующему виду:

$$\ell \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dt} = \Delta K_{эф} - \beta K_{эф} + \frac{\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \varphi e^{-B^2\tau}}{\Sigma_a \Phi (1 + B^2L^2)}, \quad (5.13)$$

где

$$\Delta K_{эф} = \frac{K_\infty e^{-B^2\tau}}{1 + B^2L^2} - 1 = K_{эф} - 1.$$

В уравнение (5.13) входят две переменные, зависящие от времени: нейтронный поток Φ и концентрация ядер предшественников C_i . Таким образом, уравнения (5.9) и (5.13) составляют систему с двумя переменными. Решение этой системы будем искать в виде

$$\Phi = \Phi_0 e^{t\omega}, \quad (5.14)$$

$$C_i = C_{i_0} e^{t\omega}, \quad (5.15)$$

где Φ_0 и C_{i_0} — начальные значения рассматриваемых параметров, которые являются для переходного процесса постоянными; ω — некоторый параметр.

Очевидно, что дифференциальные уравнения (5.9) и (5.13) должны соответствовать конечному решению, т. е. уравнениям (5.14) и (5.15).

Дифференцируя выражения (5.14) и (5.15), получим

$$\frac{d\Phi}{dt} = \omega\Phi_0 e^{t\omega} = \omega\Phi, \quad (5.16)$$

$$C_i \frac{d\ell_i}{dt} = \omega C_i e^{t\omega} = \omega C_i. \quad (5.17)$$

Подставив (5.17) в (5.9), получим

$$\omega C_i = \frac{K_\infty}{\varphi} \beta_i \Sigma_a \Phi - \lambda_i C_i,$$

откуда

$$C_i = \frac{K_\infty \Sigma_a \Phi}{\varphi} \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i}. \quad (5.18)$$

Подставляя (5.16) и (5.18) в (5.13) и заменяя $\frac{K_\infty e^{-B^2\tau}}{1+B^2L^2} = K_{\text{эф}}$, будем иметь

$$\ell\omega = \Delta K_{\text{эф}} - \beta K_{\text{эф}} + K_{\text{эф}} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i}.$$

Вынося $K_{\text{эф}}$ за скобки и представляя $\beta = \Sigma\beta_i$, после преобразований получим

$$\ell\omega = \Delta K_{\text{эф}} - K_{\text{эф}} \sum_{i=1}^6 \frac{\omega\beta_i}{\omega + \lambda_i}, \quad (5.19)$$

откуда

$$\frac{\ell\omega}{K_{\text{эф}}} = \rho - \sum_{i=1}^6 \frac{\omega\beta_i}{\omega + \lambda_i}.$$

Следовательно,

$$\rho = \frac{\ell\omega}{K_{\text{эф}}} + \sum_{i=1}^6 \frac{\omega\beta_i}{\omega + \lambda_i}. \quad (5.20)$$

Полученное характеристическое уравнение является алгебраическим уравнением 7-й степени относительно параметра ω . На рис. 5.1 приведено решение этого уравнения в виде графика.

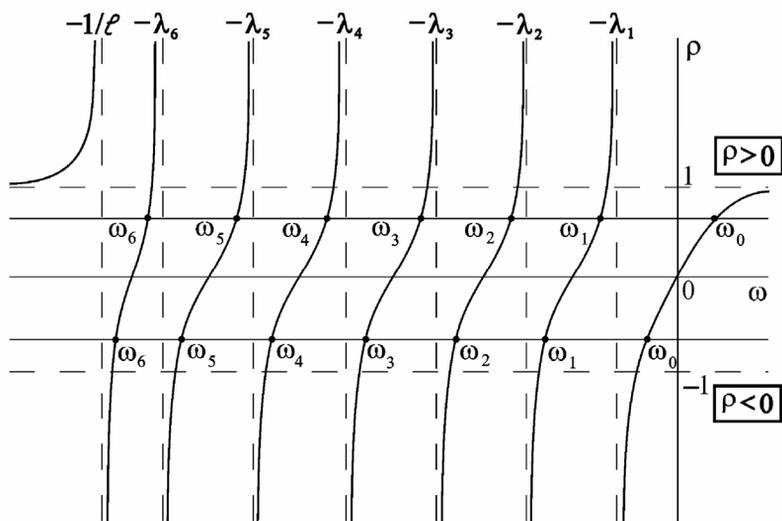


Рис. 5.1. Графическое решение характеристического уравнения зависимости реактивности от параметра ω

График дает качественную зависимость ρ от ω при $j = 6$, что соответствует шести группам запаздывающих нейтронов. Как видно, уравнение $\rho = \rho(\omega)$ имеет семь действительных корней при значениях ω , равных $-\lambda_1, -\lambda_2, \dots, -\lambda_6, -\frac{1}{\ell}$. Так как значения $\rho < 1$, то для нейтронно-физического расчета реактора требуется только часть графика, заключенная в области $\rho = \pm 1$, которая ограничена на графике горизонтальными пунктирными линиями. Из графика следует, что при любом $\rho > 0$ существует $(j + 1)$ корней уравнения (5.20), из которых j корней отрицательны и один положителен. Каждое отрицательное значение есть величина того же порядка, что и соответствующие λ_i — постоянные распада предшественника запаздывающих нейтронов i -й группы. Таким образом, плотность потока тепловых нейтронов может быть выражена линейной комбинацией $(j + 1)$ решений вида (5.14). Следовательно,

$$\Phi = A_0 e^{\omega_0 t} + A_1 e^{\omega_1 t} + \dots + A_j e^{\omega_j t}, \quad (5.21)$$

где $\omega_0, \omega_1, \dots, \omega_j$ представляют собой $j + 1$ корней уравнения (5.20), при этом ω_0 положителен, а $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_j$ отрицательны и приближенно равны соответственно $-\lambda_1, -\lambda_2, \dots, -\lambda_j$; коэффициенты A_0, A_1 и т. д. определяются начальными условиями.

Итак, все члены правой части уравнения (5.21) кроме первого содержат экспоненты с отрицательными показателями. После малого возмущения, вызванного скачкообразным увеличением реактивности, величина этих членов уравнения с течением времени будет быстро убывать, приближаясь к нулю.

Следовательно, эти слагаемые оказывают кратковременное влияние на величину Φ , так как их значения становятся пренебрежимо малыми по сравнению с первым членом в правой части уравнения (5.21). По истечении времени $t_1 = 1/\lambda_1$, где λ_1 — наименьшая постоянная распада, соответствующая группе наиболее запаздывающих нейтронов, в выражении (5.21) будет играть роль только первый член: $\Phi = A_0 e^{\omega_0 t}$. В этом случае $A_0 = \Phi_0$ (при $t = 0$). Тогда

$$\Phi = \Phi_0 e^{\omega_0 t}. \quad (5.22)$$

Сопоставляя (5.22) и (5.6), заметим, что

$$\omega_0 = \frac{1}{T},$$

откуда получим окончательно

$$\Phi = \Phi_0 e^{t/T}. \quad (5.23)$$

Величина T в данном случае представляет собой период реактора через некоторый промежуток времени после возмущения, вызванного скачкообразным изменением реактивности, когда все члены уравнения, содержащие экспоненты с отрицательными показателями, практически станут пренебрежимо малыми. В соответствии с этим величина T , определяемая как $T = 1/\omega$, названа установившимся периодом ядерного реактора. Величины $\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega_6}$ называют переходными периодами.

На рис. 5.2 показано изменение плотности потока тепловых нейтронов во времени, вызванное малым скачкообразным увеличением реактивности. Сплошная линия соответствует действительному изменению Φ/Φ_0 , а пунктирная — экспоненциальной функции $e^{t/T}$ из уравнения (5.23).

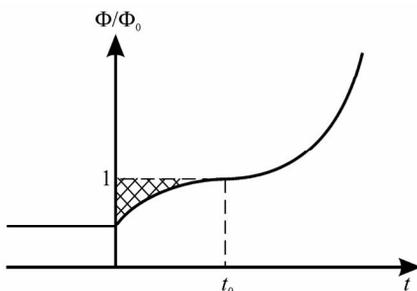


Рис. 5.2. Изменение плотности потока тепловых нейтронов во времени, вызываемое малым скачкообразным увеличением реактивности

Представленный на рис. 5.2 график действительного изменения плотности нейтронного потока во времени имеет указанный характер по той причине, что коэффициенты A_1, A_2 и т. д. в уравнении (5.21) отрицательны при положительном значении внесенной реактивности. Через короткий промежуток времени t_1 после изменения реактивности действительный ход изменения относительной величины плотности нейтронного потока совпадает с ее изменением, описываемым экспоненциальной зависимостью e^{i^T} . Заштрихованная площадь соответствует членам уравнения с отрицательными показателями степени при e , которые исчезают через промежуток времени t_1 .

5.3. Уравнение кинетики для одной группы запаздывающих нейтронов

Для одной группы запаздывающих нейтронов уравнение (5.20) выглядит так:

$$\rho = \frac{\ell\omega}{K_{эф}} + \frac{\beta\omega}{\omega + \lambda}, \quad (5.24)$$

где величина λ определяется как средневзвешенное значение по всем группам запаздывающих нейтронов.

Выражение (5.24) является квадратным уравнением относительно ω . С целью упрощения дальнейших преобразований положим, что величина ρ весьма мала, поэтому можно считать $K_{эф} \approx 1$. Такое допущение не влияет на общность выводов, которые сделаны ниже. Приняв $K_{эф} \approx 1$, запишем уравнение (5.24) в виде

$$\rho = \ell\omega + \frac{\beta\omega}{\omega + \lambda} \quad (5.25)$$

или $\ell\omega^2 + (\beta - \rho + \lambda\ell)\omega - \lambda\rho = 0$.

Решением этого квадратного уравнения будет

$$\omega = -\frac{(\beta - \rho + \lambda\ell)}{2\ell} \left[1 \mp \sqrt{1 + \frac{4\lambda\ell\rho}{(\beta - \rho + \lambda\ell)^2}} \right].$$

Разлагая в ряд квадратный корень по формуле

$$(1+x) = 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \dots$$

и ограничиваясь двумя членами разложения, при условии $(\beta - \rho + \lambda\ell) \gg |4\lambda\ell\rho|$ получим

$$\omega = -\frac{(\beta - \rho + \lambda\ell)}{2\ell} \left[1 \mp \left(1 + \frac{2\lambda\ell\rho}{(\beta - \rho + \lambda\ell)^2} \right) \right]$$

или

$$\omega_0 = \frac{\lambda\rho}{\beta - \rho + \lambda\ell} \quad \text{и} \quad \omega_1 = -\frac{\beta - \rho + \lambda\ell}{\ell}.$$

В выражении для ω_1 слагаемое $\frac{\lambda\rho}{\beta - \rho + \lambda\ell}$ опущено по причине его относительной малости. В реакторе на тепловых нейтронах величина ℓ обычно имеет значение порядка 10^{-3} с, а средневзвешенное значение λ для шести групп запаздывающих нейтронов составляет примерно $0,076 \text{ с}^{-1}$ $\left(\lambda = \frac{\beta}{\sum_i \beta_i t_i} \right)$.

Положим, что реактивность $\rho = 0,0025$. Тогда величина $4\lambda\ell\rho = 0,76 \cdot 10^{-6}$. Приняв $\beta = 0,0064$, получим $(\beta - \rho + \lambda\ell)^2 = 15,8 \cdot 10^{-6}$, т. е. последняя величина значительно больше, чем $0,76 \cdot 10^{-6}$.

Таким образом, для случая $\rho \leq 0,0025$ условие $(\beta - \rho + \lambda\ell)^2$ выполняется удовлетворительно. Ввиду того, что произведение $\lambda\ell$ мало по сравнению с $(\beta - \rho)$, величиной $\lambda\ell$ можно пренебречь. Тогда решение уравнения (5.25) можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 &\approx \frac{\lambda\rho}{\beta - \rho}, \\ \omega_1 &\approx -\frac{\beta - \rho}{\ell}. \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

Практический интерес представляет случай, когда $\beta - \rho > 0$, т. е. $\beta > \rho$. Это условие отвечает сделанному ранее предположению о малости величины ρ . При $\beta - \rho > 0$ и при условии, что $\rho > 0$, величина ω_0 будет положительным решением уравнения (5.25), а ω_1 — отрицательным.

Выражение (5.21), описывающее изменение потока тепловых нейтронов во времени, будет иметь вид

$$\Phi = A_0 e^{\omega_0 t} + A_1 e^{\omega_1 t}. \quad (5.27)$$

Концентрация ядер — предшественников запаздывающих нейтронов определится уравнением

$$C = B_0 e^{\omega_0 t} + B_1 e^{\omega_1 t}. \quad (5.28)$$

В уравнениях (5.27) и (5.28) из четырех произвольных постоянных независимыми являются только две. В самом деле, величины Φ и C связаны уравнением (5.9), которое для одной группы запаздывающих нейтронов переписывается так:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{K_\infty}{\rho} \beta \Sigma_a \Phi - \lambda C. \quad (5.29)$$

Подставляя в (5.29) уравнения (5.27) и (5.28), получим

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{K_\infty}{\rho} \beta \Sigma_a (A_0 e^{\omega_0 t} + A_1 e^{\omega_1 t}) - \lambda (B_0 e^{\omega_0 t} + B_1 e^{\omega_1 t}).$$

Дифференцируя (5.28), находим

$$\frac{\partial C}{\partial t} = B_0 \omega_0 e^{\omega_0 t} + B_1 \omega_1 e^{\omega_1 t}.$$

Из сравнения в последних двух уравнениях коэффициентов при $e^{\omega_0 t}$ и $e^{\omega_1 t}$ находим, что

$$B_0 = \frac{K_\infty}{\rho} \frac{\beta \Sigma_a}{\omega_0 + \lambda} A_0 \quad \text{и} \quad B_1 = \frac{K_\infty}{\rho} \frac{\beta \Sigma_a}{\omega_1 + \lambda} A_1.$$

Воспользовавшись зависимостями (5.26), исключим величины ω_0 и ω_1 и, пренебрегая величиной $\lambda \ell$, малой по сравнению с $(\beta - \rho)$, получим

$$\left. \begin{aligned} B_0 &= \frac{K_\infty}{\rho} \frac{(\beta - \rho) \Sigma_a}{\lambda} A_0, \\ B_1 &= -\frac{K_\infty}{\rho} \frac{\ell \beta \Sigma_a}{\beta - \rho} A_1. \end{aligned} \right\} \quad (5.30)$$

Для определения постоянных необходимы два начальных условия. Первое начальное условие вытекает из предположения, что в момент времени $t = 0$ ядерный реактор находился в стационарном состоянии, имея плотность тепловых нейтронов Φ_0 . Тогда из (5.27) можно получить

$$\Phi(0) = \Phi_0 = A_0 + A_1. \quad (5.31)$$

Второе начальное условие состоит в том, что при стационарной работе ядерного реактора концентрация ядер — предшественников запаздывающих нейтронов должна быть постоянна, а следовательно, $\frac{\partial C}{\partial t} = 0$ при $t = 0$. При таком условии из уравнения (5.29) следует, что

$$C_0 = \frac{K_\infty}{\rho} \frac{\beta}{\lambda} \sum_a \Phi_0. \quad (5.32)$$

Из сравнения с (5.28), полагая $t = 0$, получим

$$C(0) - C_0 = B_0 + B_1. \quad (5.33)$$

Учитывая значения C_0 , B_0 и B_1 в формулах (5.30) и (5.32), выражение (5.33) можно переписать так:

$$\frac{\beta}{\lambda} \Phi_0 = \frac{\beta - \rho}{\lambda} A_0 - \frac{\ell \beta}{\beta - \rho} A_1.$$

На основании (5.31) производим замену $A_1 = \Phi_0 - A_0$ и после преобразований находим

$$A_0 = \frac{\frac{\beta}{\lambda} + \frac{\ell \beta}{\beta - \rho}}{\frac{\beta - \rho}{\lambda} + \frac{\ell \beta}{\beta - \rho}} \Phi_0 \approx \frac{\beta}{\beta - \rho} \Phi_0. \quad (5.34)$$

Здесь отброшена величина $\frac{\ell \beta}{\beta - \rho}$, так как она на два порядка меньше первых слагаемых числителя и знаменателя.

Из уравнений (5.31) и (5.34) находим

$$A_1 = -\frac{\rho}{\beta - \rho} \Phi_0. \quad (5.35)$$

Подставляя в (5.27) значения A_0 и A_1 из (5.34) и (5.35), а также значения ω_0 и ω_1 из (5.26), получим

$$\Phi = \Phi_0 \left(\frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} t} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{-\frac{\beta - \rho}{\ell} t} \right). \quad (5.36)$$

Это уравнение описывает изменение во времени плотности потока тепловых нейтронов в заданной точке системы. Уравнение справедливо при наличии одной группы запаздывающих нейтронов и при малом значении реактивности.

Область применения этой формулы ограничена положительными значениями величины $(\beta - \rho)$. Следовательно, плотность потока тепловых нейтронов как функция времени (после внесения возмущения) зависит от двух слагаемых, из которых одно со временем увеличивается, а другое уменьшается.

Рассмотрим конкретный случай. Положим, как и в предыдущем примере, $\ell = 10^{-3}$ с, $\rho = 0,0025$, $\lambda = 0,076$ с⁻¹ и $\beta = 0,0064$. Подставив принятые значения величин в уравнение (5.36), получим

$$\Phi = \Phi_0 (1,64e^{0,049t} - 0,64e^{3,9t}).$$

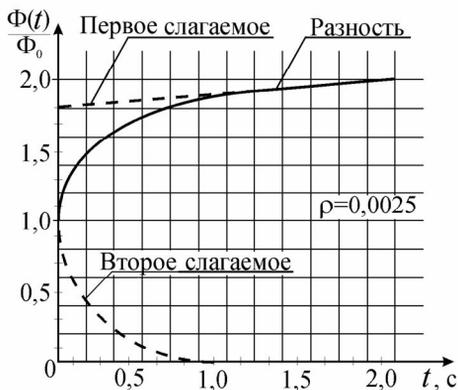


Рис. 5.3. Изменение потока тепловых нейтронов во времени при $\rho = 0,0025$

Первое и второе слагаемые в последнем уравнении, а также алгебраическая сумма графически изображены на рис. 5.3. Из краткого анализа этого графика можно заключить, что второй член уравнения становится пренебрежимо малым по истечении времени менее 1 с.

В дальнейшем поток тепловых нейтронов практически равен первому члену уравнения (5.36):

$$\Phi = \Phi_0 \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} t},$$

а установившийся период реактора определяется соотношением

$$T = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}. \quad (5.37)$$

В рассматриваемом случае формула (5.37) дает величину периода 20,5 с, которая значительна по сравнению с 0,4 с для реактивности 0,0025 в предположении, что все нейтроны деления являются мгновенными. Для очень малых реактивностей можно пренебречь величиной ρ по сравнению с β , и формула (5.37) примет вид

$$T = \frac{\beta}{\lambda \rho}. \quad (5.38)$$

Из графика можно заключить, что сразу после малого мгновенного увеличения $K_{эф}$ происходит очень быстрое нарастание Φ . Скорость увеличения потока тепловых нейтронов при этом почти такая же, как и в случае, когда все нейтроны деления являются мгновенными. Однако через небольшой промежуток времени начинает проявляться действие запаздывающих нейтронов, и нарастание потока тепловых нейтронов становится более медленным.

5.4. Анализ уравнения «обратных часов»

Поскольку параметр ω является величиной, обратной периоду, уравнение (5.20) может быть представлено в виде

$$\rho = \frac{\ell}{TK_{эф}} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}. \quad (5.39)$$

Уравнение (5.39) называют уравнением «обратных часов». Оно позволяет по данному значению реактивности ρ определить установившийся период как единственно положительный из семи его корней. Это же уравнение позволяет решить и практически более важную задачу: по каждому измеренному значению установившегося периода T_0 находить соответствующую избыточную реактивность.

Приведем анализ уравнения «обратных часов» для некоторых важных частных случаев.

Случай малых реактивностей. Ранее было получено уравнение (5.20) для ρ с учетом, что имеется i групп запаздывающих нейтронов. Для установившегося периода с учетом, что малому значению ρ отвечает малое значение ω_0 (см. рис. 5.1), величиной ω_0 в знаменателе под знаком суммы в упомя-

нотом уравнении можно пренебречь по сравнению с λ_i . Тогда после затухания переходных членов уравнение для ρ будет иметь вид

$$\rho \approx \frac{\ell \omega_0}{K_{\text{эф}}} + \omega_0 \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i}.$$

Так как $\omega_0 = 1/T$, получим

$$\rho \approx \frac{\ell}{TK_{\text{эф}}} + \frac{1}{T} \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i},$$

а решая относительно T , будем иметь

$$T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\ell}{K_{\text{эф}}} + \sum_{(i)} \beta_i t_i \right), \quad (5.39a)$$

где $t_i = \frac{1}{\lambda_i}$ — среднее время жизни i -го предшественника запаздывающих нейтронов.

Как уже отмечалось, для ядерных реакторов на тепловых нейтронах среднее время жизни теплового нейтрона имеет порядок $\ell = 10^{-3}$ с, а так как $K_{\text{эф}}$ близок к единице, то первый член в скобках уравнения (5.39a) является величиной порядка 10^{-3} с. Второе слагаемое имеет величину порядка 0,1 с. На основании сказанного величиной $\frac{\ell}{K_{\text{эф}}}$ можно пренебречь, и

(5.39a) примет вид

$$T = \frac{1}{\rho} \sum_i \beta_i t_i. \quad (5.40)$$

При выводе формул (5.39) и (5.40) предполагалось, что величина ω_0 мала по сравнению с любым значением λ_i , а следовательно, и по сравнению с наименьшим из них. Из этого следует, что величина $T = \frac{1}{\omega_0}$ должна превышать наибольшее из всех значений t_i , наибольшее из которых составляет 80 с.

Для оценки области применения формулы (5.39a) положим $T > 300$ с. Подставляя $T = 300$ с в (5.39a) и принимая $\sum_i \beta_i t_i = 0,084$ с, находим следующее условие применимости приближенной формулы (5.39a):

$$\rho \leq \frac{0,084}{300} \approx 0,0003.$$

Таким образом, при очень малых реактивностях (0,0003 и меньше) для расчета периода реактора можно пользоваться формулой (5.39а). Так как для выбранного делящегося материала $\sum_{(i)} \beta_i t_i$ является величиной постоянной,

из (5.40) видно, что период реактора T обратно пропорционален реактивности.

Случай больших реактивностей. Положим, что реактивность велика (см. рис. 5.1), и по сравнению с ω_0 величинами λ_i можно пренебречь. В этом случае уравнение (5.20) будет иметь вид

$$\rho = \frac{\ell \omega_0}{K_{эф}} + \sum_i \beta_i = \frac{\ell}{TK_{эф}} + \beta, \quad (5.41)$$

откуда значение установившегося периода определится выражением

$$T = \frac{\ell}{K_{эф}} \frac{1}{\rho - \beta}. \quad (5.42)$$

Из допущений, принятых в уравнении (5.42), следует, что оно справедливо для случая, когда величина ρ велика и положительна ($\rho > \beta$). Тогда, пренебрегая в (5.42) величиной β , получим следующее выражение для периода реактора:

$$T \approx \frac{\ell}{K_{эф} \rho} = \frac{\ell}{\Delta K_{эф}}. \quad (5.43)$$

Из этого соотношения видно, что если реактивность больше $\beta = 0,0064$, то период реактора становится очень малым, приближаясь к значению, соответствующему случаю, когда отсутствуют запаздывающие нейтроны, — см. уравнение (5.7). Влияние запаздывающих нейтронов исключается по той причине, что при $\rho > \beta K_{эф}$ был бы больше единицы даже при отсутствии запаздывающих нейтронов.

Переходное состояние ядерного реактора, при котором он становится критическим на одних мгновенных нейтронах, называют мгновенной критичностью.

Условие, при котором реактор достигает мгновенной критичности, может быть получено из уравнения (5.13) после исключения из него члена, учитывающего источники запаздывающих нейтронов:

$$(1 - \beta) K_{эф} - 1 = \frac{\ell}{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0.$$

Так как в критическом состоянии реактора $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$, то

$$K_{эф} = \frac{1}{1-\beta}. \quad (5.44)$$

Из условия $\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}}$ находим, что при мгновенной критичности $\rho = \beta$.

На рис. 5.4 показана зависимость критичности реактора от величины избыточного коэффициента размножения: *a* — реактор критический, $K_{эф} = 1$ ($\Delta K_{эф} = 0$); *б* — реактор надкритичен на запаздывающих нейтронах, развитие цепной реакции происходит по зависимости (5.40) для малых реактивностей; *в* — реактор надкритичен на мгновенных нейтронах.

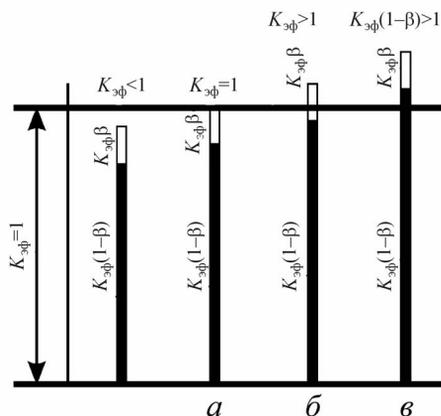


Рис. 5.4. Зависимость критичности реактора от избыточного коэффициента размножения

Вариант *a* соответствует стационарному режиму работы реактора, *б* — переходному при повышении мощности. Вариант *в* при эксплуатации недопустим, так как увеличение мощности будет происходить настолько быстро, что управлять реактором станет невозможно. В связи с этим наибольшая реактивность, сообщаемая реактору при его эксплуатации, не должна превышать 0,0064. На практике в целях безопасности этот предел еще меньше. Обычно устанавливают такое эксплуатационное значение реактивности, при котором период удвоения больше 30 с. Такому периоду удвоения соответствует реактивность порядка 0,001.

Случай отрицательных реактивностей. Полученные ранее уравнения (5.5), (5.20), а также (5.36) и (5.43) справедливы и для отрицательных реактивностей.

Для выяснения роли запаздывающих нейтронов в этом случае рассмотрим одногрупповое приближение уравнения «обратных часов». Уравнение (5.41) применимо почти при любых отрицательных значениях ρ , при этом чем боль-

ше абсолютное значение ρ , тем выше точность уравнения. Последнее вытекает из ранее принятых допущений, а именно $(\beta - \rho + \lambda\ell)^2 \gg |4\lambda\ell\rho|$ и $\beta - \rho \gg \lambda\ell$. Допустим, что реактивность мгновенно уменьшилась на 0,0020. Подставляя это значение ρ , а также значение $\ell = 0,001$ с, $\lambda = 0,076$ с⁻¹ и $\beta = 0,0064$ в уравнение (5.36), получим

$$\Phi = \Phi_0 (0,76e^{-0,018t} + 0,24e^{-8,48t}).$$

Очевидно, что второе слагаемое в скобках быстро затухает. После того как второй член уравнения станет пренебрежимо малым, установившийся период реактора — см. (5.37) — при $\rho = -0,002$ составляет 55,2 с, а при $\rho = 0,002$ равен 28,9 с. Если бы все нейтроны деления были мгновенными, период реактора равнялся бы 0,5 с.

Характер изменения плотности нейтронного потока при отрицательной реактивности показан на рис. 5.5. В начальный момент времени после скачкообразного уменьшения реактивности поток резко падает. Однако это продолжается в течение очень короткого времени, после чего поток уменьшается менее интенсивно, период достигает установившегося значения, определяемого первым слагаемым суммы (5.21), так как корень T_0 , является наибольшим по абсолютной величине, а остальные экспоненты T_1, T_2, \dots, T_6 быстро убывают.

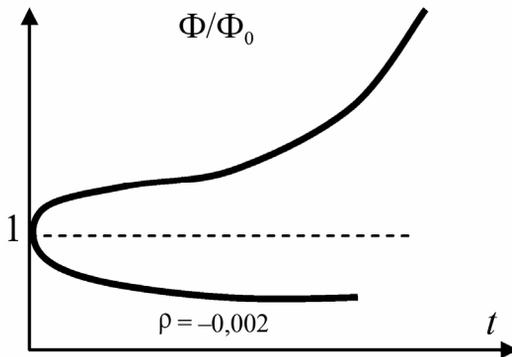


Рис. 5.5. Изменение плотности нейтронного потока при внесении в реактор положительной и отрицательной реактивности

Из рис. 5.5 видно, что влияние запаздывающих нейтронов на характер процесса при отрицательной реактивности сказывается в еще большей степени, чем при положительной. Это объясняется тем, что при снижении плотности нейтронного потока в каждый момент времени относительная доля запаздывающих нейтронов будет больше, чем при увеличении мощности, так как количество запаздывающих нейтронов пропорционально плотности потока, которая предшествовала данному моменту времени. А при уменьшении

мощности, естественно, предшествующая плотность нейтронного потока больше, имеющейся в данный момент времени. Скорость убывания мощности после первоначального броска будет определяться скоростью распада ядер — предшественников запаздывающих нейтронов, и в конце концов установится скорость уменьшения, определяемая скоростью распада наиболее долгоживущего ядра-предшественника, среднее время жизни которого, как известно, равно 80,2 с.

На рис. 5.1 видно, что действительно при $\rho < 0$ абсолютное значение параметра ω_0 приближается к постоянной распада λ_1 . Значит, $T_0 = \frac{1}{\omega_0}$ будет

примерно равно $\frac{1}{\lambda_1}$, т. е. 80,2 с. Следовательно, после исчезновения пе-

реходных членов мощность реактора убывает с периодом 80,2 с. Большой скорости уменьшения мощности реактора достичь невозможно.

Ранее было отмечено, что в целях безопасности управления мощностью реактора вносимая в него положительная реактивность не должна превышать β . Очевидно, что величина отрицательной реактивности ничем не лимитируется.

5.5. Кинетика размножения в подкритическом реакторе

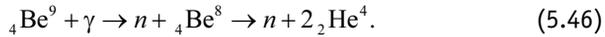
В активной зоне реактора всегда имеются источники, испускающие нейтроны даже в подкритическом состоянии. Их можно разделить на естественные и искусственные (пусковые).

Во вновь изготовленной активной зоне к естественным источникам относятся нейтроны, возникающие в результате спонтанного деления урана и действия на материалы активной зоны космического излучения. Под действием космического излучения в зоне создается примерно такая же скорость возникновения нейтронов, как и при спонтанном делении топлива.

В ранее работавшем, но остановленном реакторе возникают дополнительные источники нейтронов. К ним в том числе относятся и неоднократно упоминавшиеся нами запаздывающие нейтроны, однако этот источник играет заметную роль только в первые десятки минут после остановки, так как его интенсивность убывает, как было показано в предыдущем разделе, с периодом 80,2 с. Второй источник в водо-водяных реакторах — фотонейтроны, возникающие в результате взаимодействия запаздывающих γ -квантов с дейтерием, массовое содержание которого в обычной воде составляет 1/5000:



Для увеличения мощности фотонейтронного источника в активной зоне ВВР часто помещают бериллий, который обеспечивает следующую реакцию:



В ранее не работавших активных зонах при их первом пуске мощность естественных источников нейтронов обеспечивает инициирование цепной реакции, но она обычно недостаточна для организации надежного контроля за состоянием реактора в период пуска. Поэтому при первом пуске новой активной зоны в нее вводят искусственный пусковой источник нейтронов, представляющий собой смесь бериллия или бора с радиоактивными элементами. В судовых реакторах обычно используются полониево-бериллиевые источники, мощность которых составляет 10^6 — 10^8 н/с.

При повторных пусках ранее работавших зон искусственные источники не применяют, так как мощность фотонейтронных источников достаточно велика.

Рассмотрим процесс размножения нейтронов источника в подкритическом реакторе. Допустим, что в подкритической зоне ($K_{\text{эф}} < 1$) свободные нейтроны отсутствуют, т. е. начальная плотность нейтронов n_0 равна нулю. В некоторый момент времени $t = 0$ в зону вводится источник нейтронов, создающий плотность S_0 (н/см³). Нейтроны, испускаемые источником, вступают в реакцию деления урана, вызывая возникновение новых нейтронов в количестве примерно 2,5 нейтрона на один нейтрон источника, т. е. начинается процесс размножения нейтронов. В соответствии с определением коэффициента размножения S_0 нейтронов через одно поколение дадут $K_{\text{эф}} S_0$ нейтронов, через два поколения — $K_{\text{эф}}^2 S_0$, а через m поколений — $K_{\text{эф}}^m S_0$. Иначе говоря, плотность нейтронов возрастает по закону геометрической прогрессии:

$$n_m = S_0 + K_{\text{эф}} S_0 + K_{\text{эф}}^2 S_0 + \dots + K_{\text{эф}}^m S_0 = \frac{1 - K_{\text{эф}}^m}{1 - K_{\text{эф}}} S_0. \quad (5.47)$$

При $K_{\text{эф}} < 1$ и $m \rightarrow \infty$ из (5.47) следует

$$\frac{n_{\text{подкр}}}{n_0} = \frac{1}{1 - K_{\text{эф}}}. \quad (5.48)$$

Это отношение называется коэффициентом умножения в подкритическом реакторе и показывает, во сколько раз увеличится плотность нейтронов в реакторе через бесконечное время после скачкообразного внесения в реактор источника нейтронов плотностью S_0 .

Можно оценить время, необходимое для достижения плотности нейтронов, равной, например, $n(0,99) = 0,99n_{m \rightarrow \infty}$. Используя (5.47) и (5.48), получаем

$$n(0,99) = 0,99 \frac{S_0}{1 - K_{эф}} = S_0 \frac{1 - K_{эф}^{m(0,99)}}{1 - K_{эф}}. \quad (5.49)$$

Отсюда можно найти необходимое число поколений $m(0,99)$, т. е. $0,99 = 1 - K^{m(0,99)}$; $K^{m(0,99)} = 0,01$ и $m(0,99) = \ln 0,01 / \ln K_{эф}$. Если среднее время жизни одного поколения ℓ , то, очевидно, время, необходимое для достижения $n(0,99)$,

$$t = m(0,99)\ell = \frac{\ell \ln 0,01}{\ln K_{эф}}. \quad (5.50)$$

Допустим, что в активную зону при $K_{эф} = 0,9$ вносится источник, тогда при $\ell = 0,1$ с в соответствии с (5.50) через $t = 4,4$ с будет достигнута практически предельная плотность нейтронов, в десять раз большая плотности источника. Если $K_{эф} = 0,99$, то плотность вырастет в 100 раз за 46 с, а при $K_{эф} = 0,999$ — в 1000 раз, но за 460 с.

Как видно из (5.48) и (5.50), по мере увеличения коэффициента размножения, т. е. по мере приближения к критическому состоянию, коэффициент умножения неограниченно возрастает, но для достижения стационарной плотности нейтронов требуется тем больше времени, чем ближе $K_{эф}$ к единице.

Элементарное уравнение кинетики (5.3) для активной зоны с источником нейтронов должно содержать член, соответствующий мощности источника:

$$\frac{dn}{dt} = (K_{эф} - 1) \frac{n}{\ell} + S_0. \quad (5.51)$$

Если до внесения источника зона критична ($K_{эф} = 1$), то из 5.51 следует

$$n(t) = n_0 + S_0 t, \quad (5.52)$$

где n_0 — плотность нейтронов до введения источника в момент времени $t = 0$.

Следовательно, если до введения источника $n_0 = 0$, то после его введения в критическую зону плотность нейтронов, а значит, и мощность реактора, неограниченно возрастают прямо пропорционально времени. Если в какой-либо момент источник нейтронов будет удален из зоны, то установится некоторый стационарный уровень плотности нейтронов (мощности) в реакторе.

При пуске реактора с ранее введенным в надкритическую зону пусковым источником может достигаться и устанавливаться псевдокритическое состояние:

$$\frac{dn}{dt} = (K_{эф} - 1) \frac{n}{\ell} + S_0 = 0, \quad (5.53)$$

откуда

$$K_{эф} = 1 - \frac{S_0 \ell}{n}, \quad (5.54)$$

т. е. коэффициент размножения, определяемый собственным внутренним состоянием активной зоны, оказывается меньше единицы.

В таком случае удаление источника приводит зону в подкритическое состояние. Для возвращения в критическое состояние потребуется некоторое увеличение $K_{эф}$ путем дополнительного перемещения органов управления. Из (5.54) видно, что чем выше уровень плотности (мощности) в псевдокритическом состоянии, тем менее заметно изменение $K_{эф}$ при удалении источника. Практически этот эффект, а также эффект роста мощности за счет нейтронов источника (5.52) заметны только при работе на чрезвычайно низких уровнях мощности — порядка $(10^{-5}—10^{-4})N_p^{ном}$, так как число нейтронов, испускаемых пусковым источником, составляет ничтожно малую долю от плотности нейтронов в реакторе, работающем на мощности.

Определим период подкритического реактора при очень медленном выдвигании регулирующих стержней. Для этого используем общее соотношение для периода реактора

$$T = \frac{1}{\frac{1}{n} \frac{dn}{dt}}, \quad (5.55)$$

подставив в него n и dn/dt из (5.48), имея в виду, что коэффициент размножения является функцией времени:

$$T = \frac{1 - K_{эф}}{\frac{dK_{эф}}{dt}}. \quad (5.56)$$

Из этого выражения видно, что если скорость изменения $K_{эф}$ постоянна ($dK_{эф}/dt = \text{const}$), то период уменьшается прямо пропорционально уменьшению реактивности реактора.

Глава 6

Материалы, применяемые в реакторостроении

[2, 5, 14, 21, 31, 37]

Как и при выборе материала любой инженерной конструкции, при выборе материалов реакторов руководствуются специфическими условиями их работы.

К обычным требованиям относятся: умеренная стоимость, доступность получения, коррозионная и эрозионная стойкость, хорошая механическая обрабатываемость и свариваемость, высокая прочность, жаропрочность, пластичность, высокая теплопроводность, малые тепловые расширения, минимальная токсичность, сохранение физических и химических свойств под воздействием высокой температуры, высокая температура воспламенения.

Специфические требования: неизменность физических и химических свойств под воздействием нейтронного, β - и γ -облучения, определенные значения сечений ядерных реакций, высокая химическая чистота материалов, легкость химической обработки.

При выборе материалов необходимо учитывать их стойкость против радиационных повреждений, т. е. против изменения свойств в результате нарушения естественной кристаллической решетки химических элементов или разрушения молекул под действием излучения. В реакторах наибольшее значение имеют радиационные повреждения под действием быстрых нейтронов и γ -квантов, а для ядерного топлива и материалов, близких к нему по свойствам, также под действием осколков деления. Воздействие α -, β -частиц, γ -квантов, нейтронов и осколков деления на материалы может вызвать изменения в их химическом составе или физических свойствах.

Размеры радиационного повреждения зависят от типа излучения и от структуры облучаемого вещества. Воздействие β -частиц, γ -квантов, рентгеновских лучей и других видов излучений сводится почти исключительно к процессу ионизации атомов вещества. В результате радиационного повреждения, вызванного легкими частицами, происходит ионизация атомов, так как энергия этих излучений недостаточна для возбуждения ядерных реакций. Группа тяжелых частиц, в которую входят α -частицы, нейтроны, осколки деления и ускоренные ионы, способна возбуждать в некоторых веществах помимо ионизации ядерные превращения, а также вызывать дефекты в структуре кристаллической решетки металлов. Радиационные повреждения, вызванные тяжелыми частицами, как правило, значительно поврежденней, причиняемых легкими частицами.

Молекулы газа, подвергнутые радиоактивному облучению, могут ионизироваться, переходить из стабильного в возбужденное состояние, распа-

даться на более простые молекулы. Органические жидкости, подвергнутые длительному облучению, могут полностью распасться. При этом образуются, как правило, смолы с высоким молекулярным весом и газы с низким молекулярным весом, например этан, метан, водород. Наиболее важна проблема радиационного повреждения твердых тел, особенно металлов. Металлические твердые тела более устойчивы по отношению к излучению, так как ионизация атомов практически не оказывает на них влияния.

В твердых телах основное воздействие излучения выражается в смещении атомов кристаллической решетки в результате упругих столкновений быстрых нейтронов с ядрами атомов. Кристаллическая решетка, деформированная в результате радиационных повреждений, неустойчива в термодинамическом отношении. Восстановить кристаллическую структуру металла можно только путем отжига. В процессе отжига атомы получают возможность занять обычное положение. У большинства конструкционных металлов температура отжига высока. Лишь у некоторых веществ, например у алюминия, отжиг происходит при комнатной температуре. Необходимо иметь в виду, что отдельные радиационные повреждения необратимы и не могут быть устранены отжигом. К их числу относятся повреждения, вызванные накоплением продуктов деления в ядерном топливе, повреждения, вызванные поглощением нейтронов ядрами металла с последующим распадом и образованием новых веществ, химическое разложение вещества и т. д. В результате облучения металлы становятся более хрупкими и менее пластичными. Увеличиваются их твердость и прочность на сдвиг, возрастает электрическое сопротивление, уменьшается теплопроводность. Например, предел текучести для стали после облучения ее интегральным потоком тепловых нейтронов $3,7 \cdot 10^{18}$ увеличивается на 11%, а предел прочности — на 12%. Теплопроводность графита при облучении может уменьшиться в 50 раз. Радиационные повреждения материалов ядерного топлива и оболочек вызываются главным образом осколками деления, которые имеют энергию до 160 МэВ, причем эта энергия выделяется в концентрированном объеме внутри вещества. Кроме того, осколки деления остаются внутри топливного элемента и, как примеси, влияют на физические свойства вещества. Материал, предназначенный для использования в ядерных реакторах, должен быть испытан в условиях радиационного облучения.

6.1. Ядерное топливо

Ядерное топливо представляет собой химическое соединение или смесь ядерного топлива с неделяющимися элементами, которые являются разбавителями ядерного топлива. Ядерное топливо — вещество, атомные ядра которого делятся под воздействием нейтронов. Ядерным топливом явля-

ются изотопы ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{233}$, изотопы плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, ${}_{94}\text{Pu}^{241}$. Различают два вида ядерного топлива: *первичное*, к которому относится изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$, и *вторичное* — изотопы ${}_{92}\text{U}^{233}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, ${}_{94}\text{Pu}^{241}$. Примерами ядерного топлива в виде химического соединения являются UO_2 , UC_2 и др. Примерами ядерного топлива в виде смеси могут служить естественный уран, смесь урана с цирконием, сталью, алюминием и другими металлами.

Природный уран является одним из самых дешевых видов ядерного топлива. Природный уран состоит из трех изотопов: 99,282% U^{238} , 0,712% U^{235} и 0,006% U^{234} .

Использование природного урана в качестве ядерного топлива приводит к существенному увеличению размеров реактора, что неприемлемо для судовых установок. Этот недостаток можно устранить, если вместо природного использовать обогащенный уран, в котором повышено содержание изотопа U^{235} . В настоящее время на диффузионных заводах получают уран с различной степенью обогащения делящимся изотопом U^{235} (до 90%).

Уран — сравнительно мягкий металл серебристого цвета, хорошо поддающийся механической обработке. Плотность урана — $19\,050\text{ кг/м}^3$, температура плавления — 1133°C . На воздухе уран быстро окисляется, покрываясь защитной плотно прилегающей пленкой, и в зависимости от степени окисления имеет слегка фиолетовый или серый цвет.

Уран способен давать сплавы и интерметаллические соединения со многими металлами. С точки зрения ядерной физики, теплофизики и экономики металлический уран выгодно применять в качестве топлива в ядерных реакторах.

В металлическом уране благодаря отсутствию примесей меньше паразитный захват нейтронов. По сравнению с другими видами ядерного топлива металлический уран обладает более высоким коэффициентом теплопроводности. Однако у него есть и ряд существенных недостатков, которые не позволяют широко использовать его в корабельных реакторах. Основным недостатком металлического урана — подверженность газовому распуханию (явление свеллинга) при температурах выше 500°C . Газовое распухание происходит вследствие образования в уране полостей, заполненных продуктами деления (криптоном, ксеноном). Величина газового распухания определяется сопротивлением металла ползучести. Распухание увеличивается с ростом температуры. Так как количество газообразных продуктов деления, образующихся в уране, пропорционально выгоранию ядер, то и степень газового распухания увеличивается с увеличением выгорания.

Другим существенным недостатком металлического урана является малая коррозионная стойкость в воде. При температурах $700\text{—}750^\circ\text{C}$ уран активно взаимодействует с азотом и углекислым газом, образуя химические соединения. Металлический уран имеет анизотропный коэффициент теплового расширения.

Вследствие указанных недостатков металлический уран применяется только в низкотемпературных ядерных реакторах. Так, ядерные реакторы английских атомных электростанций с газовым теплоносителем, в которых температура ядерного горючего не превышает 550—570°C, спроектированы на природном металлическом уране. В корабельных ядерных реакторах металлический уран не находит применения. Недостатки металлического урана в значительной степени устраняются при использовании урана в виде сплавов с другими металлами.

Сплавы урана более стабильны в условиях повышенных температур и радиоактивного облучения. Их применение позволяет повысить теплонапряженность ядерных реакторов, что приводит к уменьшению их габаритов.

Установлено, что наиболее перспективны сплавы урана с алюминием, хромом, молибденом, цирконием и ниобием. Сплавы могут быть как на основе слабообогащенного или природного урана, так и на основе высокообогащенного урана. Легирующие добавки при низком обогащении урана составляют не более 10% по весу. При содержании свыше 7% молибдена, циркония и некоторых других легирующих добавок могут быть получены сплавы с кубической объемноцентрированной решеткой β -фазы урана. Такие сплавы имеют высокие механические и коррозионные свойства при высоких температурах и более устойчивы при облучении. К ним относятся сплав с 9—10% по весу молибдена, сплав с 10% ниобия и 4% циркония и др.

В связи со сравнительно большим «паразитным» поглощением нейтронов γ -фазовые сплавы наиболее пригодны для тепловыделяющих элементов реакторов на промежуточных и быстрых нейтронах. В тех случаях, когда степень обогащения горючего не ограничивается экономическими соображениями, они могут быть использованы и для реакторов на тепловых нейтронах. Сплав с 10%-ным содержанием молибдена используется в реакторе атомной электростанции «Энрико Ферми» (США).

При содержании легирующих добавок менее 7% можно получить α -структуру пересыщенного твердого раствора. Эти сплавы применяются в основном для ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Примеры таких сплавов: $U + 3\%Nb$; $U + 5\%Zr$; $U + 1,5\%Nb + 5\%Zr$. При высокообогащенном ядерном горючем объем критической массы невелик, вследствие чего поверхность теплосъема может оказаться также небольшой.

Из-за малой поверхности теплосъема и больших тепловых потоков существующими теплоносителями невозможно отвести большие количества тепла. Для уменьшения удельных тепловых потоков необходимо увеличивать поверхность теплосъема, а следовательно, увеличивать объем активной зоны. Для этого применяют разбавители ядерного горючего. Ядерное топливо в виде сплава алюминия с 20% урана применяется в некоторых американских и английских ядерных реакторах на тепловых нейтронах. В этом ядерном топливе алюминий служит разбавителем. Урановые сплавы изготавливают плавкой

и литьем либо методом порошковой металлургии. Для высоконапряженных ядерных реакторов используют керамические урансодержащие материалы, а также смесь этих материалов с металлами (керметы).

В табл. 6.1 приведены характеристики некоторых соединений керамического ядерного топлива на основе урана. Как видно из этих данных, керамическое ядерное горючее обладает высокой температурой плавления (1600—1800°C), что позволяет значительно повысить температурный уровень работы реактора.

Таблица 6.1

Керамическое ядерное топливо на основе урана

Соединение	Содержание урана, % по весу	Температура плавления, К	Теоретическая плотность, кг/м ³	Содержание урана, кг/м ³
UO ₂	88,0	3153	10 970	968
U ₃ O ₈	84,8	2773	790	670
UC	95,2	2643	13 000	13 000
UC ₃	90,8	2743	11 680	10 600
UN	94,4	2923	14 320	13 500
USi	89,5	1873	10 400	930
U ₃ Si	96,2	1203	15 600	15 000
U ₃ Si ₂	92,7	1938	12 200	11 300
UAl ₃	74,6	1593	670	500
UBe ₁₃	67,0	2273	437	294

В настоящее время наиболее широкое распространение в качестве ядерного топлива находит двуокись урана UO₂. Это химически и термически стабильное соединение, обладающее хорошей коррозионной стойкостью и совместимостью со многими конструкционными материалами. Двуокись урана в тепловыделяющих элементах может применяться в виде спеченных и спрессованных таблеток или блоков различной формы. Недостатком двуокиси урана является ее сравнительно низкая теплопроводность, что обуславливает высокие температурные градиенты по сечению элемента и может служить причиной растрескивания или даже расплавления ядерного топлива. Поэтому тепловыделяющие элементы из двуокиси урана, как правило, изготавливают возможно малой толщины. Для ядерных реакторов с газовым и жидкометаллическим теплоносителями могут быть использованы карбид урана UC₂ и монокарбид урана UC, имеющие высокую температуру плавления, хорошую стабильность и достаточно высокую теплопроводность по сравнению с двуокисью урана. Теплопроводность монокарбида урана близка к теплопроводности металлического урана. Для монокарбида урана характерно уменьшение теплопроводности с повышением температуры примерно до 400°C. При дальнейшем повышении температуры теплопроводность снова увеличивается. С целью повышения теплопроводности монокарбид урана смешивают с замедлителем — графитом, бериллием. Такие смеси очень устойчивы к высоким температурам.

Например, смесь $UC + C$ даже при температуре $2000^\circ C$ не изменяет объема, хотя и превращается в UC_2 , в то время как смесь $UC_2 + C$ устойчива только до температуры $1200^\circ C$. Недостатком монокарбида урана является хрупкость и трудность механической обработки (обламываются края изделий, образуются трещины).

Металлокерамическое ядерное топливо на основе урана представляет собой смесь керамических материалов (UO_2 , UC_2 , UC , UAl_3 и др.) с металлами.Metalloкерамическое ядерное топливо получается либо пропиткой керамики расплавленными металлами, либо спеканием порошков керамики и металла. Metalloкерамические материалы по сравнению с керамическими обладают большей пластичностью и лучшей теплопроводностью. В ядерных реакторах широко применяют следующие металлокерамические смеси: $UO_2 + Zr$, $UO_2 + Al$, $UO_2 + \text{сталь}$, $UAl_3 + Al$.

Смесь $UO_2 + Zr$ по характеристикам весьма приемлема для ядерных реакторов. Однако она может быть использована только в низкотемпературных реакторах. При температурах выше $1000^\circ C$ двуокись урана разлагается на уран и кислород. Диффузия кислорода в цирконий приводит к образованию в материале хрупкой фазы.

Для обеспечения механической прочности металлокерамических материалов содержание в них керамических соединений (UO_2 , UC_2 и др.) не должно превышать 35—40% по объему. При дальнейшем увеличении доли керамических соединений ухудшается пластичность кермета. Например, по мере увеличения содержания UO_2 в смеси $UO_2 + \text{металл}$ с 25% до 35% прочность кермета уменьшается на 20%, а пластичность — на 40%. При выборе керамики в металлокерамических элементах необходимо учитывать технологию изготовления тепловыделяющего элемента, его стоимость, механические свойства кермета и поведение его при взаимодействии с теплоносителем. Должна быть учтена совместность керамики с металлами, а также ядерно-физические свойства металлов.

Плутоний является вторичным ядерным топливом и может быть выделен из отработанных тепловыделяющих элементов химическим путем, а затем восстановлен до металла. Плутоний — серебристый металл с температурой плавления $640^\circ C$ и плотностью $19\,600\text{ кг/м}^3$.

Известны изотопы плутония с массовым числом от 239 до 246. Все изотопы плутония радиоактивны. Для ядерных реакторов наиболее важен изотоп ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Изотоп ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ получается из изотопа ${}_{94}\text{Pu}^{238}$. Процессы выделения плутония сложны и осуществляются на заводах с полным дистанционированием всех технологических операций из-за высокого уровня активности облученного в ядерном реакторе урана. Плутоний по сравнению с ураном имеет лучшие нейтронно-физические характеристики. Он, как и уран, образует сплавы с многими металлами. Недостатки плутония — токсичность, высокая химическая активность, малая

пластичность. Вследствие высокой химической активности плутония с многими элементами ограничивается круг материалов, пригодных для изготовления литейной оснастки. Трудность литья усложняется необходимостью сведения до минимума окисления плутония в процессе его плавления и разливки, что требует обеспечения надежного вакуума в плавильных печах. Эти недостатки ограничивают использование плутония в чистом виде в качестве ядерного топлива.

Наиболее приемлемым ядерным топливом на основе плутония могут быть его соединения, характеристика которых приведена в табл. 6.2. Соединения плутония могут использоваться как в чистом виде, так и в виде смесей с соединениями урана. В США разработали тепловыделяющие элементы из смеси $UO_2 + PuO_2$, а также $UO_2 + PuO_2$ с разбавителями из Al_2O_3 , BeO и др.

Таблица 6.2

Соединения плутония [27]

Соединение	Содержание плутония		Температура плавления, °С	Теоретическая плотность, кг/м ³
	%	кг/м ³		
PuO_2	88,0	10110	2240	11460
PuC	95,0	12910	1850	13600
PuN	94,5	9320	—	9870
$PuBe_{13}$	67,0	2920	1700	4360

Преобразование *тория* в ядерное топливо происходит при поглощении изотопом ${}_{90}Th^{232}$ нейтрона, в результате чего образуется изотоп урана ${}_{92}U^{233}$. Поэтому, если ввести в состав тепловыделяющего элемента торий, он явится исходным изотопом для образования ${}_{92}U^{233}$, а последний будет служить ядерным топливом.

Торий представляет собой мягкий серебристо-белый металл с температурой плавления 1700°С и плотностью 11 760 кг/м³. Он не имеет фазовых превращений до 1400°С. При изготовлении тепловыделяющих элементов торий может быть использован как в чистом виде, так и в виде соединений. Из соединений тория особое значение имеет двуокись тория ThO_2 . Температура плавления двуокиси тория — 3300°С. Двуокись тория обладает хорошей радиационной стабильностью, высокой коррозионной стойкостью и совместимостью с другими соединениями. Особенно хорошо двуокись тория совместима с UO_2 . Поскольку торий является исходным материалом, он используется в качестве топлива только в смеси с обогащенным ядерным топливом, в частности с двуокисью урана UO_2 . Например, в американском реакторе BORAX используется ядерное топливо, состоящее из смеси $UO_2 + ThO_2$. В ядерном реакторе PWE (ФРГ) используются стержневые тепловыделяющие элементы, топливо которых составляет смесь двуокиси тория (75%) и двуокиси урана (25%).

6.2. Замедлители нейтронов

Материалы, применяемые в качестве замедлителей нейтронов, должны иметь малый атомный вес, большое сечение рассеяния нейтронов. Кроме того, замедлитель должен обладать малым поперечным сечением поглощения нейтронов.

В наибольшей степени этим требованиям удовлетворяют дейтерий, водород, углерод, бериллий и их соединения, если последние имеют малое поперечное сечение поглощения нейтронов, а плотность замедлителя в них достаточно велика. Газы вследствие малой плотности не могут быть хорошими замедлителями.

Из химических соединений хорошими замедлителями являются обычная вода, тяжелая вода, окись бериллия, углеводороды и другие органические соединения.

Ядерные свойства и некоторые характеристики замедлителей приведены в табл. 6.3.

Таблица 6.3

Ядерно-физические характеристики замедлителей

Характеристика	Вода H ₂ O	Тяжелая вода D ₂ O	Берил- лий Be	Окись бериллия BeO	Графит C
Атомный или молекулярный вес	18,0	20,0	9,0	25,0	12,0
Плотность, кг/м ³	1000	1100	1840	2800	1620
Средний логарифмический декремент энергии $\xi = \frac{2}{A+2/3}$	0,930	0,510	0,206	0,170	0,158
Макроскопическое сечение рассеяния надтепловых нейтронов Σ_s , см ⁻¹	1,64	0,35	0,74	0,66	0,39
Макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов Σ_a , см ⁻¹	0,022	0,085·10 ⁻³	0,0011	0,62·10 ⁻³	0,37·10 ⁻³
Замедляющая способность $\xi\Sigma_s$, см ⁻¹	1,500	0,180	0,160	0,110	0,063
Коэффициент замедления $\xi\Sigma_s / \Sigma_a$	70	21 000	150	180	170
Длина диффузии L , см	2,88	100,00	23,60	30,00	50,00
Возраст нейтронов τ (по Ферми), см ²	33	120	98	110	350
Длина миграции $M = \sqrt{L^2 + \tau}$, см	6,4	101,0	26,0	32,0	54,0

Графит является одним из материалов, применявшихся в первых реакторах как замедлитель. Используется графит и в настоящее время. Природный графит непригоден в качестве замедлителя для реакторов, так как содержит много примесей. Графит, применяемый в ядерных реакторах, получают искусственно из нефтяного кокса. Искусственный графит имеет высокую температуру плавления, обладает хорошими механическими свойствами, легко поддается обработке, имеет малое сечение поглощения нейтронов. Теоретическая плотность графита — 2230 кг/м^3 , однако в изделиях, выпускаемых промышленностью, графит имеет плотность $1600\text{—}1850 \text{ кг/м}^3$, что объясняется его пористостью. Поры графита наполнены воздухом, а следовательно, и азотом, сильно поглощающим нейтроны. Поэтому графит с малой пористостью и большим удельным весом имеет лучшие замедляющие свойства.

Графит имеет металлический цвет и блеск, обладает хорошей теплопроводностью. Под действием облучения он изменяет свои свойства, что связано с нарушением кристаллической решетки. При этом твердость и пористость графита увеличиваются, а теплопроводность уменьшается.

Одно из отрицательных явлений, возникающих в графите при облучении, — увеличение его объема. С ростом температуры степень изменения физических свойств графита при облучении уменьшается. Так, при 30°C и длительном облучении его теплопроводность уменьшается в 50 раз, и линейные размеры увеличиваются более чем на 3%. При 150°C изменение физических свойств на порядок меньше, чем при 30°C . При более высоких температурах свойства графита под воздействием облучения практически не меняются. При температурах выше 350°C графит в соприкосновении с воздухом окисляется, что является его недостатком.

Графит как замедлитель нейтронов характеризуется относительно малой замедляющей способностью. Поэтому для замедления нейтронов до тепловых энергий необходимо иметь в ячейке большое количество графита, что приводит к увеличению размеров активной зоны, а следовательно, к увеличению габаритов ядерного реактора. Реакторы на тепловых нейтронах с графитовым замедлителем на кораблях использовать нецелесообразно. Применение графита как замедлителя нейтронов может быть оправданно для реакторов на тепловых нейтронах с газовым теплоносителем, требующих высоких температур.

Сечение поглощения нейтронов у *бериллия* несколько больше, чем у графита, а коэффициент замедления выше. Поэтому необходимый для замедлителя объем может быть сравнительно небольшим, а размеры реактора — приемлемыми для судовых установок.

Бериллий обладает высокой теплопроводностью и высокой температурой плавления. Теплопроводность бериллия зависит от температуры: с увеличением температуры она понижается. Недостатком бериллия являются малая пластичность и малая коррозионная стойкость в воде при высоких темпера-

турах. В чистой дистиллированной воде бериллий имеет хорошую коррозионную стойкость до 300°C. С жидкими металлами бериллий взаимодействует слабо. При 500°C бериллий не взаимодействует с натрием, а при 700°C не взаимодействует с литием. При этой же температуре он имеет хорошую коррозионную стойкость, входя в состав сплавов висмута со свинцом.

Бериллий токсичен. К наиболее серьезным последствиям приводит вдыхание пыли, образованной частицами бериллия или его соединений. Большим недостатком бериллия является его высокая стоимость.

Кроме чистого бериллия в реакторостроении в качестве замедлителя может применяться окись бериллия BeO . Она имеет более высокую температуру плавления и достаточную прочность при повышенных температурах. Окись бериллия стабильна и инертна к действию многих веществ, исключая щелочи, газообразные галлоиды и водяной пар высокой температуры.

Под действием излучений окись бериллия изменяется в объеме (до 1%). Это создает некоторые трудности при конструировании реактора.

Недостатком окиси бериллия является уменьшение теплопроводности с повышением температуры.

Из других соединений бериллия в качестве замедлителя может быть использован карбид бериллия Be_2C . Он стабилен по отношению к действию излучений. Недостаток карбида бериллия — химическая активность с водой и водяным паром при нормальной температуре, с кислородом и азотом при повышенных температурах.

Тяжелая вода является очень хорошим замедлителем нейтронов. Она имеет сравнительно высокую замедляющую способность и малое сечение поглощения нейтронов. Коэффициент замедления для тяжелой воды больше, чем для любого замедлителя. Тяжелая вода — естественный замедлитель, пригодный для создания энергетических реакторов на природном уране.

Большим недостатком тяжелой воды является высокая стоимость, что объясняется большой энергоемкостью ее производства. Замедляющая способность тяжелой воды по сравнению с обычной водой значительно ниже. Поэтому тяжеловодные ядерные реакторы на тепловых нейтронах имеют большие габариты и в корабельных установках вряд ли приемлемы.

Обыкновенная вода отличается от всех перечисленных выше замедлителей самой высокой замедляющей способностью. Это ее свойство позволяет получить ядерные реакторы достаточно малых размеров на тепловых нейтронах с водой в качестве замедлителя и теплоносителя. Благодаря этому обстоятельству в настоящее время в корабельных установках водородные ядерные реакторы широко распространены. В ядерных реакторах, где вода используется в качестве замедлителя нейтронов, она же обыкновенно служит и теплоносителем.

Поскольку свойства воды достаточно хорошо известны, рассмотрим лишь те качества, которые характеризуют ее как замедлитель нейтронов.

Вода является коррозирующей средой, поэтому рабочие каналы и тепловыделяющие элементы должны изготавливаться из коррозионно-стойких материалов. Такими материалами, как показано ниже, являются нержавеющие стали и сплавы циркония.

Вода, используемая в ядерных реакторах, не должна образовывать накипь, вызывать коррозию конструкционных материалов; остаточная радиоактивность воды должна быть короткоживущей, а интенсивность излучений незначительной. Чтобы удовлетворялись эти требования, нужна вода высокой чистоты. Чистая, не содержащая солей вода слабо активируется при циркуляции через реактор.

Обычно в качестве воды в ядерном реакторе применяют бидистиллат, имеющий малое количество примесей. Примеси могут попадать в воду путем вымывания некоторых элементов из материалов первого контура реактора. Опыт эксплуатации первой атомной электростанции АН СССР показал, что из нержавеющей стали вымываются железо, хром, никель и марганец. Если вода в ядерном реакторе используется в качестве замедлителя и теплоносителя, то в реакторе, как правило, должно поддерживаться очень высокое давление — 15—20 МПа. Это обстоятельство является серьезным недостатком воды как замедлителя и теплоносителя.

Органические замедлители используются для замедления нейтронов в органо-органических ядерных реакторах. Органические замедлители содержат молекулы водорода и углерода и потому хорошо замедляют нейтроны. К органическим замедлителям можно отнести дифенил $C_{12}H_{10}$, терфенил $C_{15}H_{11}$, дифениловый эфир $C_{12}H_{10}O$, даутерм (смесь 26,5% $C_{12}H_{10}$ и 73,5% $C_{12}H_{10}O$), газойль и др.

Достоинством органических замедлителей является их достаточно хорошая замедляющая способность, что позволяет получить относительно малые размеры активной зоны. Однако вследствие меньшей, чем в воде, концентрации атомов водорода в органических соединениях их замедляющие свойства хуже, чем у воды, и размеры органо-органических реакторов больше размеров водо-водяных. Недостатками органических замедлителей по сравнению с водяными являются их высокая стоимость, разложение и полимеризация при нагревании и облучении. Разложение органических замедлителей требует периодической подпитки контура замедлителем, удаления из контура газов, что усложняет установку и требует создания на корабле соответствующих запасов замедлителя. Например, даутерм термически стоек только до $380^{\circ}C$.

В настоящее время органические замедлители в ядерных реакторах не применяются.

6.3. Теплоносители

Для отвода тепла от тепловыделяющих элементов ядерного реактора используют жидкие и газообразные теплоносители. Выбор теплоносителя для реакторной установки представляет собой комплексную задачу. Теплоноситель должен обладать определенными свойствами, которые объединяются в четыре группы.

Ядерно-физические свойства. Теплоноситель должен иметь малое сечение захвата нейтронов. Это условие особенно важно для реакторов на тепловых нейтронах. Для таких реакторов желательно, чтобы теплоноситель состоял из элементов с малым атомным весом, что способствует процессу замедления нейтронов деления. В то же время в реакторах на быстрых нейтронах теплоноситель не должен содержать элементов с малым атомным весом. В теплоносителе не должна возникать высокая наведенная активность, связанная с радиационным захватом нейтронов.

Теплофизические свойства. Теплоноситель должен обеспечивать интенсивный теплосъем активной зоны реактора, т. е. значения коэффициентов теплоотдачи должны гарантировать допустимую температуру твэлов. Кроме того, теплоноситель должен иметь высокие значения теплопроводности. Самой высокой теплопроводностью обладают жидкие металлы, особенно натрий, самой низкой — газы.

Вязкость теплоносителя оказывает сильное влияние на гидродинамические характеристики потока. Снижение коэффициента вязкости, с одной стороны, повышает интенсивность теплосъема в активной зоне, с другой — снижает расход мощности на прокачку теплоносителя. Поэтому у теплоносителя должны быть низкие значения коэффициента вязкости.

В условиях малого проходного сечения и ограниченной скорости теплоносителя в активной зоне особо важное значение приобретает объемная теплоемкость. У теплоносителя она должна быть высокой.

Высокий температурный уровень на выходе из реактора можно получить в том случае, если жидкий теплоноситель имеет низкое давление паров, т. е. достаточно высокую точку кипения при атмосферном давлении. С другой стороны, он должен иметь достаточно низкую точку плавления, чтобы не происходило его затвердевания во время остановки реактора. Эти два требования противоречат друг другу. Только жидкие металлы и расплавленные соли имеют широкую температурную область жидкой фазы.

Коррозионно-эрозионные свойства. Теплоноситель должен оказывать минимальное коррозионно-эрозионное воздействие на конструкционные материалы реакторной установки. По механизму протекания коррозионного процесса различают: химическую и электрохимическую коррозию. По условиям протекания могут быть следующие виды коррозии: газовая, атмосферная, контактная, межкристаллитная и др. Каждый теплоноситель

имеет свой характерный вид коррозионного воздействия на конструкционные материалы. На степень протекания коррозии и массопереноса большое влияние оказывают содержание и состав примесей в теплоносителе. Поэтому для обеспечения нормальной эксплуатации реакторной установки должны быть предусмотрены технические средства контроля и очистки теплоносителя.

Эрозионное воздействие может возникнуть при высоких скоростях и плотности теплоносителя. Однако такой процесс чаще вызывается неудачной гидродинамикой потока в отдельных узлах оборудования, чем высокой средней скоростью теплоносителя. Последняя обычно лимитируется допустимым перепадом давления в контуре.

Эксплуатационные свойства. Чтобы исключить образование вредных и опасных примесей в реакторной установке и избежать отложений на поверхности твэлов, теплоноситель должен обладать термической и радиационной стойкостью. Для обеспечения условий безопасной эксплуатации теплоноситель должен обладать низкой химической активностью при отсутствии токсичности и наведенной радиоактивности. Для приемлемых технико-экономических показателей реакторной установки теплоноситель должен иметь низкую стоимость.

Анализ свойств различных теплоносителей (табл. 6.4) показывает, что нет идеального теплоносителя, в равной степени удовлетворяющего всем предъявляемым к нему требованиям. Каждый теплоноситель имеет преимущества и недостатки, определяющие область его наиболее эффективного применения. Поэтому выбор теплоносителя требует комплексного учета всех вопросов, связанных с его применением: типа реакторной установки, ее назначения и параметров, применяемых конструкционных и технологических материалов и т. п.

Рассмотрим индивидуальные характеристики теплоносителей, применяемых в ядерной энергетике. В настоящее время наибольшее распространение в качестве теплоносителя в корабельных ядерных энергетических установках получила *обыкновенная вода*. Это один из наиболее изученных доступных теплоносителей. Вода имеет высокую теплоемкость и высокий коэффициент теплоотдачи, что приводит к относительно небольшим затратам мощности на ее прокачку. Недостатком воды как теплоносителя является ее активация в результате облучения нейтронами и разложение под действием излучений.

Существенный недостаток воды — низкая температура кипения и высокое давление паров. Параметры критического состояния воды: давление — $225,65 \text{ кг/см}^2$, температура — 374°C . Чтобы теплоноситель не кипел, в реакторе необходимо поддерживать высокое давление. Это ведет к увеличению толщины корпуса реактора, трубопроводов, компенсаторов объема и усложняет систему уплотнений.

Таблица 6.4

Сравнительная характеристика основных теплоносителей

Свойство	Жидкий теплоноситель (вода)	Жидкометаллический теплоноситель (натрий)	Газовый теплоноситель	
			Углекислый газ	Гелий
Температура плавления, °С	0	98		
Температура кипения (при 0,1 МПа), °С	100	883	—	—
Сечение захвата нейтронов	0,6	0,5	0,003	0,001
Теплопроводность, Вт/(м·К)	0,55	70	0,04	0,4
Кинематическая вязкость, м ² /с	1,2·10 ⁻⁷	3,2·10 ⁻⁵	8·10 ⁻⁴ (при 0,1 МПа)	8·10 ⁻³ (при 0,1 МПа)
Удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)	5,8	1,27	1,0660	5,2
Относительная мощность на прокачку	1,0	1,05	3—4	3—4
Область применения: тип реактора	на тепловых нейтронах	на быстрых нейтронах	на тепловых нейтронах	на тепловых или быстрых нейтронах
Давление, МПа	до 20	~1	2—3	5—10
Максимальная температура, °С	330	600	500	1000

Тяжелая вода как теплоноситель в корабельных установках не применяется из-за ее высокой стоимости и невозможности восполнения запасов в судовых условиях.

Максимальная температура нагрева *газа* в реакторе ограничивается в основном свойствами ядерного топлива и конструкционных материалов. Существенным недостатком газовых теплоносителей является их малая плотность, а следовательно, малая теплоемкость. В связи с этим через реактор необходимо прокачивать большое количество газов для снятия заданного количества тепла, что увеличивает мощность, затрачиваемую на прокачку теплоносителя.

Газы имеют малый коэффициент теплоотдачи даже при больших скоростях движения, что требует увеличения поверхностей теплообмена и влечет за собой рост габаритов активной зоны.

Из газовых теплоносителей могут применяться: гелий, азот, углекислый газ, воздух.

Гелий — один из лучших газовых теплоносителей благодаря инертности и высокой теплоемкости. При наличии гелиевого теплоносителя можно применять одноконтурную газотурбинную установку. Недостатки гелия — значительная стоимость, очень большая текучесть и невозможность заполнения в судовых условиях.

Использование азота в качестве первичного теплоносителя связано с расходом большого количества энергии на его прокачку вследствие малой теплоемкости. Кроме того, азот имеет сравнительно большое сечение поглощения нейтронов.

Углекислый газ дешев, доступен, имеет малое сечение поглощения нейтронов, стабилен. По ядерно-физическим характеристикам он даже превосходит гелий. Недостатком углекислого газа, как и всех других газовых теплоносителей, является то, что реакторы на тепловых нейтронах с углекислым газом имеют большие габариты.

Воздух характеризуется низкими теплофизическими показателями и в мощных энергетических установках не применяется.

Основным преимуществом *жидкометаллических теплоносителей* являются их высокие теплопередающие свойства и возможность нагрева до высоких температур при низком давлении в реакторе.

Жидкометаллические теплоносители радиационно стойки благодаря простой структуре молекул. К их недостаткам можно отнести необходимость в дополнительных устройствах для поддержания теплоносителя в жидком состоянии при неработающем реакторе.

В ядерных реакторах могут применяться следующие жидкометаллические теплоносители: натрий, калий, ртуть, натриево-калиевый сплав, свинцово-висмутовый сплав, литий.

Натрий — щелочной металл. Химически он очень активен, бурно реагирует с кислородом воздуха и водой, поэтому огнеопасен. При проектировании ядерных реакторов с натриевым теплоносителем нужно принимать специальные меры по предотвращению контакта натрия с водой и воздухом. Коррозионное воздействие натрия на конструкционные материалы невелико.

При попадании кислорода в натриевую систему в ней образуется окись натрия, которая, воздействуя на конструкционные материалы, ухудшает их механические свойства. Для удаления окиси натрия в контуре должны быть предусмотрены специальные ловушки.

Натрий как теплоноситель впервые в корабельных ядерных реакторах был применен на подводной лодке «Си Вулф» (США). Однако после испытаний в связи с присущими натрию недостатками от него отказались, и ядерный реактор на «Си Вулф» был заменен водо-водяным.

Натрий имеет довольно высокую температуру плавления. Более низкой температурой плавления обладают сплавы натрия с калием, например

сплав 56% Na и 44% K. Он имеет температуру плавления всего 19°C, обладает хорошими теплопередающими свойствами, устойчив к действию радиации, легче воды, на его прокачку затрачивается малое количество энергии. Недостатки этого сплава — высокая активность по отношению к кислороду воздуха и низкая теплоемкость. Последнее вынуждает создавать в системе реактора большой перепад температур, что приводит к значительным термическим напряжениям в конструкциях. При загрязнении кислородом в сплаве образуется окись натрия, которая вызывает межкристаллитные разрушения контура теплоносителя в горячей среде.

Свинцово-висмутовый сплав — тяжелый сплав, плотность его составляет 10 000 кг/м³. Он слабо взаимодействует с водой, его коррозионное воздействие на конструкционные материалы невелико. При температуре 300—450°C нержавеющие аустенитные стали типа 1X18H9T с ним в реакцию не вступают. При 500—600°C эта сталь корродирует, происходит вымывание из нее никеля. Вследствие этого снижаются относительное удлинение и предел прочности. Присадки к сплаву никеля, бария, кальция уменьшают вымывание никеля из стали. До температуры 550°C в сплаве свинец-висмут достаточно устойчивы никелевые сплавы.

Литий по химическим свойствам очень близок к натрию и калию. Твердый литий взаимодействует с водой, но эта реакция происходит не столь бурно, как между натрием и водой. Расплавленный литий более энергично взаимодействует с водой. При нагревании литий может воспламениться на воздухе. Это усложняет обращение с ним в процессе эксплуатации (при хранении, заполнении контура и дренировании из контура и т. д.). Основным преимуществом лития по сравнению с другими жидкометаллическими теплоносителями являются малый удельный вес и высокая теплоемкость, примерно равная теплоемкости воды. Недостатки лития — высокая температура плавления и более высокая, чем у других жидкометаллических теплоносителей, коррозионная агрессивность к конструкционным материалам.

Литий в природе встречается в виде смеси двух изотопов: Li⁷, которого в природном литии содержится 92,5%, и Li⁶ (7,5%). Изотоп Li⁶ имеет большое сечение поглощения нейтронов. В настоящее время затраты на разделение изотопов Li⁶ и Li⁷ велики. Поэтому Li⁷, применяемый для ядерных реакторов на тепловых нейтронах, дорог. Литий, очищенный от изотопа Li⁶, при том же объеме в 40 раз дороже натрия.

Из *органических теплоносителей* в ядерных реакторах могут использоваться дифенил, дифениловый эфир, нафталин, даутерм и др. По сравнению с водой они имеют следующие преимущества:

- высокую температуру кипения и низкое давление паров при рабочих температурах;
- сравнительно малое сечение поглощения тепловых нейтронов;
- слабое коррозионное воздействие на конструкционные материалы;

- слабое взаимодействие с водой;
- незначительную активацию теплоносителя при циркуляции через активную зону.

Недостатки органических теплоносителей:

- разложение под действием излучения (радиолиз) и под действием высокой температуры (пиролиз);
- меньший по сравнению с водой коэффициент теплоотдачи, что требует увеличения поверхности теплообмена в реакторе и увеличения расхода теплоносителя;
- относительно высокая температура плавления;
- относительно высокая стоимость;
- невозможность восполнения запасов в корабельных условиях.

Максимально допустимая температура органических теплоносителей на выходе из реактора определяется так называемой переходной температурой, при которой скорость пиролиза резко возрастает. Переходные температуры для разных органических теплоносителей различны: например, для дифенила — 435°С, для трифенила — 425°С.

6.4. Конструкционные материалы активной зоны реактора

Из всех конструкционных деталей активной зоны реактора оболочки тепловыделяющих элементов наиболее ответственные, так как служат для предотвращения попадания продуктов деления в контур теплоносителя и для защиты ядерного топлива от контакта с теплоносителем.

Оболочки твэлов находятся в сложных тепловых, механических и химических условиях эксплуатации, в то же время при очень малой толщине стенок они весьма чувствительны к внутренним и наружным дефектам. Кроме оболочек твэлов, ответственными деталями активной зоны реактора являются трубы технологических каналов, в которых размещаются тепловыделяющие элементы, насадки, распределяющие теплоноситель, шайбы, дистанционирующие детали, ленты и др. Эти конструкционные детали могут испытывать большие механические нагрузки, гидравлические удары, могут подвергаться коррозионным и эрозионным воздействиям, тем не менее условия их работы гораздо легче, чем у оболочек тепловыделяющих элементов, так как через оболочки проходят большие тепловые потоки, которые могут при ухудшении теплопередачи вызвать перегрев и даже разрушение оболочки, а следовательно, и всего твэла.

Рассматриваемые ниже конструкционные материалы следует оценивать в первую очередь как материалы для оболочек. Если материал может быть

использован для оболочек, если он допускает сварку и пайку, то изготовление других деталей активной зоны из этого материала не представляет больших трудностей.

Материалы, используемые для оболочек, должны удовлетворять следующим основным требованиям:

- малое сечение поглощения нейтронов во всем диапазоне изменения их энергии;
- высокая радиационная стойкость;
- коррозионная и эрозионная стойкость оболочки в теплоносителе и в контакте с ядерным топливом;
- высокая теплопроводность: при низкой теплопроводности материала расчетная толщина оболочки может оказаться настолько малой, что не будет обеспечена прочность оболочки; увеличение толщины оболочки может привести к большим термическим напряжениям в ней;
- механическая надежность и достаточная пластичность, неизменность формы и размеров в процессе эксплуатации;
- технологичность, доступность и невысокая стоимость.

Выбрать материал оболочек, удовлетворяющий всем перечисленным требованиям, невозможно. Поэтому на практике при выборе материала в первую очередь руководствуются основным требованием — *надежности*.

В качестве материала для оболочек могут использоваться: магний и его сплавы, алюминий и его сплавы, цирконий и его сплавы, нержавеющие стали и их сплавы, ванадий, ниобий, бериллий и его соединения, графит и др. В табл. 6.5 приведены некоторые характеристики конструкционных материалов.

Магний — чрезвычайно ценный материал для оболочек тепловыделяющих элементов. Он обладает небольшим сечением поглощения нейтронов, имеет малую плотность, высокую теплопроводность. Запасы магниевых минералов и солей огромны. По распространенности в земной коре магний стоит на третьем месте. Стоимость магния невысока.

Недостатком магния как материала для оболочек является его химическая активность, особенно в воде. Поэтому магний нельзя применять в контакте с водяным теплоносителем. При температурах 200—250°C магний смягчается и теряет прочностные характеристики. Это ограничивает возможности его применения в корабельных ядерных реакторах.

Магний как материал для оболочек используется в малонапряженных стационарных ядерных реакторах с газовыми теплоносителями при температурах газа 300—400°C (английские реакторы Колдер-Холла, Брауэрла и др.). Прочностные характеристики магния повышаются, если использовать его в виде сплавов. В отечественном реакторостроении для реактора с газовым

Таблица 6.5
Свойства некоторых конструкционных материалов

Материал	Температура плавления, °С	Плотность, кг/м ³	Сечение поглощения тепловых нейтронов, барн/см ⁻¹	Удельная теплоемкость, Дж/кг·К	Коэффициент теплопроводности, Вт/м·К	Коэффициент линейного расширения	Модуль упругости, кгс/мм ²	Твердость по Бринеллю	Предел прочности на разрыв, кгс/мм ²
Алюминий	600	2700	0,22 0,013	0,92	226,10	24·10 ⁻⁶	0,007	20—25	10—18
Бериллий	1284	1840	0,0094 0,0011	2,11	125,61	12·10 ⁻⁶	29,4·10 ⁻³	110—150	31,5
Магний	651	1740	0,059 0,0054	1,05	146,54	—	7·10 ⁻³	50	22—36
Молибден	2627	10200	2,4 0,0154	0,27	144,87	5,5·10 ⁻⁶	28—35·10 ³	147	70—180
Никель	1455	8900	4,5 0,41	0,46	58,62	13·10 ⁻⁶	21·10 ³	75	33—88
Ниобий	2415	8570	1,1 0,061	0,27	62,80	7,1	6·10 ⁻³	—	24—28
Тантал	2996	16 600	21,3 1,18	0,15	54,43	6,5·10 ⁻⁶	18,9·10 ³	75—125	35—87
Титан	1725	4500	5,6 0,315	0,54	—	18,5·10 ⁻⁶	11,8·10 ³	110	56—86
Вольфрам	3410	19 300	19,2 1,216	0,14	59,46	4,0·10 ⁻⁶	35—42·10 ³	260	35—70
Ванадий	1735	6020	4,7 0,331	0,50	—	—	14—15,4·10 ³	260	21—9
Цирконий	1830	6250	0,18 0,0074529	0,29	20,94	10,3—4,5·10 ⁻⁶	8,4·10 ³	—	20 (300 °С)
Циркалой-2 (сплав, содержащий Sn, Fe, Cr, Ni)	—	6550	29 0,256	—	—	6,5·10 ⁻⁶	9,8·10 ³	—	21 (300 °С)
Нержавеющая сталь	~1400	7900—7200	0,257	0,50	28,05	17,3—18,5·10 ⁻⁶ (550 °С)	6,9—17,2·10 ³ (550 °С)	160	~65
Инконель (сплав, содержащий Ni, Cr, Fe, Nb)	~1400	8300	4,1	0,46	—	—	—	—	110—130

Примечание. Механические свойства материалов в зависимости от наличия примесей, механической обработки и т. п. могут отклоняться от приведенных в таблице.

теплоносителем (CO_2) при температурах газа 500—520°C для оболочек твэлов предполагается использовать магний-бериллиевый сплав.

Алюминий и его сплавы получили широкое распространение в качестве материала для оболочек тепловыделяющих элементов. Эти материалы имеют малое сечение поглощения нейтронов, они доступны и дешевы.

Однако низкая температура плавления, пониженная прочность, пониженная коррозионная стойкость при высоких температурах ограничивают применение алюминия областью температур 523—573 К.

Алюминиевые оболочки применяются только в ядерных реакторах с водяным и газовым теплоносителем и непригодны для реакторов с жидкометаллическим теплоносителем, так как при этом могут образоваться алюминиевые сплавы. Несмотря на это, в ряде стран ведутся работы по использованию алюминиевых сплавов при высоких температурах. В США, например, разработан алюминиевый сплав, содержащий 1% Ni, который пригоден для водо-водяных ядерных реакторов с температурой теплоносителя 300°C и даже несколько выше.

Основными преимуществами циркония как материала для оболочек тепловыделяющих элементов являются малое сечение поглощения тепловых нейтронов (0,18 барн), высокая стойкость против коррозии во многих жидкостях, хорошие механические свойства и легкость обработки. К недостаткам циркония следует отнести трудность его получения в чистом виде. В природных условиях цирконию обычно сопутствует гафний, близкий к нему по химическим и физическим свойствам, что затрудняет его отделение от циркония. Гафний имеет большое сечение поглощения нейтронов (115 барн), и присутствие его в цирконии нежелательно. Недостатки циркония — низкие механические свойства при температурах 300—500°C и малая коррозионная стойкость в воде при температурах выше 300°C.

В ядерных реакторах с жидкометаллическим и газовым теплоносителями цирконий может использоваться только при температурах 500—550°C вследствие низкой коррозионной стойкости в газах, а также растворимости в металлах при этих температурах.

Свойства циркония могут быть улучшены путем легирования его другими металлами. Циркониевые сплавы имеют высокую коррозионную стойкость в воде и паре высоких параметров. Широкое распространение в качестве материала для оболочек твэлов получил сплав на основе циркония — циркалой-2. Он содержит 1,3—1,16% олова, 0,07—0,24% железа, 0,05—0,16% хрома, 0,03—0,09% никеля. Циркалой-2 отличается высокой коррозионной стойкостью в воде при температурах 320—360°C. Он нашел широкое распространение в американском и английском реакторостроении. Однако, по американским данным, оболочки тепловыделяющих элементов из циркалоя-2 оказались недолговечными.

В отечественном реакторостроении в качестве материала оболочек используются сплав циркония с 1% ниобия, сплав циркония с 0,5% вольфрама и др. Сплав циркония с 1% ниобия применяется в водо-водяных ядерных реакторах атомных электростанций. Этот сплав имеет высокие прочностные характеристики, он технологичен в производстве, так как в нем только одна легирующая добавка.

Для высокотемпературных ядерных реакторов в качестве материала для оболочек тепловыделяющих элементов широко применяются *нержавеющие стали*. Они обладают высокой жаропрочностью, коррозионной стойкостью, доступны и технологичны. Нержавеющие стали отдельных марок могут длительно и надежно работать в воде при температурах до 360°C, в жидкометаллической среде до 600°C и в газовой — до 700°C.

Недостатком сталей является большое сечение поглощения нейтронов: оно в 16 раз больше, чем у циркония. Вследствие этого оболочки из стали должны быть по возможности тонкими (0,2—0,4 мм). Увеличение толщины стальных оболочек приводит к увеличению поглощения тепловых нейтронов, а следовательно, к увеличению загрузки ядерного топлива. Несмотря на это, стальные оболочки находят применение в тепловыделяющих элементах судовых ядерных реакторов. Например, такие оболочки использованы на грузопассажирском судне «Саванна». Нержавеющая сталь марки 1X18H9T использована для оболочек тепловыделяющих элементов первой советской атомной электростанции в г. Обнинске.

Для ядерных реакторов с газовым и жидкометаллическим теплоносителем, работающих при температурах 700—900°C, стальные оболочки мало пригодны. Вместо них можно использовать нихромы, содержащие 65—85% Ni, 10—20% Cr, 0—25% Fe, а также никелевые сплавы типа нимоник (стали ЭИ437, ЭИ617) с содержанием C ≤ 0,05%, 15—17% Cr, 1,2—1,7% Al, 1,5—1,8% Fe (остальное — никель). Появляется интерес к особо тугоплавким металлам (металлам «большой четверки»): ниобию, молибдену, вольфраму, танталу. Из этих металлов наиболее перспективен ниобий, обладающий высокой пластичностью и тугоплавкостью.

На базе металлов «большой четверки» принципиально могут быть созданы реакторы с жидкометаллическими теплоносителями, работающие при температурах 800—1000°C.

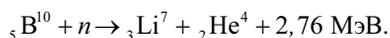
Недостатком тугоплавких металлов является то, что они изменяют механические свойства под воздействием кислорода, воды, углерода. Это обстоятельство требует соответствующей очистки теплоносителя и строгого подбора материалов всей активной зоны.

В газовых ядерных реакторах с температурой теплоносителя на выходе из активной зоны выше 700°C надежно работают только *керамические материалы*. Материалы типа окислов бериллия, магния, кремния, алюминия и циркония хорошо известны и применяются как огнеупорные. Могут найти

применение карбиды бериллия, кремния. Кроме того, могут быть получены многочисленные комбинированные материалы из окислов и карбидов.

Отдельно следует выделить материалы, применяемые для изготовления органов управления реакторами (табл. 6.6). Поглощающие материалы органов регулирования должны обладать большим сечением поглощения как тепловых, так и замедляющихся нейтронов. Желательно, чтобы образующийся при поглощении нейтронов новый изотоп также имел большое сечение поглощения нейтронов, что необходимо для сохранения эффективности стержней при длительном облучении нейтронами. Материал поглотителя должен обладать высокой концентрацией атомов в единице объема, коррозионной и эрозионной стойкостью в среде теплоносителя, а также сохранять стабильные размеры и форму при воздействии облучения.

Широко используют для органов управления материалы, содержащие бор, что объясняется достаточно большим сечением поглощения нейтронов бором в широком диапазоне энергий, доступностью и низкой стоимостью. Естественный бор содержит 20% изотопа B^{10} и 80% изотопа B^{11} с сечением поглощения тепловых нейтронов соответственно 4017 и 0,05 барн. Искусственно изменяя содержание B^{10} в смеси изотопов, можно в широких пределах изменять сечение поглощения, а следовательно, и эффективность стержня. Реакция поглощения нейтронов в боре:



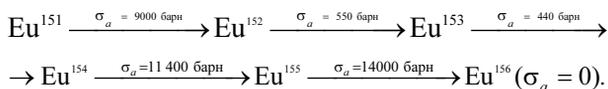
Выделение энергии приводит к нагреву стержня, а накопление гелия — к изменению его размеров. Эти особенности поведения бора при облучении создают трудности при использовании борсодержащих материалов. Для изготовления стержней управления используют соединения бора (например, карбид бора B_4C) или борсодержащие сплавы (бористые нержавеющие стали, сплавы бора с титаном, цирконием и гафнием).

В реакторах на тепловых нейтронах широко используют окись кадмия CdO , сплавы кадмия с серебром, железом, никелем, индием. Естественный кадмий состоит из восьми изотопов, из которых только один, Cd^{113} , хорошо поглощает нейтроны ($\sigma_a = 20\,000$ барн). Сечение поглощения кадмия резко падает для надтепловых нейтронов, поэтому его применяют только в реакторах на тепловых нейтронах. Сплавы кадмия, как правило, не обладают достаточной коррозионной стойкостью и должны заключаться в оболочку.

Хорошие поглощающие свойства имеют редкоземельные элементы: европий, гадолиний, диспрозий, самарий, эрбий, гафний, кадмий. Особенно эффективен *европий*, имеющий большое сечение поглощения как в тепловой, так и в надтепловой области энергий нейтронов. При захвате нейтронов Eu^{151} получается последовательно пять изотопов, каждый из которых также хорошо поглощает тепловые нейтроны:

Таблица 6.6
Поглощающие материалы органов регулирования

Характеристика	Гадолиний Gd	Окись гадолиния Gd ₂ O ₃	Бор B	Карбид бора B ₄ C	Гафний Hf	Двуокись гафния HfO ₂	Кадмий Cd	Самарий Sm	Ртуть Hg
Температура плавления, °С	1350	2350	2300	2450	2230	2810	321	1052	-38,87
Плотность, кг/м ³	7948	7400	2340	2510	13 310	—	8650	7500—3000	13 550
Сечение поглощения тепловых нейтронов: макроскопическое, см ² /см ³	1345	1090	98	82	4,95	—	110	200	15,45
микроскопическое, барн/атом	44 000±100	—	750	—	115±15	—	2400±200	6500±100	380±20
Коэффициент теплопроводности, Вт/м·К	—	2,09 (1000°С)	—	27,22 (20°С)	—	—	90,86 (20°С)	—	418,68 (20°С)
Коэффициент линейного расширения на 1°С	—	10,5·10 ⁻⁶ (25—1000°С)	—	4,5·10 ⁻⁶ (25—200°С)	—	80·10 ⁻⁴ после облучения потоком 2·10 ⁻⁴ , 3·10 ⁻⁴	29,8·10 ⁻⁶	—	41·10 ⁻⁶
Модуль упругости, кгс/мм ²	—	2,6·10 ³ (20°С)	—	45,5·103 (20°С)	—	—	5,3·103	—	—
Удельная теплоемкость, Дж/кгс·К	—	0,737 (400°С), 0,821 (1000°С)	—	1,855 (25°С)	—	—	0,260	—	—



Благодаря этому свойству европия регулирующие стержни длительное время сохраняют эффективность. В регулирующих стержнях чаще всего используют окислы европия Eu_2O_3 , самария Sm_2O_3 . Однако эти окислы легко гидратируются и, поглощая воду, распухают. Поэтому они должны быть защищены оболочками.

В качестве поглотителей можно использовать также сплавы окислов редкоземельных элементов с нержавеющей сталью, титаном, цирконием, отличающиеся жаростойкостью и удовлетворительной коррозионной устойчивостью. Так, сплав $\text{Ti} + 10\% \text{Cd}_2\text{O}_3$ коррозионно стоек в воде при температуре до 600 К.

6.5. Биологическая защита реактора

Материалы защиты должны хорошо поглощать нейтроны и γ -кванты. Поглощение нейтронов происходит наиболее эффективно, когда они замедляются до скоростей теплового движения. Вылетающие из активной зоны быстрые нейтроны замедляются в результате неупругого рассеяния на ядрах тяжелых материалов и упругого рассеяния на легких ядрах. Поглощение γ -квантов эффективнее всего происходит в тяжелых веществах.

Таким образом, ни один из материалов не может быть одновременно эффективным для ослабления потоков нейтронов и γ -квантов. Это вынуждает делать биологическую защиту ядерной энергетической установки комбинированной, состоящей из легких и тяжелых материалов.

Кроме того, что материалы защиты должны иметь хорошие поглощающие свойства, они должны удовлетворять ряду конструкционных и технологических требований. Это высокая стойкость к тепловому и радиационному воздействию, достаточная устойчивость против коррозии, огнестойкость, нетоксичность и отсутствие неприятных запахов, хорошие механические качества, доступность и технологичность монтажа в судовых условиях.

В качестве защитных материалов от ядерных излучений в настоящее время используются вода, бетон, органические вещества, графит, гидриды металлов, бораль, сталь и свинец.

Вода — наиболее доступный, дешевый и легкий материал. Она содержит большое количество атомов водорода ($\rho = 6,7 \cdot 10^{22}$ атомов/см³) и поэтому интенсивно замедляет нейтроны. В комбинации с тяжелыми веществами вода

обладает сравнительно хорошими защитными свойствами. Находясь в жидком состоянии, она легко заполняет отведенные под нее объемы и хорошо отводит тепло от всех конструктивных элементов защиты. Наряду с этим вода как защитный материал имеет недостатки: невысокое сечение ослабления быстрых нейтронов ($E > 2$ МэВ), возможность образования захватного γ -излучения по реакции $\text{H}^1 \xrightarrow{n, \gamma} \text{H}^2$ с энергией γ -квантов 2,23 МэВ, способность к радиационному разложению на H_2 и O_2 , низкую температуру кипения и коррозионное воздействие на конструкционные материалы.

Чтобы разложение и коррозионное воздействие воды, используемой в защите, были как можно меньше, вода должна быть высокой чистоты. Добавление в воду ингибиторов коррозии или ее борирование с целью уменьшения захватного γ -излучения приводят к увеличению скорости разложения воды и потому нежелательны.

Бетон — недорогой и прочный конструкционный материал, представляющий собой смесь элементов с малым и средним атомным весом. Для повышения защитной способности бетона от γ -излучения можно добавлять в него вещества с большим атомным весом. В этом случае получается так называемый тяжелый бетон. В качестве заполнителя в бетон добавляют природные минералы, железную руду, железный скрап, чугунную дробь и т. п. Наиболее подходящий тип тяжелого бетона — баритовый бетон, содержащий баритовую руду (BaSO_4). Плотность баритового бетона, а следовательно, и его защитные свойства против γ -излучения, на 50% выше, чем у обычного бетона. Он обладает также лучшими защитными свойствами против нейтронов благодаря высокому сечению поглощения нейтронов барием.

Используя в качестве заполнителей лимонитовые (в основном $2\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$) и серпентинитовые (в основном $3\text{MgO} \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) минералы, можно повысить плотность бетона и количество химически связанной воды. Благодаря этому лимонитовые и серпентинитовые бетоны обладают лучшими свойствами поглощения нейтронов и γ -квантов.

В целях снижения захватного γ -излучения в бетоны можно также добавлять борсодержащие вещества. Однако борные добавки обычно замедляют схватывание цемента и могут снизить прочность бетона.

Основные недостатки бетонной защиты — относительно большие габариты и вес, слабая устойчивость против тепловых воздействий (бетон растрескивается). Поэтому бетон применяют в качестве защитного материала преимущественно для стационарных установок. Для биологической защиты судовых установок бетон используется лишь частично, в тех местах, где невозможно применять воду.

Органические вещества (парафин, пластмассы, резина и т. п.) содержат большое число атомов водорода и являются более эффективной защитой от нейтронов, чем вода. Однако некоторые из этих материалов более тя-

желы, менее теплоустойчивы и более восприимчивы к радиационным повреждениям, чем вода. Вследствие разложения большинство органических веществ нельзя использовать во внутренней части защиты, где имеются большие потоки излучений.

Наиболее подходящий защитный материал из органических соединений — полиэтилен $(\text{CH}_2)_n$. Полиэтилен — термопластмасса, представляющая собой жесткое воскообразное полупрозрачное вещество белого цвета. Он хорошо обрабатывается и может быть изготовлен в виде листов, полос, лент, прутков и зерен. Для уменьшения захватного γ -излучения из водорода в полиэтилен можно добавлять бор. Борированный полиэтилен впервые нашел применение в наружных слоях защиты реактора на американской атомной подводной лодке «Наутилус».

Недостатки полиэтилена — способность к горению (особенно тонких листов и полос), высокий коэффициент линейного расширения и сравнительно низкая тепловая и радиационная устойчивость. При температуре 104—115°C полиэтилен размягчается.

Графит обладает несколько худшими ослабляющими свойствами нейтронного излучения по сравнению с водой и полиэтиленом. Однако по конструктивным и температурным условиям в некоторых местах защиты он может заменить воду и полиэтилен. Из графита методом профильного прессования или формованием под давлением можно изготавливать блоки или кирпичи, из которых легко монтировать защиту. В труднодоступных местах можно применять засыпку из графита. Для уменьшения захватного γ -излучения в графит может добавляться карбид бора B_4C .

Недостатки графита — способность истираться и уплотняться со временем, в результате чего в защите образуются пустоты, которые приводят к прострелу излучений. Борированный графит, кроме того, под действием облучения и высоких температур способен выделять газообразные продукты.

Гидриды металлов содержат большое количество ядер водорода и элементов со средними и большими атомными массами и имеют сравнительно высокую плотность, вследствие чего являются довольно эффективной защитой как от нейтронов, так и от γ -излучения. Основной их недостаток заключается в химической неустойчивости при повышенной температуре, что приводит к выделению водорода. Для удержания несвязанного водорода защиту из гидридов металлов нужно окружать непроницаемой оболочкой, способной противостоять высокому давлению

Наиболее устойчивыми гидридами в тепловом и радиационном отношении являются гидрид титана TiH_2 и гидрид циркония ZrH_2 , однако эти материалы довольно дороги.

Поскольку гидриды металлов представляют собой твердый раствор водорода в металле фиксированного состава, выполнение всей защиты из гид-

рида нецелесообразно, так как она не будет отвечать требованию минимальных габаритов и веса.

Бораль представляет собой сплав алюминия и карбида бора. Этот сплав по весу состоит из 65% Al и 35% B₄C. В связи с хрупкостью листы борала снаружи плакируют алюминием, что увеличивает содержание Al до 80%. Бораль обладает удовлетворительными механическими свойствами, устойчив под облучением и при повышенных температурах. Наличие бора придает боралю хорошие защитные качества от тепловых нейтронов и уменьшает захватное γ -излучение из защиты. Недостаток борала — высокая стоимость.

Свинец является лучшим защитным материалом от γ -излучения. Благодаря большой плотности объем свинца, необходимый для защиты, невелик. Это обеспечивает малогабаритную и легкую защиту. Свинец имеет высокий коэффициент поглощения γ -излучения при больших и малых энергиях γ -квантов. Однако в диапазоне 2—3 МэВ энергии γ -квантов наблюдается минимум в сечении поглощения. Это приводит к тому, что в толстых слоях свинца накапливаются γ -кванты с энергией около 3 МэВ.

Под воздействием потока нейтронов в чистом свинце не образуются радиоактивные изотопы, излучающие γ -кванты высокой энергии, что облегчает доступ к свинцовой защите после остановки реактора.

Основными недостатками свинца являются плохие механические свойства и сравнительно высокая стоимость. Свинец практически не в состоянии выдерживать механические нагрузки, особенно при температуре выше 65°C. Поэтому общая прочность свинцовой защиты обеспечивается за счет стальных поддерживающих конструкций. Свинец обычно заливается между стальными плитами, которые образуют секции защитного экрана. Для заполнения пустот или неправильных объемов используют свинцовые шары разного диаметра и мелкую дробь.

Сталь дешевле свинца, удобна в конструкционном отношении и более эффективна при защите от быстрых нейтронов, чем свинец. Однако сталь уступает свинцу в ослаблении потоков γ -излучения. Она способна под влиянием нейтронного потока к активизации, особенно если в ее состав входят марганец и кобальт. По сравнению со свинцовой стальная защита, как правило, весит примерно на 30% больше.

Для защиты могут применяться простые углеродистые, легированные нержавеющей и бористые стали. Недостатком углеродистых сталей является склонность к общей коррозии и малое ослабление потока нейтронов промежуточных энергий (при $E = 25$ кэВ). Чтобы избежать накопления в железе нейтронов с энергией 25 кэВ, необходимо добавлять в сталь никель или применять железоводные смеси, в которых вода должна составлять по объему не менее 20%.

Бористые стали снижают выход захватного γ -излучения в несколько раз, что дает возможность сократить толщину защиты и получить меньший вес.

В некоторых местах защиты конструктивно удобно применять *серый чугун*. Из него делают пробки, заглушки и чугунные шары для засыпки в труднодоступных местах.

Глава 7

Изменения изотопического состава активной зоны в период эксплуатации реактора [2, 4, 7, 9, 10, 13, 24, 34, 38]

7.1. Зависимость коэффициента размножения от изотопического состава ядерного топлива

Состав ядерного топлива как в период работы реактора, так и после его остановки непрерывно изменяется. Наибольшие изменения происходят, естественно, при работе реактора на мощности, когда велика плотность нейтронного потока, что обуславливает высокую интенсивность нейтронных реакций. Значительный вклад при этом принадлежит и ядерным превращениям радиоактивных продуктов деления. После остановки реактора изменение состава топлива происходит главным образом за счет продолжающегося радиоактивного распада накопившихся продуктов деления.

Изменения состава ядерного топлива сводятся в основном к процессам выгорания, воспроизводства, отравления и шлакования.

Выгорание — процесс уменьшения концентрации ядер первоначально загруженного в активную зону делящегося вещества. В результате выгорания общий запас реактивности уменьшается.

Воспроизводство — процесс образования новых делящихся материалов. В водо-водяных реакторах на обогащенном U^{235} за счет захвата нейтронов ядрами U^{238} образуются делящиеся изотопы Pu^{239} и Pu^{241} . Воспроизводство приводит к увеличению общего запаса реактивности.

В ядерном топливе работающего реактора возникают и накапливаются продукты деления. Все продукты деления (около 140 нуклидов) можно разделить на четыре группы:

- радиоактивные короткоживущие продукты Xe^{135} , Rh^{105} , Xe^{133} , Ce^{141} , Pr^{244} , имеющие большие сечения поглощения тепловых нейтронов;
- стабильные сильнопоглощающие ($\sigma_a^i \gg \sigma_a^5$) продукты Sm^{149} , Sm^{151} , Cd^{113} , Gd^{157} , Eu^{155} ;
- продукты деления, для которых сечение поглощения соизмеримо с сечением поглощения U^{235} ;
- остальные продукты со слабым поглощением.

Отравление — процесс накопления в топливе радиоактивных короткоживущих нуклидов (первой группы), участвующих в непроизводительном захвате нейтронов.

Шлакование — процесс накопления в топливе стабильных и долгоживущих нуклидов, также участвующих в непроизводительном захвате нейтронов.

По определению выгорание, отравление и шлакование приводят к постепенному уменьшению $K_{эф}$. Поэтому если бы первоначальная загрузка реактора точно соответствовала критической, его использование для получения энергии было бы невозможно. В связи с этим загрузка топлива должна превышать величину критической массы, и это превышение в конечном счете определяет продолжительность эксплуатации реактора.

Условие критичности реактора, как было показано выше, выражается в виде равенства

$$K_{эф} = \frac{K_{\infty} e^{-B^2 \tau}}{1 + L^2 B^2} = 1. \quad (7.1)$$

Так как геометрический параметр B^2 в процессе эксплуатации реактора остается постоянным, изменение состава топлива может влиять на $K_{эф}$ только через $K_{\infty} = \eta \epsilon \theta \phi$, возраст τ и длину диффузии нейтронов L . Из перечисленных факторов коэффициенты ϵ и ϕ в водо-водяных реакторах, работающих в постоянном температурном режиме, практически не изменяются, так как концентрация U^{238} в течение кампании у таких реакторов уменьшается незначительно.

Возраст нейтронов

$$\tau = \frac{1}{3 \Sigma_{tr} \xi \Sigma_s} \ln \frac{E_f}{E_c} \quad (7.2)$$

зависит от рассеивающих свойств среды. Изменение изотопического состава топлива мало сказывается на величинах Σ_{tr} и Σ_s , возраст тепловых нейтронов в процессе кампании также практически не меняется.

Наиболее сильно на коэффициент размножения влияет изменение коэффициента использования тепловых нейтронов θ , который можно условно представить в виде

$$\frac{1}{\theta(t)} = 1 + \sum_i q_i + q(t), \quad (7.3)$$

где Σq_i — сумма относительных поглощений тепловых нейтронов во всех материалах активной зоны, кроме U^{235} и продуктов деления; $q(t)$ — переменное во времени относительное поглощение нейтронов в продуктах деления.

Для любого момента времени величина $q(t)$ равна сумме относительных поглощений в четырех рассмотренных в начале раздела группах продуктов деления:

$$q(t) = q_I(t) + q_{II}(t) + q_{III}(t) + q_{IV}(t). \quad (7.4)$$

Пусть в начальный момент времени реактор критичен ($K = 1$), продукты деления отсутствуют и коэффициент использования тепловых нейтронов равен θ_0 .

$$\frac{1}{\theta_0} = 1 + \sum_i q_i. \quad (7.5)$$

Через некоторое время в результате отравления и шлакования коэффициенты размножения и использования тепловых нейтронов примут значения $K(t)$ и $\theta(t)$. Тогда изменение K за счет изменения θ составит

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{K(t) - K_0}{K_0} = \frac{\theta(t) - \theta_0}{\theta_0} = \frac{\Delta \theta(t)}{\theta_0}. \quad (7.6)$$

Из (7.6) следует, что уменьшение реактивности, обусловленное продуктами деления к моменту времени t ,

$$\rho_{\text{пад}}(t) = -q(t)\theta_0. \quad (7.7)$$

Очевидно, что

$$\rho_{\text{пад}}(t) = \rho_I(t) + \rho_{II}(t) + \rho_{III}(t) + \rho_{IV}(t), \quad (7.8)$$

т. е. уменьшение реактивности равно сумме падений реактивности, обусловленных накоплением осколков четырех групп продуктов деления. При этом для каждой группы

$$\rho_i(t) = -\frac{\sum \sigma_a^i C_i(t)}{\sigma_a^5 C_5(t)} \theta_0. \quad (7.9)$$

Как видно из (7.9), для определения $K_{\text{эф}}$ в зависимости от θ в любой момент кампании необходимо знать, как изменяются во времени концентрации делящегося вещества, шлаков и отравляющих продуктов.

Аналогичный вывод можно сделать о влиянии на $K_{\text{эф}}$ величин η и L^2 , анализируя выражения

$$\eta = \frac{\nu_5 \sigma_{f5} C_5 + \nu_9 \sigma_{f9} C_9}{\sigma_{a5} C_5 + \sigma_{a8} C_8 + \sigma_{a9} C_9}; \quad (7.10)$$

$$L^2 = \frac{1}{3 \sum_{ir} \left(\sigma_{a5} C_5 + \sigma_{a8} C_8 + \sigma_{a9} C_9 + \sigma_{a3} C_3 + \sum_i \sigma_i C_i \right)}. \quad (7.11)$$

7.2. Выгорание ядерного топлива

Для выяснения физической сути происходящих при выгорании ядерного топлива процессов рассмотрим простейший вариант гомогенного реактора, когда не учитываются ни блок-эффекты, ни резонансный захват нейтронов. В таком случае концентрация ядер U^{235} убывает только в результате захвата тепловых нейтронов, влекущего за собой либо деление, либо испускание γ -кванта:

$$\frac{dC_5}{dt} = -\sigma_a^5 C_5 \Phi. \quad (7.12)$$

Если обозначить концентрацию ядер U^{235} в начальный момент времени $t_0 = 0$ как C_5^0 , то решение (7.12) имеет вид

$$C_5 = C_5^0 \exp\left(-\int_0^t \sigma_a^5 \Phi(t) dt\right). \quad (7.13)$$

В случае, если плотность нейтронного потока не меняется во времени, выражение (7.13) существенно упрощается:

$$C_5 = C_5^0 \exp(-\sigma_a^5 \Phi t). \quad (7.14)$$

Из выражения (7.14) следует, что при работе реактора с постоянной плотностью нейтронного потока концентрация делящегося нуклида уменьшается по экспоненте.

Очевидно, что экспоненциальное уменьшение концентрации делящегося нуклида при $\Phi = \text{const}$ повлечет за собой экспоненциальное уменьшение мощности реактора ($N_p = 3,04 \cdot 10^{-11} \sigma_f^5 C_5 \Phi V_{\text{тон}}$). Отсюда следует, что для поддержания $N_p = \text{const}$ необходимо постоянство произведения $C_5 \Phi$, а это, в свою очередь, может быть достигнуто только при постепенном увеличении плотности нейтронного потока с целью компенсации уменьшения C_5 . Иными словами, для соблюдения постоянства мощности должно соблюдаться равенство

$$\sigma_a^5 C_5(t) \Phi(t) = \sigma_a^5 C_5^0 \Phi_0. \quad (7.15)$$

Используя выражение (7.15), запишем (7.12) в виде

$$\frac{dC_5}{dt} = \sigma_a^5 C_5^0 \Phi_0. \quad (7.16)$$

Проинтегрируем (7.16) в пределах от 0 до t и от C_5^0 до $C_5(t)$ и получим

$$C_5(t) = C_5^0 (1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t). \quad (7.17)$$

Подставив в выражение (7.17) $C_5(t)$ из (7.15), получим закон изменения плотности нейтронного потока во времени, обеспечивающий поддержание мощности на постоянном уровне в течение всей кампании:

$$\Phi(t) = \frac{\Phi_0}{1 - \sigma_a^5 \Phi_0 t}. \quad (7.18)$$

Выражение (7.18) справедливо в предположении, что воспроизводство ядерного топлива пренебрежимо мало; для корабельных водо-водяных реакторов это в целом оправдано.

При расчетах кинетики изотопического состава реактора часто применяют величину эффективного времени z , которое используется вместо времени t и определяется выражением

$$dz = \sigma_a^5 \Phi dt \quad (7.19)$$

или, в случае постоянства нейтронного потока,

$$z = \sigma_a^5 \Phi t. \quad (7.20)$$

Установим связь между z , мощностью и временем работы реактора. Обозначим через $E_f = 200 \text{ МэВ} = 3,04 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}$ энергию, выделяющуюся при одном акте деления урана. Тогда при делении m граммов U^{235} выделится количество энергии

$$N = \frac{6,023 m}{A} E_f, \quad (7.21)$$

где A — атомная масса U^{235} .

Связь между плотностью нейтронного потока и удельной мощностью N_p^0 , выделяющейся в результате делений, происходящих в 1 т урана за 1 ч, определится следующим образом.

В 1 см³ урана за 1 с выделится $\Sigma_f^5 \Phi E_f = \Phi C_U x_5 \cdot 0,886 \sigma_{0f}^5 \sqrt{\frac{293}{T_{\text{нр}}}}$ МэВ

энергии. Так как в 1 т урана содержится $\frac{10^6}{\rho_u}$ см³ урана, где $\rho_u = 18,7 \text{ г/см}^3$,

и имея в виду, что $C_u = 4,73 \cdot 10^{22}$ ядер/см³, $\sigma_{0f}^5 = 582 \cdot 10^{24}$ см², получим связь между удельной мощностью N_p^0 , плотностью потока тепловых нейтронов Φ и обогащением x_5 :

$$\Phi = 2,38 \cdot 10^{10} \frac{N_p}{x_5} \sqrt{\frac{T_{\text{нр}}}{293}}. \quad (7.22)$$

Полагая плотность нейтронного потока не зависящей от времени, получим выражение для эффективного времени с учетом (7.20) и (7.22):

$$z = 5,25 \cdot 10^{-3} \frac{N_p^0}{x_5} t_{\kappa}, \quad (7.23)$$

где t_{κ} — кампания реактора в часах.

Уравнение (7.14) определяет кинетику выгорания при постоянной плотности нейтронного потока. Определим закон выгорания при постоянной мощности реактора. Если

$$N_p^0 = \Phi \sigma_f^5 C_5 E_f = \Phi_0 C_5^0 \sigma_f^5 E_f = \text{const},$$

то, выразив отсюда Φ_0 и подставив его в (7.19), получим уравнение, определяющее кинетику выгорания при $N_p = \text{const}$:

$$C_5(t) = C_5^0 \left(1 - \frac{\sigma_a^5 N_p^0 t}{\sigma_f^5 E_f C_5^0} \right). \quad (7.24)$$

Из выражения (7.24) следует, что при постоянной мощности реактора концентрация делящегося изотопа линейно убывает.

На практике концентрация ядер делящегося изотопа до нуля уменьшиться не может, так как значительно раньше до нуля упадет запас реактивности. Для характеристики степени выгорания используется понятие *глубины выгорания*, которое определяется как отношение энерговыработки $Q_{\kappa} = N_p t$, полученной за время t работы реактора на мощности N_p , к полной начальной загрузке M_U урана:

$$W = \frac{Q_{\kappa}}{M_U} \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{т}}. \quad (7.25)$$

В некоторых источниках глубиной выгорания называют отношение массы выгоревшего делящегося нуклида к его начальной загруженной массе или к полной начальной загрузке всего урана.

Глубина выгорания — весьма важная эксплуатационная характеристика, так как она определяет общую продолжительность кампании без перегрузки активной зоны. Естественно, что из экономических соображений желательно иметь как можно бóльшую глубину выгорания. Однако необходимо учитывать, что даже в самом конце кампании в активной зоне остается критическая загрузка ядерного топлива, кроме всего прочего достаточная для компенсации шлакования, отравления и отрицательного температурного эффекта.

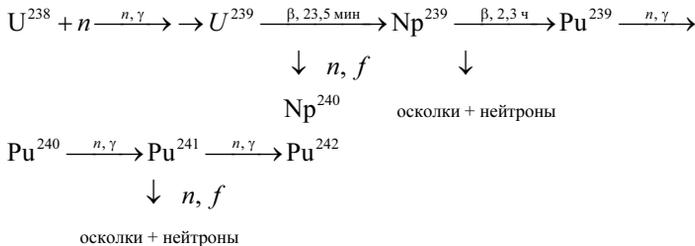
В существующих корабельных водо-водяных реакторах глубина выгорания достигает 20—40%. Дальнейшее ее увеличение ограничивается величи-

ной запаса реактивности, чрезмерное увеличение которого создает трудности его практической компенсации.

Глубина выгорания, как видно из (7.25), прямо пропорциональна плотности нейтронного потока. А поскольку распределение последнего по радиусу активной зоны весьма неравномерно, то и выгорание топлива неравномерно в той же степени. Это обстоятельство ухудшает экономические характеристики реактора, так как в периферийных областях топливо к концу кампании выгорает в значительно меньшей степени. Весьма эффективным средством уменьшения неравномерности плотности нейтронного потока в активной зоне является *профилирование* ядерного топлива и выгорающего поглотителя. Кроме того, существенного увеличения глубины выгорания можно достичь при использовании метода частичных перегрузок топлива, суть которого понятна из названия. Однако этот имеющий широкое распространение в стационарной энергетике метод не нашел применения в энергетике судовой.

7.3. Производство ядерного топлива

Как отмечено выше, в результате захвата нейтронов ядрами U^{238} образуется новое делящееся вещество Pu^{239} . В упрощенном виде цепочка образования вторичного топлива имеет вид



Изменение концентрации U^{238} описывается уравнением

$$\frac{dC_8}{dt} = -\sigma_c^8 C_8 \Phi - (1 - \phi)(\eta_5 \sigma_a^5 C_5 + \eta_9 \sigma_a^9 C_9 + \eta_1 \sigma_a^1 C_1) \Phi \epsilon e^{-B^2 \tau}. \quad (7.26)$$

Первый его член характеризует убыль ядер U^{238} за счет захвата тепловых нейтронов и последующего превращения в Pu^{239} . Второй член означает скорость убыли концентрации U^{238} за счет поглощения резонансных нейтронов. В самом деле, сумма в скобках характеризует скорость генерации нейтронов деления на изотопах U^{235} , Pu^{239} и Pu^{241} . Умножение скобки на ϵ и $e^{-B^2 \tau}$ учитывает размножение на быстрых нейтронах и утечку в процессе замедления, а умножение на вероятность резонансного захвата $(1 - \phi)$ скорости генера-

ции замедляющихся нейтронов дает в результате количество актов резонансного захвата нейтронов U^{238} или, что то же самое, скорость убыли концентрации U^{238} за счет поглощения резонансных нейтронов.

Так как в соответствии с упрощенной цепочкой ядерных превращений в результате реакции (n, γ) на ядрах U^{238} все эти ядра превращаются в Pu^{239} , скорость образования Pu^{239} определяется как сумма

$$\sigma_c^8 C_8 \Phi + (1 - \varphi)(\eta_5 \sigma_a^5 C_5 + \eta_9 \sigma_a^9 C_9 + \eta_1 \sigma_a^1 C_1) \Phi e^{-B^2 \tau}.$$

Убыль Pu^{239} происходит за счет реакций деления $\sigma_f^9 C_9 \Phi$ и радиационного захвата $\sigma_c^9 C_9 \Phi$:

$$\frac{dC_9}{dt} = -\sigma_c^8 C_8 \Phi - (1 - \varphi)(\eta_5 \sigma_a^5 C_5 + \eta_9 \sigma_a^9 C_9 + \eta_1 \sigma_a^1 C_1) \Phi e^{-B^2 \tau} - \sigma_f^9 C_9 \Phi - \sigma_c^9 C_9 \Phi. \quad (7.27)$$

Образование Pu^{240} происходит за счет реакции радиационного захвата тепловых нейтронов Pu^{239} и последующего превращения в Pu^{241} :

$$\frac{dC_0}{dt} = \sigma_c^9 C_9 \Phi - \sigma_c^0 C_0 \Phi. \quad (7.28)$$

Изменение концентрации Pu^{241} происходит за счет его образования из Pu^{240} и убыли вследствие реакции деления и радиационного захвата, аналогичных выражению (7.27):

$$\frac{dC_1}{dt} = \sigma_c^0 C_0 \Phi - \sigma_f^1 C_1 \Phi - \sigma_c^1 C_1 \Phi. \quad (7.29)$$

Уравнения (7.26)—(7.29) вместе с (7.12) представляют собой полную систему уравнений кинетики выгорания и воспроизводства. Аналитическое решение этой системы весьма затруднительно и возможно только при введении дополнительных упрощений. На рис. 7.1 приведены качественные результаты решения системы (7.12), (7.26)—(7.29) для водяного реактора, работающего на обогащенном уране при постоянной мощности. Из рисунка видно, что при работе реактора в наибольшем количестве образуется Pu^{239} . Последующие изотопы плутония накапливаются в меньших количествах. Постепенное увеличение плотности нейтронного потока предопределяет увеличение скорости выгорания U^{238} и соответственно ускорение процесса образования Pu^{239} . В то же время увеличение концентрации Pu^{239} и плотности нейтронного потока влечет за собой ускорение выгорания плутония в результате деления его ядер и захвата ими нейтронов с превращением в Pu^{240} . Отличие характера зави-

симости $C_0(t)$ от $C_9(t)$ объясняется тем, что микроскопическое сечение поглощения Pu^{240} почти в четыре раза меньше сечения поглощения Pu^{239} . Поэтому накопление Pu^{240} идет с возрастающей интенсивностью. Образование Pu^{241} пренебрежимо мало, так как, с одной стороны, мала концентрация исходного изотопа Pu^{240} , а с другой — сечение поглощения Pu^{241} в пять раз меньше сечения поглощения Pu^{240} .

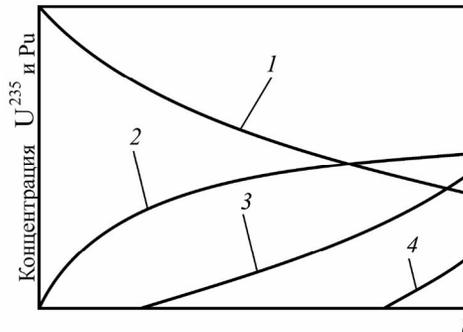


Рис. 7.1. Кинетика выгорания и воспроизводства ядерного топлива:
1 — выгорание U^{235} , 2, 3, 4 — воспроизводство $\text{Pu}^{239, 240, 241}$ соответственно

При выводе формул (7.22) и (7.23) накопление плутония не учитывалось. Поэтому эти соотношения достаточно точны при малых значениях z .

При больших выгораниях необходимо учитывать вклад от деления ядер плутония. Для значительных выгораний рекомендуются следующие формулы, устанавливающие связь между энерговыделением, выгоранием урана и временем работы реактора:

$$\Phi = 2,3 \cdot 10^{10} \frac{N_p^0}{x_5} \left(1 + \frac{\sigma_f^9 C_9}{\sigma_f^5 C_5} \right)^{-1}; \quad (7.30)$$

$$N_p^0 t_k = 7,5 \cdot 10^5 \left[(1 - e^{-z}) \frac{C_5^0}{C_8^0} + \frac{\sigma_f^9}{\sigma_f^5} \cdot \frac{1}{C_8^0} \int_0^z C_9(z) dz \right], \quad (7.31)$$

где N_p^0 — мощность, снимаемая с тонны урана, МВт/т; t_k — продолжительность кампании, сут; $C_9(z)$ — концентрация Pu^{239} , соответствующая данному значению z и определяемая решением уравнения (7.27).

Левая часть выражения (7.31) определяет полное количество энергии, которое выделится в 1 т ядерного топлива. Два члена правой части характеризуют вклад в энерговыделение за счет деления U^{235} и Pu^{239} .

При расчете ядерного реактора на стадии предэскизного проектирования изменениями концентрации Pu^{240} и Pu^{241} обычно пренебрегают, полагая их равными нулю, а учитывают только накопление Pu^{239} . В процессе работы концентрация Pu^{239} вначале будет постепенно увеличиваться, достигнет по истечении весьма большого времени максимального значения, а затем начнет уменьшаться.

В энергетических реакторах максимальная концентрация Pu^{239} обычно составляет небольшую часть от начальной концентрации U^{235} . Кроме того, при тех кампаниях судовых ядерных реакторов, которые обычно имеют место, максимальная концентрация плутония в реакторе, как правило, не достигается, как это и показано на рис. 7.1.

Для оценки относительной интенсивности образования вторичных делящихся веществ используется коэффициент воспроизводства, представляющий собой отношение скорости увеличения концентрации вторичного делящегося нуклида к скорости уменьшения концентрации первоначально загрузенного нуклида:

$$k_{\text{в}} = \frac{\frac{dC_{\text{вт}}}{dt}}{\frac{dC_{\text{очн}}}{dt}}. \quad (7.32)$$

В реакторах с урановым топливом коэффициент воспроизводства называется также *плутониевым коэффициентом*.

Выражение для $k_{\text{в}}$ можно получить, подставив в (7.32) значения $\frac{dC_{\text{вт}}}{dt}$ и

$\frac{dC_{\text{очн}}}{dt}$ из (7.27) и (7.16) соответственно и пренебрегая делением Pu^{241} :

$$k_{\text{в}} = \frac{\sigma_c^8 C_8}{\sigma_a^5 C_5} + (1 - \phi) \eta_5 \epsilon e^{-B^2 \tau} - \frac{\sigma_a^9 C_9}{\sigma_a^5 C_5} \left[1 - (1 - \phi) \eta_9 \epsilon e^{-B^2 \tau} \right]. \quad (7.33)$$

В начале кампании, когда $C_9 = 0$, последний член уравнения (7.33) становится равным нулю.

Из выражения (7.33) становится понятно влияние на коэффициент размножения параметров размножающей среды. Очевидно, что увеличение обогащения негативно влияет на плутониевый коэффициент (первый член выражения 7.33). Это объясняется тем, что с увеличением обогащения уменьшается концентрация ядер U^{238} , являющегося источником образования Pu^{239} . Для чистого U^{235} коэффициент воспроизводства вообще равен нулю, так как $C_8 = 0$ и $(1 - \phi) = 0$.

Кроме того, коэффициент воспроизводства прямо пропорционален вероятности резонансного захвата, числу вторичных нейтронов, приходящихся на

один акт захвата, коэффициенту размножения на быстрых нейтронах и вероятности избежания утечки в процессе замедления. Физически эти закономерности вполне очевидны и дополнительных пояснений не требуют.

7.4. Шлакование ядерного реактора

Как отмечено выше, к шлакам относятся все стабильные, а также долгоживущие радиоактивные продукты деления. Поглощающая способность шлаков после выключения реактора практически не изменяется, и соответствующая потеря реактивности, таким образом, не восстанавливается. Заимствование термина «шлаки» для названия таких продуктов реакции деления связано именно с этим обстоятельством.

Количественно шлакование определяется отношением числа тепловых нейтронов, поглощенных в шлаках, к числу тепловых нейтронов, поглощенных в U^{235} :

$$q_{\text{шл}}^i = \frac{\sum_a^i}{\sum_a^s}. \quad (7.34)$$

Полное шлакование определится выражением

$$q_{\text{шл}} = \frac{\sum_i \sum_a^i}{\sum_a^s}. \quad (7.35)$$

С точки зрения оценки влияния шлаков на реактивность реактора их удобно разбить на группы. К первой группе относятся шлаки, имеющие сечение поглощения, значительно превышающее сечение поглощения топлива, поэтому их концентрации достигают равновесия (табл. 7.1).

Таблица 7.1

Шлаки первой группы

Изотоп	Доля выхода, %	Сечение поглощения, барн
Sm ¹⁴⁹	1,3	74 500
Gd ¹⁵⁷	0,0074	200 000
Eu ¹⁵⁵	0,03	14 000
Cd ¹¹³	0,014	19 500
Sm ¹⁵⁵	0,445	10 000

Относительное поглощение в шлаках первой группы

$$\frac{\sum_{\text{мл}}}{\sum_5} = 1,51 \cdot 10^{-2} \text{ (при } z > 0,1\text{)}. \quad (7.36)$$

Включенный в первую группу Sm^{149} будет в следующих разделах рассматриваться отдельно, а потеря нейтронов, вызванная его накоплением, рассматриваться как отравление реактора.

Ко второй группе относятся шлаки, сечение поглощения которых одного порядка с сечением поглощения топлива. Для этой группы с увеличением относительного выгорания поглощение в шлаках растет (табл. 7.2).

Таблица 7.2

Шлаки второй группы

Изотоп	Доля выхода, %	Сечение поглощения, барн
Kl^{83}	0,62	205
Tc^{49}	6,20	100
Rh^{108}	2,90	150
Xe^{131}	2,90	120
Nd^{143}	6,20	290
Sm^{152}	0,28	140
Eu^{153}	0,14	420

Поглощение нейтронов в шлаках второй группы в зависимости от эффективного времени приведено в табл. 7.3. При малых $z < 0,2$ поглощение нейтронов шлаками этой группы пропорционально степени выгорания z и определяется соотношением

$$\sum_{\text{II}} q_i = 4,14 \cdot 10^{-2} z. \quad (7.37)$$

Таблица 7.3

Поглощение нейтронов в шлаках второй группы

z	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0
$\sum q_i \cdot 10^{-3}$	8,0	15,6	22,6	29,3	36	50	62	80

К третьей группе относятся остальные шлаки со слабым поглощением. Наиболее важные из них приведены в табл. 7.4. Для третьей группы шлаков сумма потерь характеризуется величиной

$$\sum_{\text{III}} q_i = 1,14 \cdot 10^{-2} z. \quad (7.38)$$

Таблица 7.4

Шлаки третьей группы

Изотоп	Доля выхода, %	Сечение поглощения, барн
Kr ⁸²	0,30	45,0
Kr ⁸⁵	0,32	15,0
Mo ⁹⁵	6,30	13,0
Ag ¹⁰⁹	0,028	85,0
I ¹²⁷	9,25	6,0
C ¹³² _S	6,60	29,0
L ¹³⁹ _a	6,30	8,5
Pt ¹⁴¹	5,70	1,1
Nd ¹⁴¹	6,00	5,0
Nd ¹⁴⁵	4,00	52,0
Nd ¹⁴⁶	3,20	10,0
Pm ¹⁴⁷	2,60	90,0

Суммарное поглощение тепловых нейтронов шлаками всех групп приведено в табл. 7.5.

Таблица 7.5

Суммарное поглощение тепловых нейтронов

z	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0
$\Sigma q \cdot 10^{-3}$	25	35	45	54	63	81	100	129

В эксплуатационной практике для оценки изменения размножающих свойств среды при накоплении шлаков используется величина потери реактивности на шлакование

$$\rho_{\text{шл}} = \frac{K_{\text{эф}}^{\text{шл}} - 1}{K_{\text{эф}}^{\text{шл}}}, \quad (7.39)$$

где $K_{\text{эф}}^{\text{шл}} < 1$ — эффективный коэффициент размножения зашлакованного реактора.

Единица в числителе по существу является исходным значением эффективного коэффициента размножения не работавшего ранее (незашлакованного) реактора. С учетом этого соображения (7.39) можно переписать в виде

$$\rho_{\text{шл}} = \frac{K_{\text{эф}}^{\text{шл}} - K_{\text{эф}}^0}{K_{\text{эф}}^{\text{шл}}}. \quad (7.40)$$

При рассмотрении зависимости $K_{\text{эф}}$ от свойств топлива было показано, что изменение состава топлива сказывается на $K_{\text{эф}}$ главным образом через значение коэффициента использования тепловых нейтронов θ и число вторичных нейтронов на один акт поглощения η . Так как с изменением концентрации шлаков η не изменяется, можно считать, что $K_{\text{эф}}^{\text{шл}} = \eta\theta^{\text{шл}}\varepsilon\phi P_3 P_d$, а $K_{\text{эф}}^0 = \eta\theta^0\varepsilon\phi P_3 P_d$. Подставив это выражение в (7.40) и произведя сокращения, получим

$$\rho_{\text{шл}} = 1 - \frac{\theta^0}{\theta^{\text{шл}}}. \quad (7.41)$$

Рассматривая для упрощения гомогенизированную активную зону, можно использовать зависимости

$$\theta^{\text{шл}} = \frac{\Sigma_a^5}{\Sigma_{a_{\text{шл}}}^0 + \Sigma_a^{\text{шл}}};$$

$$\theta^0 = \frac{\Sigma_a^5}{\Sigma_{a_{\text{шл}}}^0}.$$

Подставив эти выражения в уравнение (7.41), будем иметь

$$\rho_{\text{шл}} = -\frac{\Sigma_{a_{\text{шл}}}^{\text{шл}}}{\Sigma_{a_{\text{шл}}}^0}.$$

Умножив числитель и знаменатель последнего равенства на Σ_a^5 , можем представить его в виде

$$\rho_{\text{шл}} = -\frac{\Sigma_a^{\text{шл}}}{\Sigma_a^5} \frac{\Sigma_a^5}{\Sigma_{a_{\text{шл}}}^0} = -q_{\text{шл}}\theta^0, \quad (7.42)$$

где $\Sigma_a^{\text{шл}} = \sum_i \Sigma_a^i$ — суммарное макроскопическое сечение захвата тепловых нейтронов шлаками.

Таким образом, для вычисления потери реактивности на шлакование необходимо определить зависимость концентрации шлаков от времени. Решается эта задача с использованием системы уравнений кинетики шлакования, которые могут быть составлены для каждого шлака. Изменение концентрации i -го шлака во времени определится дифференциальным уравнением

$$\frac{dC_i}{dt} = \sigma_f^5 \Phi C_5^5 \gamma_i^5 - \sigma_a^i \Phi C_i, \quad (7.43)$$

где γ_i^5 — доля выхода i -го шлага при делении U^{235} (делением Pu^{239} и Pu^{241} пренебрегаем).

Для упрощения примем, что плотность нейтронного потока и концентрация ядер U^{235} не меняется (вообще говоря, это справедливо для малых выгораний). Решение (7.43) примет вид

$$C_i = \frac{\gamma_i^5 \sigma_f^5 N_5}{\sigma_a^i} (1 - e^{-\sigma_a^i t}). \quad (7.44)$$

Тогда

$$q_{\text{шл}}^i = \frac{\gamma_i^5 \sigma_f^5}{\sigma_a^5} (1 - e^{-\sigma_a^i t}) \quad (7.45)$$

или в зависимости от эффективного времени

$$q_{\text{шл}}^i = \frac{\gamma_i^5 \sigma_f^5}{\sigma_a^5} \left(1 - e^{-\frac{\sigma_a^i}{\sigma_a^5} z} \right). \quad (7.46)$$

Из этого уравнения видно, что с течением кампании поглощение в шлагах непрерывно возрастает, стремясь к стационарному значению, равному

$$\frac{\gamma_i^5 \sigma_f^5}{\sigma_a^5}.$$

Таким образом, с учетом (7.46) суммарная потеря реактивности на шлагование также непрерывно увеличивается:

$$\rho_{\text{шл}}(z) = -\theta^0 \sum_i \frac{\gamma_i^5 \sigma_f^5}{\sigma_a^5} \left(1 - e^{-\frac{\sigma_a^i}{\sigma_a^5} z} \right), \quad (7.47)$$

стремясь к предельному значению

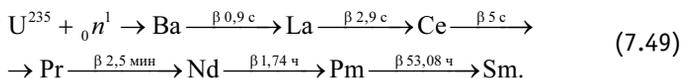
$$\rho_{\text{шл}} = -\theta^0 \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} \sum_i \gamma_i. \quad (7.48)$$

7.5. Отравление реактора самарием

Кинетика отравления самарием

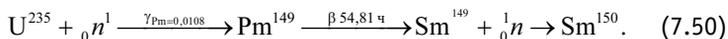
В предыдущем разделе было отмечено, что самарий — стабильный изотоп, поэтому поглощение им нейтронов следует называть шлакованием. Однако вследствие значительного влияния на реактивность самарий занимает особое место, поэтому поглощение нейтронов самарием называют отравлением.

Необходимо отметить, что при составлении уравнения шлакования (7.43) было сделано допущение, что все шлаки являются непосредственными продуктами деления ядер U^{235} . Вследствие этого были получены несколько завышенные текущие значения концентраций шлаков. На самом деле большинство шлаков, в том числе и Sm^{149} , образуется не как непосредственные осколки деления, а в результате радиоактивного распада этих осколков. Sm^{149} возникает только в цепочке распада продуктов деления с массовым числом 149:



Выход Sm^{149} равен кумулятивному выходу Pm^{149} ($\gamma_{Pm} = 1,08\%$ для U^{235}).

Обычно ограничиваются упрощенной схемой, в которой пренебрегают всеми предшественниками кроме Pm^{149} . Для учета Nd^{149} используют эффективный период полураспада, равный $T = T(Nd) + T(Pm) = 54,81 \text{ ч}$, которому соответствует $\lambda_{Pm} \cong 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$.



Цепочка превращений (7.50) описывается следующими дифференциальными уравнениями:

$$\frac{dC_{Pm}}{dt} = \gamma_{Pm} \sigma_f^5 C_5 \Phi - \lambda_{Pm} C_{Pm}; \quad (7.51)$$

$$\frac{dC_{Sm}}{dt} = \gamma_{Pm} C_{Pm} - \sigma_a^{Sm} C_{Sm} \Phi. \quad (7.52)$$

Стационарное отравление реактора самарием после первого пуска реактора

Состояние работающего реактора, при котором концентрация Sm^{149} не изменяется во времени, называется стационарным отравлением. Из выражения (7.52) следует, что такое состояние наступает при равенстве скоро-

стей образования и убыли самария. А так как равновесная концентрация самария наступает одновременно с равновесной концентрацией прометия, то из (7.51) и (7.52) можно получить выражение для стационарной концентрации прометия и самария:

$$C_{\text{Pm}}^{\text{ст}} = \frac{\gamma_{\text{Pm}} \sigma_f^5 C_5}{\lambda_{\text{Pm}}} \Phi. \quad (7.53)$$

Умножив числитель и знаменатель на C_U , выделим обогащение $x = \frac{C_5}{C_U}$ и с учетом этого получим:

$$C_{\text{Pm}}^{\text{ст}} = \frac{\gamma_{\text{Pm}} \sigma_f^5 C_U}{\lambda_{\text{Pm}}} x \Phi; \quad (7.54)$$

$$C_{\text{Sm}}^{\text{ст}} = \frac{\lambda_{\text{Pm}} C_{\text{Pm}}^{\text{ст}}}{\sigma_a^{\text{Sm}} \Phi} = \frac{\gamma_{\text{Pm}} \sigma_f^5 C_5}{\sigma_a^{\text{Sm}}} = \frac{\gamma_{\text{Pm}} \sigma_f^5 C_U}{\sigma_a^{\text{Sm}}} x; \quad (7.55)$$

$$q_{\text{Sm}}^{\text{ст}} = \frac{\gamma_{\text{Pm}} \Sigma_f^U}{\Sigma_a^U}. \quad (7.56)$$

Крайне важно, что равновесная концентрация самария от плотности нейтронного потока не зависит, а определяется только (!) обогащением ура-

на. Так, для природного урана $\left(\frac{\Sigma_f^U}{\Sigma_a^U} = 0,54 \right)$ величина $q_{\text{Sm}}^{\text{ст}}$ составляет

0,00755, а для чистого U^{235} $\left(\frac{\Sigma_f^U}{\Sigma_a^U} = 0,84 \right)$ $q_{\text{Sm}}^{\text{ст}} = 0,0117$.

Потеря реактивности на отравление самарием определяется по выражению (7.42):

$$\rho_{\text{Sm}} = - \frac{\sigma_a^{\text{Sm}} C_{\text{Sm}}}{\sigma_a^5 C_5} \theta^0, \quad (7.57)$$

а для стационарного отравления

$$\rho_{\text{Sm}}^{\text{ст}} = - \frac{\sigma_f^5}{\sigma_a^5} \gamma_{\text{Pm}} \theta^0. \quad (7.58)$$

Потеря реактивности $\rho_{\text{Sm}}^{\text{ст}}$, обусловленная стационарным отравлением Sm^{149} , для корабельных реакторов составляет 0,6—0,9%.

На практике при рассмотрении стационарного отравления самарием вторым по важности после абсолютной величины фактором является время достижения полного стационарного отравления.

Динамика достижения стационарной концентрации Sm^{149} описывается уравнениями (7.51) и (7.52). Решим эти уравнения в предположении, что ранее реактор не работал, т. е. при $t=0$ и $C_{Pm} = C_{Sm} = 0$, и что после пуска реактора плотность нейтронного потока и концентрация ядер U^{235} постоянны. Тогда

$$C_{Pm} = \frac{\gamma_{Pm} \sum_f^5 \Phi_0}{\lambda_{Pm}} (1 - e^{-\lambda_{Pm} t}); \quad (7.59)$$

$$C_{Sm} = \frac{\gamma_{Pm} \sum_f^5}{\sigma_a^{Sm}} \left(1 + \frac{\lambda_{Pm}}{\sigma_a^{Sm} \Phi_0 - \lambda_{Pm}} e^{-\sigma_a^{Sm} \Phi_0 t} - \frac{\sigma_a^{Sm}}{\sigma_a^{Sm} \Phi_0 - \lambda_{Pm}} e^{-\lambda_{Pm} t} \right)$$

или, пренебрегая третьим членом в скобках последнего уравнения ввиду его малости,

$$C_{Sm} = \frac{\gamma_{Pm} \sum_f^5}{\sigma_a^{Sm}} \left(1 + \frac{\lambda_{Pm}}{\sigma_a^{Sm} \Phi_0 - \lambda_{Pm}} e^{-\sigma_a^{Sm} \Phi_0 t} \right). \quad (7.60)$$

Анализ уравнений (7.59) и (7.60) показывает, что после первого пуска не работавшего ранее реактора отравление самарием возрастает согласно уравнению (7.60). Время наступления стационарного отравления в первую очередь зависит от величины плотности нейтронного потока (произведение $\Phi_0 t$ в показателе степени при e : чем быстрее оно будет увеличиваться, тем быстрее второй член в скобке выражения (7.60) стремится к нулю). Например, при $\Phi_0 = 10^{12}$ время достижения стационарного отравления примерно 1000 сут, при $\Phi_0 = 10^{13}$ — 100 сут, при $\Phi_0 = 10^{14}$ — 10 сут с момента первого пуска реактора.

Таким образом, следует отметить главное: при плотности нейтронного потока, характерной для корабельных реакторов, т. е. при $\Phi_0 = (0,3—5)10^{14}$, стационарное отравление самарием достигается за несколько десятков суток эксплуатации (в зависимости от мощности, на которой эксплуатируется реактор) и впредь не изменяется в течении всей кампании.

Нестационарное отравление самарием после остановки реактора. Прометиев провал

Кинетика шлакования реактора после его остановки описывается уравнениями (7.59) и (7.60), которые в данном случае ($\Phi_0 = 0$) принимают вид

$$\frac{dC_{Pm}}{dt} = -\lambda_{Pm} C_{Pm}; \quad (7.61)$$

$$\frac{dC_{Sm}}{dt} = \lambda_{Pm} C_{Pm}. \quad (7.62)$$

Очевидно, что в остановленном реакторе прометий не образуется, а лишь убывает вследствие радиоактивного распада, а самарий, будучи стабильным, накапливается в активной зоне, причем увеличение его концентрации происходит за счет распада прометия и до тех пор, пока не распадется весь Pm^{149} .

Рост концентрации Sm^{149} влечет за собой уменьшение запаса реактивности, который в теории реакторов принято называть *прометиевым провалом*.

Решение уравнений (7.61) и (7.62) имеет вид

$$C_{Pm} = C_{Pm}^0 e^{-\lambda_{Pm} t}; \quad (7.63)$$

$$C_{Sm} = C_{Sm}^0 + C_{Pm}^0 (1 - e^{-\lambda_{Pm} t}). \quad (7.64)$$

На рис. 7.2 представлены качественные зависимости $C_{Pm}(t)$, $C_{Sm}(t)$, $\rho_{Sm}(t)$ для практически значимого случая, когда стационарная концентрация самария достигнута.

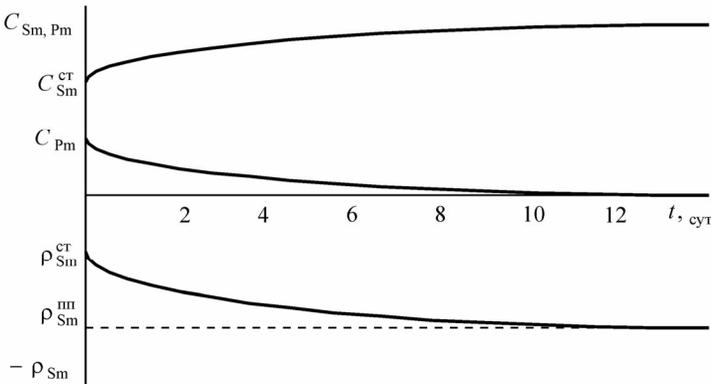


Рис. 7.2. Изменение параметров $C_{Pm}(t)$, $C_{Sm}(t)$ и $\rho_{Sm}(t)$ после остановки реактора

Если ранее было особо подчеркнуто, что стационарное отравление не зависит от величины плотности потока, то глубина прометиевого провала прямо пропорциональна мощности (плотности нейтронного потока), на которой реактор работал до остановки. Это объясняется тем, что, как было сказано, C_{Sm}^0 уже через несколько десятков суток работы становится равным $C_{Sm}^{ст}$, зато C_{Pm}^0 прямо пропорционально плотности нейтронного потока перед остановкой — см. уравнения (7.53) и (7.54).

Как уже указывалось, для практически значимых случаев ($t_k > 30$ сут) выражение (7.64) приобретает вид

$$C_{Sm} = C_{Sm}^{ct} + \frac{\gamma_{Pm} \sigma_f^5 C_5}{\lambda_{Pm}} (1 - e^{-\lambda_{Pm} t}) \Phi. \quad (7.65)$$

Тогда потеря реактивности на отравление самарием определится из выражения

$$\rho_{Sm} = \rho_{Sm}^{ct} + \frac{\gamma_{Pm} \sigma_f^5 \sigma_a^{Sm} \theta^0}{\lambda_{Pm} \sigma_a^5} (1 - e^{-\lambda_{Pm} t}) \Phi. \quad (7.66)$$

Теоретически полная глубина прометиевого провала достигается при $t \rightarrow \infty$, тогда

$$\rho_{Sm}^{mn} = - \frac{\gamma_{Pm} \sigma_f^5 \sigma_a^{Sm} \theta^0}{\lambda_{Pm} \sigma_a^5} \Phi. \quad (7.67)$$

В инженерной практике можно считать, что фактическая глубина прометиевого провала составляет 0,95 максимальной. Тогда, чтобы определить время, необходимое для достижения полной глубины прометиевого провала, преобразуем (7.66) к виду

$$\rho_{Sm} = \rho_{Sm}^{ct} + \rho_{mn} (1 - e^{-\lambda_{Pm} t}),$$

откуда

$$\frac{\rho_{Sm} t_{уст}^{mn} - \rho_{Sm}^{ct}}{\rho_{mn}} = 0,95 = 1 - e^{-\lambda_{Pm} t_{уст}^{mn}}.$$

Из последнего выражения после подстановки λ_{Pm} получим, что фактическая глубина прометиевого провала достигается примерно за $t_{уст}^{mn} \approx 10$ сут.

Если перед остановкой реактор работал на максимальной мощности в течение времени, достаточного для получения равновесной концентрации Pm^{149} , и после остановки бездействовал, пока весь накопившийся прометий не распался, то потеря реактивности будет равна номинальной глубине прометиевого провала, определяемой для каждой конкретной конструкции реактора.

Если же до остановки C_{Pm}^{ct} не достигнута (реактор работал мало), или мощность не была номинальной, или времени стоянки было недостаточно для распада всего накопившегося прометия, то потеря реактивности $\rho_{Sm}(t_{ст})$ определяется в долях $\rho_{Sm_{ном}}^{mn}$ по номограммам или таблицам.

Если после достаточно длительной стоянки ($t > 10$ сут) реактор, в котором ранее было достигнуто стационарное отравление, выводится на мощность, то процесс выхода из прометиевого провала (разотравление) проходит так, как это показано, например, на рис. 7.3.

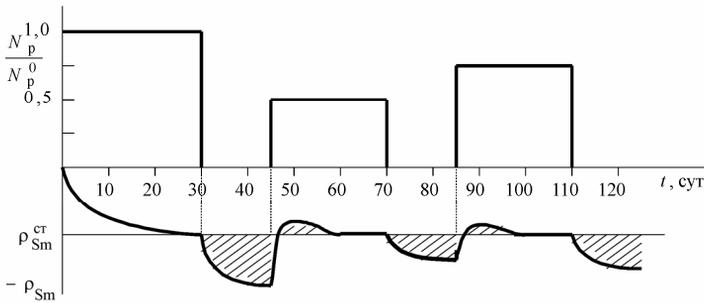


Рис. 7.3. Изменение отравления самарием в зависимости от режима работы реактора

Если считать, что в момент времени $t = 0$ реактор введен в действие впервые, то из рис. 7.3 видно, что примерно через 20 сут работы на номинальной мощности будет достигнуто стационарное отравление самарием, которое впоследствии в течение всей кампании остается постоянным. После работы на номинальной мощности в течение 30 сут реактор был остановлен, и в результате распада образовавшегося при работе на мощности прометия и появления из него самария реактор оказался в прометиевом провале. Глубина последнего зависит от мощности, на которой реактор работал до остановки. Через 10 сут была достигнута максимальная глубина прометиевого провала. После пуска реактора наблюдается так называемый самариевый выбег. Это уменьшение отравления объясняется тем, что в первый момент после пуска происходит интенсивный «расстрел» ядер самария нейтронами, в то время как накопление прометия, а следовательно, образование самария происходит значительно медленнее. Однако по прошествии некоторого времени концентрации и прометия, и самария достигают равновесного состояния, и отравление самарием вновь возвращается к стационарному значению. Из рис. 7.3 видно, что глубина прометиевого провала и величина самариевого выбега однозначно зависят от мощности, на которой реактор работал до остановки и на которую он затем был выведен.

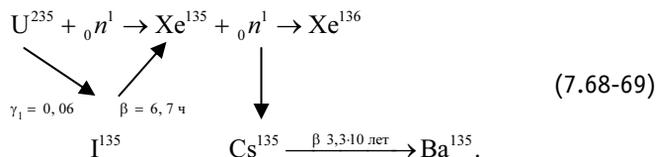
Аналогичные процессы происходят и при переходе реактора с одной мощности на другую. Однако ввиду того, что изменения потери реактивности на отравление самарием в переходных режимах малы и время этих изменений исчисляется десятками суток, в эксплуатационной практике изменение шлакования топлива при снижениях и увеличениях мощности не учитывается.

7.6. Отравление реактора ксеноном

Кинетика отравления ксеноном

Как было отмечено в разделе 7.1, к короткоживущим радиоактивным элементам, вызывающим отравление реактора, относятся Xe^{135} , Rh^{105} , Xe^{133} , Ce^{141} , Pr^{244} и другие. Главную роль в процессе отравления играет Xe^{135} , обладающий исключительно большим (максимальным среди всех ядер) сечением поглощения тепловых нейтронов. При энергии нейтронов $E = 0,084$ эВ $\sigma_a^{\text{Xe}} = 3,5 \cdot 10^6$ барн. Для стандартной энергии тепловых нейтронов $E = 0,025$ эВ $\sigma_a^{\text{Xe}} = 2,72 \cdot 10^6$ барн. По мере увеличения энергии нейтронов σ_a^{Xe} быстро уменьшается. Так, при энергии 0,2—0,3 эВ сечение поглощения ксенона уменьшается уже на порядок.

На практике обычно не учитываются короткоживущие предшественники йода, продукты распада Xe^{135} и Xe^m в метастабильном состоянии. Также не учитывается непосредственный выход Xe^{135} при делении U^{235} ($\gamma_{\text{Xe}} = 0,003$). Таким образом, цепочка образования ксенона представляется в следующем виде:



С учетом сказанного уравнения, характеризующие скорость изменения концентрации ядер йода и ксенона, имеют вид

$$\frac{dC_1}{dt} = \gamma_1 \Sigma_f^5 \Phi - \lambda_1 C_1, \tag{7.70}$$

$$\frac{dC_{\text{Xe}}}{dt} = \lambda_1 C_1 + \gamma_{\text{Xe}} \Sigma_f^5 \Phi - \lambda_{\text{Xe}} C_{\text{Xe}} - \sigma_a^{\text{Xe}} C_{\text{Xe}} \Phi. \tag{7.71}$$

В уравнении (7.70) первый член соответствует непосредственному образованию йода при делении U^{235} , второй — радиоактивному распаду йода. В уравнении (7.71) первый член соответствует образованию Xe^{135} за счет распада I^{135} , второй — непосредственному образованию Xe^{135} при делении U^{235} , третий — радиоактивному распаду Xe^{135} , четвертый — поглощению нейтронов Xe^{135} и превращению его в Xe^{136} .

Зависимости (7.70) и (7.71) представляют собой систему дифференциальных уравнений кинетики отравления реактора ксеноном.

Стационарное отравление реактора ксеноном

Стационарным отравлением называется такое состояние реактора, при котором концентрация Xe^{135} не изменяется во времени. Аналитически это может быть выражено формулой

$$\frac{dC_{\text{Xe}}}{dt} = \frac{dC_I}{dt} = 0. \quad (7.72)$$

Тогда из выражения (7.70) может быть получена стационарная концентрация I^{135}

$$C_I^{\text{ст}} = \frac{\gamma_1 \sigma_f^5}{\lambda_1} C_5 \Phi. \quad (7.73)$$

Из выражения (7.73) видно, что стационарная концентрация I^{135} зависит от мощности реактора Φ и обогащения топлива C_5 .

Аналогично из выражения (7.71) можно получить стационарную концентрацию Xe^{135}

$$C_{\text{Xe}}^{\text{ст}} = \frac{\gamma_{\text{Xe}} \sigma_f^5 C_5 \Phi + \lambda_1 C_I^{\text{ст}}}{\sigma_a^{\text{Xe}} \Phi + \lambda_{\text{Xe}}}. \quad (7.74)$$

Подставив в (7.74) $C_I^{\text{ст}}$ из (7.73), получим

$$C_{\text{Xe}}^{\text{ст}} = \frac{(\gamma_{\text{Xe}} + \gamma_1) \sigma_f^5}{\sigma_a^{\text{Xe}} \Phi + \lambda_{\text{Xe}}} C_5 \Phi \quad (7.75)$$

или

$$C_{\text{Xe}}^{\text{ст}} = \frac{(\gamma_{\text{Xe}} + \gamma_1) \sigma_f^5 C_U}{\sigma_a^{\text{Xe}} \Phi + \lambda_{\text{Xe}}} x \Phi. \quad (7.76)$$

Отсюда получим выражение для стационарного отравления ксеноном:

$$\begin{aligned} q_{\text{Xe}}^{\text{ст}} &= \frac{\sigma_a^{\text{Xe}} C_{\text{Xe}}^{\text{ст}}}{\Sigma_a^U} = \frac{\sigma_a^{\text{Xe}} (\gamma_1 + \gamma_{\text{Xe}}) \Sigma_f^5 \Phi}{(\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_a^{\text{Xe}} \Phi) \Sigma_a^U} = \\ &= \frac{\sigma_a^{\text{Xe}} (\gamma_1 + \gamma_{\text{Xe}}) \Sigma_f^5 x \Phi}{(\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_a^{\text{Xe}} \Phi) \sigma_a^U}. \end{aligned} \quad (7.77)$$

Анализ выражения (7.77) показывает следующее:

- величина стационарного отравления ксеноном зависит от обогащения и от плотности нейтронного потока;

- при плотности нейтронного потока $\Phi \ll 10^{11}$ нейтр./см²·с второй член знаменателя много меньше первого: $\sigma_a^{Xe} \Phi \ll \lambda_{Xe}$, и выражение (7.77) принимает вид

$$q_{Xe}^{cr} = \frac{(\gamma_1 + \gamma_{Xe})}{\lambda_{Xe}} \sigma_a^{Xe} \Phi \frac{\Sigma_f^5}{\Sigma_a^U}, \quad (7.78)$$

т. е. при малой плотности нейтронного потока уровень стационарного отравления определяется прямой пропорциональной зависимостью от нейтронного потока;

- при плотности нейтронного потока $\Phi > 5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²·с, когда $\sigma_a^{Xe} \Phi \gg \lambda_{Xe}$, стационарное отравление ксенона в соответствии с (7.77) достигает значения

$$q_{Xe}^{cr} = (\gamma_{Xe} + \gamma_1) \frac{\Sigma_f^5}{\Sigma_a^U} = 0,0526x. \quad (7.79)$$

Физически указанные закономерности объясняются следующим образом. При больших плотностях нейтронного потока скоростью радиоактивного распада ксенона можно пренебречь по сравнению со скоростью его выгорания. В этом случае и скорость образования, и скорость выгорания ксенона будут определяться только значением плотности нейтронного потока.

Изменение Φ в равной степени будет влиять и на скорость образования, и на скорость выгорания ксенона, в результате чего равновесная концентрация при изменении мощности реактора будет оставаться неизменной.

С увеличением обогащения урана стационарное отравление увеличивается, так как при прочих равных условиях происходит больше актов деления, а значит, образуется больше ядер I^{135} и Xe^{135} . Максимальное значение q_{Xe}^{cr} достигается в чистом уране и составляет 0,053.

По аналогии с (7.42) и (7.69) можно записать выражение для потери реактивности на отравление реактора ксеноном:

$$\rho_{Xe} = -q_{Xe} \theta^0. \quad (7.80)$$

Предельная потеря реактивности на стационарное отравление ксеноном может быть вычислена для чистого урана ($x = 1$) и $\theta^0 \approx 0,8$ (реальное значение для ВВР):

$$\left(\rho_{Xe}^{cr}\right)_{\max} = -\frac{(\gamma_{Xe} + \gamma_1) \sigma_f^5}{\sigma_a^5} \approx -0,04. \quad (7.81)$$

Следовательно, максимальное стационарное отравление водо-водяных реакторов с урановым топливом составляет около 4%. Естественно, что при реаль-

ных обогащениях и плотностях нейтронного потока $\Phi < 10^{14}$ нейтр./см²·с значение $\rho_{\text{Xe}}^{\text{ст}}$ будет отличаться от полученного в выражении (7.81).

Следует отметить, что значение $\rho_{\text{Xe}}^{\text{ст}}$ для одной и той же мощности в процессе эксплуатации реактора меняется, что связано с изменением плотности нейтронного потока, обеспечивающего одну и ту же мощность в процессе кампании в зависимости от выгорания U^{235} . В соответствии с (7.76) это ведет к увеличению $C_{\text{Xe}}^{\text{ст}}$ и, следовательно, $\rho_{\text{Xe}}^{\text{ст}}$. Эта тенденция сохранялась бы до конца кампании, если бы эпюра нейтронного поля оставалась неизменной.

Однако наиболее интенсивное выгорание топлива, а следовательно, и накопление Xe^{135} происходит в центре активной зоны. Это приводит к тому, что плотность нейтронного потока в центре уменьшается, а с ней и концентрация Xe^{135} . Эти эффекты приводят к тому, что к концу кампании захват нейтронов ксеноном в среднем по зоне может уменьшаться.

Стационарное отравление изменяется также в зависимости от температуры активной зоны, так как с увеличением температуры уменьшается сечение захвата тепловых нейтронов ксеноном.

Как и в случае с самарием, рассмотренном в (7.5), важным представляется не только величина стационарного отравления, но и время его достижения. С этой целью решим систему дифференциальных уравнений (7.70), (7.71) в предположении, что при $t = 0$ $C_I = 0$ и $\Phi = \text{const}$. Тогда решение уравнения (7.70) принимает вид

$$C_I(t) = C_I^{\text{ст}} (1 - e^{-\lambda_I t}), \quad (7.82)$$

т. е. концентрация йода при работе реактора на постоянном уровне мощности увеличивается по экспоненциальному закону. Зависимость для $C_{\text{Xe}}(t)$ можно получить, подставив (7.82) в (7.71), как это сделано, например, в [22]. Однако для инженерных расчетов используют упрощенное решение выражения (7.71)

$$C_{\text{Xe}}(t) \cong C_{\text{Xe}}^{\text{ст}} (1 - e^{-\lambda_I t}), \quad (7.83)$$

которое достаточно точно отражает процессы накопления ксенона при $\Phi > 10^{14}$ нейтр./см²·с.

Таким образом, накопление ксенона, а следовательно, и уменьшение запаса реактивности, обусловленное отравлением ксеноном, следует экспоненциальному закону.

Для определенности положим, что стационарное отравление достигнуто, когда его величина будет равна 90% теоретически достижимой, и определим время $t_{\text{Xe}}^{\text{ст}}$, за которое оно достигается. Из выражения (7.83) следует, что

$$\frac{C_{Xe}(t_{Xe}^{ct})}{C_{Xe}^{ct}} = 1 - e^{-\lambda_1 t_{Xe}^{ct}} = 0,90. \quad (7.84)$$

Отсюда $e^{-\lambda_1 t_{Xe}^{ct}} = 0,10$ и $t_{Xe}^{ct} \cong 22$ ч.

Установившееся значение отравления практически полностью наступает через пять-шесть периодов полураспада I^{135} , т. е. через 35—40 ч.

В эксплуатационной практике иногда возникает необходимость приближенной оценки потери реактивности на отравление ксеноном в произвольный момент времени, когда $t < t_{Xe}^{ct}$. Для этого используется выражение, построенное на базе приближенной зависимости (7.83):

$$\rho_{Xe}(t) \cong \rho_{Xe}^{ct} (1 - e^{-\lambda_1 t}). \quad (7.85)$$

Для определения потери реактивности в любой момент времени по таблице находят значение потери реактивности, соответствующее стационарному отравлению при данной мощности, а затем по выражению (7.85) для заданного времени t вычисляют $\rho_{Xe}(t)$.

Графическое решение этой задачи базируется также на зависимости (7.85). Очевидно, что через промежуток времени $t = T_0 = 6,7$ ч, равный периоду полураспада I^{135} , потеря реактивности составит $0,5 \rho_{Xe}^{ct}$, через $t = 2T_1 = 13,4$ ч — $0,75 \rho_{Xe}^{ct}$ и т. д. Построив по этим точкам график $\rho_{Xe}(t)$, можно определить потери реактивности в любой момент времени.

Нестационарное отравление реактора ксеноном

Отравление реактора ксеноном после пуска, остановки или при изменении мощности реактора смещается во времени, т. е. является нестационарным.

Для рассмотрения процессов нестационарного отравления необходимо иметь решение системы дифференциальных уравнений (7.70), (7.71). Решим ее при следующих допущениях:

- реактор проработал на данной мощности несколько суток, и концентрации йода и ксенона достигли стационарных значений C_I^0 и C_{Xe}^0 ;
- плотность нейтронного потока и концентрация ядер U^{235} (т. е. Σ_a^s) не зависят от времени;
- при переходе с одной мощности на другую, остановке или пуске мощность меняется скачком.

При этих допущениях решение (7.70), (7.71) имеет вид

$$C_1(t) = C_1^0 + (C_1 - C_1^0)e^{-\lambda_1 t}; \quad (7.86)$$

$$C_{Xe}(t) = C_1^0 + \frac{\lambda_1}{\lambda_{Xe}^* - \lambda_1} (C_1 - C_1^0) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_{Xe}^* t}) + (C_{Xe} - C_{Xe}^0) e^{-\lambda_{Xe}^* t}, \quad (7.87)$$

где C_1 , C_{Xe} — стационарные концентрации йода и ксенона на вновь установившемся режиме работы реактора; C_1^0 и C_{Xe}^0 — концентрации йода и ксенона до начала маневра мощностью; λ_{Xe}^* — эффективная постоянная распада Xe^{135} в работающем реакторе, определяющая результирующую скорость убыли ксенона как за счет радиоактивного распада, так и расстрела: $\lambda_{Xe}^* = \lambda_{Xe} + \sigma_a^{Xe} \Phi$.

Накопление ксенона после остановки реактора. Йодная яма

Особенностью отравления реактора ксеноном является процесс временного снижения запаса реактивности вследствие накопления ядер ксенона после остановки реактора. *Йодной ямой* называется процесс временного снижения запаса реактивности после остановки (снижения мощности) реактора, происходящий вследствие нарушения баланса между скоростями убыли и образования Xe^{135} .

Для случая полной остановки реактора система уравнений (7.70) и (7.71) преобразуется к виду

$$\frac{dC_1}{dt} = -\lambda_1 C_1; \quad (7.88)$$

$$\frac{dC_{Xe}}{dt} = \lambda_1 C_1 - \lambda_{Xe} C_{Xe}. \quad (7.89)$$

Из этой системы следует, что образование I^{135} прекратилось, но его распад продолжается с периодом полураспада 6,7 ч. Образование же Xe^{135} продолжается за счет распада I^{135} , а сам ксенон распадается с периодом 9,2 ч.

Решение системы (7.88), (7.89) имеет вид

$$C_1(t) = C_1^0 e^{-\lambda_1 t}; \quad (7.90)$$

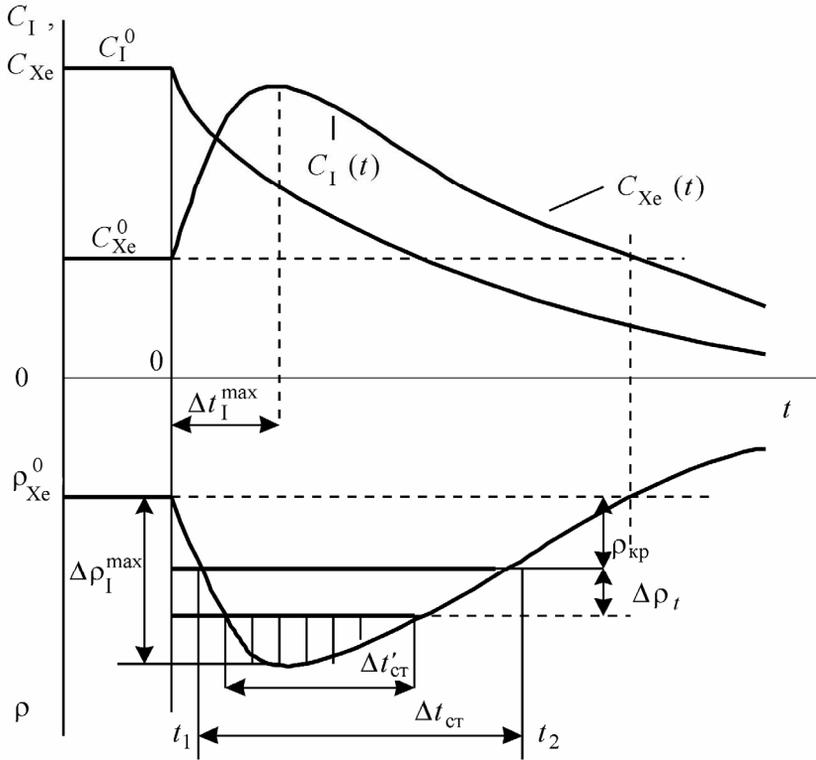
$$C_{Xe}(t) = C_1^0 e^{-\lambda_{Xe}t} + \frac{\lambda_I}{\lambda_{Xe} - \lambda_I} C_1^0 \left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_{Xe}t} \right). \quad (7.91)$$

Рассмотрим физический смысл процессов, протекающих в остановленном реакторе. Если $\Phi = 0$, то в уравнениях (7.70) и (7.71) скорости образования и расстрела (т. е. поглощения тепловых нейтронов) будут равны нулю. Значит, в остановленном реакторе будет протекать в соответствии с выражением (7.90) только процесс радиоактивного распада йода, накопленного к моменту остановки реактора. До остановки концентрация Xe^{135} уменьшалась как за счет своего распада, так и за счет расстрела. После остановки ($\Phi = 0$) расстрела не стало, однако образование ксенона из йода продолжается почти с той же интенсивностью, так как уменьшение концентрации йода происходит не скачкообразно, а постепенно. Таким образом, в результате распада йода образуется дополнительное (по отношению к моменту времени $t = 0$) количество ксенона. В уравнении (7.91) первое слагаемое описывает процесс радиоактивного распада ксенона, накопленного к моменту остановки, а второе — процессы образования и распада ксенона, возникающего из йода после остановки реактора. Из уравнения (7.89) видно, что если в первые моменты времени после остановки скорость образования ксенона из йода выше скорости распада ксенона, т. е. $\lambda_I C_1^0 > \lambda_{Xe} C_{Xe}^0$, то концентрация Xe начнет возрастать $\left(\frac{dC_{Xe}}{dt} > 0 \right)$. Для этого необходимо, чтобы в момент остановки выполнялось условие

$$\frac{C_1^0}{C_{Xe}^0} > \frac{\lambda_{Xe}}{\lambda_I} = 0,732. \quad (7.92)$$

Производная по времени от выражения (7.91) будет положительной (т. е. $\frac{dC_{Xe}}{dt} > 0$, и концентрация ксенона будет увеличиваться), что отвечает условию (7.92), если $\Phi \geq 7 \cdot 10^{11}$ нейтр./см²·с.

В корабельных водо-водяных реакторах, работающих на мощности, плотность нейтронного потока всегда больше 10^{12} нейтр./см²·с, поэтому концентрация Xe^{135} будет первоначально возрастать, как это показано на рис. 7.4. По прошествии некоторого времени значительная часть йода распадется, при этом $C_1 \ll C_{Xe}$, и скорость распада ксенона станет выше скорости его образования ($\lambda_{Xe} C_{Xe} > \lambda_I C_1$) — концентрация ксенона начнет уменьшаться.

Рис. 7.4. Отравление реактора Xe^{135} после его остановки

Изменение концентрации ксенона после остановки реактора неизбежно вызовет соответствующее изменение реактивности. Йодная яма, возникающая при этом, характеризуется глубиной $\Delta \rho_1^{\max} = \rho_{Xe}^{\max}(t) - \rho_{Xe}^0$, продолжительностью Δt_1 и временем достижения максимального отравления Δt_1^{\max} .

На рис. 7.5 показано изменение глубины отравления после остановки реактора в зависимости от плотности нейтронного потока до остановки. Как видно, все параметры йодной ямы возрастают с увеличением мощности реактора перед остановкой. Следует отметить резкое возрастание глубины йодной ямы при $\Phi \geq 5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см²·с. Максимальное отравление при этом в два-три раза превышает стационарное отравление перед остановкой, а продолжительность йодной ямы Δt_1 составляет 30—40 ч. Это может создать определенные проблемы, связанные с маневренностью реактора.

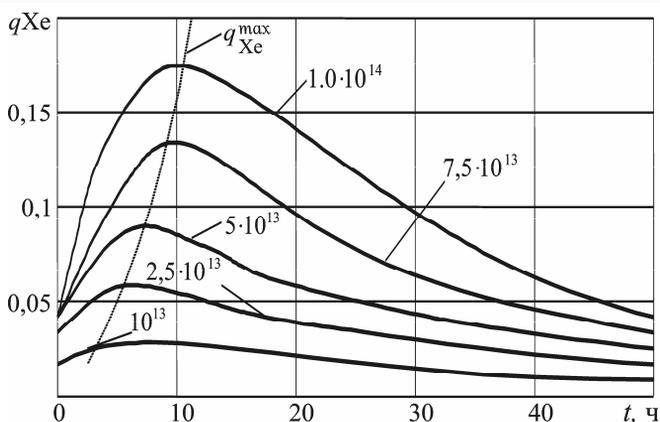


Рис. 7.5. Изменение глубины отравления реактора после его полной остановки при различных плотностях потока тепловых нейтронов перед остановкой

Чтобы пустить реактор из йодной ямы в любой момент, необходимо иметь возможность увеличить реактивность активной зоны на величину, равную $\Delta\rho_I^{\max}$. Если эту реактивность можно получить за счет извлечения из зоны компенсирующих органов, маневренность реактора не ограничена. Однако в конце кампании может наступить момент $\rho_{кр} < \Delta\rho_I^{\max}$ (см. рис. 7.5). Это значит, что в период времени $\Delta t_{ст}$ реактор нельзя будет пустить за счет извлечения органов компенсации. Расхолаживание реактора даст возможность высвободить реактивность, равную величине температурного эффекта $\Delta\rho_t$, которую можно будет использовать для пуска реактора. Возможность пуска определится в этом случае соотношением $\rho_{кр} + \Delta\rho_t \geq \Delta\rho_I^{\max}$.

В конце кампании $\rho_{кр} \rightarrow 0$, и может наступить момент, когда пуск реактора невозможен и после его расхолаживания.

Время t_1 от остановки до момента, когда еще возможен пуск реактора, называют *оперативным временем*. Это запас времени, которым располагает личный состав для нового ввода или штатной остановки реактора.

Важнейшей характеристикой йодной ямы также является время вынужденной стоянки $\Delta t'_{ст}$, в течение которого потеря реактивности за счет отравления превышает по абсолютной величине располагаемый оперативный запас реактивности.

Если складывается ситуация, при которой пуск реактора из йодной ямы может оказаться невозможным, а по обстановке он необходим, то принимают меры к уменьшению йодной ямы.

Самым распространенным является способ увеличения продолжительности остановки, т. е. плавное или ступенчатое с выдержкой времени снижение мощности реактора. В процессе такой остановки достигается «расстрел» некоторого количества ксенона.

Более сложным, но более действенным является способ импульсного «расстрела» ксенона. Реактор быстро останавливается. Перед истечением оперативного времени его на некоторое время вновь выводят на мощность, что приводит к «расстрелу» Xe^{135} и последующему уменьшению $\Delta\rho_1^{\max}$. В случае необходимости таких импульсов может быть несколько.

Кинетика отравления при выводе реактора на мощность

Если пуск осуществляется из полностью разотравленного состояния ($C_1^0 = C_{\text{Xe}}^0 = 0$), то решение уравнения (7.71) имеет вид

$$C_{\text{Xe}}(t) = C_{\text{Xe}}^0 \left(1 - e^{-\lambda_{\text{Xe}} t}\right) - \frac{\lambda_I}{\lambda_{\text{Xe}} - \lambda_I} C_1^0 \left(e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_{\text{Xe}} t}\right). \quad (7.93)$$

Из (7.93) следует, что теоретически стационарные значения концентрации Xe^{135} , отравления и потери реактивности достигаются при $t \rightarrow \infty$. Однако практически равновесное стационарное отравление достигается через 40—60 ч (в зависимости от плотности нейтронного потока). Это значит, что в течение 2—3 сут с момента пуска потеря реактивности на отравление ксеноном должна постоянно компенсироваться органами компенсации.

Отравление реактора ксеноном в переходных режимах

Будем считать, что во всех случаях мощность меняется скачкообразно. Тогда изменение концентрации I^{135} и Xe^{135} , а значит, и реактивности после изменения мощности будет подчиняться уравнениям (7.86), (7.87). Анализ выражения (7.87) для скачкообразного изменения плотности нейтронного потока от Φ_0 до Φ при начальных условиях

$$C_{\text{Xe}}^0 = C_{\text{Xe}}^{\text{cr}} = \frac{(\gamma_I + \gamma_{\text{Xe}}) \Sigma_f^U \Phi_0}{\lambda_{\text{Xe}}^*}; \quad (7.94)$$

$$C_1^0 = C_1^{\text{cr}} = \frac{\gamma_I \Sigma_f^U \Phi_0}{\lambda_I}. \quad (7.95)$$

показывает, что в начале переходного процесса концентрация Xe^{135} будет изменяться со скоростью

$$\frac{dC_{Xe}}{dt} = -\sigma_a^{Xe} (\Phi - \Phi_0) C_{Xe} + \gamma_{Xe} \Sigma_f^5 (\Phi - \Phi_0). \quad (7.96)$$

Знак изменения концентрации Xe^{135} противоположен знаку изменения мощности (плотности нейтронного потока): при увеличении мощности концентрация Xe^{135} первоначально уменьшается (ксеноновый выбег), а с уменьшением мощности увеличивается (йодная яма).

С физической точки зрения это явление, качественный характер которого показан на рис. 7.6, можно объяснить следующим образом. При уменьшении мощности вследствие падения плотности нейтронного потока интенсивность «расстрела» ксенона уменьшается скачком, в то время как образование его в первый момент времени, когда концентрация йода еще не успела снизиться, продолжается с прежней скоростью. В результате сразу после снижения мощности начинается возрастание концентрации Xe^{135} , а следовательно, и отравления. Однако, так как концентрация йода постепенно снижается, приближаясь к новому стационарному уровню, соответствующему меньшей плотности нейтронного потока, концентрация ксенона, достигнув максимума, начинает также убывать. При этом концентрация ксенона и отравление стремятся к стационарному уровню, соответствующему новому нейтронному потоку.

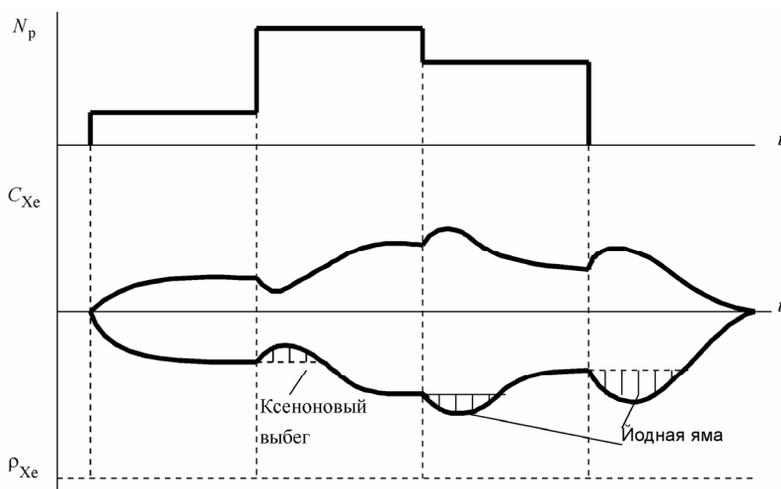


Рис. 7.6. Качественный характер изменения концентрации ксенона ^{135}Xe и реактивности при изменении мощности реактора

Использованный в данном разделе математический аппарат и полученные выводы справедливы при рассмотрении отравления без учета распределения плотности нейтронного потока по высоте активной зоны.

Переход к реальной активной зоне конечных размеров не приведет к каким-либо качественным изменениям полученных результатов. Однако количественные значения ρ_{Xe}^{ct} , q_{Xe}^{ct} , $\Delta\rho_1^{max}$, Δt_1^{max} и т. д. будут отличаться от таковых в рассмотренной нами бесконечной зоне в зависимости от характера распределения плотности нейтронного потока по активной зоне. Подробно этот вопрос рассмотрен в [5].

Одним из допущений при решении системы (7.70), (7.71) было постоянство концентрации U^{235} во времени. Однако стационарное отравление ксеноном и глубина йодной ямы возрастают по мере выгорания ядерного топлива в связи с тем, что для поддержания постоянства мощности при уменьшении количества топлива в реакторе приходится увеличивать плотность нейтронного потока. Это приводит к увеличению отравления. В корабельных реакторах стационарное отравление и глубина йодной ямы могут возрасти к концу кампании на 20—25% по сравнению с их значениями в начале кампании.

При рассмотрении процессов отравления реактора ксеноном необходимо также учитывать изменение температуры топлива. Дело в том, что Xe^{135} имеет первый резонансный пик при очень низкой энергии ($E_p = 0,084$ эВ). Поэтому среднее в спектре Максвелла сечение поглощения тепловых нейтронов ксеноном с ростом энергии тепловых нейтронов уменьшается быстрее, чем сечение поглощения U^{235} . Следовательно, при разогреве реактора отравление ксеноном будет уменьшаться.

Совместное влияние отравления реактора ксеноном и самарием

Как следует из разделов 7.5 и 7.6, главным отличием отравления самарием от отравления ксеноном является то, что реактивность ($\rho_{Sm}^{ct} + \Delta\rho_{pm}$), обусловленная отравлением, не восстанавливается, так как Sm^{149} в отличие от Xe^{135} стабилен и в остановленном реакторе (после окончания распада Pm) его концентрация не меняется.

Кроме того, необходимо отметить, что при больших значениях плотности нейтронного потока ($\Phi > 5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²·с) отравление реактора самарием ($q_{Sm}^{ct} + \Delta q_{pm}$) становится больше стационарного отравления ксеноном. Этот факт имеет практическое значение, так как в конце кампании, когда оперативный запас реактивности мал, может возникнуть угроза *запирания реактора* («самариевая смерть»), заключающегося в невозможности пуска без перезарядки активной зоны.

На рис. 7.7 показана качественная картина изменения реактивности после остановки реактора в результате совместного воздействия нестационарного отравления ксеноном и самарием. Представленные на рис. 7.7а дан-

ные свидетельствуют, что после остановки реактора и истечения оперативного времени наступает его вынужденная стоянка из-за попадания в йодную яму. Затем примерно через четверо суток после остановки в результате разотравления топлива от ксенона суммарная потеря реактивности от ксенона и самария становится меньше $\rho_{\text{зап}}$, и пуск реактора снова делается возможным. Однако по прошествии примерно восьми суток стоянки отравление Sm^{149} становится настолько сильным, что оперативный запас реактивности не обеспечивает пуск реактора. В этот момент наступает запираение реактора. В дальнейшем степень подкритичности может только увеличиваться, так как накапливаемый в зоне Sm^{149} стабилен.

На рис. 7.7б показан случай, когда $(\rho_{\text{Sm}} - \rho_{\text{Xe}}^{\text{ст}})$ меньше запаса реактивности, поэтому пуск реактора возможен в любой момент, кроме времени вынужденной стоянки.

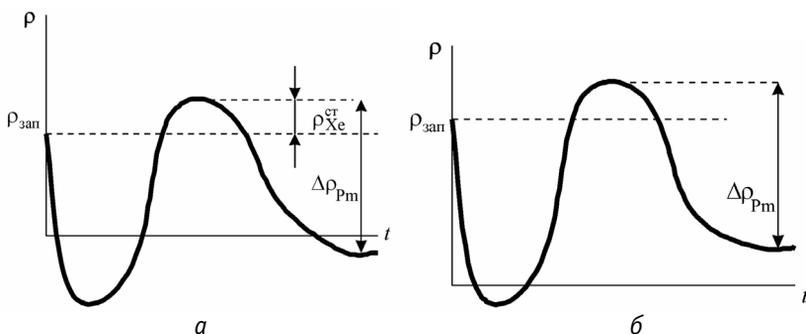


Рис. 7.7. Изменение реактивности после остановки реактора в результате совместного воздействия нестационарных отравлений ксеноном и самарием: а — отравление самарием приводит к запираению реактора; б — пуск реактора возможен

Следует отметить, что корабельные реакторы обычно работают при $\Phi < 5 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²·с, поэтому для них «самариевая смерть» даже в конце кампании практически невозможна.

7.9. Температурные эффекты реактивности

Влияние температуры на реактивность реактора

При работе ядерного реактора происходит значительное увеличение температуры активной зоны, корпуса реактора и отражателя.

Вследствие повышения температуры материалов активной зоны растет и температура нейтронного газа в реакторе. По этой причине уменьшаются сечение поглощения тепловых нейтронов и сечение деления на тепловых нейтронах. С ростом температуры из-за теплового расширения уменьшается плотность всех материалов активной зоны и прежде всего замедлителя. Уменьшение плотности приводит к уменьшению концентрации ядер и, следовательно, к уменьшению макроскопических сечений ($\xi\Sigma = \sigma C$).

Рост температуры нейтронного газа приводит к ужесточению спектра тепловых нейтронов и смещению энергии «сшивки» спектров тепловых и промежуточных нейтронов в область больших энергий. Сдвиг энергии «сшивки» приводит к уменьшению возраста тепловых нейтронов.

Повышение температуры ядерного топлива влечет за собой существенное увеличение скорости теплового движения ядер топлива. Происходит уширение пиков резонансного поглощения замедляющихся нейтронов. Вследствие увеличения температуры материалов отражателя изменяются его ядерные характеристики.

Перечисленные причины приводят к изменению реактивности реактора.

Изменение реактивности реактора, связанное с изменением температуры, называется *температурным эффектом*.

В наибольшей мере температурные эффекты присущи реакторам с водородосодержащими замедлителями, прежде всего водо-водяным. В ВВР с уменьшением плотности замедлителя и ростом температуры нейтронного газа происходит следующее:

- вследствие разного характера зависимости макроскопических сечений Σ_a и Σ_f от температуры нейтронного газа изменяется количество вторичных нейтронов на один акт поглощения η ;
- вследствие доплеровского уширения резонансных пиков и уменьшения плотности замедлителя значительно уменьшается вероятность избежания резонансного захвата;
- из-за уменьшения плотности замедлителя, т. е. уменьшения концентрации его ядер увеличивается коэффициент использования тепловых нейтронов;
- по причине увеличения вероятности проскока быстрого нейтрона в соседний твэл с энергией выше порога деления возрастает вероятность деления на быстрых нейтронах;
- увеличивается утечка замедляющихся нейтронов из-за увеличения возраста нейтронов;
- увеличивается утечка тепловых нейтронов, так как квадрат длины диффузии обратно пропорционален плотности замедлителя и прямо пропорционален $(1 - \theta)$, причем изменение плотности сказывается сильнее, чем эффект изменения $(1 - \theta)$;

- с ростом эффективной добавки вследствие возрастания диффузионной длины для отражателя уменьшается геометрический параметр реактора, а следовательно, уменьшается утечка.

Таким образом, в ядерном реакторе на тепловых нейтронах с водородосодержащим замедлителем нагрев реактора приводит к существенному изменению всех величин, входящих в критическое уравнение реактора, причем изменение одних параметров вызывает рост, а изменение других — уменьшение $K_{эф}$.

Для количественной оценки влияния температуры на условия размножения нейтронов используются понятия уже упоминавшегося температурного эффекта реактивности (ТЭР) и дифференциального температурного коэффициента реактивности или просто температурного коэффициента реактивности (ТКР).

ТЭР является интегральной характеристикой влияния температуры реактора на реактивность и представляет собой величину реактивности при разогреве или расхолаживании реактора в заданном интервале температур. Измеряется ТЭР, как и реактивность, в долях единицы или процентах.

ТКР является дифференциальной характеристикой влияния температуры реактора на реактивность и представляет собой величину изменения реактивности при разогреве реактора на 1°C . Измеряется ТКР в $^\circ\text{C}^{-1}$ в соответствии с определением

$$\alpha = \frac{d\rho(t)}{dt}, \quad (7.97)$$

где $\rho(t)$ — известная зависимость реактивности от температуры (рис. 7.8).

Так как $\rho = 1 - \frac{1}{K_{эф}}$, то после дифференцирования в соответствии с (7.8)

ТКР может быть определен выражением

$$\alpha = \frac{1}{K_{эф}} \frac{dK_{эф}}{dt}. \quad (7.98)$$

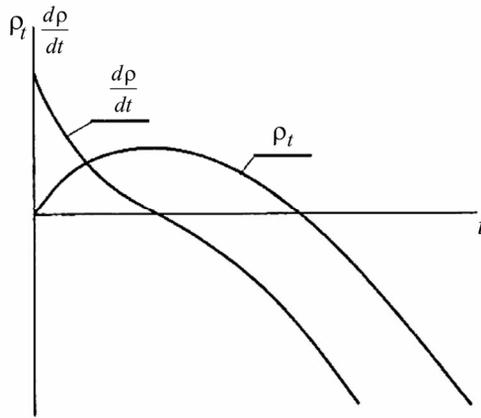


Рис. 7.8. Дифференциальный и интегральный температурные коэффициенты реактивности

В случаях, когда $K_{эф}$ близок к единице, для практических приложений используются зависимости

$$\alpha = \frac{1}{K_{эф}} \frac{dK_{эф}}{dt}; \quad (7.99)$$

$$\alpha = \frac{dK_{эф}}{dt}. \quad (7.100)$$

При малых значениях ρ различие всех трех приведенных формул для α не существенно.

Положительный ТКР приводит к неустойчивому состоянию реактора. Это объясняется тем, что даже незначительное увеличение температуры в критическом реакторе приведет к увеличению $K_{эф}$, а следовательно, и тепловыделения, что влечет за собой дальнейшее повышение температуры. Последнее, в свою очередь, вызовет дальнейшее увеличение $K_{эф}$ и т. д. Таким образом, при малейшем увеличении температуры в реакторе, находящемся в критическом состоянии, появляется тенденция к разгону реактора, и он выходит в надкритический режим. Создание регулирующей системы для реактора с положительным ТКР весьма затруднительно.

При отрицательном ТКР реактор обладает устойчивостью и способностью к саморегулированию, процесс которого рассмотрен ниже.

Знак и величина интегрального температурного эффекта оказывают влияние на общий запас реактивности, а следовательно, и на продолжительность кампании.

При положительном ТЭР запас реактивности, который может быть практически реализован, увеличивается, а при отрицательном — уменьшается.

Для получения достоверных оценок $\alpha(t)$ при проектировании реактора используют метод многогруппового приближения, однако эти данные должны быть проверены при физическом пуске реактора. Поскольку в данном случае главная задача состоит в анализе физических закономерностей, определяющих температурный эффект реактивности, последующее изложение будет вестись с использованием диффузионного приближения.

Для дальнейшего анализа используем выражение $K_{эф}$ для «больших» реакторов:

$$K_{эф} = \frac{K_{\infty}}{1 + B^2 M^2} = \frac{\eta \epsilon \varphi \theta}{1 + B^2 M^2}. \quad (7.101)$$

Используя выражение (7.99), запишем:

$$\alpha = \frac{1}{K_{эф}} \frac{dK_{эф}}{dt} = \frac{1}{K_{\infty}} \frac{dK_{\infty}}{dt} - \frac{1}{1 + B^2 M^2} \frac{B^2 dM^2}{dt} - \frac{1}{1 + B^2 M^2} \frac{M^2 dB^2}{dt}.$$

Так как рассматриваются состояния реактора, близкие к критическому, то $K_{эф} \approx 1$ и $1 + B^2 M^2 \approx K_{\infty}$. Тогда

$$\alpha = \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dt} + \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dt} + \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} + \frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dt} - \frac{B^2}{K_{\infty}} \frac{dM^2}{dt} - \frac{M^2}{K_{\infty}} \frac{dB^2}{dt}. \quad (7.102)$$

Очевидно, для того чтобы проанализировать влияние температуры на ТКР, а значит, и на ТЭР, следует определить характер изменения каждого из слагаемых формулы (7.102). Факторы, влияющие на изменение параметров, входящих в (7.102), были приведены в начале параграфа. В целях отдельного учета при анализе зависимости ТЭР и ТКР от температуры температурный эффект реактивности водо-водяных реакторов условно разделяют на три составляющих:

- ядерный температурный эффект, определяющий зависимость реактивности от микроскопических сечений материалов активной зоны при условии постоянства их плотностей и неизменности размеров;
- плотностный температурный эффект, определяющий зависимость реактивности от плотности в материалах активной зоны при условии постоянства их микроскопических сечений и постоянства размеров;
- геометрический температурный эффект, определяющий зависимость реактивности от объема реактора в целом при условии постоянства плотности материалов зоны и их микроскопических сечений.

Проанализируем каждую из названных составляющих температурного эффекта.

Ядерный температурный эффект

Изменение микроскопических поперечных сечений при изменении температуры объясняется в основном двумя причинами.

1. Вследствие увеличения температуры замедлителя увеличивается температура нейтронного газа, что приводит к увеличению средней энергии тепловых нейтронов. Для тепловых нейтронов справедлив закон $\frac{1}{v}$, поэтому величина сечения поглощения при температуре нейтронного газа $T_{\text{нп}}$ может быть найдена из выражения

$$\sigma_a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{a_0} \sqrt{\frac{293}{T}}, \quad (7.103)$$

где σ_{a_0} — микроскопическое сечение поглощения стандартных нейтронов.

Если же сечения не подчиняются закону $\frac{1}{v}$, то

$$\sigma_a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{a_0} \sqrt{\frac{293}{T_{\text{нп}}}} f_a. \quad (7.104)$$

Микроскопическое поперечное сечение σ_f при температуре нейтронного газа T может быть найдено из выражения, аналогичного (7.104):

$$\sigma_f = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{f_0} \sqrt{\frac{293}{T_{\text{нп}}}} f_f. \quad (7.105)$$

Величина поправочного коэффициента f в формулах (7.104) и (7.105) зависит от температуры нейтронного газа. Для U^{235} значение f_a и f_f несколько отличаются от единицы, совпадают между собой и не зависят от энергии «сшивки». Для Pu^{239} эти коэффициенты различны, зависят от энергии «сшивки» и сильно отличаются от единицы.

Сечение рассеяния тепловых нейтронов с повышением температуры изменяется гораздо медленнее, чем сечение захвата:

$$\sigma_s = \sigma_{s_0} \left(\frac{293}{T_{\text{нп}}} \right)^n, \quad (7.106)$$

где n — показатель степени, равный для обычной воды 0,00225.

2. Вторая причина изменения микроскопических сечений относится к промежуточной области энергий и не связана с энергетическим распределением тепловых нейтронов. Она определяется изменением относительной скорости движения в системе «нейтрон—ядро», которая увеличивается с ростом абсолютной скорости ядер при разогреве. В результате этого

явления возникает эффект Доплера, вызывающий изменение ширины резонансных уровней поглощения промежуточных нейтронов. Обычно параметры резонансов относятся к нулевой температуре, когда ядра неподвижны. Эти данные обычно изображаются в виде системы узких по шкале энергий резонансных пиков. Если температура среды отлична от нуля, то при одной и той же абсолютной энергии нейтрона энергия его движения относительно подвижного ядра будет либо несколько больше абсолютной при встречном движении нейтрона и ядра, либо несколько меньше при их движении в одном направлении. Только у некоторых нейтронов энергия относительного движения будет равна абсолютной энергии E_{r_i} . В результате только часть нейтронов провзаимодействует с ядрами при максимальном значении σ . Остальные нейтроны с абсолютной энергией E_{r_i} , но с энергией относительного движения, большей или меньшей E_{r_i} , провзаимодействуют с ядрами при значениях σ , меньших максимального. Тогда для всех нейтронов с абсолютной энергией E_{r_i} наблюдаемое при данной температуре размножающей среды значение σ в максимуме резонанса будет меньше, чем при нулевой температуре. В то же время с увеличением температуры значения σ на крыльях резонанса возрастут, так как при малом отличии абсолютных энергий нейтронов от E_{r_i} они будут взаимодействовать с ядрами не только при низких значениях σ , соответствующих нисходящим крыльям стандартного резонанса, но и при больших сечениях вплоть до максимального $\sigma(E_{r_i})$. Это и приводит к возрастанию наблюдаемых сечений на крыльях резонанса. В результате при температуре, отличной от нуля, резонансный пик оказывается ниже и шире того, который соответствует нулевой температуре. Чем выше температура, тем больше снижение и уширение резонансного пика. При этом независимо от температуры площадь под кривой резонансного пика всегда остается неизменной.

После общей характеристики ядерного температурного эффекта проанализируем ядерный ТКР с использованием выражения (7.102).

Первое слагаемое (7.102), содержащее коэффициент размножения на быстрых нейтронах, вносит весьма малый вклад в величину ТКР. Это объясняется тем, что размножение на быстрых нейтронах происходит при энергиях нейтронов $E > 1$ МэВ, а характер распределения нейтронов по энергиям в этой области от температуры зависит незначительно. Численно

величина $\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt}$ лежит в пределах $10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

Величина η , как было показано ранее, определяется выражением

$$\eta = \frac{\nu \sigma_{f_5}}{\sigma_{a_5} + \sigma_{a_8} \frac{C_8}{C_5}}.$$

Как уже отмечалось, микроскопические сечения деления и поглощения U^{235} не подчиняются закону $\frac{1}{\nu}$, причем в разной степени, и вычисляются в зависимости от температуры по формулам (7.104) и (7.105). В то же время сечение поглощения U^{238} в полной мере следует закону $\frac{1}{\nu}$ и вычисляется по формуле (7.103). Этими обстоятельствами объясняется тот факт, что с ростом температуры величина η уменьшается. Численно величина $\frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dt}$ лежит в пределах $(3-7) \cdot 10^{-5}$ в зависимости от температуры. Таким образом, η дает отрицательный вклад в температурный эффект.

Для оценки третьего слагаемого (7.102) в ядерный ТКР обратимся к полученному ранее выражению для коэффициента использования тепловых нейтронов

$$\frac{1}{\Theta} = 1 + \frac{\sum_a^{зам} V_3 \langle \Phi_3 \rangle}{\sum_a^{топ} V_U \langle \Phi_U \rangle},$$

справедливому для простейшей активной зоны, состоящей из блоков чистого U^{235} и замедлителя. Из этого выражения следует, что коэффициент использования тепловых нейтронов при условии постоянной плотности материалов активной зоны обратно пропорционален произведению коэффициента проигрыша $\langle \Phi_3 \rangle / \langle \Phi_U \rangle$ на отношение $\sigma_a^{зам} / \sigma_a^{топ}$. В главе 4 было показано, что коэффициент проигрыша всегда больше единицы, поскольку тепловые нейтроны рождаются в замедлителе в результате замедления нейтронов деления, потом диффундируют к топливным блокам, рассеиваясь и поглощаясь ядрами замедлителя, и, наконец, интенсивно поглощаются наружными слоями блока топлива. Все это определяет уменьшение плотности нейтронного потока в направлении от границы к центру элементарной ячейки, показанное на рис. 7.9.

Уменьшение неравномерности плотности нейтронного потока с увеличением температуры связано с тем, что уменьшаются сечения поглощения как замедлителя, так и U^{235} . Это обстоятельство объясняет уменьшение коэффициента проигрыша с ростом температуры.

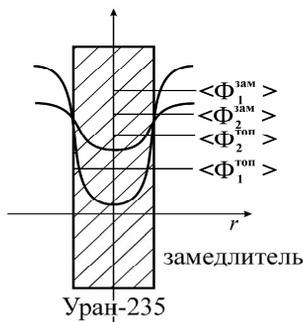


Рис. 7.9. Изменение плотности нейтронного потока в элементарной ячейке при увеличении средней температуры от $t_{ср1}$ до $t_{ср2}$

Отношение $\sigma_a^{зам} / \sigma_a^{топ}$ изменяется с температурой в связи с тем, что числитель $\sigma_a^{зам}$ в полной мере подчиняется закону $\frac{1}{v}$, а $\sigma_a^{топ}$, как было отмечено, от него отличается. Это отличие определяется коэффициентом f_a в выражении (7.104), который, в свою очередь, может быть вычислен по формуле

$$f_a = 0,912 + 0,25 \exp(-4,75 \cdot 10^{-3} T_{нр}), \quad (7.107)$$

где $T_{нр}$ — температура нейтронного газа. Как видно, с ростом температуры f_a уменьшается. Поэтому отношение $\sigma_a^{зам} / \sigma_a^{топ}$ с увеличением температуры также увеличивается, что отрицательно сказывается на величине θ .

Как видно, рассмотренные эффекты по-разному влияют на величину коэффициента использования тепловых нейтронов, поэтому результирующий эффект будет зависеть от соотношения их вкладов. Вклад эффекта выравнивания нейтронного потока для водо-водяных реакторов обычно в три-четыре раза превышает эффект изменения относительного поглощения.

Поэтому величина $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt}$ имеет положительный знак и лежит в пределах $(2-5) \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

Вероятность избежания резонансного захвата с повышением температуры уменьшается, что объясняется увеличением скорости теплового движения ядер урана, а следовательно, и скорости движения нейтронов относительно ядер урана. Резонансный захват происходит в блоке топлива, где до выхода из него нейтрон может провзаимодействовать с несколькими ядрами U^{238} . Если бы все ядра были неподвижны ($T = 0$), а энергия нейтрона E соответствовала крылу резонанса, где величина микроскопического сечения резонансного захвата мала, то резонансного захвата могло и не произойти. Если же $T > 0$ и ядра приходят в тепловое движение, то среди

взаимодействий нейтрона с ядрами может быть такое, в результате которого энергия относительного движения нейтрона станет равна E_{r_i} или близка к ней. В этом случае произойдет захват нейтрона. Доплеровское снижение максимума резонансного пика не повлияет на величину ϕ , так как σ_c в резонансе остается настолько большим, что все нейтроны с энергией E_{r_i} захватываются при первом столкновении с ядром U^{238} . Увеличение температуры при прочих равных условиях приводит к снижению вероятности избежания резонансного захвата, так как в этом случае за счет отличия энергии относительного движения нейтронов от их абсолютной энергии большее число нейтронов может попасть в область резонанса.

Для гетерогенных реакторов ϕ определяется эффективным резонансным интегралом, блокированная часть которого существенно зависит от температуры. Количественно эта зависимость определяется выражением

$$\frac{\Phi_{\text{бл}}}{\Phi_{\text{бл}}^0} = K_{\text{русек}} 0,775 \left(1 + 17,5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\langle T_{\text{тон}} \rangle} \right).$$

С помощью коэффициента κ в блокированную часть резонансного интеграла вводится коррекция на доплеровское уширение резонансных пиков. Таким образом, вклад резонансного захвата в ядерный температурный коэффициент оказывается отрицательным, а величина $\frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dt}$ лежит в пределах $(0,5—2) \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

Изменение температуры нейтронного газа обуславливает изменение квадрата длины диффузии L^2 и возраста тепловых нейтронов, а следовательно, и площади миграции, определяющей интенсивность утечки нейтронов из активной зоны.

Как было показано выше, квадрат длины диффузии определяется выражением

$$L^2 = \frac{1}{3\Sigma_a \Sigma_{tr}}. \quad (7.108)$$

Макроскопические поперечные сечения Σ_a и Σ_{tr} при нагреве меняются. Поэтому квадрат длины диффузии того или иного вещества, находящегося в активной зоне реактора, может быть найден по формуле (7.108) при подстановке в нее макроскопических сечений для горячего реактора $\Sigma_a^{\text{гор}}$ и $\Sigma_{tr}^{\text{гор}}$. Макроскопические $\Sigma_a^{\text{гор}}$ и $\Sigma_{tr}^{\text{гор}}$ определяются в зависимости от изменения микроскопических сечений σ_a и σ_{tr} (зависимость макроскопических сечений от плотности будет рассмотрена ниже). При этом микроскопиче-

ские поперечные сечения рассчитываются по соответствующему значению температуры нейтронного газа для горячего реактора.

Если пренебречь изменением транспортного сечения с изменением энергии, квадрат длины диффузии при максвелловском распределении для любой температуры нейтронов определяется выражением

$$L^2 = \frac{1}{3\Sigma_{a_0}\Sigma_t} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{293}}, \quad (7.109)$$

где Σ_{a_0} — сечение поглощения при $T = 293$ К.

Продифференцировав выражение (7.109) по температуре в предположении постоянства плотности материалов активной зоны, получим

$$\frac{1}{L^2} \frac{dL^2}{dT} = \frac{0,5}{T}. \quad (7.110)$$

С повышением температуры L^2 увеличивается, что приводит к увеличению утечки и отрицательному вкладу в ядерный температурный коэффициент.

Возраст тепловых нейтронов τ определяется из выражения

$$\tau = \int_{E_c}^{E_f} \frac{1}{3\Sigma_{tr}\xi\Sigma_s} \frac{dE}{E}, \quad (7.111)$$

где E_c — энергия «сшивки» спектра тепловых нейтронов со спектром замедляющихся нейтронов.

Возраст нейтронов при температуре нейтронного газа $T_{нр}$ может быть найден следующим образом. Из выражения (7.111) при независимости величины $\frac{1}{3\Sigma_{tr}\xi\Sigma_s}$ от энергии следует, что

$$\tau = \tau_{293} \frac{\ln \frac{E_0}{E_c^T}}{\ln \frac{E_0}{E_c^{293}}}, \quad (7.112)$$

где E_c^T и E_c^{293} — энергия «сшивки» при температуре нейтронного газа $T_{нр}$ и 293 К соответственно.

Определим энергии E_c^T и E_c^{293} . Спектр замедляющихся нейтронов вблизи E_c определится выражением

$$n_3(E_c)dE = \frac{q_c dE}{v_c \xi \Sigma_s E_c}. \quad (7.113)$$

Для большого реактора при малой величине утечки можно положить

$$q_c = K_\infty \Sigma_a \Phi \approx \Sigma_a \Phi = n_T v_T \Sigma_a. \quad (7.114)$$

Подставляя это значение в выражение для спектра замедляющихся нейтронов, получим

$$n_3(E_c) = \frac{n_T v_T \Sigma_a}{v_c \xi \Sigma_s E_c}. \quad (7.115)$$

Уравнение для спектра тепловых нейтронов около энергии «сшивки» E_c можно записать в виде

$$n_T(E_c) = n_T \frac{2}{\sqrt{\pi}} E_T^{-\frac{3}{2}} \sqrt{E_c} \cdot e^{-\frac{E_c}{E_T}}. \quad (7.116)$$

Для энергии E_c оба спектра совпадают. Поэтому

$$n_3(E_c) = n_T(E_c).$$

Тогда

$$\frac{\Sigma_a \sqrt{E}}{\xi \Sigma_s (E_c)^{3/2}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} E_T^{-\frac{3}{2}} \sqrt{E_c} e^{-\frac{E_c}{E_T}}. \quad (7.117)$$

Обозначив $x = \frac{E_c}{E_T}$, получим уравнение, определяющее значение энергии «сшивки»,

$$x^2 e^{-x} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s}. \quad (7.118)$$

Зависимость между $x = \frac{E_c}{E_T}$ и $\frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s}$ обычно представляется графическим образом. Отношение $\frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s}$ для нормальной температуры может быть определено из таблиц. Если считать, что $\xi \Sigma_s$ не зависит от энергии, то значение данного отношения при температуре $T_{нр}$ может быть определено по формуле

$$\left(\frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} \right)_T = \left(\frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} \right)_{293} \sqrt{\frac{293}{T_{нр}}}. \quad (7.119)$$

Определив $\frac{\Sigma_a}{\xi\Sigma_s}$ для температур 293 К и $T_{\text{нр}}$ по графическим зависимостям, можно найти x_{293} и x_T . Подсчитав затем E_{293} и E_T по формуле $E_T = 0,86 \cdot 10^{-4} T_{\text{нр}}$ по значениям x_{293} и x_T находим энергию сшивки ${}^{293}_c E$ и ${}_c^T E$. Зная ${}^{293}_c E$ и ${}_c^T E$, по формуле (7.112) определяем возраст тепловых нейтронов при данной температуре.

Из выражения (7.111) следует

$$\tau = \frac{1}{3\Sigma_a \Sigma_s} \ln \frac{E_f}{E_c}. \quad (7.120)$$

Из всех членов, входящих в выражение (7.120), от температуры нейтронного газа практически зависит только энергия «сшивки», которая, как было показано, с повышением температуры увеличивается. Поэтому, если не учитывать изменений плотности замедлителя, то с повышением температуры возраст уменьшается. Это приводит к уменьшению утечки замедляющихся нейтронов и в конечном счете к положительному вкладу в ядерный температурный коэффициент.

Для выражения $\frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dt}$ можно получить формулу

$$\frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dt} = \frac{0,07}{T}. \quad (7.121)$$

Сравнение (7.121) и (7.110) показывает, что возраст с температурой изменяется значительно менее интенсивно, чем длина диффузии, и вклад этого эффекта в ядерный ТКР оказывается несущественным. Поэтому порядок предпоследнего члена выражения (7.102) с учетом $M^2 = L^2 + \tau$ может быть оценен из выражения (7.102).

$$-\frac{B^2}{K_\infty} \left(\frac{dM^2}{dt} \right)_{\rho=\text{const}} \approx -\frac{B^2}{K_\infty} \left(\frac{dL^2}{dt} \right)_{\rho=\text{const}} = -\frac{B^2 L^2}{2K_\infty t}. \quad (7.122)$$

Последний член уравнения (7.102) показывает изменение геометрического параметра, что никак не связано с изменениями поперечных микроскопических сечений. Поэтому величина

$$-\frac{M^2}{K_\infty} \frac{dB^2}{dt}$$

не вносит вклада в ядерный ТКР.

Плотностный температурный эффект

Повышение температуры приводит к уменьшению плотности материалов. Вследствие этого, как было отмечено выше, уменьшается макроскопиче-

ское сечение. Этот эффект и учитывается плотностным температурным коэффициентом реактивности.

Для определенности предположим, что с ростом температуры изменяется только плотность жидкости, и проанализируем уравнение (7.102).

Так как η зависит только от ядерных констант и ν , а последняя величина для заданного делящегося элемента зависит только от энергии нейтрона, то

$$\frac{d\eta}{dt} = 0.$$

Жидкий теплоноситель-замедлитель при нагревании становится более «прозрачным» для нейтронов, в связи с чем увеличивается вероятность для быстрого нейтрона, вылетевшего из топливного блока, опять вернуться в топливный блок (любой), не замедлившись. В результате коэффициент размножения на быстрых нейтронах ε возрастает, т. е. $\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{d\rho} > 0$.

Зависимость ε от температуры наиболее существенна в тесных решетках, менее существенна в сплошных и практически отсутствует в разреженных.

В дальнейшем будем для упрощения рассматривать ячейку, состоящую только из топлива и замедлителя. При этом будут получены качественно верные результаты, так как плотностные ТКР теплоносителя и замедлителя имеют одинаковые знаки. Для двухзонной ячейки выражение вероятности избежания резонансного захвата может быть записано в виде

$$\varphi = \exp\left(-\text{const } I_{a,\varphi} / \rho\right). \quad (7.123)$$

С увеличением температуры замедлителя (уменьшением плотности) вероятность избежания резонансного захвата изменяется по двум причинам. Во-первых, увеличивается вероятность для замедляющихся нейтронов испытать столкновение с ядрами топлива (аналогично тому, как это имеет место в области быстрых нейтронов), из-за чего φ уменьшается. Во-вторых, уменьшается $I_{a,\varphi}$ вследствие возрастания роли взаимного затенения блоков. Обе причины играют тем большую роль, чем теснее решетка, причем первая из них более существенна, т. е. $\frac{1}{\varphi} \frac{d\varphi}{dt} < 0$.

Для определения зависимости коэффициента использования тепловых нейтронов от плотности замедлителя воспользуемся выражением

$$\frac{1}{\theta} = 1 + \frac{\sigma_a^{\text{зам}}}{\sigma_a^{\text{топ}}} \frac{C_3}{C_U} \frac{V_{\text{зам}}}{V_{\text{топ}}} \frac{\langle \Phi_{\text{зам}} \rangle}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle} = 1 + \text{const } \rho \frac{\langle \Phi_{\text{зам}} \rangle}{\langle \Phi_{\text{топ}} \rangle}. \quad (7.124)$$

Если считать в первом приближении независимым от плотности замедлителя отношение $\frac{\sigma_a^{\text{зам}}}{\sigma_a^{\text{топ}}}$, очевидно, что рост θ или $\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt}$ из-за уменьшения плотности замедлителя происходит по нескольким причинам. Во-первых, и это главная причина, уменьшение концентрации ядер замедлителя C_3 . Во-вторых, ухудшение рассеивающих свойств замедлителя, что приводит к уменьшению коэффициента проигрыша $\langle \Phi_{\text{зам}} \rangle / \langle \Phi_{\text{топ}} \rangle$. В-третьих, дополнительно к росту, учтенному ядерным ТКР, увеличивается температура нейтронного газа. Это объясняется тем, что при практически неизменном макроскопическом сечении поглощения в ячейке существенно уменьшается ее замедляющая способность. Следствия увеличения температуры нейтронного газа рассмотрены в предыдущем разделе.

Из выражений (7.109) и (7.120) видно, что величины L^2 и ρ обратно пропорциональны квадрату плотности:

$$L^2 = L_0^2 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^2; \quad \tau = \tau_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^2, \quad (7.125)$$

где L_0 и τ_0 — квадрат длины диффузии и возраст нейтронов при плотности ρ_0 .

Поэтому и площадь миграции

$$M^2 = L^2 + \tau = M_0^2 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^2. \quad (7.126)$$

Таким образом, уменьшение макроскопических сечений приводит к увеличению площади миграции как в активной зоне, так и в отражателе. Это означает, что $\frac{1}{M^2} \frac{dM^2}{dt} > 0$, а $\frac{1}{B^2} \frac{dB^2}{dt} < 0$, так как с ростом площади миграции в отражателе увеличивается эффективная добавка.

Итак, плотностный температурный эффект в водо-водяных реакторах всегда дает отрицательный вклад в суммарный температурный эффект.

Геометрический температурный эффект

Геометрический ТКР дает зависимость $K_{\text{эф}}$ от размеров активной зоны реактора. Изменение размеров сказывается на изменении величины геометрического параметра B^2 . Продифференцировав выражение (7.101) в предположении постоянства остальных параметров, кроме геометрических размеров, получим

$$\frac{1}{K_{эф}} \frac{dK_{эф}}{dt} = - \frac{2M^2 B}{K_{\infty}} \frac{dB}{dt}. \quad (7.127)$$

Выражение (7.127) соответствует последнему слагаемому в формуле (7.102). Нетрудно показать, что для реактора, например, сферической формы

$$\frac{1}{K_{эф}} \frac{dK_{эф}}{dt} = 2\mu \frac{K_{\infty} - 1}{K_{\infty}}, \quad (7.128)$$

где μ — коэффициент линейного расширения для активной зоны.

Из выражения (7.128) видно, что геометрический ТЭР вносит положительный вклад в общий ТЭР. Физический смысл этого явления в том, что при увеличении размеров активной зоны с ростом температуры уменьшается утечка нейтронов и, следовательно, увеличивается коэффициент размножения.

Практически значимую величину геометрический коэффициент имеет только в водо-водяных кипящих реакторах со свободным уровнем воды вследствие большого коэффициента расширения жидкости.

Анализируя изложенное выше, следует отметить, что в водо-водяных реакторах вклад плотностного ТКР оказывается существенно больше ядерного и геометрического, и зависимость плотностного ТКР часто определяет полную функцию $\alpha = \frac{\partial \rho}{\partial t} = f(t)$. Это объясняется тем, что при использовании

ядерного топлива, обладающего высокой теплопроводностью, отличие температуры топлива от температуры замедлителя незначительно, и эффекты доплеровского уширения резонансных пиков серьезной роли не играют.

Форма кривой температурного эффекта определяется произведением $\theta\varphi$, где каждая из величин является функцией температуры. А так как уран-водное отношение $(V_U C_U / V_{зам} C_{зам})$ изменяется прямо пропорционально температуре, зависимости θ и φ от температуры имеют такой же вид, как от уран-водного отношения.

Таким образом, изменяя уран-водное соотношение при проектировании реактора, можно получить ту или иную форму кривой температурного эффекта.

В заключение следует отметить, что кроме описанных влияний, температура оказывает и косвенное воздействие на реактивность — через отравление. Это связано с уменьшением вредного захвата нейтронов такими веществами, как ксенон и самарий, вследствие увеличения энергии нейтронов.

Глава 8

Теплопередача и теплоотвод в ядерных реакторах

8.1. Основные понятия и закономерности [2, 8, 12, 19, 39]

Одной из двух главных функций энергетического ядерного реактора как сложного технического устройства является обеспечение отвода тепловой энергии, выделяемой в процессе цепной реакции деления ядер топлива. При рассмотрении принципа действия реактора (глава 1) были определены механизмы и количественные характеристики энерговыделения. Основными характеристиками, определяющими энерговыделение и теплоотвод в реакторе, являются:

- общее количество энергии, выделяемой в одном акте деления, $E_f = 200$ МэВ;
- число делений ядер в единице объема топливной композиции

$$\Phi \Sigma_f, \frac{\text{дел.}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}};$$

- распределение выделяемой и далее полезно используемой тепловой энергии в элементах реактора по отношению к суммарному энерговыделению:
 - в топливной композиции и оболочке твэла остается 85% E_f ;
 - в теплоносителе, замедлителе, отражателе, материалах СУЗ, корпусных конструкциях — 7—8% E_f ;
 - остальная энергия деления уходит за пределы реактора;
- удельное энерговыделение в топливной композиции q_v , кВт/см³;
- тепловая мощность реактора (номинальная) N_{pr} , Вт, МВт, кВт;
- закономерности распределения энерговыделения по высоте и радиусу активной зоны $q_v = f(r, z)$;
- коэффициенты неравномерности энерговыделения, представляющие собой отношение максимального удельного энерговыделения соответственно к среднему по радиусу, высоте и объему активной зоны:

$$k_r = \frac{q_v(r)_{\max}}{\bar{q}_v(r)}; \quad k_z = \frac{q_v(z)_{\max}}{\bar{q}_v(z)}; \quad k_v = \frac{q_{v\max}}{\bar{q}_v};$$

- геометрические характеристики активной зоны;
- расход и температура теплоносителя на входе и выходе активной зоны $G_1, t_{1\text{вх}}, t_{1\text{вых}}$.

Зная перечисленные характеристики, можно рассчитать температурное поле в активной зоне, во внутрикорпусных устройствах и корпусе реактора, сравнив его с допустимым и определив теплотехническую надежность конструкции как при номинальном, так и при парциальных режимах работы реактора.

При расчетах необходимо использовать основные закономерности процессов теплопередачи, теплопроводности, теплоотвода и гидродинамики, которые применимы к любым тепловым системам и аппаратам с учетом особенностей протекания этих процессов в конкретных конструкциях.

Теплопроводность — способность тела проводить тепло из области более высоких температур в область меньших температур. Теплопроводность объясняется тем, что молекулы в области с более высокой температурой обладают большей энергией и передают ее соседним молекулам, обладающим меньшей энергией.

Процессы теплопроводности часто рассматривают совместно с конвекцией или диффузией. Но в отличие от них передача энергии при теплопроводности не связана с переносом частиц. Для процессов диффузии и теплопроводности используются уравнения одного вида:

$$I = -D\rho \operatorname{grad} c; \quad (8.1)$$

$$q = -a\rho c_p \operatorname{grad} t. \quad (8.2)$$

Здесь ρ — плотность материала, кг/м^3 ; c — концентрация частиц; D — коэффициент диффузии; q — плотность теплового потока; I — плотность потока частиц; a — температуропроводность, $\text{м}^2/\text{с}$; c_p — теплоемкость, $\text{Дж/кг}\cdot\text{К}$.

Приведенные соотношения называют соответственно законами Фика и Фурье. Эти законы имеют строго локальный характер, т. е. применимы в окрестностях рассматриваемой точки. Однако они используются более широко, и для практических расчетов такое приближение оказывается достаточным.

Произведение a , ρ и c_p представляет собой теплопроводность λ ($\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$). Закон Фурье с учетом этого будем записывать в виде

$$q = -\lambda \operatorname{grad} t. \quad (8.3)$$

Используемый в этой записи закона коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, которое проходит в единицу времени через единичную площадь на единице длины (толщины) материала при разности температур в один градус. Этот коэффициент зависит от температуры, а у сжимаемых сред — еще и от давления.

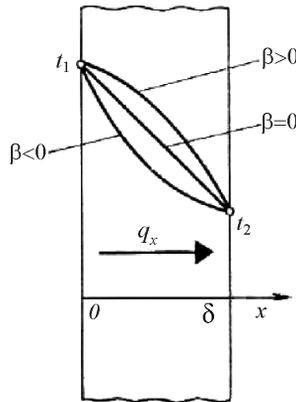


Рис. 8.1. Распределение температур в плоской стенке

Рассчитаем распределение температур в плоской и цилиндрической стенках толщиной δ (рис. 8.1). Теплопроводность материала стенки известна: $\lambda^\delta = \lambda_0 + \beta t$. Источники тепла внутри стенки отсутствуют. Коэффициент теплопроводности определяется в зависимости от температур.

Процесс стационарен, следовательно,

$$q_x = -\lambda(t) \frac{dt}{dx} = \text{const.} \quad (8.4)$$

Разделив переменные, проинтегрируем левую часть по x от 0 до δ , а правую часть — по t от t_1 до t_2 . После этого обе части разделим на разность температур и в результате получим

$$\frac{q_x \delta}{t_1 - t_2} = \frac{1}{t_1 - t_2} \int_{t_1}^{t_2} \lambda(t) dt. \quad (8.5)$$

Правая часть этого равенства представляет собой среднеинтегральное значение теплопроводности $\bar{\lambda}$, и потому

$$q_x = \frac{t_1 - t_2}{\delta / \bar{\lambda}}. \quad (8.6)$$

Приведенное в (8.6) отношение $\delta / \bar{\lambda}$ называют термическим сопротивлением плоской стенки.

Если коэффициент теплопроводности не зависит от температуры ($\beta = 0$), распределение температур будет линейным. При $\beta \neq 0$ линейность распределения температур в стенке нарушается. Как правило, у материалов, применяемых в реакторостроении, коэффициент теплопроводности существенно

зависит от температуры (табл. 8.1). У сплавов с большой теплопроводностью при возрастании температуры она снижается, и наоборот. У сплавов с меньшей теплопроводностью рост температуры приводит к ее возрастанию.

Таблица 8.1

Теплопроводность некоторых сталей и сплавов, используемых в аппаратах ЯЭУ

Марка	100°С	200°С	300°С	400°С	500°С	600°С
X18H9	16,3	18,0	18,8	20,1	21,5	23,8
1X2M	48,9	48,3	47,7	47,0	46,2	45,6
X18H10T	14,4	16,2	18,7	21,2	23,0	25,0
X2MФБ	41,0	38,9	38,0	37,3	36,8	36,6

Практически важным является определение температур в цилиндрической стенке при прохождении через нее теплового потока. Примером цилиндрической стенки может быть стенка трубы или оболочка твэла.

Пусть внутренний и наружный радиус стенки заданы и равны r_1 и r_2 . Процесс стационарен, т. е. $t_1 = \text{const}$, $t_2 = \text{const}$. Источников тепловыделения в стенке нет. Требуется найти распределение температур и плотность теплового потока.

В заданных условиях плотность теплового потока по длине q_l , называемая линейной плотностью теплового потока, не зависит от r и может быть определена из соотношения

$$q_l = -\lambda \frac{dt}{dr} \alpha \pi r = \text{const}. \quad (8.7)$$

После интегрирования находим

$$q_l = 2\pi(t_1 - t_2) / \frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (8.8)$$

где $\lambda = \frac{1}{t_1 - t_2} \int_{t_2}^{t_1} \lambda(t) dt$ в случае зависимости коэффициента теплопроводности от температуры.

Определив q_l , можно найти распределение температур в цилиндрической стенке заданных размеров

$$t_r = t_1 - \frac{q_l}{2\pi\lambda} \ln \frac{r}{r_1}. \quad (8.9)$$

Следует отметить, что явления теплопроводности и электропроводности формально аналогичны друг другу. Если сопоставить электрическое и

термическое сопротивление R_3 и R_T какого-либо проводника длиной ℓ с площадью сечения f , то получим

$$R_T = \frac{\ell}{\lambda f}; \quad R_3 = \frac{\ell}{\sigma f}. \quad (8.10)$$

Величина электрического и термического сопротивлений проводника зависит от его длины, площади поперечного сечения f и материала, который характеризуется удельной электропроводимостью σ или коэффициентом теплопроводности λ .

Если имеет место сложный участок теплопроводящей системы, то его полное термическое сопротивление можно определить по правилам вычисления полного электрического сопротивления этого участка.

Дифференциальное уравнение нестационарной теплопроводности при отсутствии внутренних источников энергии имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 t. \quad (8.11)$$

Теплоотдача — процесс теплообмена между поверхностью твердого тела и омывающей ее жидкостью или газом.

Теплообмен между стенкой и жидкостью описывается соотношением, называемым законом Ньютона — Рихмана, который связывает величины, наиболее важные для практических расчетов,

$$q = \alpha (t_{\text{ст}} - t). \quad (8.12)$$

Здесь q — плотность теплового потока на стенке, Вт/м²; $t_{\text{ст}}$ и t — температура стенки и внешней среды, °С; α — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К).

Коэффициент теплоотдачи зависит не только от свойств теплоносителя, но и от режимов течения, геометрических особенностей поверхности теплообмена, геометрии проточной части. Численно он равен количеству тепла, которым обмениваются единица поверхности и поток жидкости (газа) при разности температур в один градус за единицу времени.

Как правило, коэффициенты теплоотдачи определяются экспериментально, а результаты экспериментов обобщаются в виде критериальных зависимостей, например $Nu = f(Re, Pr)$. Использование критериальных зависимостей позволяет учесть оба способа передачи тепла от стенки к теплоносителю — теплопроводность и молярный перенос за счет обмена частиц теплоносителя между пограничным слоем и ядром потока. В табл. 8.2 приведены некоторые расчетные формулы коэффициентов теплоотдачи для течений теплоносителя, характерных для проточной части реакторов.

Таблица 8.2

Коэффициент теплоотдачи в элементах реактора (теплоноситель — вода)

Характеристика расчетного течения	Расчетная формула
Турбулентное течение в трубе	$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}$
Турбулентное продольное обтекание пучка стержней	$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}$
Турбулентное поперечное обтекание коридорного пакета стержней	$Nu = 0,2 Re^{0,65} Pr^{0,33}$
Турбулентное обтекание вертикальной стенки при свободной конвекции	$Nu = 0,15 (Gr_{ж} Pr_{ж})^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}$ при $GrPr > 6 \cdot 10^{10}$

Стремление увеличить мощность единицы объема активной зоны требует увеличения коэффициентов теплоотдачи, что связано с *интенсификацией теплообмена*. Это может достигаться турбулизацией потока теплоносителя, закруткой потока с помощью ребер или различных вставок в каналы, повышением шероховатости теплопередающей поверхности. Следует иметь в виду, что все это неминуемо ведет к повышению гидравлического сопротивления течению теплоносителя. Поэтому при проектировании реактора необходимо решить, что важнее: более высокий теплосъем или снижение гидравлического сопротивления. Как правило, решается оптимизационная задача, и достигается приемлемое сочетание обоих факторов.

Теплопередача — процесс передачи тепла от одной среды к другой через разделяющую их стенку. Если два жидких или газообразных тела, имеющие различную температуру, разделены стенкой, то процесс передачи тепла к более холодной среде происходит как бы в три стадии:

- теплоотдача от горячей среды к поверхности разделяющей стенки — см. (8.12);
- теплопроводность через стенку — см. (8.6) или (8.8);
- теплоотдача с противоположной поверхности стенки к более холодной среде.

Совокупность этих трех стадий процесса передачи тепла и называется теплопередачей.

Совмещая зависимости для q , определенные в трех стадиях процесса теплопередачи, и полагая величину q для всех стадий неизменной (что допустимо при тонкой стенке), получим

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = k(t_1 - t_2). \quad (8.13)$$

Здесь k — коэффициент теплопередачи, численно равный количеству тепла, передаваемому через единичную поверхность стенки при разности

температур между двумя потоками теплоносителей по обе стороны стенки в один градус за единицу времени, Вт/(м²·К).

Величину, обратную коэффициенту теплопередачи, называют термическим сопротивлением при теплопередаче $R_t = 1/k$.

Теплоотвод в энергетическом ядерном реакторе — процесс отвода тепла за пределы корпуса реактора для дальнейшего практического использования или обеспечения расхолаживания реактора после остановки. Теплоотвод осуществляется теплоносителем, проходящим через активную зону при принудительной или естественной циркуляции. При работе реактора и в процессе его расхолаживания существует и другой процесс отвода тепла из реактора — за счет теплопередачи через корпус, биологическую и тепловую защиту. Это процесс называется потерей тепла, поскольку он снижает общий КПД энергетической установки при работе. Однако вследствие малой ее величины этот процесс в дальнейшем учитывается только в балансных расчетах установки в целом и при ее расхолаживании.

Процесс теплоотвода рассчитывается по теплосодержанию и расходу теплоносителя на входе и выходе реактора по уравнению теплоотвода

$$N_p = G_1 (h_{\text{вых}} - h_{\text{вх}}) = G_1 c_p (t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}}), \quad (8.14)$$

где N_p — мощность; G_1 — расход по первому контуру; h и t — теплосодержание и температура теплоносителя на входе и выходе реактора.

Очевидно, что в стационарном режиме количество тепла, выделенного в активной зоне (в объеме топлива V_T) и отведенного из нее теплоносителем, должны совпадать. Это позволяет записать основное уравнение теплового баланса реактора с учетом потерь части энергии деления за счет различных излучений, но без учета тепловых потерь:

$$N_p = 0,92 \Sigma_f \Phi V_T E_f = G_1 c_p (t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}}). \quad (8.15)$$

Это уравнение позволяет проследить взаимосвязь нейтронно-физических и теплофизических процессов в стационарном режиме. Для изучения нестационарных процессов, связанных с изменением во времени плотности потока нейтронов или расхода теплоносителя, необходимо решать уравнения, записанные в дифференциальной форме.

Кризисы теплоотдачи. Кризис теплоотдачи — резкое ухудшение теплоотвода от теплоотдающей поверхности, сопровождающееся скачкообразным ростом ее температуры. По современным представлениям кризис связан с уменьшением количества жидкости, находящейся в контакте со стенкой, в результате чего стенка начинает перегреваться.

Кризис может проявляться в двух случаях. Во-первых, при течении недогретой до t_s жидкости, когда с ростом плотности теплового потока у стенки

начинается пузырьковое, а затем пленочное кипение. В этом случае пленка пара экранирует стенку от основного потока жидкости, что приводит к резкому ухудшению теплоотдачи. Такое явление называют *кризисом теплообмена первого рода*.

В другом случае кризис возникает при охлаждении поверхности парожидкостным потоком с достаточно большим паросодержанием. При некоторых его значениях происходит выпаривание или срыв пленки жидкости с поверхности, и она начинает охлаждаться паром. Это явление называют *кризисом теплообмена второго рода* или, иногда, «кризисом орошения». Как правило, кризис теплоотдачи второго рода сопровождается пульсациями температуры стенки из-за ее попеременного охлаждения то паром, то жидкостью. Этот кризис характерен для парогенерирующих каналов.

Возможность возникновения кризисов определяется по значению критической плотности теплового потока $q_{кр}$. Для кризиса первого рода существует большое количество расчетных эмпирических формул, позволяющих определить $q_{кр}$. При вынужденном движении воды в каналах реактора для оценки значения $q_{кр}$ можно, например, пользоваться формулой Субботина — Зинкевича

$$q_{кр} = 3,5 \cdot 10^{-2} (\rho w)^{0,5} \Delta t^{0,33} \left(\frac{\rho' - \rho''}{\rho''} \right), \quad (8.16)$$

где ρw — массовая скорость теплоносителя, кг/(м²·с); Δt — недогрев теплоносителя до t_s ; ρ' и ρ'' — плотность воды и пара на линии насыщения.

Формула справедлива для диапазона давлений 14—20 МПа, скорости движения воды 1,5—7,0 м/с и недогревов 10—100 °С.

Для пучков стержней при расчете можно использовать формулу

$$q_{кр} = 0,65 (\rho w^2) (1-x)^{1,2} (1,3 - 4,36 \cdot 10^{-2} p). \quad (8.17)$$

Большинство расчетных формул $q_{кр}$ получено для течений в круглых трубах при $d = 8$ мм и различных значений давлений, массовой скорости, паросодержаний и недогрева. Чтобы пересчитать эти данные на трубы другого диаметра, нужно воспользоваться формулой

$$q_{кр}^d = q_{кр}^8 (8/d)^{0,5}. \quad (8.18)$$

Для расчета кризиса второго рода кроме величины $q_{кр}$ необходимо знать значение граничного паросодержания, при котором происходит высыхание пленки жидкости на стенке. Граничное паросодержание может быть вычислено по формуле Дорощука

$$x_{тр} = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\sigma \rho'}{\rho w w' (\rho' - \rho'')}. \quad (8.19)$$

Расчет условий возникновения кризисов теплоотдачи необходим для исключения их возникновения в реакторах и других теплообменных аппаратах. Обычно после определения величины вводится коэффициент запаса $k_3 = 2-3$.

С использованием k_3 определяются допустимые значения максимальной плотности теплового потока как на участках движения недогретой до t_s жидкости, так и при паросодержаниях, близких к значениям $x_{гр.}$.

$$q_{\max} \leq \frac{q_{\text{кр.}}}{k_3}. \quad (8.20)$$

Гидравлические сопротивления. Движение жидкости по трубам или каналам, в том числе в проточной части реакторов, сопровождается потерей (диссипацией) механической энергии потока. Теоретически этот процесс можно объяснить при анализе уравнения Бернулли. Если рассмотреть два сечения потока, то это уравнение по отношению к единице массы жидкости можно представить как

$$z_1 + \frac{\rho_1}{\rho} + \frac{\alpha_1 \bar{w}_1^2}{2g} = z_2 + \frac{\rho_2}{\rho} + \frac{d_2 \bar{w}_2^2}{2g} + h_w + h_j. \quad (8.21)$$

Здесь z_1, z_2 — объемные силы или нивелирные составляющие давления; \bar{w}_1, \bar{w}_2 — осредненные скорости в сечениях; α_1, α_2 — коэффициенты профиля скорости; h_w, h_j — потерянная механическая энергия на пути от сечения 1 к сечению 2 за счет потерь на трение и местные сопротивления.

Это уравнение позволяет сделать ряд важных выводов, которые могут иметь значение при рассмотрении поля давлений в различных частях проточной части, например, во входном коллекторе перед активной зоной. Из него видно, что давление в сечении 2 формируется не только в зависимости от механических потерь на предвключенном участке, но и от средней скорости и профиля скорости в сечении. При сужении проточной части из-за повышения скорости давление в потоке падает. При движении потока с изменением расхода вдоль пути (движение в коллекторе, когда скорость с приближением к центру уменьшается) давление в потоке к центру коллектора из-за снижения скорости возрастает.

Наиболее часто встречающаяся практическая задача — определение потерь энергии в проточной части реактора из-за трения потока о стенки и местных сопротивлений — сужений, поворотов, прохождения регулирующих органов и т. п.

С обнаружением в проточной части реакторов вихреобразований и отрывных течений возникла задача их ликвидации. Сопутствующей задачей является расчет распределения расхода теплоносителя по параллельным каналам. Эта задача актуальна для технологических каналов активных зон,

в которых энерговыделение неравномерно и расходы теплоносителя должны распределяться в соответствии с этой неравномерностью.

В общем случае потеря на трение в канале постоянного сечения без местных сопротивлений определяется зависимостью

$$\Delta p = \lambda \frac{\ell}{d_3} \frac{w^2}{2g} \rho. \quad (8.22)$$

Здесь ℓ и d_3 — длина и эквивалентный диаметр канала.

Наибольшую сложность представляет определение коэффициента трения λ , который зависит не только от формы канала и состояния омываемой потоком поверхности, но и от режима течения, определяемого числом Рейнольдса Re .

При течении жидкости в каналах выделяют по крайней мере три зоны с различными значениями Re , в которых величина λ зависит от числа Рейнольдса по-разному.

При изменении Re от 3000 до 10^4 была получена зависимость

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}. \quad (8.23)$$

Эта формула справедлива для гладких каналов диаметром 3—5 см.

Для начала турбулентного движения при Re до 10^4 справедлива формула Пуазеля

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (8.24)$$

Для развитого турбулентного течения при Re $5 \cdot 10^4$ — $3 \cdot 10^6$ можно пользоваться формулами

$$\lambda = 0,00714 + \frac{0,61}{Re^{0,35}}, \quad (8.25)$$

$$\lambda = 0,0032 + \frac{0,221}{Re^{0,237}}. \quad (8.26)$$

В каналах с шероховатой поверхностью (высота бугорков k , а относительная шероховатость r/k) λ значительно больше, чем в гладких трубах. Например, при $r/k = 250$ $\lambda/\lambda_0 = 1,9$, а при $r/k = 15$ $\lambda/\lambda_0 = 2,17$.

В шероховатых трубах, начиная с некоторой величины числа Рейнольдса, λ_T не зависит от Re , и наступает режим автомодельности.

В реакторах очень часто движение теплоносителя происходит в каналах некруглого поперечного сечения. Гидравлическое сопротивление таких каналов можно рассчитать по формулам для круглой трубы, если в качестве

определяющего размера принять эквивалентный гидравлический диаметр $d_3 = 4f/P$, где f — площадь сечения канала; P — смоченный периметр.

Потеря давления на местных сопротивлениях рассчитывается по формуле

$$\Delta p_m = \xi_m \frac{w^2}{2g} \rho. \quad (8.27)$$

Здесь ξ_m — коэффициент местного сопротивления, определяемый в экспериментах. Для многих простых случаев (повороты, сужения-расширения) величины приводятся в справочниках по гидромеханике.

Поскольку реальная проточная часть реактора состоит из совокупности прямых участков и местных сопротивлений, то ее полное гидравлическое сопротивление может быть определено по формуле

$$\Delta p = (\sum \xi_m + \lambda \ell) \frac{w^2}{2g} \rho. \quad (8.28)$$

Гидравлическое профилирование реактора связано с обеспечением распределения расхода теплоносителя по технологическим каналам активной зоны в соответствии с располагаемым энерговыделением. Принцип прост — в технологический канал с большей мощностью должен поступать пропорционально больший расход теплоносителя.

Длительное время под гидравлическим профилированием реактора понималось гидравлическое профилирование активной зоны в предположении, что поля давлений в напорном и сборном коллекторах равномерны. Ряд экспериментов показал, что это допущение не всегда справедливо, особенно в отношении напорного коллектора.

В случаях, когда поток теплоносителя поступает из опускного участка в напорный коллектор после крутого поворота, а сам коллектор имеет постоянную высоту, поле давлений перед входом в активную зону существенно неравномерно по трем причинам.

Во-первых, из-за крутого поворота перед входом в коллектор возникает отрывное вихреобразование, затесняющее проходное сечение и приводящее к локальному возрастанию скорости. Давление в этой области (см. уравнение Бернулли) снижается.

Во-вторых, при движении теплоносителя к центру его радиальный расход снижается, что приводит к возрастанию давления в центре коллектора.

В-третьих, в центральной области коллектора из-за азимутальной неравномерности течений могут возникать сбойные вихреобразования, в центре которых существенно снижается давление.

В целом по объему коллектора перепад давлений может составлять 1,5—2,0 скоростных напора, что по абсолютной величине соответствует для некоторых случаев 0,1—0,15 ати.

На рис. 8.2 приведены распределения давлений по нескольким радиусам напорного коллектора натурной модели судового реактора. По оси ординат здесь отложен относительный перепад давления, нормированный на скоростной напор теплоносителя при входе в коллектор.

Зарегистрированные распределения давлений свидетельствуют о наличии у исследуемого реактора всех трех указанных выше причин неравномерностей поля давлений.

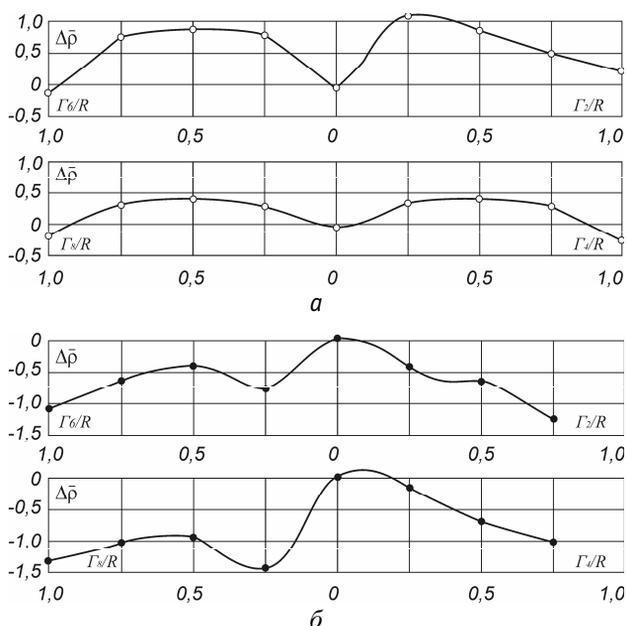


Рис. 8.2. Распределение безразмерных давлений по днцу модели реактора

С учетом этого обстоятельства гидравлическое профилирование реактора должно сводиться к двум этапам. Во-первых, гидравлическое профилирование напорного коллектора с целью обеспечения равномерности давлений перед технологическими каналами активной зоны. Для этого необходимо ликвидировать отрывные течения на входе в напорный коллектор, например, установкой направляющих (рис. 8.3). Кроме того, следует исключить сбойные вихреобразования в объеме самого коллектора. Одним

из возможных методов является установка в объем пористой системы (рис. 8.4).

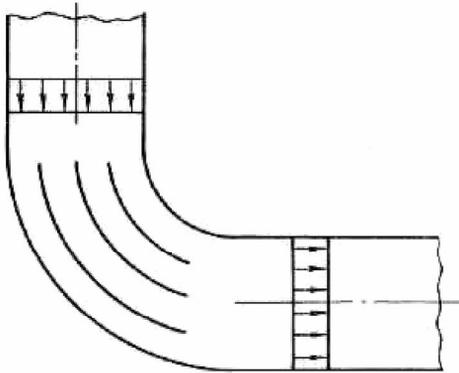


Рис. 8.3. Направляющие на повороте потока при входе в коллектор реактора

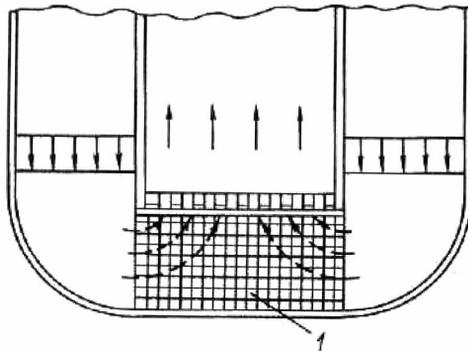


Рис. 8.4. Пористая система в объеме напорного коллектора:
1 — пористая система

Только после выполнения этих условий и обеспечения равномерности давления в напорном коллекторе производится дросселирование расхода на входе в каналы с целью достичь соответствия мощности канала и расхода теплоносителя через него.

По происхождению и пульсационным особенностям возникающие в проточных частях вихревые структуры подразделяются на три вида — диссипативные, отрывные и свободные. Такая классификация вихреобразований позволяет дифференцированно рассмотреть их влияние на надежность и теплогидравлические процессы в энерготехнике.

Диссипативные высокочастотные вихревые пульсации, характерные для любых турбулентных течений, существенно увеличивают как гидравлическое сопротивление трения, так и теплоотдачу. Отсюда следует, что все известные методы ламинаризации течений имеют цель прежде всего снизить гидравлические потери, что обеспечивается снижением уровня диссипативных пульсаций. Оно может быть достигнуто уменьшением относительной шероховатости поверхностей, выводом течения из области автомодельности по числу Re , применением различных присадок и электрохимических воздействий. Связь с диссипативными пульсациями усталостных явлений в материалах поверхностей нагрева или вибрации элементов проточной части установить не удалось. Дело в том, что высокочастотные мелкомасштабные пульсации в потоке могут возбуждать температурные колебания только в точечном поверхностном слое теплопередающей поверхности, не вызывая более глубоких температурных возмущений. Что касается возбуждения вибраций, то частоты диссипативных пульсаций всегда намного выше собственной частоты конструктивных элементов проточной части. Поэтому резонансных эффектов эти пульсации вызвать не могут.

Важно отметить, что турбулентные диссипативные пульсации резко интенсифицируют тепломассообмен в потоке и вообще теплопередачу. В связи с этим всякая борьба с такими пульсациями в аппаратах энерготехники, как правило, нецелесообразна.

Отрывные и свободные вихреобразования также увеличивают гидравлические потери при движении энергоносителей и рабочих тел, являясь следствием местных сопротивлений и струйных взаимодействий. Но наряду с этим они потенциально опасны своей виброактивностью, деформирующим и дестабилизирующим воздействием на температурные поля, поля скоростей и давлений. В оптимально спроектированных проточных частях энергетических устройств крупномасштабные отрывные и свободные вихреобразования, как уже отмечалось, должны быть практически исключены.

Эффективность того или иного метода снижения вихревых пульсаций количественно прогнозировать трудно. Поэтому в энерготехнике всегда необходимы аэрогидродинамические испытания моделей или натуре с измерением распределения полей осредненных и пульсационных давлений по проточной части.

Характеристики двухфазного потока. Под двухфазным потоком понимается совместное течение в каналах различной формы жидкости и пара. Очень часто жидкая и паровая фазы двухфазного потока в обогреваемых каналах имеют разную температуру. Такой поток называют *неравновесным*.

Двухфазные потоки характерны для кипящих реакторов, когда в технологических каналах предполагается парообразование с достижением на выходе значительных паросодержаний. В настоящее время в эксплуатации

нет судовых кипящих реакторов. Но, во-первых, они были, а во-вторых, кипящие реакторы продолжают оставаться перспективным направлением как в стационарной, так и в судовой атомной энергетике.

Формы движения двухфазных потоков значительно многообразнее, а присущие им закономерности намного сложнее, чем для однофазных потоков. Во-первых, это связано с наличием неомогенности двух фаз, во-вторых — с тем, что силовые и тепловые взаимодействия происходят не только со стенкой, но и внутри потока между фазами. В-третьих, двухфазный поток сжимаем и в целом характеризуется бóльшим числом параметров, чем однофазный.

В литературе параметры двухфазного потока, принадлежащие жидкой фазе, отмечают одним штрихом, а паровой — двумя штрихами. В этом случае сечение потока $f = f' + f''$, объемные расходы жидкости и пара — V' и V'' , массовые расходы — G' и G'' соответственно.

Отношение объемного расхода фазы к полному сечению канала называется приведенной скоростью жидкости или пара:

$$w'_0 = \frac{V'}{f}; \quad w''_0 = \frac{V''}{f}. \quad (8.29)$$

Отношение объемного расхода паровой фазы к объемному расходу смеси называется объемным расходным паросодержанием:

$$\beta = \frac{V'}{V' + V''}. \quad (8.30)$$

Отношение массового расхода паровой фазы к массовому расходу смеси называется массовым расходным паросодержанием.

$$x = \frac{G''}{G' + G''}. \quad (8.31)$$

Отношение площади проходного сечения канала, занятого паром, к общей площади проходного сечения канала называется истинным объемным паросодержанием:

$$\varphi = \frac{f''}{f} = \frac{1}{1 + \frac{f'}{f''}}. \quad (8.32)$$

Средние линейные скорости фаз, как правило, различны. Их отношение называется коэффициентом скольжения $S = w'' / w'$. Связь между названными параметрами определяется выражением

$$S = \frac{G''}{G'} \frac{1-\varphi}{\varphi} \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{x}{1-x} \frac{1-\varphi}{\varphi} \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{1}{\frac{\varphi-1}{\beta-1}}. \quad (8.33)$$

С увеличением скорости потока коэффициент скольжения приближается к единице, а φ — к β . При $S = 1$ $\varphi = \beta$.

В общем случае

$$\varphi = \frac{\beta}{\beta + S(1-\beta)}. \quad (8.34)$$

Отношение массового расхода к площади сечения канала называется массовой скоростью:

$$\frac{G}{f} = \rho w. \quad (8.35)$$

Эту величину удобно использовать, поскольку она не изменяется вдоль канала при изменении паросодержания.

Отношение массовой скорости к плотности жидкой фазы называется скоростью циркуляции:

$$\frac{\rho w}{\rho'} = w_0. \quad (8.36)$$

Связь между скоростью циркуляции и скоростью смеси определяется выражением

$$w_{см} = w_0 \left[1 + x \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (8.37)$$

Двухфазные потоки характеризуются большим разнообразием режимов течения. Различают, например, пузырьковый, пробковый, дисперсно-кольцевой, дисперсный потоки. Структура двухфазного потока зависит в основном от давления, скорости, плотности теплового потока и ориентации канала в пространстве.

8.2. Температуры материалов активной зоны [2, 13]

Теплотехническая надежность активной зоны зависит от температур, которые достигаются при номинальной мощности реактора или при отклонении параметров, например расхода теплоносителя, от расчетных значений. Сравнивая расчетные температуры материалов с допустимыми и вводя

соответствующие коэффициенты запаса, проектировщик обеспечивает теплотехническую надежность. *Основа теплотехнической надежности — это запас расчетного значения температур или другого определяющего параметра до критического значения.* Например, в реакторах с водой под давлением максимальная температура теплоносителя во всех случаях не должна приближаться к температуре кипения ближе, чем на 20—30°C. В данном случае 20—30°C — это запас до критического значения параметра. О запасе до кризиса теплоотдачи говорилось выше.

Температуры материалов, прежде всего максимальные их значения, зависят прежде всего от величины и неравномерности энерговыделения в активной зоне. Идеальным было бы равномерное распределение энерговыделения по радиусу, а по высоте — обратно пропорциональное температуре теплоносителя. В этом случае температуры материалов в любом сечении по высоте активной зоны были бы примерно одинаковы. Однако достичь такого положения практически невозможно. Энерговыделение не только вначале существенно неравномерно в объеме активной зоны, но и изменяется по мере выработки ресурса.

До последнего времени практически во всех учебниках и монографиях по теории реакторов при аналитическом анализе температур предполагался синусоидальный закон распределения энерговыделения по высоте активной зоны. Это объясняется тем, что для гомогенного реактора без отражателя с равномерной по объему концентрацией ядер топлива по этому закону изменяется нейтронный поток и, следовательно, энерговыделение. Однако одна только установка отражателя существенным образом изменяет эту закономерность, снижая коэффициенты неравномерности энерговыделения почти в два раза. Несмотря на это, при аналитическом анализе температурного поля активной зоны использование синусоидального распределения энерговыделения по высоте удобно. Воспользуемся им в нашем случае.

Температура теплоносителя. Как было отмечено, наиболее широкое распространение в качестве теплоносителя получила вода. В водо-водяных некипящих реакторах температура на выходе из реактора принимается несколько ниже температуры кипения при данном давлении:

$$t_{\text{вых}} = t' - \Delta t_{\text{ПК}}. \quad (8.38)$$

Недогрев до кипения $\Delta t_{\text{ПК}}$, как уже отмечалось, обычно принимается равным 20—30°C. Это необходимо для исключения закипания теплоносителя в случае тепловой и гидравлической неравномерностей и возможных отклонений теплотехнических параметров.

Стремление поднять $t_{\text{вых}}$ для повышения КПД установки неизбежно приводит к необходимости повышать t' , а следовательно, и давление в первом контуре. Очевидно, что рост давления ухудшает весогабаритные и

маневренные характеристики энергетической установки, снижает прочностную надежность.

Температура теплоносителя на входе в реактор также является функцией нескольких параметров. Для уменьшения температурных напряжений и устойчивости нейтронно-физических характеристик целесообразно иметь в реакторе небольшой перепад температур между входом и выходом:

$$t_{\text{вх}} = t_{\text{вых}} - \Delta t_{\text{T}}.$$

Однако в случае уменьшения Δt_{T} при заданной тепловой мощности N_p возрастает расход теплоносителя:

$$G_{\text{T}} = \frac{N_p}{c_{p\text{T}} \Delta t_{\text{T}}}. \quad (8.39)$$

Оптимальное значение $t_{\text{вх}}$ обычно принимается с учетом весогабаритных показателей, экономичности и надежности оборудования.

В некоторых конструкциях реакторов в случае наличия недогрева до кипения в ядре потока допускается так называемое пристеночное кипение теплоносителя, когда температура оболочки твэла равна или несколько выше температуры насыщения t' . При таких условиях обеспечивается увеличение удельной мощности реактора, так как возрастает коэффициент теплоотдачи.

Исходными данными для расчета температуры теплоносителя в технологическом канале являются:

- температура теплоносителя на входе в реактор;
- расход теплоносителя;
- закон тепловыделения по высоте активной зоны.

Если расположить начало координат в точке $h = 0$, то для случая симметричного энерговыделения можно записать (рис. 8.5):

$$q_h = q_{\text{max}} \sin \frac{\pi h}{H'} \quad \text{Вт/м}. \quad (8.40)$$

Основное уравнение теплового баланса запишем в виде

$$Q_h = G_{\text{твэл}} c_p (t_{\text{T}} - t_{\text{вх}}) = \int_{\delta}^h q_{h_{\text{max}}} \sin \frac{\pi h}{H'} dh, \quad (8.41)$$

где Q_h — количество тепла, полученное теплоносителем на участке твэла длиной $(h - \delta)$.

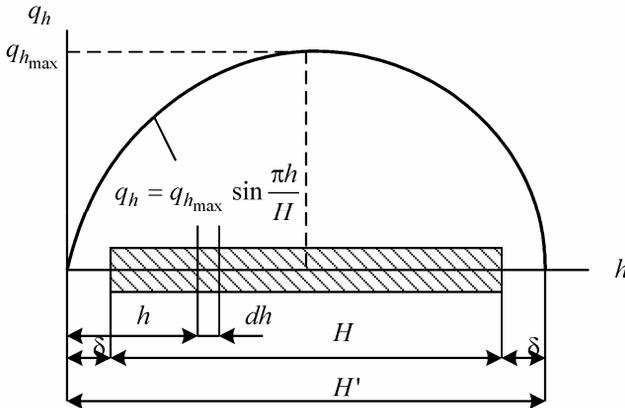


Рис. 8.5. Закон тепловыделения по высоте активной зоны

В результате решения (8.41) получим:

$$t_T = t_{\text{вх}} + A \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h}{H'} \right), \quad (8.42)$$

где

$$A = \frac{q_{h_{\text{max}}} H'}{\pi G_{\text{ТВЭЛ}} c_p}. \quad (8.43)$$

Уравнение (8.42) позволяет определять температуру теплоносителя в любом его сечении по длине твэла и справедливо для теплоносителей любых видов. Свойства теплоносителя в данном случае учитываются через изобарную теплоемкость.

Характер изменения температуры теплоносителя показан на рис. 8.6. Наиболее крутой подъем кривой изменения температуры приходится на среднюю часть твэла, так как именно здесь максимальна плотность нейтронного потока, а следовательно, максимально и тепловыделение. Если в уравнение (8.42) вместо текущей координаты h подставить $(H' - \delta)$, можно вычислить температуру на выходе из реактора:

$$t_{\text{вых}} = t_{\text{вх}} + \frac{2q_{h_{\text{max}}}}{\pi G_{\text{ТВЭЛ}} c_p}. \quad (8.44)$$

Естественно, что значение $t_{\text{вых}}$, полученное из (8.44), должно быть равно $t_{\text{вых}}$, полученному из уравнения теплоотвода:

$$t_{\text{вых}} = t_{\text{вх}} + \frac{Q_{\text{ТВЭЛ}}}{G_{\text{ТВЭЛ}} c_p}. \quad (8.45)$$

Выше было рассмотрено симметричное тепловыделение, однако реальным является случай произвольного тепловыделения.

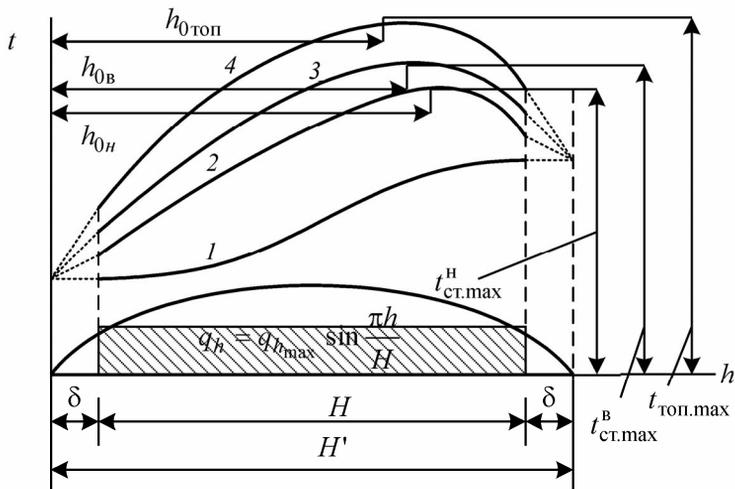


Рис. 8.6. Изменение температур по длине твэла:
 1 — теплоноситель; 2 — наружная поверхность твэла;
 3 — внутренняя поверхность твэла; 4 — топливо

Поскольку чаще всего получить аналитическое выражение этой зависимости не удастся, решение задачи может быть достигнуто двумя путями.

Первый путь — графическое интегрирование. В этом случае высота твэла разбивается на n равных участков, и на каждом определяется среднее линейное энерговыделение $\langle q_{h_i} \rangle$. Далее на каждом участке находят подогрев теплоносителя Δt_{T_i} :

$$\Delta t_{T_i} = \frac{\langle q_{h_i} \rangle H}{G_{\text{ТВЭЛ}} c_p n}. \quad (8.46)$$

После этого по точкам в конце каждого участка строится кривая изменения температуры теплоносителя по высоте технологического канала:

$$t_T = t_{\text{вх}} + \sum_{i=1}^n \Delta t_{T_i}. \quad (8.47)$$

Второй путь решения этой задачи — численное интегрирование на ЭВМ. Для такого решения необходимо подобрать многочлен — функцию $q_h(h)$ или составить массив значений $q_h(h)$ в соответствии с числом участков разбиения высоты твэла m . После этого производятся вычисления в цикле по i от 1 до m величины $R(h)$ с использованием метода трапеций:

$$R^{i+1}(h) = R^i(h) + \frac{\Delta h}{2} [q(\Delta h_{i-1}) + q(\Delta h_i)], \quad (8.48)$$

где $R(h) = \int_0^h q(h) dh$.

Затем в цикле по i от 1 до m вычисляется функция

$$t_{\tau_i} = f(R_i, t_{\text{вх}}).$$

Температура стенки тепловыделяющего элемента. Распределение температуры в сечении стержневого тепловыделяющего элемента показано на рис. 8.7.

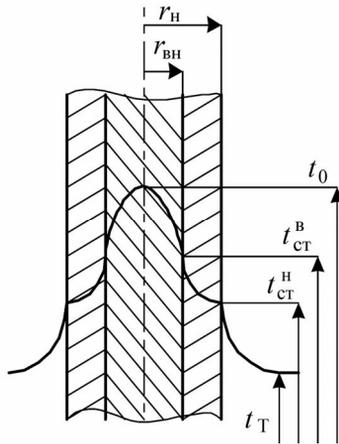


Рис. 8.7. Температура в сечении стержневого твэла

Теплоотдача от стенки к теплоносителю осуществляется в соответствии с уравнением, аналогичным (8.12):

$$q_h = \alpha \cdot 2\pi r_H (t_{\text{ст}_H} - t_T), \quad (8.49)$$

из которого следует:

$$t_{\text{ст}_H} = t_T + \frac{q_h}{2\pi r_H \alpha}. \quad (8.50)$$

Зависимость (8.50) с учетом (8.44) будет иметь вид

$$t_{\text{ст}_h} = t_{\text{вх}} + A \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h}{H'} \right) + B_h \sin \frac{\pi h}{H'}, \quad (8.51)$$

где $B = \frac{q_{h_{\text{max}}}}{2\pi r_h \alpha}$.

Величина $B = \frac{q_{h_{\text{max}}}}{2\pi r_h \alpha}$ определяет максимальный температурный перепад между поверхностью твэла и теплоносителем. Уравнение (8.51) позволяет определить температуру стенки в любом сечении по длине твэла. Исследование этого уравнения на максимум позволяет определить координату h_{0_h} , на которой устанавливается максимальная температура стенки твэла:

$$\frac{dt_{\text{ст}}}{dh} = A \frac{\pi}{H'} \sin \frac{\pi h_{0_h}}{H'} + B_{\text{ст}} \frac{\pi}{H'} \cos \frac{\pi h_{0_h}}{H'} = 0. \quad (8.52)$$

Из (8.52) получаем:

$$\text{tg} \frac{\pi h_{0_h}}{4} = -\frac{B_{\text{ст}}}{A} \quad (8.53)$$

или

$$h_{0_h} = \frac{H'}{\pi} \text{arctg} \left(-\frac{B_{\text{ст}}}{A} \right). \quad (8.54)$$

Расчеты показывают, что координата h_{0_h} существенно смещена от точки максимального энерговыделения к выходу из активной зоны (кривая 2 на рис. 8.6), что объясняется увеличением температуры теплоносителя по мере его приближения к выходу из активной зоны.

Уравнение теплопроводности через цилиндрическую оболочку твэла выглядит так:

$$q_h = \frac{2\pi \lambda_{\text{ст}}}{\ln \frac{r_h}{r_b}} (t_{\text{ст}_b} - t_{\text{ст}_h}), \quad (8.55)$$

откуда следует, что

$$t_{\text{ст}_b} = t_{\text{ст}_h} + \frac{q_h \ln \frac{r_h}{r_b}}{2\pi \lambda_{\text{ст}}}. \quad (8.56)$$

Проведя простые преобразования, получим:

$$t_{\text{ст}_B} = t_{\text{вх}} + A \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h}{H'} \right) + (B_{\text{н}} + B_{\text{в}}) \sin \frac{\pi h}{H'}, \quad (8.57)$$

где

$$B_{\text{в}} = \frac{q_{h_{\text{max}}} \ln \frac{r_{\text{н}}}{r_{\text{в}}}}{2\pi \lambda_{\text{ст}}} \quad (8.58)$$

определяет максимальный перепад температур в стенке.

Выражение (8.57) позволяет определить температуру внутренней поверхности стенки твэла в любом сечении по высоте.

Используя, как и в (8.52), принцип нахождения экстремума функции, определяем координату максимальной температуры внутренней стенки:

$$h_{0_{\text{в}}} = \frac{H'}{\pi} \operatorname{arctg} \left(-\frac{B_{\text{н}} - B_{\text{в}}}{A} \right). \quad (8.60)$$

Температура топлива. Дифференциальное уравнение стационарной теплопроводности с внутренними источниками тепла в цилиндрических координатах записывается в виде

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial h^2} + \frac{q_{\text{в}}}{\lambda_{\text{топ}}} = 0. \quad (8.61)$$

Высота твэла, как правило, значительно больше его диаметра, поэтому теплопроводностью в направлении оси h можно пренебречь:

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_{\text{в}}}{\lambda_{\text{топ}}} = 0. \quad (8.62)$$

Интегрирование выражения (8.62) приводит к выражению

$$t = t_0 - \frac{q_{\text{в}} r^2}{4\lambda_{\text{топ}}}. \quad (8.63)$$

Уравнение (8.63) позволяет определить температуру топлива на любом радиусе в рассматриваемом сечении твэла при известном значении максимальной температуры t_0 . Очевидно, что при $r = r_{\text{ст}}$ $t = t_{\text{ст}}$. Тогда

$$t_0 = t_{\text{ст}_B} + \frac{q_{\text{в}} r_{\text{ст}_B}^2}{4\lambda_{\text{топ}}}. \quad (8.64)$$

Аналогично предыдущему, где определялись температуры стенки, можно получить:

$$t_o = t_{\text{вх}} + A \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h}{H'} \right) + (B_{\text{в}} + B_{\text{н}} + D) \sin \frac{\pi h}{H'}, \quad (8.65)$$

где

$$D = \frac{q_{\text{в, макс}} r_{\text{сгн}}^2}{4\lambda_{\text{топ}}} = \frac{q_{h_{\text{ макс}}}}{4\pi\lambda_{\text{топ}}}. \quad (8.66)$$

Значение координаты $h_{0_{\text{топ}}}$, которая соответствует максимальной температуре топливного блока, находится из уравнения (8.65) при $\frac{dt_o}{dh} = 0$:

$$h_{0_{\text{топ}}} = \frac{H'}{\pi} \arctg \left(-\frac{B_{\text{в}} + B_{\text{н}} + D}{A} \right). \quad (8.67)$$

Тогда максимальная температура топлива определится из выражения

$$t_{0_{\text{ макс}}} = t_{\text{вх}} + A \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h_{0_{\text{топ}}}}{H'} \right) + (B_{\text{в}} + B_{\text{н}} + D) \sin \frac{\pi h_{0_{\text{топ}}}}{H'}. \quad (8.68)$$

Температурный режим кольцевого тепловыделяющего элемента. Рассмотрим кольцевой твэл двухстороннего охлаждения. Распределение температур по радиусу твэла данной конструкции показано на рис. 8.8.

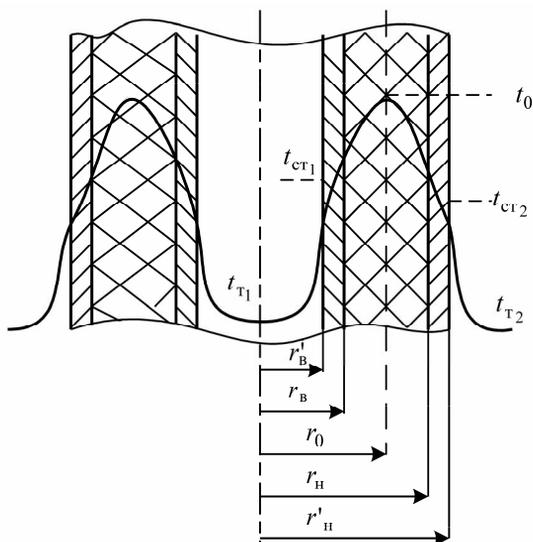


Рис. 8.8. Распределение температур в кольцевом твэле

Формулы для вычисления температур оболочки и топлива могут быть получены аналогично предыдущему, поэтому приведем их без вывода, имея в виду, что в большей мере для расчета важнее внутренняя температура стенки, так как она всегда больше наружной.

Тогда максимальные температуры стенок определяются из выражений:

$$t_{\text{ст}_1}^{\text{max}} = t_{\text{вх}} + A_1 \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h_{0_1}}{H'} \right) + B_1 \sin \frac{\pi h_{0_1}}{H'}, \quad (8.69)$$

$$t_{\text{ст}_2}^{\text{max}} = t_{\text{вх}} + A_2 \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h_{0_2}}{H'} \right) + B_2 \sin \frac{\pi h_{0_2}}{H'}, \quad (8.70)$$

где

$$A_1 = \frac{q_{h_1}^{\text{max}} H'}{\pi G_1 c_p}; \quad A_2 = \frac{q_{h_2}^{\text{max}} H'}{\pi G_2 c_p}; \quad (8.71)$$

$$B_1 = \frac{q_{h_1}^{\text{max}} H'}{2\pi \lambda_{\text{ст}}} \ln \frac{r'_B}{r'_H}; \quad B_2 = \frac{q_{h_2}^{\text{max}} H'}{2\pi \lambda_{\text{ст}}} \ln \frac{r'_H}{r'_B}. \quad (8.72)$$

Координаты сечений, в которых устанавливаются максимальные температуры стенок, соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} h_{0_1} &= \frac{H'}{\pi} \left(-\frac{B_1}{A_1} \right), \\ h_{0_2} &= \frac{H'}{\pi} \left(-\frac{B_2}{A_2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (8.73)$$

Максимальная температура топлива определится из выражений:

$$\left. \begin{aligned} t_{0_1} &= t_{\text{вх}} + A_1 \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h_{\text{топ}_1}}{H'} \right) + (B_1 + D_1) \sin \frac{\pi h_{\text{топ}_1}}{H'}, \\ t_{0_2} &= t_{\text{вх}} + A_2 \left(\cos \frac{\pi \delta}{H'} - \cos \frac{\pi h_{\text{топ}_2}}{H'} \right) + (B_2 + D_2) \sin \frac{\pi h_{\text{топ}_2}}{H'}. \end{aligned} \right\} \quad (8.74)$$

$$\left. \begin{aligned} h_{\text{топ}_1} &= \frac{H'}{\pi} \arctg \left(-\frac{B_1 + D_1}{A_1} \right), \\ h_{\text{топ}_2} &= \frac{H'}{\pi} \arctg \left(-\frac{B_2 + D_2}{A_2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (8.75)$$

Радиус, на котором устанавливается максимальная температура топлива, определяется выражением

$$r_0 = \sqrt{\frac{2\lambda_{\text{топ}}}{q_V \ln \frac{r_H}{r_B}} \left[t_{\text{ст}_2} - t_{\text{ст}_1} + \frac{q_V}{4\lambda_{\text{топ}}} (r_H^2 - r_B^2) \right]}. \quad (8.76)$$

8.3. Естественная циркуляция теплоносителя [12, 13]

В реакторах водо-водяного типа циркуляция теплоносителя осуществляется, как правило, принудительно, за счет напора циркуляционного насоса первого контура. Однако большой практический интерес представляет вопрос о возможности работы реактора при естественной циркуляции теплоносителя (ЕЦТ), что особенно важно для аварийных (в случае прекращения подачи теплоносителя в активную зону насосом) и штатных режимов расхолаживания, а также подъема мощности. Целесообразно также определить предел мощности, при которой может быть допущена ЕЦТ. Известны конструкции реакторов, в которых ЕЦТ обеспечивает теплосъем во всем диапазоне мощностей.

Критерии надежности теплоотвода при ЕЦТ остаются теми же, что рассмотрены выше, в частности, обеспечение температуры стенок и топлива твэлов в допустимых пределах, получение необходимого запаса по критической плотности теплового потока и т. д.

Непременным условием надежности теплоотвода в режиме расхолаживания или пуска по аналогии с обычными режимами эксплуатации реактора является поддержание на поверхности твэлов непрерывной водяной пленки. Как показывает опыт эксплуатации других теплообменных аппаратов, для поддержания водяной пленки необходимо, чтобы поверхность твэлов омывалась водой, движущейся снизу вверх. Возникающие из-за неточности расчета или нарушения режима расхолаживания паровые пузыри будут уноситься водой, даже если она движется с малой скоростью. При подаче воды в обратном направлении могут иметь место локальные повышения температуры стенок твэлов и топлива. Эти отклонения будут следствием появления вблизи теплоотдающей поверхности неподвижных паровых пузырей (пленки). Нулевые скорости паровой фазы в данном случае возникают в результате неодинакового направления движения воды и пара при малых скоростях теплоносителя в активной зоне.

Таким образом, надежное охлаждение активной зоны реактора осуществляется, если парогенератор выполняет роль опускного элемента циркуляционного контура, а реактор — подъемного.

Для обеспечения движения воды с постоянной скоростью необходимо, чтобы в любой момент времени соблюдалось равенство между возникающими при движении гидравлическими сопротивлениями и развиваемым в контуре движущим напором, т. е.

$$\Delta p_p + \Delta p_{пг} + \Delta p_{трб} = p_{дв} \quad (8.77)$$

или

$$\Delta p_{лк} = \Delta p_{дв},$$

где Δp_p , $\Delta p_{пг}$, $\Delta p_{трб}$, $\Delta p_{лк}$ — гидравлические сопротивления соответственно реактора, парогенератора, трубопроводов и первого контура в целом.

Если движущий напор недостаточен для компенсации суммарного гидравлического сопротивления в первом контуре при некоторой скорости теплоносителя ($p_{дв} < \Delta p_{лк}$), то скорость воды снижается до значения, при котором снова наступает равенство $p_{дв} = \Delta p_{лк}$. Наоборот, если $p_{дв} > \Delta p_{лк}$, то за счет избыточной величины движущего напора скорость увеличивает-ся до значения, при котором $p_{дв}$ и $\Delta p_{лк}$ сравниваются. Очевидно, что движущий напор циркуляции будет представлять собой разность удельных давлений, создаваемых столбом воды опускной (со стороны парогенератора) и подъемной (со стороны реактора) частей контура, т. е.

$$p_{дв} = p_{пг} - p_p. \quad (8.78)$$

Правая часть этой формулы может быть легко найдена, если известны температура воды и высота участков всех элементов контура. В соответствии с рис. 8.9 и введенными на нем обозначениями движущий напор можно представить в виде

$$p_{дв} = \left(h_1^{пг} \rho_1 + h_{не}^{пг} \rho_{сп,не}^{пг} + h_{исп}^{пг} \rho_{сп,исп}^{пг} + h_{эк}^{пг} \rho_{сп,эк}^{пг} + h_2^{пг} \rho_2 \right) - \left(h_1^p \rho_1 + h_{а3}^p \rho_{сп,а3}^p + h_{пер}^p \rho_1 + h_2^p \rho_2 \right), \quad (8.79)$$

где h_1^p и $h_1^{пг}$ — высота трубопроводов соответственно над реактором и парогенератором; h_2^p и $h_2^{пг}$ — то же применительно к нижней части реактора и парогенератора; $h_{не}^{пг}$, $h_{исп}^{пг}$, $h_{эк}^{пг}$ — высота перегревательного, испарительного и экономайзерного участков парогенератора; $h_{а3}^p$ — высота активной зоны реактора; $h_{пер}^p$ — высота водяного пространства над активной зоной.

Анализ уравнения (8.79) показывает, что движущий напор зависит от ряда факторов, основные среди которых:

- интенсивность теплоотвода на различных участках парогенератора;

- высота того или иного элемента реактора и парогенератора;
- взаимное расположение реактора и парогенератора по высоте.

Рассмотрим влияние этих факторов, преобразовав уравнение (8.79) к виду

$$p_{\text{дв}} = \left[\left(h_{\text{не}}^{\text{пр}} \rho_{\text{сп,не}}^{\text{пр}} + h_{\text{исп}}^{\text{пр}} \rho_{\text{сп,исп}}^{\text{пр}} + h_{\text{эж}}^{\text{пр}} \rho_{\text{сп,эж}}^{\text{пр}} \right) - \left(h_{\text{аз}}^{\text{р}} \rho_{\text{аз}}^{\text{р}} + h_{\text{рег}}^{\text{р}} \rho_1 \right) \right] + \left[\rho_2 \left(h_2^{\text{пр}} - h_2^{\text{р}} \right) - \rho_1 \left(h_1^{\text{р}} - h_1^{\text{пр}} \right) \right]. \quad (8.80)$$

Выражение в первых квадратных скобках этого уравнения представляет собой долю движущего напора, получаемую за счет неодинаковой интенсивности теплоотвода в реакторе и парогенераторе, а также в результате особенностей их конструкции. Выражение во вторых квадратных скобках отражает влияние на движущий напор относительного расположения реактора и парогенератора.

Предположим, что высоты реактора и парогенератора одинаковы и они расположены на одной высоте:

$$h_1^{\text{р}} = h_1^{\text{пр}} \text{ и } h_2^{\text{р}} = h_2^{\text{пр}}.$$

Как видно из выражения (8.80), движущий напор будет обусловлен в таком случае только различием теплоотвода в реакторе и парогенераторе. За счет различной интенсивности теплоотвода в этих элементах обеспечивается положительное значение $p_{\text{дв}}$. Это же подтверждается и разницей между $\sum h_i^{\text{пр}} \rho_i^{\text{пр}}$ и $\sum h_i^{\text{р}} \rho_i^{\text{р}}$ (заштрихованная площадь на рис. 8.9а). Возникающего при таком варианте движущего напора, очевидно, будет достаточно, чтобы обеспечить ЕЦТ в однозаходном ВВР. Такая ситуация может сложиться, когда после затухания циркуляции теплоноситель начнет разогреваться за счет остаточного тепловыделения. Разогрев без циркуляции будет продолжаться до тех пор, пока плотность теплоносителя в реакторе не уменьшится до значения, при котором разность в «холодной» и «горячей» частях контура станет достаточной, чтобы произошло движение теплоносителя по контуру, т. е. осуществился «бросок» циркуляции. После такого «броска» в активную зону вновь поступит холодный теплоноситель из парогенератора, и циркуляция прекратится. Процесс может вновь повториться, если остаточного тепловыделения будет достаточно для необходимого подогрева теплоносителя. Такие «броски» действительно имеют место в период расхолаживания реакторов.

Проанализируем зависимость движущего напора от относительного расположения реактора и парогенератора (см. рис. 8.9). При $h_1^{\text{р}} > h_1^{\text{пр}}$, $h_1^{\text{пр}}$, $h_2^{\text{пр}} > h_2^{\text{р}}$ движущий напор может достигать больших значений. Из (8.80) следует, что он будет тем выше, чем больше разница между высотами размещения реактора и парогенератора.

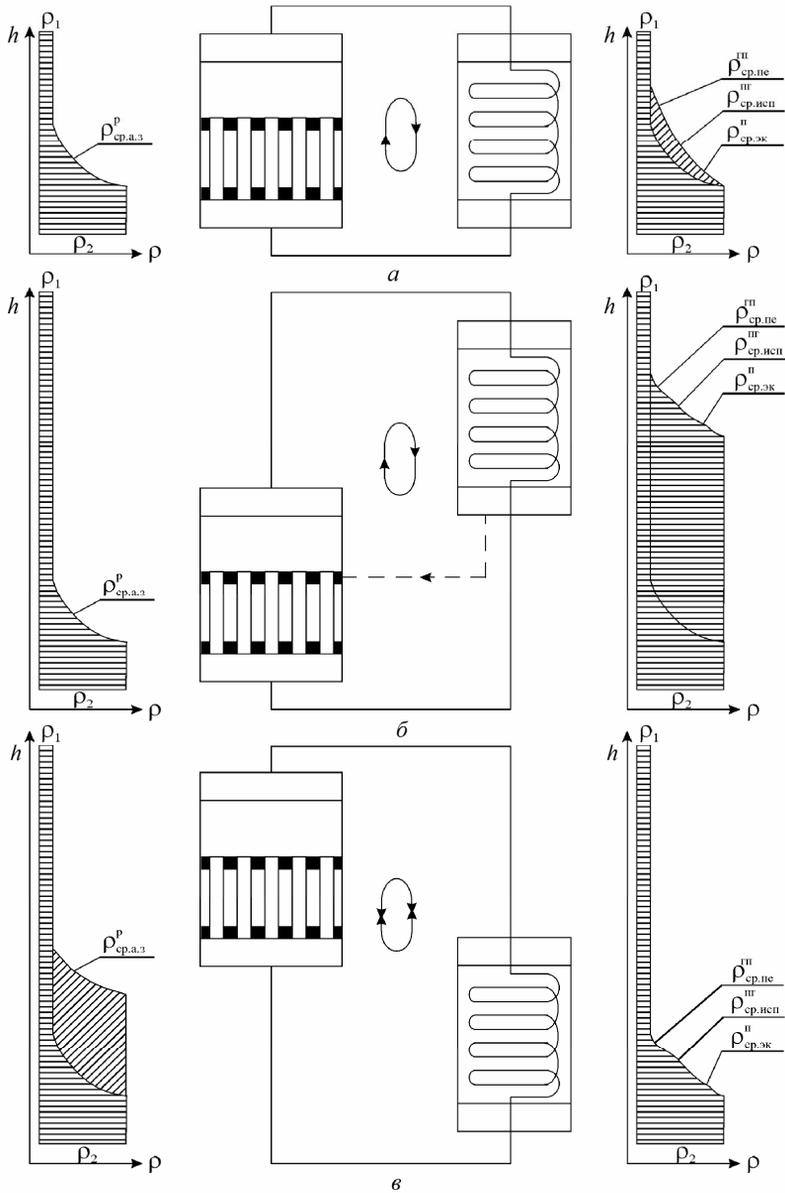


Рис. 8.9. Зависимость движущегося напора ЕЦТ от относительного расположения реактора и парогенератора по высоте реакторного отсека

Иную картину можно наблюдать при движении воды по контуру (см. рис. 8.9в). При таком расположении реактора и парогенератора напор циркуляции может принять отрицательное значение, в результате чего движение воды по контуру будет происходить в обратном направлении, что недопустимо.

Таким образом, оптимальным является контур на рис. 8.9б. Пунктирной линией здесь обозначен второй вариант подачи воды в реактор. С помощью такого подвода удастся увеличить расстояние между центрами реактора и парогенератора. Однако за счет подогрева воды в заэкранном пространстве движущий напор несколько уменьшится.

Из изложенного следует, что чем больше расстояние между центрами реактора и парогенератора, тем больший движущий напор будет создаваться за счет ЕЦТ. Следовательно, при большем диапазоне мощностей можно обеспечить надежный теплоотвод активной зоны реактора.

Расход теплоносителя в режиме естественной циркуляции. Конечной целью расчета ЕЦТ для обоснования новых проектных решений или введения новых режимов в существующих установках является получение данных, определяющих мощностные показатели установки и подтверждающих надежность работы элементов оборудования и установки в целом.

Тепловая мощность активной зоны, которую должен снимать теплоноситель в режиме естественной циркуляции, будет определяться соотношением

$$N_p = \Delta h G_1, \quad (8.81)$$

где Δh — разность энтальпий теплоносителя на горячей и холодной сторонах контура (т. е. на выходе и на входе реактора), кДж/кг; G — расход теплоносителя по контуру, кг/с.

При постоянной удельной массовой теплоемкости теплоносителя ($c_p = \text{const}$)

$$N_p = c_p G_1 \Delta t, \quad (8.82)$$

где Δt — подогрев теплоносителя в реакторе, К.

Для определения N_p по формуле (8.82) необходимо знать расход теплоносителя по контуру, который сам является функцией температуры T .

Условием установления в контуре циркуляции расхода теплоносителя G является равенство движущего напора ЕЦТ суммарному гидравлическому сопротивлению контура $\Delta p_{\text{ск}}$:

$$P_{\text{дв}} = \Delta p_{\text{ск}}. \quad (8.83)$$

Правая часть уравнения (8.83) зависит от конструктивных характеристик контура (площади живых сечений, длины участков, шероховатости стенок, местных сопротивлений), теплофизических свойств теплоносителя, принимаемых рабочих параметров p и T и расхода теплоносителя.

В общем случае

$$\Delta p_{\text{ск}} = RG^2, \quad (8.84)$$

где R — приведенный коэффициент сопротивления всего контура, зависящий от отмеченных выше факторов и режимов течения на участках (чисел Re).

Левая часть уравнения (8.83) зависит от геометрических характеристик установки (в частности, от высоты), теплофизических свойств теплоносителя, принятых ограничений по максимальной температуре теплоносителя

и, что самое главное, от расхода G . Действительно, из (8.82) $\Delta T = \frac{N_p}{c_p G} T$,

а $p_{\text{дв}} = f(\Delta T)$, при этом для заданной мощности увеличение G приводит к снижению ΔT и к соответствующему снижению $p_{\text{дв}}$.

Таким образом, левая часть уравнения (8.82) представляет собой уменьшающуюся функцию, а правая — возрастающую функцию G .

На рис. 8.10 показано графическое решение уравнения (8.82), когда графики функций $p_{\text{дв}} = f_1(G)$ и $p_{\text{ск}} = f_2(G)$ строятся по трем точкам для значений расхода теплоносителя G_1 , G_2 и G_3 , а истинный расход теплоносителя в контуре определяется точкой пересечения построенных графиков. Таким методом пользуются при ручных расчетах, задаваясь конструктивными характеристиками контура на базе предварительных вариантных оценок, в том числе и с использованием прототипов. При этом контур рассматривается как простой циркуляционный, а теплогидравлические особенности параллельно работающих неидентичных в тепловом отношении звеньев анализируются на дальнейшей стадии. Сложная взаимосвязь параметров, влияющая на условия ЕЦТ, заставляет при поиске наиболее эффективных конструктивных решений выполнять много вариантных расчетов, получая все данные, необходимые для подтверждения надежной работы твэлов активной зоны (температура оболочек, запасы до критической тепловой нагрузки).

Использование ЭВМ для выполнения теплогидравлических расчетов энергетического оборудования позволяет более глубоко исследовать ЕЦТ и получать достоверные данные по надежности работы установок. Разрабатываются математические модели, с максимально возможной полнотой охватывающие взаимосвязь влияющих друг на друга характеристик. Математическая модель строится на физической картине с учетом теплогидравлических особенностей режимов с ЕЦТ применительно к конкретно сформулированной задаче.

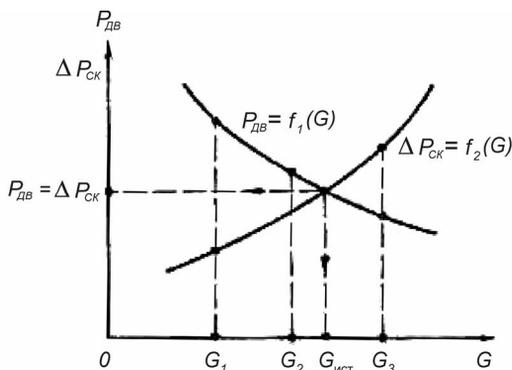


Рис. 8.10. Графическое определение расхода при ЕЦТ

8.4. Особенности теплофизики кипящих реакторов [2, 12, 19]

Создание реакторов кипящего типа длительное время считалось перспективным направлением как в стационарной, так и в транспортной атомной энергетике. Были созданы и испытаны проекты таких реакторов. В стационарной энергетике широко известны реакторы РБМК, в которых реализовано кипение теплоносителя в активной зоне. Был создан и испытан судовой кипящий реактор ТВП-4. Однако основным типом реакторов продолжают оставаться реакторы с водой под давлением. Несмотря на это, перспектива использования кипящих реакторов далеко не исчерпана. В них заложен ряд существенных преимуществ, особенно в области теплофизики. Главное, в этих реакторах начинает использоваться скрытая теплота парообразования, резко увеличивающая разницу энтальпий на выходе и входе в активную зону при снижении расхода теплоносителя и температурного перепада. В области кипения в несколько раз возрастают коэффициенты теплоотдачи, что ведет к снижению температуры твэлов при сравнимых плотностях теплового потока. Только кипящие реакторы могут обеспечить создание одноконтурных атомных энергетических установок, когда пар из реактора сразу используется как рабочее тело в турбине.

Кипящие реакторы могут использовать как принудительную, так и естественную циркуляцию теплоносителя. При этом возможности естественной циркуляции у ВВРК намного шире, чем у реакторов с водой под давлением.

Кипящие реакторы могут быть прямоточными и с многократной циркуляцией. В прямоточных кипящих реакторах в каналах происходит полный цикл образования перегретого пара или осуществляется испарение всей поступившей на вход воды ($x = 1$). В реакторах с многократной циркуляцией на выходе из каналов теплоноситель имеет паросодержание $x < 1$,

обычно 0,15—0,35. Образующийся пар, как правило, направляется к турбине, а вода, смешиваясь с водой из главного конденсатора турбины, вновь направляется в реактор.

Процессы теплообмена в каналах кипящих реакторов и структура двухфазного потока имеют большое значение для обеспечения надежности теплоотвода и протекания нейтронно-физических процессов.

Рассмотрим простейший случай (рис. 8.11), когда на входе в канал круглого сечения имеем недогретую жидкость, а на выходе — сухой насыщенный или слегка перегретый пар. По характеру развивающихся в потоке процессов и структурных преобразований по длине канала можно выделить шесть зон: 1 — зона подогрева жидкости, 2 — зона поверхностного кипения при недогретом ядре потока, 3 — зона развитого парообразования (кипения), 4 — зона дисперсно-кольцевого режима с постепенным высыханием жидкостной пленки, 5 — зона кризиса теплообмена второго рода, 6 — зона испарения оставшихся капель в потоке пара и его перегрева. Предположим, что плотность теплового потока по длине канала постоянна, а канал вертикален. На рис. 8.11 он для удобства показан горизонтальным.

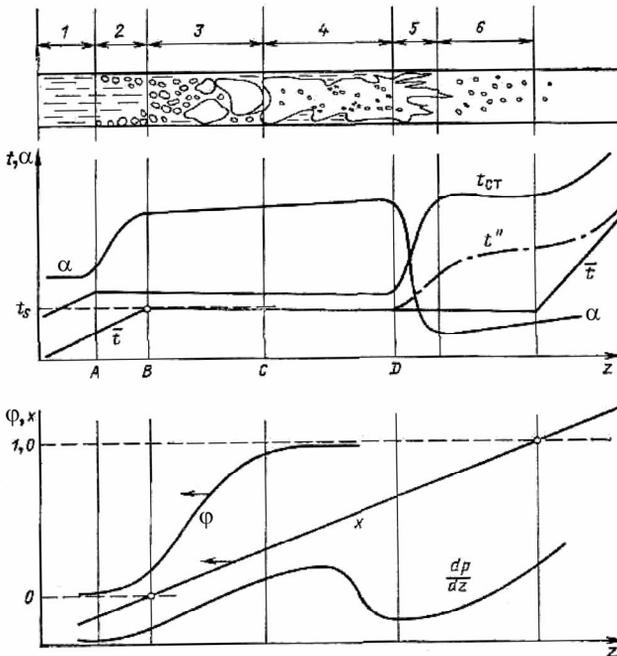


Рис. 8.11. Режимы движения и изменение параметров двухфазного потока в обогреваемом канале

1. *Зона подогрева* охватывает область температур теплоносителя от $t_{\text{вк}}$ до начала поверхностного кипения $t_{\text{пк}}$. В этой зоне интенсивность теплообмена определяется турбулентным перемешиванием, а коэффициент теплоотдачи находится по формулам для конвективного движения жидкости. Например, может использоваться формула

$$N_k = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4}. \quad (8.85)$$

Сечение A на рисунке определяет начало парообразования. На этом участке $x < 0$ при $\varphi = 0$. Средняя температура жидкости растет линейно.

2. *Зона поверхностного кипения* недогретой до t' жидкости занимает область от $t_{\text{пк}}$ до t в сечении B . На этом участке существует значительная термодинамическая неравномерность потока, поскольку жидкость имеет температуру $t < t'$, а температура пара равна t_s . В сечении B относительное весовое паросодержание $x = 0$, а истинное объемное паросодержание постепенно возрастает, достигая чаще всего значений 0,1—0,15. Коэффициент теплоотдачи возрастает, а температура стенки изменяется мало и несколько превышает t' . Средняя температура потока растет линейно.

В этой области сложно рассчитать осредненный на участке коэффициент теплоотдачи. Допустимо использовать формулы для развитого кипения:

$$\alpha = 4,34q^{0,7} \left(p^{0,14} + 1,35 \cdot 10^{-2} p^{-2} \right). \quad (8.86)$$

3. *Зона развитого кипения* с линейно увеличивающимся массовым паросодержанием x . Истинное объемное паросодержание на участке зоны резко возрастает, и только к концу участка интенсивность роста снижается. Пузырьковый режим течения сменяется на пробковый, снарядный, дисперсно-кольцевой. Коэффициент теплоотдачи по длине участка несколько возрастает, а температура стенки снижается за счет роста интенсивности теплообмена. Основные теплофизические преимущества кипящих реакторов связаны с процессами на этом участке.

При кипении воды и пароводяной смеси в трубах и кольцевых каналах коэффициент теплоотдачи можно рассчитывать по формуле

$$\alpha = \alpha_1 \sqrt{1 + 7 \cdot 10^{-9} \left(\frac{r \rho' w_{\text{см}}}{q} \right)^{3/2} \left(\frac{0,7 \alpha_0}{\alpha_1} \right)^2}, \quad (8.87)$$

где $\alpha_1 = \sqrt{\alpha_{\text{ж}} + (0,7 \alpha_0)^2}$; $\alpha_{\text{ж}}$ — коэффициент теплообмена при течении однофазной жидкости; α_0 — коэффициент теплообмена при кипении в большом объеме; $w_{\text{см}}$ — средняя скорость пароводяной смеси; ρ' — плотность воды на линии насыщения; r — скрытая теплота парообразования; q — тепловой поток.

4. *Зона высыхания пленки.* В сечении C наступает дисперсно-кольцевой режим течения, когда по стенке медленно движется пленка жидкости, а в ядре потока со значительно большей скоростью движется пар с каплями жидкости. Интенсивность теплообмена несколько возрастает по мере уменьшения пленки жидкости.

5. *Зона кризиса теплообмена.* На участках поверхности, где пленка разрывается и высыхает, теплообмен резко ухудшается. D считается сечением кризиса теплоотдачи. Паросодержание в этом сечении достигает значений $x_{гр}$ когда регистрируется кризис теплообмена второго рода. Начиная с этого сечения на участке длиной 10—20 диаметров канала отмечаются пульсации температуры стенки. Если в этой области плотность теплового потока достигнет $q_{кр}$, возможен пережог стенки.

В ядерных реакторах принимаются меры по исключению использования для теплопередачи от твэлов к теплоносителю зоны кризиса или по максимально возможному снижению плотности теплового потока в этой зоне.

6. *Зона доиспарения капель жидкости и начала перегрева пара.* В этой области жидкость перестает контактировать со стенкой, и ее температура остается высокой. Температура пара начинает перегреваться выше t_{sr} , несмотря на наличие в потоке капель жидкости с температурой насыщения. Это второй участок, на котором движется неравновесный поток. Расчет теплообмена может быть произведен по формуле

$$Nu = 0,028 Re_n^{0,8} \rho_{2n}^{0,4} \left(\frac{\rho_{ст}}{\rho_{ср}} \right), \quad (8.88)$$

где $\rho_{ст}, \rho_{ср}$ — плотность пара при температуре стенки и при средней температуре на участке.

Важной особенностью кипящих реакторов с любым принципом циркуляции является возможность возникновения теплогидравлической неустойчивости. К настоящему времени классифицированы различные виды неустойчивости, когда возникают периодические или аperiodические пульсации расхода и давления в каналах, в том числе при постоянстве перепада давления между входным и выходным коллекторами. По теплогидродинамической неустойчивости опубликовано много работ. В частности, достаточно подробный анализ гидродинамических пульсаций выполнен В. Хабенским [18]. Однако до настоящего времени актуальность этой проблемы не исчерпана.

Неустойчивостью потока теплоносителя принято считать периодическое или однократное изменение его теплогидравлических параметров (прежде всего расхода) в отдельных каналах или в циркуляционном контуре при работе установки в стационарном или переходных режимах.

На основании многочисленных экспериментальных и расчетных работ выявлены различные по механизму виды неустойчивости. Для некоторых из них уже развиты аналитические, критериальные и численные методы определения границы устойчивости, установлено поведение во времени параметров теплоносителя в неустойчивой области. Однако большое число различных видов неустойчивости, усложнение циркуляционных контуров, повышение энергонапряженности поверхности нагрева, а также возможность наложения и взаимодействия различных видов неустойчивости часто осложняют их количественный и даже качественный анализ. Рассматриваемое явление во всей полноте еще до конца не изучено, и при дальнейшем повышении энергонапряженности поверхности нагрева и появлении новых гидравлических схем возможно обнаружение новых, не исследованных ранее видов неустойчивости двухфазного потока или новых комбинаций уже известных видов.

Для конкретизации подхода к обеспечению устойчивой работы контуров с двухфазным потоком большое значение имеет обоснованная классификация известных видов неустойчивости, выявление их особенностей и характера влияния параметров на границу устойчивости, а также качественная оценка вероятности их появления в тех или иных частных случаях. Указанные вопросы рассмотрены ниже на основе анализа многочисленных современных экспериментальных и расчетных исследований. При этом влияние на устойчивость потока таких обратных связей, как нейтронно-физические процессы, системы автоматического регулирования, различные виды побудителей циркуляции и др., здесь не затрагивается, несмотря на то что эти обратные связи могут существенно смещать области устойчивой работы циркуляционных контуров и изменять характер колебания параметров в неустойчивой области.

Рассмотрение неустойчивости двухфазного потока, обусловленной только теплогидравлическими процессами, объясняется следующими причинами: во-первых, во многих случаях неустойчивость двухфазного потока определяется внутренними теплогидравлическими процессами, и влияние других обратных связей отсутствует; во-вторых, несмотря на количественное влияние внешних обратных связей не теплогидравлической природы, физический механизм неустойчивости двухфазного потока и качественное влияние режимных и конструктивных параметров на границу устойчивости имеет достаточно универсальный характер и определяется в основном теплогидравлическими процессами; в-третьих, характер влияния внешних обратных связей можно качественно оценить через их воздействие на граничные условия.

По физическому механизму возникновения и существования неустойчивости двухфазных неадиабатных потоков, определяемые теплогидравлическими процессами и характерные для ядерной и тепловой энергетики, можно разделить на следующие виды: теплогидравлическую, структурную, обусловленную наличием сжимаемого объема, акустическую.

Теплогидравлическая неустойчивость наиболее часто встречается в циркуляционных контурах энергетических установок, и возникновение ее недопустимо по соображениям теплотехнической надежности. Внезапное уменьшение расхода теплоносителя может привести к перегреву и разрушению канала, а его периодические колебания — к разрушениям материала из-за переменных термических напряжений и уменьшения критического теплового потока. Колебания расхода могут являться побудителем низкочастотных вибраций.

Перед рассмотрением теплогидравлической неустойчивости в различных ее проявлениях приведем краткий анализ других видов неустойчивости с оценкой вероятности их проявления в элементах АЭС.

Структурные колебания двухфазного парожидкостного потока в обогреваемом канале могут быть вызваны изменением режима течения, связанного с изменением структуры потока. Например, пузырьковое кипение может переходить в снарядное, а снарядное — в дисперсно-кольцевое. При различных режимах течения имеются различные зависимости для сопротивления трения и паросодержания (как известно, при смене снарядного режима течения дисперсно-кольцевым наблюдается кризис сопротивления). Поэтому даже в стационарных режимах работы изменения в кипящем теплоносителе (например, вскипание перегретой жидкости, объединение пузырей в паровой снаряд, занимающий все сечение канала, и т. д.) могут приводить к смене режима течения и, как следствие, к изменению гидравлического состояния канала и расхода пара через него.

Существенные колебания параметров двухфазного потока могут наблюдаться и при постоянном режиме течения, если этот режим пробковый или снарядный. Чередование плотных участков и паровых снарядов вызывает в канале пульсации давления значительной амплитуды.

Вызванные структурными изменениями колебания расхода могут иметь нелинейный, но регулярный характер и при низком давлении и малом расходе достаточно большую амплитуду. Например, если происходит резкое вскипание перегретого теплоносителя (так называемое взрывное кипение), особенно в системах, имеющих большую разность плотностей жидкости и пара (ЖМТ, водяные теплоносители при низком давлении), то возникающее в паровом снаряде локальное повышение давления может приводить даже к обратному течению теплоносителя. Структурная неустойчивость двухфазного потока в кипящих водо-водяных реакторах и других кипящих аппаратах с естественной циркуляцией может приводить к заметным колебаниям параметров только при низком давлении теплоносителя ($p < 1$ МПа) и малой скорости, при которой колебания перепада давления соизмеримы с абсолютным перепадом давления в канале.

Взаимосвязь структурных колебаний расхода теплоносителя с нейтронно-физическими процессами при существенном плотностном коэффициенте

реактивности может увеличить амплитуду колебаний параметров и снизить теплотехническую надежность активной зоны.

Трудность прогнозирования структурной неустойчивости состоит в сложности теоретического предсказания изменения нестационарных локальных теплогидравлических параметров, особенно в каналах сложной геометрии. Поэтому для определения количественных характеристик потока при ожидании этого вида неустойчивости в реальных установках требуется проведение экспериментальных исследований для рабочего диапазона параметров в модели канала натурной геометрии.

Неустойчивость, обусловленная наличием сжимаемого объема на входе в канал, была впервые обнаружена при экспериментальном исследовании устойчивости на теплофизических стендах. Сжимаемый объем в таких стендах использовался как компенсатор объема или для сглаживания колебаний давления (или расхода), создаваемых питательным насосом. Если на выходе из обогреваемого канала находится двухфазный поток, который тоже является сжимаемым объемом, то получается потенциально неустойчивая система, когда тяжелая несжимаемая жидкость заключена между двумя сжимаемыми объемами. Имеющиеся в системе возмущения ограниченной амплитуды при наличии сжимаемого объема могут существенно усиливаться и приводить к разрушению канала. Колебания потока при наличии сжимаемого объема обычно имеют низкую частоту. Граница устойчивости в такой системе зависит от давления, сопротивления трубопровода между емкостью и каналом и от объема газовой (или паровой) подушки в сжимаемой емкости. Причем для конкретной системы существует определенное, наиболее неблагоприятное в отношении устойчивости значение объема газовой подушки. Увеличение или уменьшение объема газовой подушки по сравнению с неблагоприятным приводит к стабилизации потока.

Увеличение давления в системе и сопротивления трубопровода, соединяющего канал с емкостью, содержащей сжимаемый объем, способствует стабилизации потока в указанных условиях.

В реально существующих гидравлических схемах сжимаемые объемы на входе, как правило, отсутствуют. Однако принципиально такая ситуация может возникнуть при аварийных динамических режимах, когда в отдельных зонах реактора могут появляться паровые или газовые объемы, или при повышении энергонапряженности активных зон, когда при наличии газового компенсатора объема на входе в реактор на выходе из активной зоны появляется двухфазный поток.

Анализ описанной неустойчивости в системах с двухфазным потоком показывает также, с какой осторожностью надо переносить экспериментальные результаты с модельных теплофизических стендов в натурные условия, так как небольшое изменение в гидравлической схеме при модельном эксперименте может вызвать колебания, не характерные для натуральных условий.

Акустическая неустойчивость двухфазного потока представляет собой высокочастотные колебания, которые в виде волн сжатия или разрежения могут распространяться со звуковой скоростью по каналу и отражаться от его концов. Источниками акустических колебаний могут являться вибрация элементов активной зоны под действием гидродинамических сил, резкое открытие или закрытие клапанов, ударные нагрузки (например, в результате сейсмических процессов), термоакустические эффекты, связанные с образованием и конденсацией пузырьков пара при кипении недогретой жидкости, и т. д. Амплитуда колебаний давления при прохождении волн сжатия не опасна и имеет малое значение за исключением тех случаев, когда возникает ударная волна с резким ростом амплитуды.

Для упрощения анализа возникновения теплогидравлической неустойчивости двухфазного потока обычно рассматривают три наиболее характерных в тепловой и атомной энергетике типа граничных условий, которые в равной мере относятся к системам как с принудительной, так и с естественной циркуляцией:

- теплогидравлическая неустойчивость двухфазного потока в изолированном (одиночном) канале, работающем при фиксированном перепаде давления между входом и выходом;
- теплогидравлическая неустойчивость двухфазного потока в системе параллельных каналов;
- теплогидравлическая неустойчивость потока в контуре циркуляции.

Статическая теплогидравлическая неустойчивость (иногда ее называют неустойчивостью Лединегга или аperiodической неустойчивостью) двухфазного потока заключается в неоднозначности статической гидравлической характеристики канала или группы каналов, при которой одному перепаду давления на канал p_k соответствует несколько значений расхода G_k при прочих неизменных условиях (рис. 8.12).

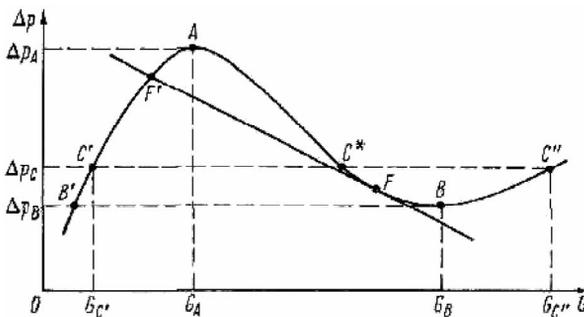


Рис. 8.12. Неоднозначная гидравлическая характеристика канала

Отрицательный наклон гидравлической характеристики на участке AB обусловлен тем, что с уменьшением расхода через канал составляющая потеря на трение на испарительном участке увеличивается интенсивнее, чем уменьшаются составляющая потеря на трение на экономайзерном участке и нивелирная составляющая перепада давлений. Таким образом, меньшему расходу в статическом состоянии соответствует в этой области больший перепад давления на канал. При поддержании постоянного перепада давления на канале Δp_c в диапазоне (p_A, p_B) устойчивая стационарная работа канала в области расходов (G_A, G_B) невозможна, так как небольшие возмущения, всегда имеющиеся в системе, приводят к изменению расхода до нового значения, соответствующего одному из устойчивых значений (G_C или $G_{C'}$) в зависимости от направления и вида возмущения.

Определение границы устойчивости и влияние на нее параметров при неустойчивости двухфазного потока, обусловленной неоднозначностью статической гидравлической характеристики, подробно исследовано во многих работах.

Для повышения теплогидравлической статической устойчивости двухфазного потока для всех типов граничных условий обычно рекомендуется увеличивать входное местное сопротивление, повышать давление в системе, уменьшать входной недогрев, уменьшать тепловую неравномерность параллельных каналов и изменять компоновку поверхностей нагрева. Все эти факторы приводят к вырождению участка неоднозначности гидравлической характеристики или сдвигают этот участок в нерабочую область.

Как правило, статическая теплогидравлическая неустойчивость наблюдается в гидравлических системах с принудительной циркуляцией. Системы с естественной циркуляцией, например паровые котлы с естественной циркуляцией или одноконтурные АЭС с кипящими реакторами на естественной циркуляции, имеют малые недогревы теплоносителя на входе в активную зону и небольшие скорости циркуляции, что обычно обеспечивает их эксплуатацию во всем рабочем диапазоне мощностей на левой устойчивой ветви гидравлической характеристики. Однако для двухконтурных установок с кипящими реакторами на естественной циркуляции, где могут быть большие недогревы теплоносителя на входе в активную зону и малые выходных паросодержания, при определенных сочетаниях параметров не исключена возможность возникновения статической неустойчивости в части каналов.

Вид статической гидравлической характеристики надежно прогнозируется расчетным методом.

Динамическая (колебательная) теплогидравлическая неустойчивость проявляется при работе канала или контура на устойчивом участке статической гидравлической характеристики. Колебания потока теплоносителя вызываются динамическими взаимодействиями между параметрами пото-

ка (скоростью, плотностью, давлением, энтальпией и их распределением) благодаря эффектам запаздывания и процессам обратной связи.

В зависимости от диапазона и сочетания теплогидравлических параметров определяющую роль в самоподдерживающихся колебаниях расхода (в том числе и при сохранении постоянного перепада давления в канале) могут играть разные составляющие перепада давления. В результате конструктивные и режимные параметры неодинаково влияют на границу устойчивости потока в зависимости от того, какая из составляющих перепада давления определяет колебания потока.

Еще в середине 60-х годов прошлого столетия в Центральном научно-исследовательском и проектно-конструкторском котлотурбинном институте им. И. И. Ползунова был выявлен основной механизм теплогидравлической неустойчивости потока в парогенерирующих каналах. В его основе лежала переменность весовой емкости канала при малых колебаниях расхода на входе. Если выброс переменной массы при снижении расхода оказывался значительным (рис. 8.13), это вызывало кратковременное увеличение сопротивления канала и дальнейшее снижение расхода на входе.

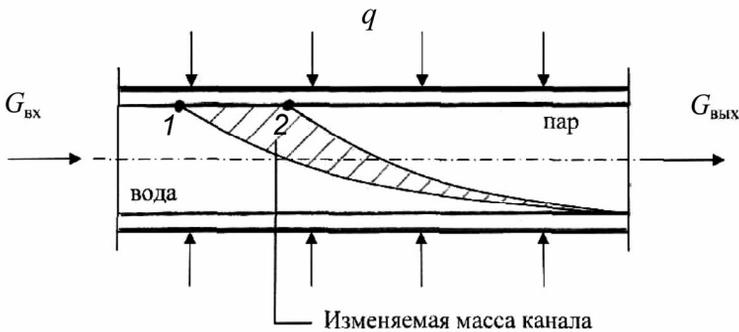


Рис. 8.13. Изменение массы потока при колебаниях расхода:
1 — минимальный расход; 2 — максимальный расход

При этом колебания расхода на входе и выходе происходили в противофазе. Были предложены два критерия, соотношение которых определяло границу устойчивости. Устойчивость потока обеспечивалась при условии

$$\Pi > 0,15B_d^3, \quad (8.89)$$

где $B_d = \frac{\delta B}{\delta G_{вх} \tau_k}$ — динамический коэффициент емкости канала;

δB — изменение весового заполнения канала при изменении расхода на

$\delta G_{\text{вх}}$; τ — время пребывания среды в канале; $\Pi = \frac{\Delta p_{\text{эк}}}{\Delta p_{\text{исп}}}$ — отношение

перепадов давления экономайзерного и испарительного участков.

Зависимость (8.89) следует считать оценочной, так как механизм развития пульсаций оказался зависящим от большого числа факторов.

Качественный характер зарождений пульсации можно представить из анализа уравнения количества движения, определяющего изменение расхода в горизонтальном канале, записанного в виде

$$\frac{l}{g} \frac{d}{dt} (\rho \bar{w}) = \Delta p_{\text{к}} - (\Delta p_{\text{тр}} + \Delta p_{\text{м}} + \Delta p_{\text{уск}}), \quad (8.90)$$

где l — длина трубы между коллекторами; g — ускорение силы тяжести; $\Delta p_{\text{к}}$ — перепад давления между коллекторами; $\Delta p_{\text{тр}}$, $\Delta p_{\text{м}}$, $\Delta p_{\text{уск}}$ — потери давления от трения, на местных сопротивлениях и от ускорения потока.

Рассмотрим определенное сочетание параметров, когда испарительный участок имеет существенную длину (запаздывание прохождения возмущения по расходу значительно) и относительно большую величину сопротивления. При уменьшении $\Delta p_{\text{к}}$ сопротивление трубы изменяется сперва незначительно, пока возмущение по расходу еще не дошло до конца испарительного участка. При этом уменьшается отрицательная величина правой части уравнения, что приводит к увеличению скорости падения среднего (и тем более входного) расхода. Через промежуток времени, близкий к времени запаздывания, возмущение по расходу приближается к концу трубы, где сопротивление наибольшее. При этом правая часть уравнения (8.90) начинает увеличиваться, проходит через нулевое значение и затем становится положительной. Соответственно этому скорость изменения расхода на входе уменьшается, становится равной нулю, а затем расход на входе начинает возрастать, в то время как на выходе продолжает падать. Если амплитуды колебаний расхода на входе и выходе пересекаются на уровне среднего расхода, то при постоянном $\Delta p_{\text{к}}$ в трубе будут поддерживаться периодические колебания расхода. При этом изменения составляющих потерь давления в трубе имеют такие амплитуды и фазовый сдвиг относительно друг друга, что суммарное сопротивление трубы почти не меняется.

В настоящее время обеспечение теплогидравлической устойчивости основано на предварительном вариантном численном моделировании движения теплоносителя в рабочем канале при различных тепловых нагрузках и подборе таким образом необходимого входного дросселирования потока.

8.5. Нестационарные процессы теплоотвода в ядерном реакторе [8, 19, 32, 34]

Нестационарные теплогидродинамические процессы в ядерных реакторах возникают:

- при переходе с одной мощности реактора на другую, что наиболее характерно для транспортных энергетических установок;
- при срабатывании аварийной защиты реактора по какому-либо аварийному сигналу, ложному или фактическому.

В последнем случае наиболее тяжелые последствия могут возникать при течах первого контура (особенно больших, связанных с разрывом трубопроводов). Такие аварийные ситуации необходимо численно моделировать на этапах проектирования установки с использованием различных моделей.

Современные методы математического моделирования процессов в ядерном реакторе, как правило, реализуются с использованием вычислительной техники, что позволяет решать достаточно сложные задачи, не поддающиеся аналитическим методам. Обычно математическая модель составляется для совместного рассмотрения нейтронно-физических и теплогидродинамических процессов, поскольку между ними существуют прямые и обратные связи. В ряде случаев, когда нужно оценить только теплотехническую надежность активных зон, исследование динамики теплоотвода и температур материалов реактора можно выполнять с применением так называемого суперпозиционного подхода. Он позволяет рассматривать теплогидродинамические процессы независимо от нейтронно-физических, если задаться законом изменения тепловыделения, начиная с некоторого момента времени. Логичнее всего этот момент совместить с началом перехода с одной мощности на другую (ступенчатое изменение мощности) или с моментом срабатывания аварийной защиты. В последнем случае закон изменения тепловыделения оценивается в соответствии с закономерностями остаточного энергосыделения.

Существуют различные методы математического описания нестационарного теплоотвода в ядерном реакторе. В отличие от уравнений нейтронной кинетики уравнения нестационарного теплообмена отражают зависимости между теплофизическими и гидродинамическими параметрами переходного процесса.

Теплофизические параметры реактора являются функциями пространственных координат, а в переходном процессе — и времени. В инженерной практике при описании тепловых процессов часто используется метод сосредоточенных параметров. При этом принимается, что тепловые процессы в том или ином звене объекта протекают как бы в одной точке. Это позволяет выразить зависимости между параметрами в виде обыкновенных дифференциальных уравнений, исходя из соображений суммарного теплового баланса для каждого звена:

$$E_{\text{вх}}(\tau) = E_{\text{вых}}(\tau) + \frac{dh(\tau)}{d\tau}, \quad (8.91)$$

где $E_{\text{вх}}(\tau)$ — суммарная тепловая энергия, поступающая в звено в момент τ ; $E_{\text{вых}}(\tau)$ — суммарная тепловая энергия, теряемая звеном в тот же момент; $\frac{dh(\tau)}{d\tau}$ — скорость изменения энтальпии звена в момент τ .

Соотношение (8.91) само по себе совершенно справедливо, приближенность проявляется главным образом в определении средней температуры того или иного звена. Среднюю температуру теплоносителя, в частности, определяют как некоторую функцию температур на входе и выходе в этот же момент. В простейшем случае она определяется как полусумма этих температур.

При описании тепловых процессов методом сосредоточенных параметров «смазываются» пространственные изменения и местные эффекты, влияющие на реактивность реактора.

Чтобы наглядно проиллюстрировать основные особенности этого метода, предельно упростим задачу. Рассмотрим активную зону, состоящую из блока ядерного горючего и омывающего его теплоносителя-замедлителя (рис. 8.14). Примем следующие допущения:

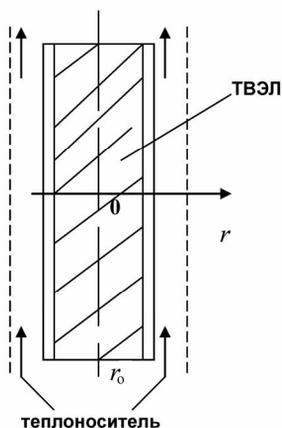


Рис. 8.14. Схема элемента активной зоны (ТВЭЛ с теплоносителем)

1. Температура блока постоянна во всем его объеме и равна температуре поверхности блока. Это предположение эквивалентно допущению, что коэффициент теплопроводности материала блока равен бесконечности.

Таким образом, мы пренебрегаем реальным процессом теплопроводности в блоке горючего и соответствующей постоянной времени запаздывания.

2. Температура теплоносителя в канале постоянна и равна средней температуре, являющейся некоторой функцией температур на входе и выходе.

Применим метод сосредоточенных параметров последовательно к двум звеньям данной тепловой системы: к блоку горючего и теплоносителю.

Уравнение теплового баланса для блока горючего имеет вид

$$E_{\text{бл}} = \alpha F_{\text{бл}} \Delta t + V_{\text{бл}} \rho_{\text{бл}} C_{\text{бл}} \frac{dT_{\text{бл}}}{d\tau}, \quad (8.92)$$

где $E_{\text{бл}}$ — тепло, генерируемое в блоке; Δt — перепад температур между блоком и теплоносителем.

Уравнение теплового баланса для звена теплоносителя составим, используя средние величины. При этом следует учесть, что тепло, передаваемое теплоносителю, определяется первым слагаемым правой части уравнения (8.92). Это тепло частично идет на изменение энтальпии теплоносителя, находящегося в активной зоне, а частично переносится потоком движущегося теплоносителя (конвективный унос). В соответствии с этим получаем

$$\alpha E_{\text{бл}} \Delta t = G_1 c_{p_1} (t_{1\text{вых}} - t_{1\text{вх}}) + V_T \rho_T \frac{dT}{d\tau}, \quad (8.93)$$

где G_1 и V_T — расход и объем теплоносителя.

Возможность написания уравнений тепловой динамики в форме (8.92) и (8.93) базируется на существенном предположении, что вся теплопередача в реакторе сосредоточена в одной точке и, таким образом, время переноса тепла из одной точки в другую равно нулю. При этом не учитывается такое важное свойство звена теплоносителя, как транспортное запаздывание. Это и является основной погрешностью метода сосредоточенных параметров.

Уравнения тепловой динамики, выведенные по методу сосредоточенных параметров, могут быть существенно уточнены, если учесть конечную теплопроводность блока горючего.

При выводе уравнений будем рассматривать только процессы теплообмена между горючим, защитной оболочкой твэла и теплоносителем. Не будем учитывать влияние на переходные процессы тепла, которое идет на нагрев тех или иных деталей конструкции реактора и на нагрев теплоносителя, находящегося в реакторе, но не соприкасающегося с твэлом, а также нагрев теплоносителя и конструкционных материалов за счет непосредственного тепловыделения в них от действия излучений.

Как и раньше, в основу дальнейшего вывода принимаем схему реактора, приведенную на рис. 8.14. По-прежнему будем считать, что средние значения температуры горючего и оболочек всех твэлов совпадают. Процесс

теплопроводности в теплоносителе не рассматриваем, его температура во всех точках любого поперечного сечения реактора одна и та же. В то же время учитываем процесс теплопроводности в блоке горючего.

В статике разность между средними значениями температуры оболочки и блока горючего пропорциональна выделяющейся в твэлах тепловой энергии и обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности λ_{tr} т. е.

$$\bar{t}_r - t_{об} = a \frac{E_{бл}}{\lambda_r} \quad \text{или} \quad E_{бл} = \frac{\lambda_r}{a} (\bar{t}_r - t_{об}). \quad (8.94)$$

Правое соотношение определяет для блока горючего баланс выделяющегося и отводимого тепла в статике. Если считать коэффициент пропорциональности a постоянной величиной, то температура в любой точке блока зависит лишь от координаты r и определяется уравнением теплопроводности

$$\frac{d^2 t_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt_r}{dr} = -\frac{q_v}{\lambda_r}, \quad (8.95)$$

где $q_v = \frac{E_{бл}}{V_{бл}}$.

Для решения уравнения (8.95) должны быть заданы граничные условия при $r = 0$ и при $r = r$, т. е. на оси твэла и на границе соприкосновения горючего и оболочки. Граничное условие при $r = 0$ вытекает из естественного требования плавности кривой распределения температуры и из условия осевой симметрии

$$\left. \frac{dt(r)}{dr} \right|_{r=0} = 0. \quad (8.96)$$

Граничное условие (8.96) достаточно обоснованно, если учесть, что толщина металлической оболочки мала, а ее коэффициент теплопроводности велик. Тогда можно считать, что температура во всех точках поперечного сечения оболочки одинакова и равна $t_{об}$.

Решение уравнения (8.95) при заданных граничных условиях имеет вид

$$t_r(r) - t_{об} + \frac{q_v r_0^2}{4\lambda_r} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]. \quad (8.97)$$

По этому уравнению находим текущую и среднюю температуры горючего при $q_v = \frac{E_{бл}}{\pi r_0^2 H}$:

$$t_r(r) = t_{об} + \frac{E_{бл}}{4\pi\lambda_r H} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (8.98)$$

$$\bar{t}_r = \frac{1}{r_0} \int_0^2 t_r(r) dr = t_{об} + \frac{E_{бл}}{6\pi\lambda_r H}. \quad (8.99)$$

Сравнивая уравнения (8.94) и (8.99), приближенно оцениваем коэффициент пропорциональности a :

$$a = \frac{1}{6\pi H}. \quad (8.100)$$

В результате получаем следующее выражение баланса тепла в статике:

$$E_{бл} = 6\pi H \lambda_r (\bar{t}_r - t_{об}). \quad (8.101)$$

В переходном режиме в соответствии с методом сосредоточенных параметров тепловое балансное уравнение для топливного блока представляется в виде

$$E_{бл} = 6\pi\lambda_r (\bar{t}_r - t_{об}) + V_r \rho_r C_r \frac{d\bar{t}}{d\tau}. \quad (8.102)$$

Уравнение теплового баланса для оболочки твэла в соответствии с принятыми выше допущениями запишется в виде

$$6\pi H \lambda_r (\bar{t}_r - t_{об}) = \alpha F_{об} (t_{об} - \bar{t}_r) + C_{отб} V_{отб} \rho_{отб} \frac{d\bar{t}_{отб}}{d\tau}. \quad (8.103)$$

Балансное уравнение для звена теплоносителя имеет форму

$$\alpha_{об} F_{об} (t_{об} - \bar{t}_r) = C_r G_r (t_{1вх} - t_{1вх}) + G_r V_r \rho_r \frac{dt_{сп}}{d\tau}. \quad (8.104)$$

Уравнения (8.103) и (8.104) являются уравнениями тепловой динамики, полученными методом сосредоточенных параметров с учетом теплопроводности блока горючего.

С применением аналогичных подходов можно вывести уравнения тепловой динамики, поскольку параметры переходного процесса являются функциями не только времени, но и координат.

Для получения более точных результатов можно разбить канал по высоте на несколько участков и для каждого из них составить уравнения вида (8.103) и (8.104). При этом учитывается, что тепловыделение неравномерно распределено по высоте активной зоны, а теплофизические константы λ_r , λ_r , C_r и др. на каждом участке имеют различные значения. При увеличении числа участков можно близко подойти к описанию процессов уравнениями в частных производных. Очевидно, что с увеличением числа

участков искажения, обусловленные использованием среднеарифметических температур, будут уменьшаться.

Следует подчеркнуть, что каких-либо общих рекомендаций по выбору числа участков сосредоточения дать нельзя. Степень упрощения расчетной модели по сравнению с натурой в каждом случае выбирают в зависимости от конкретных целей исследования. Окончательно число участков сосредоточения определяют в процессе отладки расчетных моделей. В частности, если целью исследования является анализ процессов в объеме активной зоны, то необходимо использовать модель с возможно бóльшим числом участков сосредоточения или уравнения в частных производных (в зависимости от располагаемых вычислительных средств). К числу таких исследований относится, например, изучение температурного режима твэла. В исследованиях, где основное внимание сосредоточено на анализе внешних параметров установки, можно ограничиться минимальным числом участков сосредоточения. В таких случаях часто допустимо описание рабочего канала одним участком сосредоточения.

При наличии опытных данных приемлемость математической модели оценивается, кроме того, сопоставлением результатов расчета с результатами эксперимента.

Практический интерес представляет рассмотрение результатов численного моделирования изменений теплогидравлических параметров реактора с водой под давлением при некоторых аварийных событиях, например, при внезапном разрыве трубопровода первого контура. Демонстрируемые здесь результаты были получены Н. Галиным и П. Кирилловым [8]. При истечении теплоносителя из контура реактора, охлаждаемого недогретой водой, давление очень быстро падает до значения, соответствующего давлению насыщения при данной температуре (рис. 8.15).

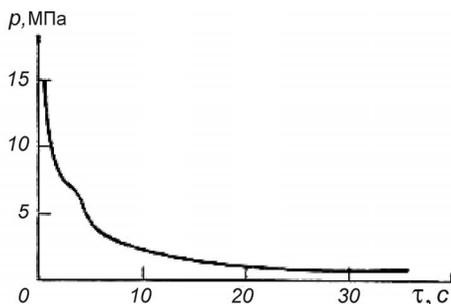


Рис. 8.15. Изменение давления в первом контуре после разрыва трубопровода

Вследствие падения давления и расхода в первом контуре температура твэлов быстро возрастает до момента начала аварийной проливки активной зоны

(рис. 8.16). Задержки с аварийной проливкой неминуемо приводят к разрушению и оплавлению твэлов. В этом случае расплав активной зоны опускается в линзу напорного коллектора реактора, а теплоотведение от реактора происходит в основном через корпус реактора и воду третьего контура. Разрушения реактора в этом случае необратимы. Анализ цепной реакции последствий таких событий и возможности проплавления днища корпуса рассматриваются с использованием соответствующих аварийных кодов.

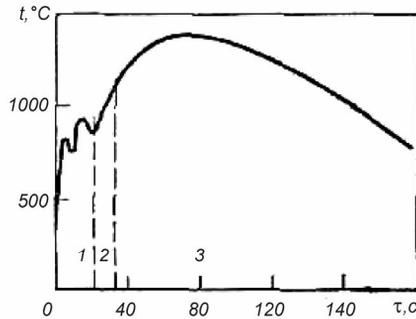


Рис. 8.16. Изменение температуры оболочки твэла после разрыва трубопровода

Когда теплоноситель с большой скоростью истекает из контура, возникает обратная циркуляция, затем по мере опорожнения контура снова меняется направление потока, и, наконец, массовая скорость уменьшается до очень низких значений (рис. 8.17).

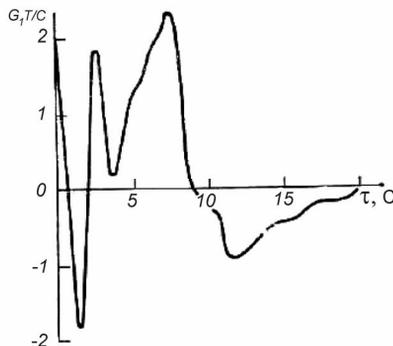


Рис. 8.17. Изменение расхода теплоносителя в активной зоне после разрыва трубопровода

Одним из основных факторов перегрева твэлов при авариях с потерей теплоносителя является наступление кризиса теплообмена. Результаты расчета возникновения кризиса в первые секунды после аварии приведе-

ны на рис. 8.18. Были рассмотрены два различных по интенсивности спада давления варианта: быстрый спад (1) и медленное изменение (2).

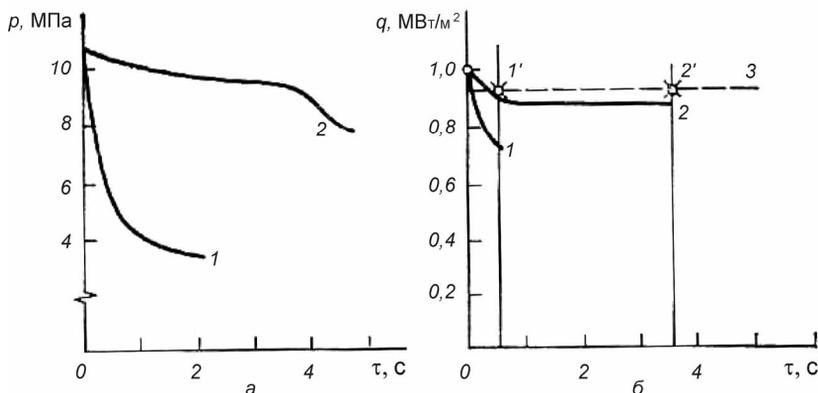


Рис. 8.18. Кризисы теплообмена при падении давления в первом контуре в результате аварии

На рис. 8.18 приведены два варианта падения давления (а) и плотности теплового потока (б). На кривых спада плотности теплового потока указаны моменты наступления кризиса при быстром (1^1) и медленном (2^1) спаде давления.

Условия наступления кризиса при быстром сбросе давления во многом аналогичны условиям при импульсе мощности. Некипящая жидкость у поверхности раздела может оказаться перегретой настолько, что ее температура будет превосходить температуру спонтанного вскипания, в то время как центры парообразования не успели активизироваться. Вследствие одновременного резкого роста паровых пузырей образуется сплошной паровой слой. Если же на поверхности было пузырьковое кипение, то оно сохраняется до образования горячего пятна.

Темп изменения давления в контуре определенным образом влияет на его величину, так что при быстром спаде давления запас до наступления кризиса оказывается меньшим.

При больших колебаниях расхода первого контура на оболочке твэла могут наступить кризис теплоотдачи и периоды закризисной теплоотдачи. При этом реализуются следующие режимы теплоотдачи от твэлов: конвективная теплоотдача к жидкости, пузырьковое кипение, кризис теплоотдачи, переходное и пленочное кипение (закризисная теплоотдача), конвективная теплоотдача к пару.

Режимы теплосъема зависят от тепловых и гидродинамических условий включая температуру оболочки, паросодержание потока, массовую скорость, которые определяются местом и историей развития аварии. Поскольку можно сделать много предположений о месте и виде аварии,

трудно точно определить область режимов и условия, которые возникнут в процессе аварии. Особенно трудно рассчитывать случай остановки расхода и обратного потока.

Таблица 8.3

Сводка формул для программы расчета теплообмена и температур твэлов при потере давления в первом контуре водо-водяных реакторов [19]

Режим теплоотвода от твэлов	Расчетная зависимость
Докризисный: конвекция ($t_{ct} = t_s$)	$Nu = \frac{\xi RePr}{1,07 + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)}$
поверхностное кипение ($t_{ct} > t_s$)	$\frac{\Delta t}{\Delta t_0} = \left[1 + \left(\frac{\Delta t_0}{\Delta q / \alpha} \right)^{3/2} \right]^{-2/3}$
объемное кипение ($t > t$)	$\alpha = 4,34q^{0,7} (p^{0,14} + 1,35 \cdot 10^{-2} p^{-2})$
Закризисный: устойчивое пленочное кипение	$Nu'' = 0,023 \left\{ Re'' \left[x + \frac{\rho''}{\rho'} (1-x) \right] Pr'' \right\}^{0,8}$
пленочное кипение при низких давлениях	$Nu'' = 0,023 \left\{ Re'' \left[x + \frac{\rho''}{\rho'} (1-k) \right] \right\}^{0,8} Pr^{0,4}$
конвекция перегретого пара	$Nu'' = 0,028 Re^{0,8} Pr^{0,4} \left(\frac{\rho''_{ct}}{\rho''_ж} \right)^{1,15}$

В табл. 8.3 дана сводка формул, которые можно положить в основу программы расчета температуры твэлов при больших течах первого контура, используя принципы квазистационарного подхода. При выполнении оценочных расчетов возможных последствий больших аварий с первым контуром необходимы многовариантные расчеты с варьированием места и величины раскрытия трубопроводов, режимов и продолжительности работы реактора на мощности. Наиболее убедительные результаты дает натурный эксперимент, который требует больших затрат, однако пока необходим при принятии ответственных решений. Оценочное численное моделирование аварий осуществляется при подготовке таких экспериментов.

Глава 9

Регулирование мощности реактора

[2, 11, 13, 14, 16, 21, 24, 33, 34, 35, 38]

9.1. Методы управления реакторами

Управление реактором осуществляется с помощью системы управления и защиты. Функциональное назначение СУЗ состоит в обеспечении:

- автоматического и ручного поддержания заданной мощности с определенной точностью или перехода с одной мощности на другую с безопасной скоростью;
- компенсации изменений реактивности (выгорания, шлакования, отравления, температурного эффекта, воспроизводства) в процессе кампании;
- обеспечение безопасности работы реактора.

В соответствии со своим назначением органы управления реактором делятся на три группы:

- регулирующие;
- компенсирующие;
- аварийная защита.

Принципиально возможности воздействия на размножающие свойства среды характеризуются управлением балансом нейтронов, которое в общем виде может быть представлен равенством

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = (\text{скорость генерации нейтронов}) - (\text{скорость поглощения нейтронов}) - (\text{скорость утечки нейтронов}).$$

Скорость генерации нейтронов регулируется изменением концентрации ядерного топлива в активной зоне. Например, в гомогенных реакторах изменяется концентрация ядер U^{235} в ядерном реакторе. В гетерогенных реакторах иногда применяются подвижные стержни, содержащие ядерное топливо в нижней части и поглотитель нейтронов в верхней. Извлекая такой стержень из активной зоны, можно одновременно вводить топливо в активную зону и выводить из нее поглотитель, что позволяет обеспечить большой диапазон изменения реактивности. Основной недостаток такого способа регулирования — сложность конструкции, и в корабельных реакторах он не используется.

Утечка нейтронов регулируется в основном подвижным отражателем. Этот способ регулирования применяется только в реакторах с небольшими активными зонами, например в исследовательских реакторах на быстрых ней-

тронах, где утечка нейтронов велика и ее изменения приводят к достаточно большому изменению реактивности. Известны также способы уменьшения утечки путем изменения ядерно-физических свойств отражателя или сдвига спектра нейтронов за счет изменения замедляющей способности отражателя. В корабельной энергетике все эти методы не нашли применения.

Наибольшее распространение получило регулирование реактивности путем изменения *скорости поглощения нейтронов*. Поглотители нейтронов, управляющие реактивностью, можно классифицировать по агрегатному состоянию на твердые, жидкие и газовые. Управление реактивностью с использованием твердых поглотителей наиболее распространено в практике реакторостроения и осуществляется посредством перемещения в активной зоне специальных стержней или решеток, поглощающих нейтроны. В корабельных реакторах на тепловых нейтронах в качестве поглощающих материалов наиболее часто используются нержавеющая сталь, бор, европий и кадмий.

Каждая из групп поглотителей, классифицированных по назначению, характеризуется специфической скоростью введения в активную зону реактора. Аварийные поглотители, предназначенные для экстренной остановки реактора, должны обладать высоким быстродействием. По обеспечению быстродействия различают два типа систем аварийной защиты:

- поглотитель вводится в активную зону под действием собственного веса;
- поглотитель вводится в активную зону принудительно, под действием внешних силовых устройств.

К простейшим схемам аварийной защиты реактора, рассмотренным ранее и использующим действие собственного веса стержней, можно отнести схемы с электромагнитными устройствами, удерживающими стержни-поглотители в верхнем взведенном положении.

В установках, где по конструктивным и технологическим особенностям время, определяемое свободным падением стержней, не удовлетворяет требованиям безопасности, используются аварийные выключающие устройства с силовым приводом (например, реактивным синхронным двигателем или высокоскоростным асинхронным двигателем с односторонним направлением вращения). Эти способы характерны для горизонтально ориентированной СУЗ. Известны также другие электрические, гидравлические и механические системы.

В случае отказа систем компенсации реактивности (механической поломки стержней АЗ или отказа механизмов введения стержней, заклинивания компенсирующих групп и т. д.) используются резервные средства остановки реактора, которые также классифицируются по быстродействию. Эти средства применяются, когда безопасность реактора обеспечивается за счет внутриреакторной отрицательной обратной связи, но необходимо обезопасить реактор от последующих всплесков мощности за счет высвобождения реактивности отрицательного температурного эффекта и разотравления.

Время срабатывания медленнодействующих средств может колебаться от секунд до десятка минут в зависимости от характера ситуации. При проектировании таких средств защиты предусматривается возможность их ручного пуска. Наиболее распространенными резервными средствами аварийной остановки являются:

- введение в активную зону химических соединений с большим сечением поглощения нейтронов (борной кислоты, азотнокислого гидрата кадмия и др.); введение поглощающего раствора в реактор — крайняя мера, так как ввести реактор в действие можно только после полной замены теплоносителя, сорбентов теплообменных фильтров и промывки первого контура;
- введение борной дроби или химических соединений в гильзы органов регулирования СУЗ;
- выпуск теплоносителя-замедлителя;
- сброс топлива и т. д.

Один из главных факторов, влияющих на безопасность реактора, к которому предъявляются требования длительной кампании, является значительная избыточная реактивность (10—30%), что накладывает особо жесткие требования на органы компенсации реактивности.

Компенсирующие группы или стержни могут быть выполнены в виде отдельных стержней, групп стержней, собранных в пакеты наборов перфорированных (для прохода технологических каналов) листов из поглощающего материала. Однако широко известные и повсеместно применяемые *подвижные органы* компенсации — далеко не единственно возможный способ компенсации реактивности.

Имеется и другое действенное, широко применяемое средство — *выгорающие поглотители* (ВП). Они вводятся в реактор в таком количестве, чтобы в любой момент кампании реактор обладал минимальным, но достаточным для эксплуатации запасом реактивности. Вещества поглотителя выбираются такими, чтобы скорость его выгорания была такой же, как и у U^{235} . Это в принципе позволяет поддерживать заданную избыточную реактивность постоянной. В действительности точного соответствия между выгоранием ВП и топливом достигнуть невозможно.

Кроме компенсации избыточной реактивности в активной зоне применение выгорающих поглотителей весьма эффективно в целях выравнивания полей энерговыделения, что благоприятно влияет на эксплуатационные характеристики реактора.

При использовании ВП следует помнить, что при повышенных концентрациях бора, часто используемого в качестве ВП, в тепловыделяющих элементах ввиду выделения газообразного гелия возможны нарушения герметичности защитных оболочек твэлов с последующим выносом продуктов деления в контур охлаждения реактора.

В последние годы получило распространение *химическое регулирование* мощности реакторов с водой под давлением. Оно применяется также для компенсации медленных эффектов реактивности, таких как отравление ксеноном и выгорание топлива. Сущность его заключается в том, что избыточная реактивность компенсируется путем отравления теплоносителя и замедлителя борной кислотой. Практика показала, что борная кислота — наилучший отравитель в смысле коррозионной стойкости контактирующих с ней материалов, устойчивости к высокой плотности потока нейтронов и гамма-излучения.

Большой интерес к подобным системам объясняется прежде всего тем, что компенсация реактивности жидким поглотителем не вносит искажений в распределение плотности нейтронного потока, вследствие чего снимаемую мощность реактора можно увеличить. Кроме того, этот способ позволяет сократить число регулирующих стержней, приводных механизмов и связанного с ним дорогостоящего оборудования.

Уменьшением концентрации бора в теплоносителе по мере выгорания топлива и снижением запаса реактивности обеспечиваются необходимые условия регулирования. Наиболее дорогостоящим оборудованием в жидкостной системе управления являются ионообменные фильтры, используемые для изменения концентрации бора в теплоносителе. При этом чем больше требуемая скорость изменения реактивности и объем теплоносителя в контуре, тем больше должна быть мощность фильтров.

Для компенсации реактивности может быть использовано *жидкостное регулирование* с применением жидкостей с большим сечением поглощения нейтронов: ртути, растворов борной кислоты, кадмия, гадолиния, Li^6 . Регулирующая сборка в этом случае выполняется в виде находящегося в активной зоне герметичного по отношению к реактору канала, частично заполненного поглощающей жидкостью. Жидкость может вытесняться из канала газом в специальный резервуар или, наоборот, из резервуара в канал. Очевидно, что это влечет за собой изменение скорости поглощения нейтронов. К недостаткам жидкостных систем регулирования следует отнести необходимость специального охлаждения каналов с жидким поглотителем.

Избыточная реактивность может быть скомпенсирована методом *газового регулирования* с использованием газов, содержащих поглотители нейтронов, например VF_3 или He^3 . Для этой цели в активной зоне помещают специальные емкости, заполняемые газовым поглотителем. Регулирование реактивности осуществляется путем изменения давления газа, т. е. макроскопического сечения поглощения в активной зоне. Если в реакторе имеются пустоты, например, зазоры между замедлителем и тепловыделяющими сборками, которые могут быть заполнены газом, то специальных емкостей не требуется.

Основные преимущества газовых и жидкостных систем регулирования заключаются в улучшении распределения мощности по объему активной зоны, в частности по высоте реактора, в отсутствии движущихся регули-

рующих элементов в активной зоне. В то же время жидкостные и газовые системы регулирования обладают большой потенциальной опасностью, связанной с нарушением герметичности контуров циркуляции этих поглотителей. Иначе говоря, подобные системы не обеспечивают в полной мере ядерную безопасность.

Весьма перспективным считается использование *комбинированных твердых поглотителей*.

Несмотря на принципиальную возможность использования многих перечисленных способов для регулирования мощности корабельных ВВР, управление ими осуществляется исключительно с помощью подвижных твердых поглотителей и медленно выгорающих поглотителей.

9.2. Эффективность полностью погруженного в активную зону стержня

Воздействие поглощающего стержня на коэффициент размножения (реактивность) при введении его в активную зону проявляется в результате двух эффектов:

- поглощения нейтронов либо в реакции (n, α), либо, реже, (n, γ) — основной эффект;
- увеличения утечки нейтронов по радиусу однородного реактора без отражателя после введения в него поглощающего стержня.

На рис. 9.1 показано распределение плотности потока тепловых нейтронов Φ_T в активной зоне с центральным поглощающим стержнем и без него. Видно резкое ее уменьшение (если считать стержень абсолютно черным для тепловых нейтронов, то до нуля) вблизи стержня и в нем самом и увеличение на периферии активной зоны, что приводит к возрастанию утечки нейтронов, при этом интеграл $\int_V \Phi_T dV$, пропорциональный мощности ре-

актора, остается без изменения. Эффект увеличения утечки в небольших активных зонах может составлять до двух третей эффекта поглощения.

Степень воздействия поглощающего стержня на $K_{эф}$ или ρ характеризуется *эффективностью стержня* или его *физическим весом*: это реактивность, которую стержень может скомпенсировать при полном введении его в активную зону или соответственно высвободить при выводе из активной зоны.

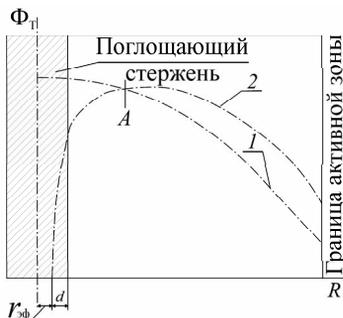


Рис. 9.1. Распределение плотности нейтронного потока тепловых нейтронов в активной зоне с центральным поглощающим стержнем:

1 — стержень выведен из активной зоны; 2 — стержень введен в активную зону

Эффективность одиночного поглощающего стержня, расположенного на оси цилиндрического реактора, определяется по формуле

$$\Delta\rho \cong -\frac{7,5M^2}{R_{аз}^2 \ln \frac{0,465R_{аз}}{r_{ст}^{эф}}}, \quad (9.1)$$

где $R_{аз}$ — эффективный радиус активной зоны; M^2 — площадь миграции нейтронов.

Особо следует остановиться на вычислении эффективного радиуса стержня $r_{ст}^{эф}$, который зависит от длины линейной экстраполяции материала стержня d . В соответствии с кинетической теорией в предельном случае очень большого стержня в слабо поглощающей среде $d = 0,71\lambda_{тр}$, где $\lambda_{тр}$ — средняя транспортная длина свободного пробега нейтронов. При уменьшении размера стержня длина экстраполяции возрастает до

$$d = \frac{4}{3}\lambda_{тр}.$$

Для цилиндрического стержня, погруженного в активную зону без зазора, эффективный радиус может быть рассчитан по формуле

$$r_{ст}^{эф} = r_0 e^{\frac{\gamma\lambda_{тр}}{r_0}}. \quad (9.2)$$

Проанализируем факторы, влияющие на эффективность стержня. Исходя из условия, что эффективность одного стержня мала, можно использовать теорию возмущений, согласно которой эффективность стержня пропорциональна квадрату плотности невозмущенного потока нейтронов в месте его размещения:

$$\Delta\rho \sim \Phi^2. \quad (9.3)$$

Условие (9.3) используется для оценки эффективности стержней, расположенных не в центре активной зоны. Эффективность стержня, расположенного на расстоянии r от оси активной зоны, $\Delta\rho(r)$ определяется через эффективность центрального стержня $\Delta\rho_0$:

$$\Delta\rho(r) = \Delta\rho_0 \frac{\Phi^2(r)}{\Phi_0^2}, \quad (9.4)$$

где Φ_0 и $\Phi(r)$ — плотности невозмущенного потока нейтронов в центре активной зоны и на расстоянии от центра, равно r .

Зависимость эффективности от плотности нейтронного потока физически легко объяснима. Дело в том, что число тепловых нейтронов, поглощенных в 1 см^3 материала стержня ($\Sigma_a^{\text{ст}}\Phi$), прямо пропорционально плотности нейтронного потока. Однако, как видно из выражения (9.1), эффективность от абсолютного значения Φ не зависит. Это несоответствие между (9.1) и (9.3) объясняется следующим. Во-первых, эффективность стержня определяется не абсолютным числом нейтронов, поглощенных в стержне, а их относительным значением в общем балансе потерь нейтронов (с увеличением Φ одновременно с возрастанием скорости поглощения нейтронов в активной зоне со стержнем увеличивается также скорость генерации и утечки нейтронов — и в результате баланс нейтронов не изменится). Отсюда следует важный вывод: эффективность стержней практически не зависит от мощности реактора (9.1), хотя абсолютное число нейтронов, поглощаемых в стержне, возрастает с ростом мощности $\Sigma_a^{\text{ст}}\Phi$. Во-вторых, важно не только количество нейтронов, поглощаемых в стержне, но и их ценность. В первом приближении зависимость ценности от координат такая же, как и для плотности потока. Именно поэтому эффективность стержня пропорциональна квадрату относительной плотности потока нейтронов.

Как следует из выражения (9.1), эффективность стержня прямо пропорциональна отношению $r_{\text{ст}}^{\text{эф}}/R_{\text{аз}}$. Это обусловлено не только увеличением скорости поглощения нейтронов с ростом $r_{\text{ст}}^{\text{эф}}$ вследствие объема неэкранированного поглотителя, но и эффектом увеличения утечки, пропорциональным значению $r_{\text{ст}}^{\text{эф}}/R_{\text{аз}}$ (см. рис. 9.1). Следует отметить, что зависимость эффективности стержня от $r_{\text{ст}}^{\text{эф}}$ логарифмическая, т. е. достаточно слабая. Это значит, что увеличение радиуса стержня не будет заметно повышать его эффективность. Поэтому целесообразно увеличивать не радиус, а число поглощающих стержней при том же количестве поглощающего вещества.

Из выражения (9.1) также видна зависимость эффективности от площади миграции. Эта зависимость проявляется при изменении температуры активной зоны, а также при увеличении ее кампании.

В водо-водяном реакторе рост температуры ведет к увеличению эффективности стержня. Это объясняется двумя причинами:

- с повышением температуры плотность замедлителя уменьшается, в связи с чем длина миграции $M = \sqrt{L^2 + \tau}$, а следовательно, и утечка нейтронов из активной зоны увеличиваются; для поддержания заданного уровня мощности необходимо увеличить плотность нейтронного потока, что приведет к увеличению эффективности стержней;
- уменьшение плотности замедлителя приводит как бы к увеличению зоны действия стержня, так как длина пробега нейтронов в активной зоне увеличивается и большая их часть попадает в стержень и поглощается.

Изменения эффективности в процессе кампании объясняются изменениями в распределении потоков нейтронов и общим «просветлением» активной зоны. Это приводит к увеличению длины диффузии тепловых нейтронов и повышению эффективности стержней.

9.3. Дифференциальная и интегральная характеристики поглощающего стержня

Интегральную характеристику стержня $\rho_{ст}(h)$ обычно находят с использованием теории возмущений, в соответствии с которой для регулятора, не полностью погруженного в зону, в формуле (9.1) появляется множитель

$$f(h) = \int_0^H \Phi_0^2(h) dh / \int_0^H \Phi_0^2(h) dh. \quad (9.5)$$

Для упрощения введем следующие допущения:

- регулирующий стержень перемещается по оси активной зоны без торцевых отражателей;
- распределение плотности нейтронного потока до введения стержня подчиняется закону $\Phi_0(h) = \Phi_0^{\max} \sin \frac{\pi h}{H}$;
- $r_{ст} \ll R_{аз}$, т. е. размеры стержня малы по сравнению с размерами активной зоны;
- начало координат находится внизу активной зоны.

Подставляя $\Phi_0(h) = \Phi_0^{\max} \sin \frac{\pi h}{H}$ в (9.5), получим

$$f(h) = \frac{h}{H} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi h}{H}. \quad (9.6)$$

Тогда реактивность, высвобождаемая в активной зоне по мере подъема стержня,

$$\rho_{\text{ст}}(h) = \rho_{\text{ст}}^0 \left(\frac{h}{H} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi h}{H} \right). \quad (9.7)$$

Таким образом, интегральная характеристика органов регулирования или компенсации характеризует зависимость эффективности этого органа от глубины его погружения в активную зону.

Для стержней аварийной защиты нет необходимости в определении подобных кривых, так как эти стержни по своему назначению не могут занимать промежуточных положений в активной зоне. Поэтому единственной характеристикой стержней АЗ является их физический вес.

Типичная кривая зависимости эффективности стержня от глубины погружения представлена на рис. 9.2. В начале погружения стержня реактивность изменяется медленно, так как вблизи торца активной зоны плотность нейтронного потока мала. При дальнейшем погружении уменьшение становится все более интенсивным (максимальным в центре активной зоны, где максимален нейтронный поток), а с приближением к нижнему торцу активной зоны скорость изменения реактивности снова постепенно уменьшается.

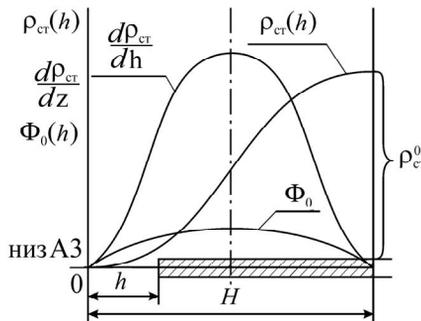


Рис. 9.2. Интегральная $\rho_{\text{ст}}(dh)$ и дифференциальная $d\rho_{\text{ст}}/dh$ характеристики поглощающего стержня от глубины его погружения в активную зону

Наряду с кривыми интегральной эффективности важной эксплуатационной характеристикой является *дифференциальная характеристика* поглощающего органа. Она особенно важна для органов, имеющих большую эффективность, например для компенсирующих групп. Дифференциальная характеристика определяет зависимость реактивности на 1 мм пере-

мещения (т. е. дифференциальной эффективности) органа компенсации от глубины его погружения в активную зону.

Аналитическое выражение дифференциальной эффективности получается дифференцированием (9.7):

$$\frac{d\rho_{\text{ст}}}{dh} = \rho_{\text{ст}}^0 \frac{2}{H} \sin^2 \frac{\pi h}{H}. \quad (9.8)$$

Выражения (9.7) и (9.8) даже в однородной по высоте активной зоне справедливы только в тех случаях, когда погружение органа регулирования не вызывает заметной деформации нейтронного поля.

Органы компенсации в связи со своим назначением имеют большой физический вес, а их перемещение приводит к существенным изменениям в распределении плотности нейтронного потока как по высоте, так и по радиусу активной зоны. В области, занятой КГ, плотность потока уменьшается, а в областях, свободных от нее, существенно возрастает. Изменения в распределении $\Phi(h)$ приводят к изменению по сравнению с (9.7) и (9.8)

характера зависимостей $\rho_{\text{кр}}(h)$ и $\frac{d\rho_{\text{кр}}}{dh}$ (рис. 9.3).

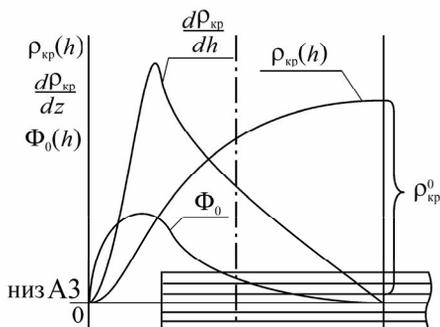


Рис. 9.3. Интегральная $\rho_{\text{кр}}(dh)$ и дифференциальная $d\rho_{\text{кр}}/dh$ характеристики компенсирующей решетки в зависимости от глубины ее погружения в активную зону

В этом случае максимум $\frac{d\rho_{\text{кр}}}{dh}$ смещается от средней по высоте плоскости в нижнюю половину зоны.

При эксплуатации реактора важно всегда знать действительное значение дифференциальной, интегральной и полной эффективности всех органов регулирования, компенсации и защиты реактора и их зависимость от положения в активной зоне, температуры и энерговыработки зоны. Для получения таких сведений периодически проводят серии нейтронно-физических измерений.

9.4. Эффективность группы поглощающих стержней

В предыдущих разделах рассматривалась эффективность одиночного поглощающего стержня. В реальных конструкциях реакторных установок ввиду малой эффективности одиночных стержней их объединяют в группы, которые перемещаются в активной зоне одновременно, например группы стержней AP или AZ.

Особенностью использования стержней в группе является то, что сумма физических весов отдельно взятых стержней не равна физическому весу группы стержней в целом. Это объясняется взаимным влиянием стержней, которое проявляется в том, что каждый соседний стержень находится в зоне плотности нейтронного потока, искаженного соседом. Это влияние одного стержня на другой по аналогии с другими физическими явлениями называют *интерференцией стержней*.

Если в активной зоне имеется n одинаковых стержней, эффективность каждого из которых при отсутствии в зоне всех других стержней равна $\rho_{стi}^0$, то суммарная эффективность всех n стержней при их одновременном введении в зону

$$\rho_{ст}^{\Sigma} = c(\rho_{ст1}^0 + \rho_{ст2}^0 + \dots + \rho_{стn}^0), \quad (9.9)$$

где c — коэффициент интерференции. В зависимости от взаимного расположения стержней, их материала и размеров, а также свойств активной зоны интерференция может быть положительной, когда соседний стержень увеличивает эффективность ($c > 1$), отрицательной ($c < 1$), нулевой ($c = 1$), когда стержни не влияют друг на друга.

Если вновь обратиться к рис. 9.1, то из его рассмотрения видно, что при размещении еще одного стержня в сечении A интерференция окажется нулевой, так как в этой плоскости плотность нейтронного потока после введения в зону первого стержня не изменилась. Очевидно, что размещение второго стержня левее плоскости A приведет к отрицательной интерференции, так как он окажется в зоне меньшей плотности нейтронного потока, чем первоначальная. Казалось бы, положительная интерференция в зоне правее плоскости A весьма выгодна, однако в этом случае второй стержень окажется в периферийном участке (абсолютная величина Φ мала) и, следовательно, становится малоэффективным. Такое расположение стержней не обеспечивает максимальной эффективности при заданном их комплекте.

При наличии в активной зоне большого количества стержней необходимо учитывать все взаимодействия между ними. Оптимальным с точки зрения эффективности размещением стержней является такое, при котором каждый последующий стержень располагается в области максимума плотно-

сти нейтронного потока, обусловленного действием другого стержня (плоскость А на рис. 9.1). В корабельных реакторах размеры активной зоны небольшие, а количество стержней достаточно велико. Поэтому расстояние между стержнями меньше оптимального и суммарная эффективность стержней меньше суммы эффективностей отдельных стержней, т. е. наблюдается отрицательная интерференция.

9.5. Компенсация реактивности выгорающими поглотителями

Назначение и материалы выгорающих поглотителей

В корабельных энергетических реакторах, рассчитанных на достаточно продолжительную кампанию, необходимо компенсировать значительную избыточную реактивность. В ряде случаев компенсация избыточной реактивности только с помощью компенсирующих групп приводит к весьма значительному увеличению их физического веса. Кроме конструктивных затруднений при создании тяжелой компенсирующей группы она обладает еще и тем недостатком, что искажает нейтронное поле, причем это искажение переменено во времени. Связанная с этим неравномерная тепловая нагрузка твэлов ведет к их локальным перегревам и в конечном счете к ограничению допустимой мощности реактора и глубины выгорания ядерного топлива в течение кампании.

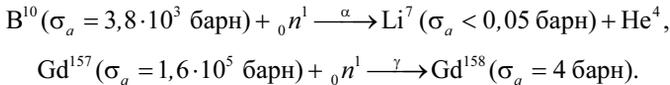
Одним из способов, позволяющих облегчить компенсирующую группу в ядерных реакторах с большой кампанией, является добавка в активную зону выгорающих поглотителей, способных активно поглощать нейтроны. Название выгорающих они получили потому, что ядра используемых в качестве ВП веществ после захвата нейтронов превращаются в изотопы с малым сечением поглощения, что эквивалентно удалению поглотителей из активной зоны.

Естественно, что весь запас реактивности скомпенсировать выгорающими поглотителями нельзя, так как существует ряд процессов, связанных с быстрым и знакопеременным изменением реактивности (температурный эффект, отравление ксеноном). Для компенсации запаса реактивности, связанного с этими эффектами, используются подвижные органы компенсации. Поскольку запас реактивности, компенсируемый выгорающим поглотителем, нерегулируем в ходе кампании, его вводят в активную зону в количестве, необходимом для компенсации той доли полного запаса реактивности, которая изменяется медленно и монотонно.

Такой долей полного запаса реактивности являются выгорание и шлакование ядерного топлива:

$$\rho_{\text{вп}} = \rho_{\text{выг}} + \rho_{\text{шл}}. \quad (9.10)$$

В качестве ВП используются такие материалы, как бор, гадолиний, кадмий, диспрозий и другие элементы, имеющие большое сечение поглощения тепловых нейтронов и превращающиеся в результате реакций (n, α) или (n, γ) в изотопы с малым сечением поглощения:



Наиболее распространенным и широко используемым ВП является бор. Бор в естественной смеси изотопов содержит 81,2% изотопа B^{11} и 18,8% изотопа B^{10} . Эффективное поперечное сечение поглощения естественной смеси изотопов бора $\sigma_a^{\text{B}} = 750$ барн. Как выгорающий поглотитель бор используется в виде присадки к стали конструктивных элементов технологического канала или в специальных борных стержнях, располагающихся в технологическом канале.

Более перспективным является использование в качестве выгорающего поглотителя гадолиния, имеющего в естественной смеси изотопов сечение поглощения $\sigma_a^{\text{Gd}} = 60\,000$ барн. В результате применения гадолиния увеличивается глубина выгорания топлива за счет более полного выгорания поглотителя. Кроме того, в результате поглощения нейтронов гадолинием происходит реакция (n, γ) в отличие от бора, дающего газообразный продукт He^4 , что может привести к разрушению ТВЭЛов.

Физические принципы использования выгорающих поглотителей в гомогенной смеси с топливом

Как следует из изложенного выше, идеальным случаем использования ВП является постоянное в течение всей кампании выполнение равенства (9.10). Иными словами, теоретически можно создать такую систему, которая будет критична в любой момент времени за счет равномерного высвобождения реактивности при выгорании поглотителя и уменьшения реактивности в результате выгорания и шлакования топлива. Фактически выгорание поглотителя и топлива идет с разной скоростью.

Рассмотрим размещение выгорающих поглотителей, при котором обеспечивается примерное равенство средних значений плотности нейтронного потока в топливе и ВП. Такое размещение называют *гомогенным* или *неблокированным*. Примером неблокированного размещения ВП является их гомогенное перемешивание с ядерным топливом, включение в виде присадок в материалах кожухов тепловыделяющих сборок или оболочек ТВЭЛов.

Если реактор работает на постоянной мощности, плотность нейтронного потока зависит от времени по закону, описываемому зависимостью

$$\Phi(t) = \frac{\Phi_0}{1 - \sigma_a^s \Phi_0 t},$$

Скорость убыли ядер поглотителя определяется аналогично (7.12) по зависимости

$$\frac{dC_n}{C_n} = -\sigma_a^n \Phi dt. \quad (9.11)$$

Тогда

$$\frac{dC_n}{C_n} = -\frac{\sigma_a^n \Phi_0 dt}{1 - \sigma_a^s \Phi_0 t} = \frac{\sigma_a^n}{\sigma_a^s} \frac{d(1 - \sigma_a^s \Phi_0 t)}{1 - \sigma_a^s \Phi_0 t},$$

$$\frac{dC_n}{C_n} = \frac{\sigma_a^s}{\sigma_a^n} \frac{dC_5}{C_5}.$$

отсюда

$$C_n(t) = C_n^0 \left[\frac{C_5(t)}{C_5^0} \right]^{\frac{\sigma_a^n}{\sigma_a^s}}. \quad (9.12)$$

Из формулы (9.12) следует, что скорость выгорания поглотителя зависит от отношения сечений поглотителя и топлива.

Характер изменения реактивности реактора выгорающим поглотителем с учетом выражения (9.12) представлен на рис. 9.4.

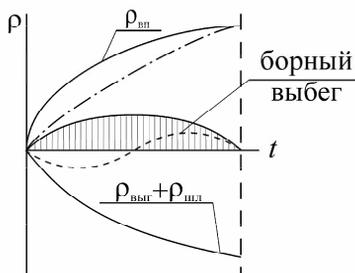


Рис. 9.4. Характер изменения реактивности в реакторах с выгорающим поглотителем

В начале кампании в соответствии с выражением (9.10) результирующий запас реактивности равен нулю. Поскольку сечение поглощения ВП больше, чем у топлива, то выгорание поглотителя идет вначале быстрее выгорания и шлакования топлива, и результирующий запас реактивности увеличивается. По мере уменьшения количества поглотителя скорость высвобождения реактивности за счет его выгорания будет отставать от скорости уменьшения реактивности из-за выгорания и шлакования топлива. Таким образом, суммарный запас будет уменьшаться и к концу кампании станет равным нулю.

Рассмотренное явление увеличения запаса реактивности в начальный период эксплуатации реактора, обусловленное более быстрым выгоранием поглотителя, называется *борным выбегом*, поскольку в качестве поглотителя чаще всего используется бор. Компенсация положительного выбега реактивности производится опусканием компенсирующей группы в активную зону.

Появление борного выбега является недостатком, так как возникает необходимость утяжеления КГ для его компенсации. Как было отмечено в начале этого раздела, борного выбега можно избежать, если скорость выгорания и шлакования будет равна скорости выгорания поглотителя, т. е. $\sigma_a^n = \sigma_a^s$. Однако если учесть, что глубина выгорания современных корабельных реакторов не превышает 40%, это значило бы, что в активной зоне останется 60% не выгоревшего поглотителя. Поэтому в качестве выгорающих поглотителей всегда выбирают вещества с сечением поглощения большим, чем у топлива. Это и предопределяет наличие борного выбега.

Размещение ВП в гомогенной смеси с топливом имеет и другие недостатки. В частности, ухудшаются механические свойства топлива и усложняется технология его переработки. Кроме того, присадка поглотителей к конструкционным материалам ведет к ухудшению их технологических качеств и коррозионной стойкости.

В определенной мере избежать указанных недостатков позволяет блокированное размещение выгорающего поглотителя. Наиболее распространенным является использование самоэкранировки ВП. В этом случае поглотитель размещается в активной зоне в виде блоков, и тогда чем больше размеры блока, тем в большей мере внешние слои поглотителя экранируют внутренние. Такой же эффект может быть достигнут при размещении поглотителя в специальных конструктивных элементах технологического канала. В этом случае экранирование происходит за счет уменьшения потока топливными блоками.

При блокированном размещении поглотителя в активной зоне реактора в начале кампании его выгорание идет медленнее выгорания и шлакования топлива. Это происходит из-за того, что большая часть поглотителя находится в зоне меньшей плотности нейтронного потока. При этом наблюдается уменьшение реактивности или так называемый отрицательный борный выбег (штриховая линия на рис. 9.4). Компенсирующая группа должна высвобождать реактивность, равную величине отрицательного выбега реактивности. С увеличением кампании в первом случае за счет уменьшения концентрации поглотителя во внешних слоях блока, а во втором за счет выгорания ядер топлива блок-эффект уменьшается, поглотитель начинает выгорать более интенсивно.

Влиять на величину положительного выбега можно подбором поглотителя с определенным σ_a , частичной блокировкой поглотителя либо комбина-

рованным использованием блокированного и гомогенного ВП. Величину отрицательного выбега можно регулировать блокировкой выгорающего поглотителя.

Влияние выгорающих поглотителей на физические характеристики активной зоны

О недостатках неравномерного распределения плотности нейтронного потока в активной зоне речь уже шла. Одним из способов устранения этого недостатка является профилирование ядерного топлива. Второй, не менее эффективный способ — профилирование выгорающего поглотителя.

Если ВП разместить по радиусу однородной активной зоны в соответствии с функцией Бесселя, то выравнивание нейтронного поля столь существенно, что допустимая мощность реактора может быть увеличена на 20%. Технически осуществить такое размещение невозможно, поэтому закон размещения приближенно реализуют посредством изменения количества выгорающего поглотителя в стержнях, количества и размера этих стержней в зависимости от топографии технологических каналов, в которых они размещены.

В корабельных водо-водяных реакторах принят зонный способ профилирования активной зоны выгорающим поглотителем. В этом случае ВП размещаются в центральной и периферийной частях активной зоны, причем в центре их, естественно, больше, а по периферии меньше.

9.6. Выбор эффективности органов систем управления и защиты

В разделе 9.1 были изложены методы управления реакторами, а также функциональное назначение основных составляющих СУЗ. Ниже рассмотрены обстоятельства, исходя из которых выбирается физический вес органов СУЗ.

Компенсирующие группы

Как было показано в предыдущем разделе, весь запас реактивности невозможно компенсировать выгорающим поглотителем, так как некоторые процессы, протекающие в реакторе, требуют более быстрого высвобождения или, наоборот, компенсации реактивности. Таким образом, определенную часть реактивности следует компенсировать подвижными органами компенсации. Эту задачу выполняют компенсирующие группы. Они вместе с выгорающим поглотителем компенсируют *полный запас реактивности* $\rho_{\text{зан}}$.

При подъеме компенсирующих групп от пускового положения первого пуска не работавшего ранее реактора до верхних концевых выключателей

высвобождается реактивность, называемая оперативным запасом реактивности $\rho_{оп}$. Иными словами, полный запас реактивности складывается из оперативного запаса (КГ) и запаса реактивности, компенсируемого ВП. С другой стороны, при опускании компенсирующих групп от пускового положения до нижних концевых выключателей компенсируется реактивность, называемая *запасом подкритичности* реактора $\rho_{подкр}$. Таким образом, физический вес компенсирующей группы складывается из оперативного запаса реактивности и запаса подкритичности, что схематично проиллюстрировано на рис. 9.5.

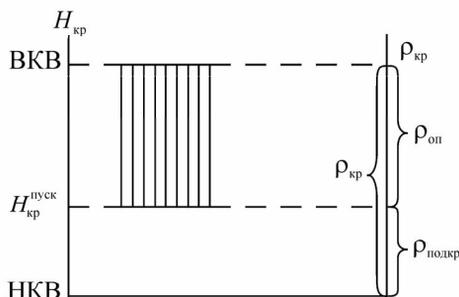


Рис. 9.5. Запас реактивности, компенсируемый компенсирующей решеткой

Запас подкритичности $\rho_{подкр}$ предназначен для компенсации эффектов, приводящих к высвобождению реактивности. К ним относятся:

- борный выбег реактивности (см. раздел 9.5);
- выбег температурного эффекта реактивности, если он имеет место в данной конструкции реактора.

Оперативный запас реактивности предназначен для компенсации эффектов, приводящих к снижению запаса реактивности:

- отрицательной части кривой температурного эффекта реактивности;
- стационарного и нестационарного отравления реактора ксеноном.

Кроме того, обычно в оперативный запас реактивности включают небольшой (2—3%) запас на маневрирование и неточность расчетов.

Напомним, что выгорание и шлакование ядерного топлива компенсируется выгорающим поглотителем, а нестационарное отравление самарием — за счет распада ксенона.

Очевидно, что физический вес компенсирующей группы во много раз превышает реактивность, при высвобождении которой достигается мгновенная критичность. Поэтому для обеспечения ядерной безопасности при перемещении КГ принимаются меры безопасности, рассмотренные далее.

Стержни аварийной защиты

Система аварийной защиты, исполнительными органами которой являются стержни АЗ, предназначена для немедленного прекращения самоподдерживающейся цепной ядерной реакции при опасных отклонениях параметров реактора и установки в целом от заданных значений. На работающем реакторе стержни АЗ всегда находятся в крайнем верхнем положении и опускаются вниз только по сигналам АЗ.

Физический вес стержней АЗ выбирается исходя из необходимости компенсации скачка реактивности за счет температурного эффекта при снижении средней температуры теплоносителя до температуры на входе в реактор. Остальная часть реактивности, высвобождаемая за счет отрицательного температурного эффекта, компенсируется КГ.

Физический вес стержней АЗ должен быть больше доли запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$. Обычно все стержни АЗ делят на группы, причем эффективность каждой из групп не превышает $0,8\beta_{эф}$. Это делается для того, чтобы при подъеме одной группы стержней АЗ скорость высвобождения реактивности была меньше величины, исключающей возможность создания надкритичности на мгновенных нейтронах.

Важной характеристикой системы АЗ, определяющей эффективность ее действия, является время ее ввода в активную зону. Обычно оно составляет $0,1—0,4$ с. Для уменьшения его до $0,1$ с необходимо применять специальные устройства, а введение стержней за $0,01$ с производится взрывным устройством.

Стержни автоматического регулирования

Система автоматического регулирования, исполнительными органами которой являются стержни автоматического регулирования, предназначены для поддержания мощности реактора на заданном уровне, а также изменения ее в установленных пределах.

При выборе эффективности стержней автоматического регулирования организации-проектанты руководствуются следующими требованиями: «скорость введения реактивности органами управления систем автоматического регулирования выбирается из условия удовлетворения требований технического задания в части качества регулирования, маневренности и надежности энергетической установки и подтверждается расчетами динамики процессов регулирования и надежности систем автоматической защиты» [28].

При отсутствии специальных требований к качеству регулирования скорость непрерывного введения реактивности не должна превышать $0,05\beta_{эф}/с$.

При этом надкритичность реактора в любом случае не должна превышать $\beta_{эф}$.

Глава 10

Физический пуск реактора [6, 19, 23]

10.1. Назначение физического пуска

Существующие методы нейтронно-физического расчета ядерных реакторов не обеспечивают точности, позволяющей вслед за проектированием переходить к изготовлению серийных образцов. Поэтому после завершения расчетов активной зоны нового реактора начинается важный и трудоемкий этап ее экспериментальной отработки на специальных физических стендах.

Первым шагом является изучение грубой модели, созданной, как правило, из имеющихся в наличии материалов (в частности, твэлов) и предназначенной не столько для проверки реальных свойств оригинала, сколько для расширения области применения методов, позволяющих теоретически предсказывать эти свойства. На основании результатов первого этапа разрабатывается проектная документация.

Следующий шаг — изучение специально изготовленной активной модельной зоны — отличается кропотливой работой над совершенствованием физических характеристик реактора и его конструкции. На этом этапе еще можно вносить достаточные существенные коррективы. Также возможны и обычно проводятся заводские переделки модели. После окончательной отработки модели и документации начинается серийное изготовление комплектов технологических каналов и реакторов.

Однако в процессе изготовления технологических каналов и других элементов активной зоны неизбежен технологический разброс размеров, химического и изотопного состава, что приводит к отличиям действительных характеристик реактора от проектных. Например, при неблагоприятном совпадении погрешностей в определении обогащения и количества урана, веса и состава материала оболочек и матрицы твэлов, веса выгорающего поглотителя продолжительность кампании может отличаться от номинальной более чем на 10%. Поэтому каждый серийный комплект технологических каналов подвергается исследованию на заводских физических стендах и в корпусе реактора объекта.

В результате измерений на физических стендах обеспечивают загрузку в реакторы комплектов каналов, весьма однородных по свойствам.

Комплекс физических измерений, проводимых в период компоновки активной зоны на заводских стендах или в период загрузки активной зоны в корпус реактора на объекте, называется физическим пуском.

Программа физического пуска включает загрузку реактора сначала до критического состояния, потом до полной рабочей загрузки, вывод реак-

тора на минимальный контролируемый уровень мощности и экспериментальное определение основных нейтронно-физических характеристик, необходимых при эксплуатации реактора. В процессе физического пуска, в частности, определяются критическое число технологических каналов $N_{кр}$, пусковое положение компенсирующих групп $N_{кр}^0$, дифференциальная и интегральная характеристики компенсирующих групп $\rho_{КГ} = f(H_{КГ})$ и $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{КГ} = f(H_{КГ})$, эффективность стержней автоматического регулирования (АР) и аварийной защиты $\rho_{АР}$, $\rho_{АЗ}$, запас реактивности $\rho_{зап}$, распределение плотности потока тепловых нейтронов по высоте и радиусу активной зоны $\Phi(r, h)$, температурный эффект реактивности ρ_t и обусловленные стационарным и нестационарным отравлением реактора потери реактивности $\rho_{Xe}^{ст}$, $\rho_{Xe}^{нест}$.

Практика выработала положение, в соответствии с которым физический пуск производится дважды: сначала на заводе-изготовителе технологических каналов, затем на судостроительном заводе, на объекте.

10.2. Физический пуск на заводе-изготовителе технологических каналов

Программа физического пуска на заводе-изготовителе включает:

- определение критического числа технологических каналов $N_{кр}$ при верхнем положении компенсирующих групп;
- определение дифференциальной эффективности КГ $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{КГ}$;
- определение пускового положения КГ при полной загрузке активной зоны;
- определение полного запаса реактивности $\rho_{зап}$.

Временная система управления и защиты и контрольно-измерительные приборы заводского стенда физического пуска. Физический пуск на заводе-изготовителе технологических каналов производится в баке без обеспечения надежной биологической защиты. Поэтому все измерения проводятся на низком уровне мощности, не опасном для обслуживающего персонала.

Для обеспечения физической безопасности и производства измерений применяется временная система управления и защиты реактора и специ-

альная контрольно-измерительная аппаратура, имеющая более высокую чувствительность к величине нейтронного потока.

Управление реактором осуществляется с помощью КГ и двух стержней регулирования, перемещаемых либо дистанционно с помощью приводов, либо вручную с помощью тросов, блоков и лебедок, которые устанавливаются на столе оператора. Положение КГ в активной зоне определяется по указателю положения с точностью до $\pm 0,1$ мм, а положение стержней АР — с точностью до ± 1 мм.

Аварийная защита обеспечивается 8—10 стержнями АЗ, подвешенными на электромагнитных муфтах. Сброс стержней АЗ осуществляется автоматически. Обычно сигналами АЗ являются: превышение установленного уровня плотности нейтронного потока на 50%, превышение скорости изменения плотности нейтронного потока (скорости изменения интенсивности счета или периода разгона мощности реактора), повышенная γ -активность на рабочем месте, неисправность приборов контроля, исчезновение питания ионизационных камер. Схема предусматривает также возможность сброса стержней АЗ оператором с помощью кнопки.

КГ и стержни АР и АЗ являются принадлежностью стенда и используются для испытания всех комплектов технологических каналов данной серии. Стержни АЗ перемещаются в активной зоне в гильзах СУЗ, устанавливаемых в штатные технологические каналы СУЗ.

Контроль над состоянием реактора и физические измерения при загрузке технологических каналов производятся с помощью контрольно-измерительной аппаратуры, установленной на специальном пульте управления. Пульт размещается так, чтобы оператор мог визуально следить за всеми работами, проводимыми на стенде во время загрузки технологических каналов. Все приборы, входящие в состав пульта управления, могут быть разбиты на три группы:

- аппаратура контроля над состоянием реактора в подкритическом состоянии;
- аппаратура контроля над состоянием реактора в критическом и надкритическом состояниях;
- аппаратура аварийной защиты.

Так как в процессе физического пуска плотность нейтронного потока изменяется более чем в 10^{10} раз, а один прибор может надежно регистрировать изменения потока в пределах четырех-пяти порядков, приходится использовать две группы контролирующих приборов.

Для контроля над состоянием реактора в подкритическом режиме при выходе в критическое состояние служат счетные установки. С целью обеспечения надежности и безопасности применяются две независимые счетные установки. Датчиками этих установок являются газоразрядные счетчики, помещаемые в гильзы технологических каналов СУЗ. Импульсы тока, возни-

кающие в газоразрядном счетчике при прохождении нейтрона через его объем, усиливаются и поступают на пересчетную схему, позволяющую регистрировать либо каждый попавший в объем счетчика нейтрон, либо каждые 10, 100, 1000 и т. д. нейтронов. Для осуществления звукового контроля за состоянием реактора одну из счетных установок через усилитель низкой частоты постоянно включают на динамик-громкоговоритель («щелкун»).

Состояние реактора в критическом и надкритическом режимах контролируется двумя токовыми установками, датчиками которых являются ионизационные камеры, помещаемые в специальные герметичные каналы. Токи ионизационных камер через усилители подаются на очень чувствительные зеркальные микроамперметры. Так, используемый при выполнении физического пуска комплект аппаратуры регистрирует мощность начиная с 10% $N_p^{\text{ном}}$, что примерно на два порядка выше чувствительности пусковой аппаратуры, устанавливаемой на объекте.

Определение критической загрузки активной зоны при КГ в верхнем положении. Под критической загрузкой ядерного реактора понимают то минимальное число технологических каналов, при котором в активной зоне, заполненной замедлителем, при полностью извлеченных стержнях регулирования и защиты и КГ в крайнем верхнем положении начинается самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Экспериментальное определение критической массы необходимо для уточнения ее расчетного значения и последующего определения запаса реактивности при полной загрузке активной зоны технологическими каналами.

Загрузка каналов производится в бак стенда, заполненный водой до уровня верхней промежуточной плиты. Все каналы перед загрузкой тщательно продуваются азотом, а также промываются спиртом.

Загрузка технологических каналов производится по одному от центра активной зоны к периферии. Сначала загружается первый радиус, затем второй и т. д. Такая последовательность предусмотрена для обеспечения физической безопасности. В этом случае с приближением к критическому состоянию физический вес загружаемых технологических каналов постепенно уменьшается.

Для контроля над физическим состоянием системы в баке помещаются датчики контрольно-измерительной аппаратуры и искусственный источник нейтронов.

Начальная плотность нейтронов в подкритическом не работавшем реакторе создается нейтронами космического излучения и спонтанного деления топлива. Плотность нейтронов, создаваемая этими естественными факторами, очень мала. Источник нейтронов позволяет повысить начальный уровень плотности нейтронного потока в подкритическом состоянии и обеспечить надежный контроль над физическим состоянием реактора в

процессе его дальнейшей загрузки технологическими каналами. В качестве источников нейтронов чаще всего используются полоний-бериллиевые или радий-бериллиевые источники.

Нейтроны испускаются в результате взаимодействия α -частиц с ядрами бериллия: ${}_4\text{Be}^9 + {}_2\text{He}^4 \rightarrow {}_6\text{C}^{12} + {}_0n^1$. В свою очередь, α -частицы получаются в результате радиоактивного распада Po^{210} (или Ra^{228}). Нейтронный источник представляет собой герметичную цилиндрическую ампулу. Полость ампулы наполняется смесью α -излучателя и порошкообразного бериллия.

При загрузке в реактор 30—40 технологических каналов и наличии постороннего источника величина нейтронного потока регистрируется нейтронным счетчиком, а токовая установка поток нейтронов не регистрирует. По мере дальнейшей загрузки и приближения к критическому состоянию скорость счета по пересчетным установкам возрастает, а токовая установка при загрузках, близких к критической, также начинает давать показания.

По мере загрузки каналов СУЗ в них устанавливаются гильзы и с помощью электромагнитных муфт подвешиваются стержни регулирования и аварийной защиты. Общее число стержней АЗ, подвешиваемых в процессе физического пуска на стенде, доводится до 8—10. Остальные гильзы СУЗ помещаются в технологические каналы без стержней. Гильзы термометров сопротивления при загрузке каналов не устанавливаются.

Ранее указывалось, что плотность нейтронов в подкритическом реакторе определяется выражением

$$n = \frac{n_0}{1 - K_{\text{эф}}},$$

где n_0 — плотность нейтронов, создаваемая искусственным источником.

По мере приближения к критическому состоянию $K_{\text{эф}}$ стремится к единице, и плотность нейтронов в активной зоне реактора возрастает. Соответственно скорость счета C , регистрируемая пересчетной установкой, будет расти, т. е.

$$C = \frac{C_0}{1 - K_{\text{эф}}},$$

где C_0 — первоначальная скорость счета.

Если построить графическую зависимость обратной скорости счета от числа загруженных каналов, то с приближением к критическому состоянию величина $1/C$ будет стремиться к нулю. Указанная закономерность используется в методике загрузки активной зоны до критического состояния.

Пусть при первоначальной загрузке N_0 каналов в активную зону скорость счета составляет C_0 (рис. 10.1). Величину N_0 обычно выбирают так, чтобы она составляла четверть ожидаемой критической загрузки. Тогда относительная

скорость счета $\frac{C_i}{C_0} = 1$, и первая точка на графике $\frac{C_0}{C_i} = f(N_i)$ будет иметь координаты $(1, N_0)$. Затем загружают в активную зону еще десять каналов.

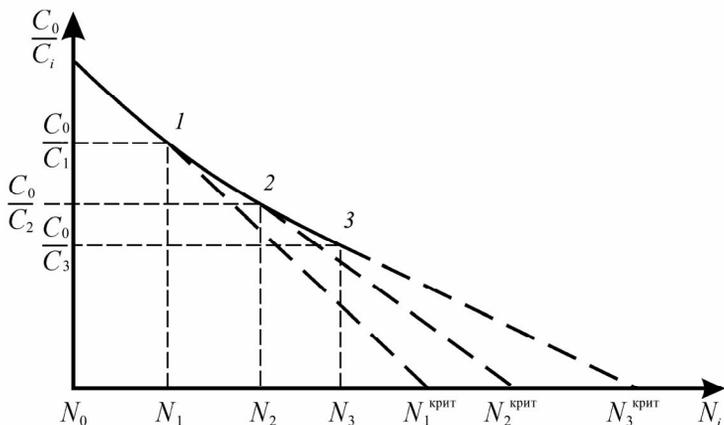


Рис. 10.1. Построение кривой обратной скорости счета при загрузке активной зоны

При увеличении числа загруженных каналов до значения $N_1 = N_0 + 10$ скорость счета возрастает до величины C_1 . Точке 2 на графике (рис. 10.1) соответствуют координаты $\left(\frac{C_0}{C_1}, N_1\right)$. Через точки 1 и 2 проводим пря-

мую до пересечения с осью абсцисс и получаем ожидаемое значение критического числа технологических каналов. Это приближенное значение, так как действительный график обратной скорости счета в общем случае не является прямой линией.

Для обеспечения физической безопасности количество каналов, загружаемых в следующей порции, берут равным четверти недостающего до критического числа технологических каналов:

$$\Delta N_1 = \frac{N_1^{\text{крит}} - N_1}{4}.$$

Каналы при этом загружают по одному с выдержкой не менее двух минут. Затем снимается очередной отсчет C_2 по пересчетной установке, и на график наносится точка 3 с координатами $\left(\frac{C_0}{C_i}, N_2\right)$, где $N_2 = N_1 + \Delta N_1$. Через точки 2 и 3 проводится прямая до пересечения с осью абсцисс, и определяется новое уточненное значение критического числа каналов $N_2^{\text{крит}}$.

Затем в активную зону загружается очередная порция каналов, причем число каналов в порции, как и прежде, вычисляется по формуле

$$\Delta N_2 = \frac{N_2^{\text{крит}} - N_2}{4}.$$

Дальнейший процесс загрузки и построение кривой обратного счета продолжаются в соответствии с изложенной методикой. Необходимо отметить, что отсчет по пересчетным установкам после загрузки последнего технологического канала в данной порции должен производиться после установления плотности нейтронов, соответствующей данному значению $K_{\text{эф}}$. Практически промежуток времени между загрузкой последнего канала и началом отсчета берут равным 3—5 мин.

Так как контроль над состоянием реактора производится по двум пересчетным установкам, строятся две кривые обратного счета. Количество каналов, загружаемых в каждой порции, берут исходя из наименьшего значения критической загрузки по обеим кривым обратного счета.

С точки зрения физической безопасности большое значение имеет форма кривой обратного счета, которая определяется взаимным расположением источника, нейтронного счетчика и топлива. На рис. 10.2 показаны возможные формы кривой обратного счета.

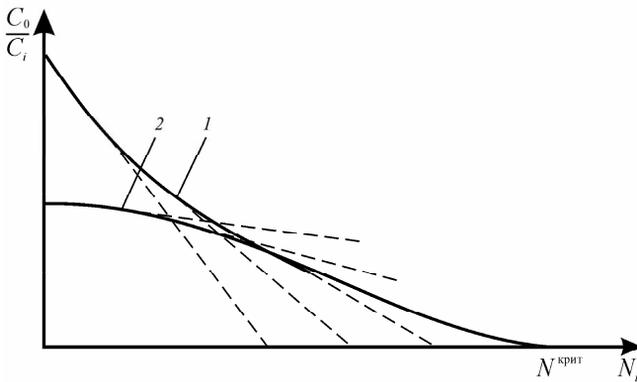


Рис. 10.2. Возможные формы кривой обратного счета:
1 — благоприятный ход кривой, обеспечивающей физическую безопасность;
2 — плохое качество кривой

Если взаимное расположение источника и счетчика нейтронов таково, что при загрузке топлива между ними будет размещено достаточно большое количество делящегося вещества, то датчик будет регистрировать в основном не первичные нейтроны источника, а вторичные, появившиеся в результате деления ядер топлива. В этом случае по мере загрузки реактора увеличение плотности потока нейтронов вследствие их размножения в топливе в месте расположения нейтронного счетчика будет значительным по сравне-

нию с постоянной составляющей от источника, и кривая обратного счета по мере загрузки быстро пойдет вниз. Экстраполяция кривой обратного счета до пересечения ее с осью абсцисс будет давать заниженное значение критической массы, а подход к критическому состоянию будет относительно безопасным. По мере приближения к критическому состоянию экстраполяция даст все более точные значения критического числа каналов.

Если нейтронный счетчик расположен достаточно близко к источнику, счетчик будет реагировать в основном на нейтроны источника. По мере загрузки реактора рост нейтронного потока вследствие размножения нейтронов в месте расположения датчика будет мал по сравнению с постоянной составляющей от нейтронного источника. Поэтому увеличение скорости счета по мере догрузки вначале будет незначительным (кривая 2), а экстраполяция кривой обратного счета будет давать завышенные значения критической загрузки. Таким образом, создается возможность загрузить в реактор такое количество каналов, что система скачком достигнет надкритического состояния с опасной степенью надкритичности.

Последние каналы загружаются в активную зону по одному, медленно и осторожно, чтобы избежать чрезмерно большого и быстрого увеличения реактивности. После загрузки каждого канала снимаются отсчеты по обеим пересчетным установкам, и на обе кривые обратного счета наносятся соответствующие точки. Когда до критической загрузки, определенной по кривым обратного счета, останется догрузить один-два канала, загрузка осуществляется следующим образом. Перед загрузкой канала в активную зону полностью опускают один из стержней ручного регулирования. Затем медленно загружают технологический канал. После этого на слух по пересчетным установкам, а также по показаниям измерительной аппаратуры определяют состояние системы. Если после загрузки канала реактор не достиг критичности, то выход в критическое состояние осуществляется медленным ступенчатым извлечением погруженного стержня. Стержень извлекают в два-три приема с выдержкой между отдельными извлечениями не менее двух минут. Если при полностью извлеченном стержне реактор все же не достиг критичности, то в такой же последовательности и при соблюдении тех же предосторожностей загружают еще один канал.

Оценка критичности производится следующим образом. Если реактор находится в критическом состоянии, то при наличии источника в активной зоне плотность нейтронного потока непрерывно возрастает по линейному закону. Если из критического реактора извлечь источник нейтронов, прирост нейтронов в системе прекратится, и плотность нейтронного потока установится на том уровне, который был в реакторе в момент извлечения источника. Если реактор находится в надкритическом состоянии, то даже после извлечения источника плотность нейтронного потока будет непрерывно возрастать по экспоненциальному

закону. Если реактор подкритичен, то после извлечения источника плотность нейтронного потока начнет убывать.

Догрузка технологических каналов до полного комплекта и снятие кривой дифференциальной эффективности КГ. После достижения критической загрузки технологических каналов КГ опускают в крайнее нижнее положение и приступают к дальнейшей догрузке активной зоны. При этом находится эффективность одного миллиметра перемещения КГ и строится

кривая $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}} = f(H_{\text{КГ}})$ для последующего определения ее полного физи-

ческого веса и запаса реактивности реактора. Периодически после загрузки некоторого количества каналов КГ поднимают до критического положения и затем методом разгона мощности определяют эффективность одного миллиметра перемещения КГ, соответствующую данному ее положению.

Первое измерение производят вблизи верхнего положения КГ. В активную зону сверх начальной критической загрузки догружают два-три канала, поднимают КГ до критического положения и производят первое измерение

$\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}}$. Затем КГ снова погружают в активную зону. Последующие изме-

рения эффективности производят примерно через каждые 50—100 мм ее перемещения.

Измерение эффективности 1 мм перемещения КГ и построение кривой

$\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}} = f(H_{\text{КГ}})$ производится до полной загрузки активной зоны. По-

следние каналы нужно догружать особенно осторожно, чтобы не загрузить их в активную зону больше, чем может скомпенсировать КГ.

На рис. 10.3 приведена примерная зависимость дифференциальной эффективности КГ от ее положения в активной зоне. Поскольку измерения

$\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}}$ во всех промежуточных точках производятся не при полной за-

грузке, то кривая $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}}$, снятая в процессе физического пуска, не бу-

дет совпадать с ходом кривой $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}}$ в процессе эксплуатации реактора.

Приблизительный ход кривой в процессе кампании показан пунктиром. Для уточнения эффективности КГ, получаемой в процессе физического пуска при неполном числе технологических каналов, можно рекомендовать следующую пересчетную формулу:

$$\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ полн}} = \left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ } n} \left(\frac{R_n + \delta}{R_{\text{полн}} + \delta}\right)^2,$$

где $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ } n}$ — дифференциальная эффективность КГ при перемещении в сборке с n каналами; R_n и $R_{\text{полн}}$ — радиусы активной зоны при n загруженных каналах и при полной загрузке; δ — эффективная добавка.

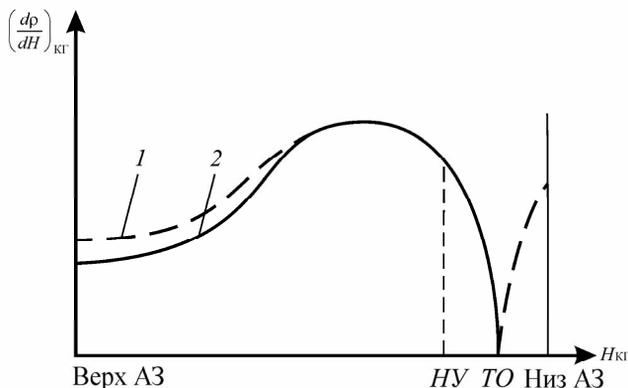


Рис. 10.3. Зависимость дифференциальной эффективности компенсирующей группы от ее положения в активной зоне:
 1 — в процессе кампании; 2 — в процессе загрузки; НУ — нижний упор;
 ТО — точка опрокидывания

Определение пускового положения КГ и запаса реактивности реактора.

Критическое положение КГ при загрузке всех каналов в активную зону является пусковым положением при первом пуске реактора. Для определения пускового положения КГ при рабочей температуре активной зоны необходимо ввести поправку на температурный эффект:

$$\left(H_{\text{КГ}}^0\right)^{\text{гор}} = H_{\text{КГ}}^0 \pm \frac{\Delta\rho_t}{\left.\frac{d\rho}{dH}\right|_{H_{\text{КГ}}^0}} \quad \text{или} \quad \left(H_{\text{КГ}}^0\right)^{\text{зоп}} = H_{\text{КГ}}^0 \pm \Delta H_{\text{КГ}}(\Delta\rho_t),$$

где $\Delta\rho_t$ — полный температурный эффект при нагревании от 15—30°C до рабочей температуры.

На основании пускового положения КГ при рабочей температуре и полной загрузке активной зоны определяется полный запас реактивности реактора, компенсируемый КГ,

$$\rho_{\text{зан}} = \int_{\left(H_{\text{КГ}}^0\right)^{\text{гор}}}^{H_{\text{КГ}}^{\text{вспх}}} \left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}} dH_{\text{КГ}},$$

где $H_{\text{КГ}}^{\text{верх}}$ соответствуют верхнему крайнему положению КГ.

Интегрирование производится численно путем вычисления площади под кривой $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}} = f(H_{\text{КГ}})$. На рис. 10.4 показаны кривые дифференциальной $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}}$ и интегральной эффективности КГ $\rho(H_{\text{КГ}})$. Полный запас реактивности, компенсируемый решеткой, равен ординате кривой $\rho(H_{\text{КГ}})$ при $H_{\text{КГ}} = H_{\text{КГ}}^{\text{верх}}$.

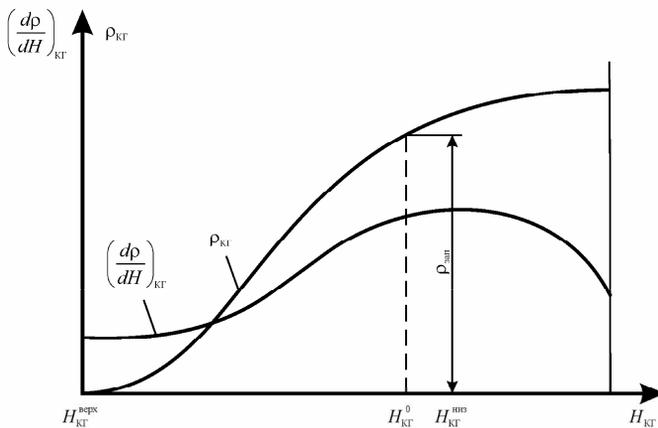


Рис. 10.4. Кривые дифференциальной и интегральной эффективности КГ, полученные в процессе физического пуска

10.3. Физический пуск реактора на судостроительном заводе

Задачей физических измерений на стенде судостроительного завода является оценка возможности использования комплекта технологических каналов в штатной экранной сборке со штатной КГ и уточнение физических характеристик, полученных на заводе-изготовителе технологических каналов.

На стенде судостроительного завода повторяются описанные выше измерения. Кроме того, дополнительно определяются:

- положение точки опрокидывания;
- подкритичность реактора при положении КГ на нижних упорах;

- физический вес стержней автоматического регулирования и аварийной защиты;
- характер распределения плотности нейтронного потока по объему активной зоны.

Оборудование стенда на судостроительном заводе примерно такое же, как и стенда завода-изготовителя технологических каналов. Особенностью физического пуска на стенде судостроительного завода является то, что некоторое количество каналов загружается без контроля плотности нейтронов в подкритическом состоянии. Например, при физическом пуске реакторов типа ВМ-А обычно без контроля загружается 36 каналов, что соответствует заполнению первых трех радиусов. Затем в технологические каналы СУЗ помещаются гильзы, подвешиваются стержни регулирования и аварийной защиты, устанавливаются датчики контрольно-измерительной аппаратуры и источник нейтронов.

Определение точки опрокидывания. Точка опрокидывания (ТО) соответствует максимальной компенсирующей способности КГ. Знание положения ТО необходимо для оценки безопасности реактора. Если ТО расположена выше нижних упоров, то не исключено перемещение КГ ниже ТО, что приведет к высвобождению положительной реактивности. В некоторых случаях при положении КГ на нижних упорах реактор может быть даже надкритичен. При нормальном положении нижних упоров знание ТО необходимо для правильной установки нижних концевых выключателей. Если ТО расположена выше нижних упоров, то концевые выключатели нужно расположить выше точки опрокидывания, чтобы исключить перемещение КГ ниже ТО.

Определение ТО производится при максимально возможной загрузке реактора путем построения кривых обратного счета с помощью пересчетных установок при наличии в активной зоне источника нейтронов. Нейтронные счетчики располагаются так, чтобы один из них находился около верхней, а другой — около нижней границы активной зоны. Источник нейтронов размещается вблизи центра активной зоны.

Применение двух счетчиков обусловлено необходимостью исключить в максимально возможной степени влияние изменения распределения потока нейтронов при перемещении КГ на скорость счета пересчетных установок. В идеальном случае длина счетчика должна равняться высоте активной зоны. Однако это практически неосуществимо, поэтому используются два счетчика. Показания соответствующих пересчетных установок суммируются.

Сначала очень осторожно, шагами с выдержками и при тщательном контроле за нейтронным потоком КГ опускается на нижние упоры. После стабилизации процесса замеряется скорость счета по двум пересчетным установкам C_0^I и C_0^{II} и подсчитывается суммарная скорость счета

$C_0 = C_0^I + C_0^{II}$. Затем КГ поднимается с шагом 10—20 мм до положения $H_{КГ^1}$, делается выдержка 3—5 мин и снимается следующий отсчет $C_1 = C_1^I + C_1^{II}$. Эту процедуру продолжают, одновременно строя кривую обратной скорости счета (рис. 10.5).

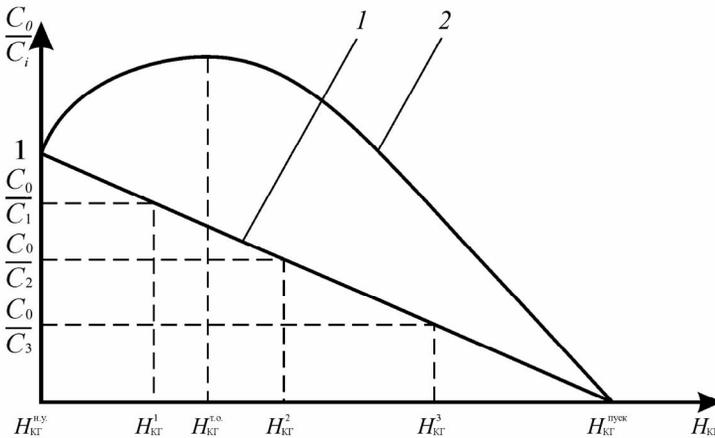


Рис. 10.5. К определению положения точки опрокидывания:
1 — точка опрокидывания ниже нижних упоров; 2 — точка опрокидывания выше нижних упоров

Если точка опрокидывания находится ниже нижних упоров, то при перемещении решетки вверх скорость счета будет монотонно возрастать, а обратная скорость счета — монотонно убывать (кривая 1).

Если же положение точки опрокидывания окажется выше нижних упоров, то скорость счета при движении решетки вверх вначале будет уменьшаться, а после прохождения ТО начнет увеличиваться. В этом случае кривая обратной скорости счета имеет максимум, положение которого и определяет точку опрокидывания (кривая 2).

Определение запаса подкритичности реактора при положении КГ на нижних упорах. После того как найдено положение точки опрокидывания, необходимо определить запас подкритичности реактора при положении КГ на нижних упорах (если упоры выше ТО) или в точке опрокидывания (если нижние упоры ниже ТО). На рис. 10.6 запас подкритичности, соответствующий этим двум случаям, численно равен заштрихованной площади.

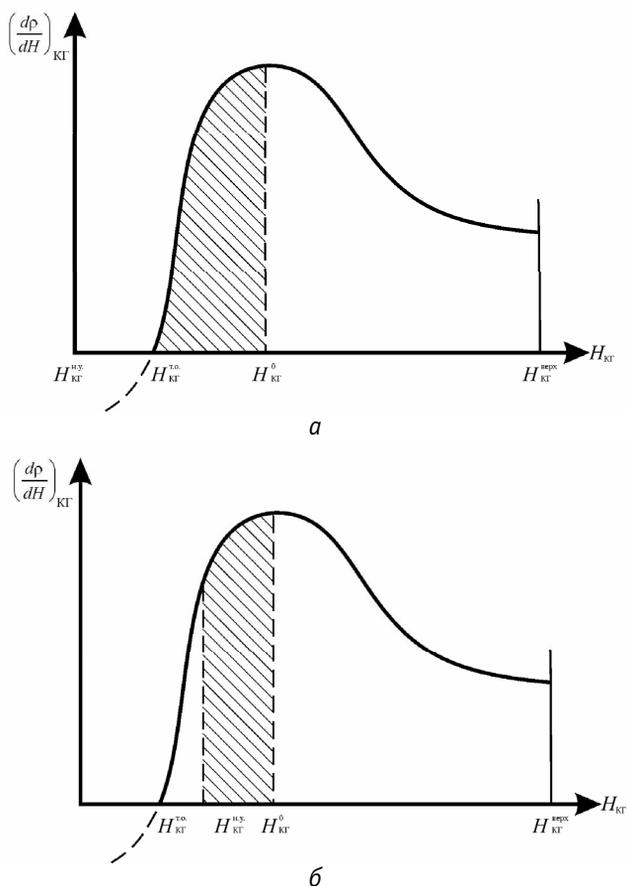


Рис. 10.6. Запас подкритичности реактора для двух случаев взаимного расположения ТО и нижних упоров КГ:
 а — ТО выше упоров; б — нижние упоры выше ТО

Физическая безопасность будет обеспечена, если запас подкритичности реактора перекрывает положительный температурный эффект и положительный борный выбег реактивности.

Если бы ход кривой эффективности перемещения КГ на 1 мм от пускового положения до точки опрокидывания (или соответственно нижних упоров) был известен, запас подкритичности легко можно было бы определить численным интегрированием кривой. Однако определение дифференциальной эффективности КГ ниже пускового положения способом разгона реактора не представляется возможным. Поэтому запас подкритичности определяют одним из следующих косвенных методов.

Метод быстрого извлечения источника. В активную зону вводится источник нейтронов, создающий начальную плотность n_0 . Через 3—5 мин в реакторе будет достигнута подкритическая плотность нейтронов

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - K_{\text{эф}}}. \quad (10.1)$$

Нейтроны деления, дающие вклад в эту установившуюся плотность, состоят из мгновенных и запаздывающих нейтронов. Пусть запаздывающие нейтроны создают плотность D , нейтр./см³. Эти нейтроны можно рассматривать как дополнение к искусственному источнику, так что его мощность станет равной $n_0 + D$ нейтр./см³. Однако при таком рассмотрении $K_{\text{эф}}$ необходимо заменить на коэффициент размножения на мгновенных нейтронах $K_{\text{мгн}} = K_{\text{эф}}(1 - \beta)$. Перепишем выражение (10.1) в виде

$$n_1 = \frac{n_0 + D}{1 - K_{\text{мгн}}}. \quad (10.2)$$

Приравняем (10.1) и (10.2):

$$\frac{n_0}{1 - K_{\text{эф}}} = \frac{n_0 + D}{1 - K_{\text{мгн}}}.$$

Подставляя вместо $K_{\text{мгн}}$ выражение $K_{\text{эф}}(1 - \beta)$ и учитывая, что

$$K_{\text{эф}} = \frac{1}{1 - \rho}, \text{ получим}$$

$$\rho_{\text{подкр}} = \beta \frac{n_0}{D}. \quad (10.3)$$

Отношение $\frac{n_0}{D}$ определяем из следующих соображений. Показания нейтронного счетчика при наличии в реакторе внешнего источника нейтронов пропорциональны n_1 :

$$C_1 = \varepsilon n_1 = \varepsilon \frac{n_0 + D}{1 - K_{\text{мгн}}}, \quad (10.4)$$

где ε — коэффициент, характеризующий эффективность детектора.

Если внешний источник мгновенно извлечь из реактора, единственным «посторонним» источником в нем окажутся ядра — предшественники запаздывающих нейтронов. Если за время извлечения источника интенсивность испускания запаздывающих нейтронов не изменится, то показание детектора скачком уменьшится до значения

$$C_2 = \varepsilon n_2 = \varepsilon \frac{D}{1 - k_{\text{мгн}}}. \quad (10.5)$$

Из (10.4) и (10.5) легко получить

$$\frac{C_1 - C_2}{C_2} = \frac{n_0}{D}$$

или с учетом (10.3)

$$\frac{C_1 - C_2}{C_2} = \frac{\rho_{\text{подкр}}}{\beta}.$$

Отсюда

$$\rho_{\text{подкр}} = \beta \left(\frac{C_1}{C_2} - 1 \right). \quad (10.6)$$

Из полученной формулы видно, что измерение $\rho_{\text{подкр}}$ сводится к осциллографированию плотности нейтронного потока при быстром извлечении внешнего источника нейтронов из подкритичного реактора.

Метод построения кривой обратного счета. КГ опускается в положение максимальной компенсирующей способности — в точку опрокидывания или до нижних упоров, если последние расположены выше точки опрокидывания. Затем из активной зоны извлекается 25—30 периферийных технологических каналов примерно одинакового физического веса и снимается первый отсчет по пересчетным установкам. Извлеченные каналы по одному вновь загружают в активную зону. По мере загрузки примерно каждые пять каналов делается выдержка 3—5 мин до достижения установившейся плотности нейтронов, снимаются отсчеты по пересчетным установкам и соответствующие значения наносятся на график обратной скорости счета (рис. 10.7). После завершения загрузки всех извлеченных каналов кривая обратной скорости счета экстраполируется до пересечения с осью абсцисс. Точка пересечения дает число технологических каналов $N_{\text{кр}}$, при котором реактор достиг бы критичности, если бы КГ находилась в точке ее максимальной эффективности.

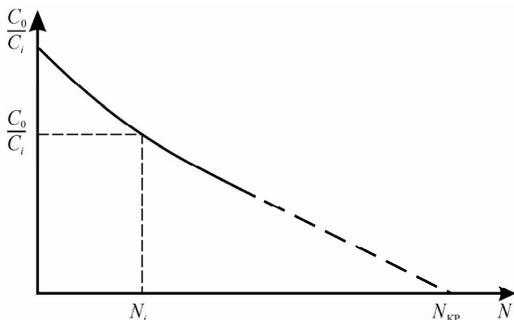


Рис. 10.7. К определению запаса подкритичности методом построения кривой обратной скорости счета

Очевидно, что разность между полученным критическим числом каналов $N_{кр}$ и полной загрузкой реактора $N_{полн}$, умноженная на средний физический вес одного периферийного канала $\rho_{р.к}$ равна запасу подкритичности реактора:

$$\rho_{подкр} = \rho_{р.к} (N_{кр} - N_{полн}).$$

Точность измерений по описанному методу существенно зависит от того, насколько близок к линейному действительный характер кривой обратной скорости счета на ее концевом участке.

Метод экстраполяции кривой дифференциальной эффективности КГ.

Если пусковое положение КГ $H_{КГ}^0$ лежит ниже максимума кривой

$\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{КГ}$ на ее линейном участке, то запас подкритичности реактора $\rho_{подкр}$

можно определить, экстраполируя кривую $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{КГ}$ до пересечения с осью

абсцисс (рис. 10.8). Очевидно, что размер заштрихованной площади равен запасу подкритичности реактора.

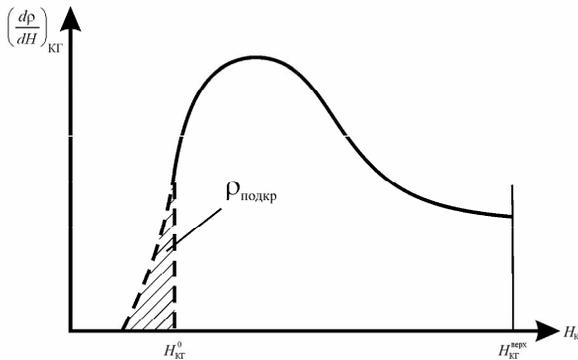


Рис. 10.8. Определение запаса подкритичности методом экстраполяции кривой дифференциальной эффективности компенсирующих групп

Если $H_{КГ}^0$ лежит в области максимума кривой $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{КГ}$ или выше этого мак-

симума, то необходимо предварительно увеличить реактивность системы, чтобы снизить $H_{КГ}^0$. Это достигается путем замены части технологических каналов с бором каналами без бора, замены технологических каналов на каналы с более высоким обогащением, выгрузки части свободных гильз и т. д.

Взвешивание стержней автоматического регулирования и аварийной защиты. Для нормального управления ядерным реактором и обеспечения его безопасности физические веса стержней регулирования и аварийной

защиты должны иметь определенные значения, устанавливаемые на основании соответствующих физических требований. Применительно к стержням регулирования важно знать зависимость эффективности от глубины погружения и полный физический вес, а применительно к стержням аварийной защиты достаточно знания полного физического веса. При измерении эффективности стержней СУЗ определяется полная эффективность каждого стержня АР, эффективность в функции положения стержней АР по группам, эффективность стержней АЗ по группам, а также полная эффективность всех групп стержней АЗ.

Операция измерения эффективности стержней управления называется *взвешиванием, калибровкой* или *градуировкой*. Имеется довольно много (более десяти) различных методов взвешивания, основанных на тех или иных физических закономерностях. Ниже рассматриваются лишь те методы, которые находят наиболее широкое применение в эксплуатационной практике.

Градуировка стержней по периоду разгона мощности. Известно, что при сообщении реактору избыточной положительной реактивности после кратковременного скачка начинается увеличение мощности с установившимся периодом, величина которого однозначно связана с величиной сообщенной реактивности уравнением «обратных часов»

$$\rho = \frac{l}{T_0 + l} + \frac{T_0}{T_0 + l} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{i\text{эф}}}{l + \lambda_i T_0}. \quad (10.7)$$

Замеряя в эксперименте установившийся период T_0 и подставляя его значение в уравнение (10.7), можно расчетным путем определить величину введенной положительной реактивности ρ . Обычно расчеты проводятся заранее для каждого реактора с учетом фактических значений l и $\beta_{i\text{эф}}$, так что ρ определяется по измеренному T_0 с помощью уже имеющейся таблицы. Для удобства в ней приводится зависимость между реактивностью и установившимся периодом удвоения мощности.

Эффективность стержней измеряется по периоду на минимально контролируемом уровне мощности (МКУМ), чтобы свести к минимуму влияние на реактивность температурных эффектов. Перед началом измерений градуируемый стержень погружен в активную зону, реактор находится на МКУМ, т. е. $k_{\text{эф}} = 1$. Далее реактор выводится из критического состояния в надкритическое перемещением стержня на ΔH_1 . При этом замеряют значение периода удвоения мощности реактора и по таблице, связывающей период удвоения мощности данного реактора с реактивностью, находят сообщенную реактору реактивность ρ_r . На график наносится первая точка градуировочной кривой с координатами $\Delta H_1, \rho_1$ (рис. 10.9). Затем с помощью КГ или второй группы АР реактор вновь компенсируется до критического состояния, градуируемый стержень извлекается на ΔH_2 , замеряет-

ся установившийся период удвоения мощности, определяется реактивность ρ_2 и т. д. Измерения продолжают до достижения стержнем верхнего крайнего положения. Очевидно, что крайняя ордината кривой ρ_{AP} (H_{AP}) дает величину полной интегральной эффективности стержня.

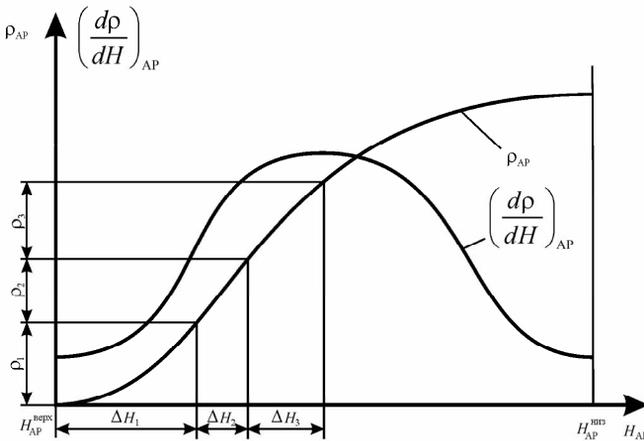


Рис. 10.9. Градуировка управляющего стержня методом разгона мощности

Параллельно с построением кривой интегральной эффективности можно строить кривую дифференциальной эффективности. Для этого на графике

в точках $\frac{H_{i+1} - H_i}{2}$ нужно откладывать значения $\frac{\rho_i}{\Delta H_i}$.

Поскольку трудно найти точное положение компенсирующего органа, соответствующее критическому состоянию, особенно если компенсация производится с помощью КГ, описанная методика не обеспечивает высокой точности градуировки. Точность метода можно повысить некоторым его видоизменением. В данном случае перед началом каждого измерения реактор разгоняется с достаточно большим периодом удвоения и по таблице связи ρ и T_2 находится соответствующая этому периоду $(T_2)_I$ реактивность ρ_I .

Затем градуируемый стержень извлекается на ΔH_I , реактор становится еще более надкритическим, мощность увеличивается с новым периодом $(T_2)_{II} < (T_2)_I$. По измеренному $(T_2)_{II}$ находится новое значение реактивности ρ_{II} . Понятно, что реактивность, внесенная в результате перемещения стержня на ΔH_I , равна разности $(\rho_{II} - \rho_I)$.

Градуировка стержней методом компенсации (сравнения). Градуировка этим методом возможна в случае, если есть хотя бы один отградуированный стержень, и сводится к сравнению физического веса отградуированного стержня с градуируемым. Погружая, например, в активную зону реак-

тора, находящегося в критическом состоянии, стержень с неизвестной эффективностью, компенсируют изменения реактивности с помощью отградуированного стержня до возвращения реактора в критическое состояние. По известной эффективности перемещения отградуированного стержня определяют эффективность соответствующего перемещения участка градуируемого стержня. Интерференция управляющих стержней отрицательно сказывается на точности описанного метода.

Методом компенсации обычно производится взвешивание одной из групп стержней АР, после того как получена градуировочная кривая другой группы или компенсирующей группы. Этим же методом можно определить эффективность КГ (на ограниченном участке ее хода) по отградуированному автоматическому регулятору. Наконец, метод компенсации очень удобен для определения физического веса отдельных групп АЗ и суммарной эффективности всех групп АЗ.

Опишем последовательность действий при определении эффективности стержней автоматического регулятора АР-II по известной интегральной характеристике стержней АР-I. Реактор выводится в критическое состояние на минимально контролируемый уровень мощности при погруженном в активную зону АР-I и полностью поднятом АР-II и поддерживается в критическом состоянии при помощи КГ. Затем стержни АР-II опускаются в активную зону на высоту ΔH_1 и определяется, при каком положении стержней АР-I при неизменном положении КГ реактор будет в критическом состоянии. Реактивность, высвобождаемая при перемещении стержней АР-I от нижнего до нового положения, равна эффективности стержней АР-II, опущенных в активную зону на величину ΔH_1 (рис. 10.10).

Процесс ступенчатого опускания стержней АР-II и определения соответствующих критических положений АР-I продолжается до тех пор, пока стержни АР-II не будут опущены до крайнего нижнего положения при неизменном положении КГ.

Физический вес групп стержней АЗ определяется обычно по известным характеристикам КГ. Реактор выводится в критическое состояние на МКУМ при нахождении стержней АР в среднем положении. Затем производится сброс в активную зону взвешиваемой группы стержней АЗ и находится новое критическое положение КГ при прежнем положении стержней АР. Эффективность сброшенной группы стержней АЗ

$$\rho_{AZ} = \left(\frac{\overline{d\rho}}{dH} \right)_{КГ} (H_{КГ1} - H_{КГ2}),$$

где $\left(\frac{\overline{d\rho}}{dH} \right)_{КГ}$ — средняя эффективность 1 мм перемещения КГ между ее кри-

тических положениями до сброса $H_{КГ1}$ и после сброса стержней $H_{КГ2}$.

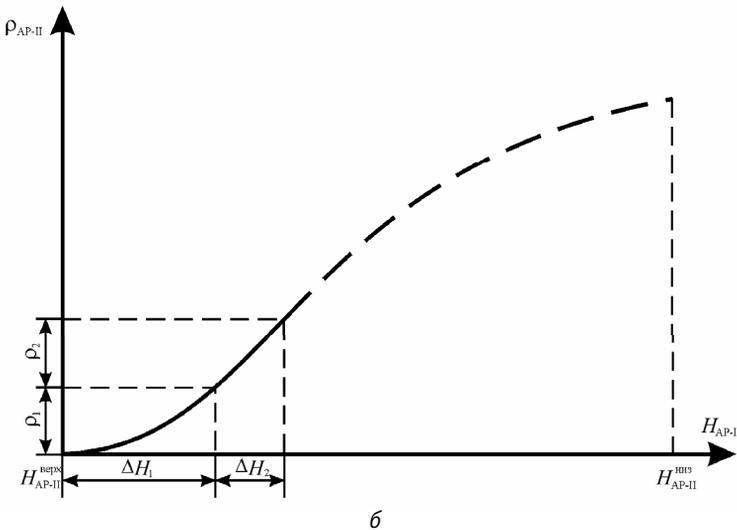
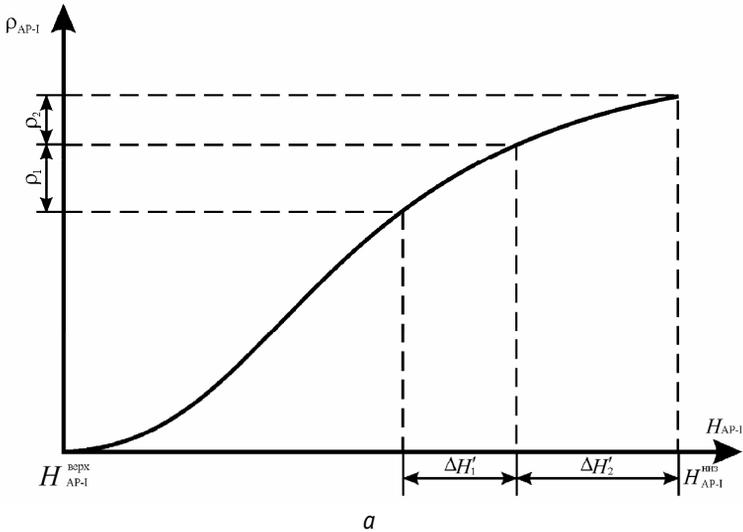


Рис. 10.10. Градуировка управляющего стержня методом компенсации:
а — известная интегральная характеристика AP-I; б — определяемая
интегральная характеристика AP-II

Величину ρ_{A3} можно определить также по кривой интегральной эффективности КГ. В этом случае

$$\rho_{A3} = \rho_{КГ}(H_{КГ1}) - \rho_{КГ}(H_{КГ2}),$$

где $\rho_{\text{КГ}}(H_{\text{КГ1}})$ и $\rho_{\text{КГ}}(H_{\text{КГ2}})$ — полная эффективность КГ при ее положениях соответственно $H_{\text{КГ1}}$ и $H_{\text{КГ2}}$.

Аналогично измеряется эффективность двух, трех и более групп стержней АЗ. При измерении эффективности нескольких групп АЗ во взведенном положении должно быть не менее одной группы АЗ. Для определения эффективности всех n групп АЗ поступают следующим образом. Вначале измеряется эффективность $(n-1)$ групп АЗ при одновременном сбросе их в активную зону. К полученной величине добавляется эффективность одной группы стержней АЗ. Этот прием приближенный, так как не учитывает интерференцию между последней группой и стержнями остальных групп АЗ.

Взвешивание по скачку мощности при сбросе градуируемого стержня. Этот метод довольно прост и наиболее подходит для определения полного физического веса стержней АЗ. Он основан на измерении скачка плотности нейтронного потока, вызванного быстрым погружением поглощающих стержней в работающий на мощности реактор. Если реактор работал на мощности N_0 , то после быстрого введения отрицательной реактивности $-\rho$ мощность

скачком уменьшится до значения $N_1 = \frac{N_0\beta}{\beta + |\rho|}$.

Определяя визуально по приборам или путем осциллографирования уровни мощности N_0 и N_1 , можно определить полный физический вес сброшенных стержней

$$|\rho| = \frac{(N_0 - N_1)\beta}{N_1}.$$

Это приближенный метод, так как он основан на соотношении, вытекающем из уравнений нейтронной кинетики с одной группой запаздывающих нейтронов. Чем больше разность $(N_0 - N_1)$, т. е. чем больше эффективность вводимых поглотителей, тем точнее результат измерений.

Измерение характера распределения плотности нейтронного потока по объему активной зоны. Это свойство оказывает решающее влияние на такие важные эксплуатационные характеристики реактора, как допустимая тепловая мощность и глубина выгорания топлива. Поэтому его детальное измерение по высоте и радиусу активной зоны, а также по сечению наиболее нагруженных технологических каналов является обязательной и существенной частью комплекса физических измерений.

Особый интерес представляет распределение плотности нейтронного потока по высоте активной зоны, которое измеряется в широких пределах в зависимости от положения КГ.

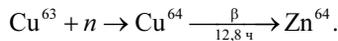
Экспериментами установлено, что влияние температуры на распределение плотности нейтронного потока незначительно. Поэтому данные по его

распределению, полученные в холодном реакторе, могут быть использованы и для горячего состояния активной зоны.

Распределение плотности нейтронного потока (энерговыведения) измеряется различными методами, но все они дают относительное распределение плотности нейтронного потока. Абсолютные значения плотности нейтронных потоков определяются с использованием особых методик. Наиболее распространен метод, основанный на облучении золотых индикаторов с последующим обчетом активности на установках β - γ -совпадений. Соответствующие измерения производятся только для активных зон головных реакторов.

Метод активации. Этот метод основан на том, что активность облученного в реакторе образца пропорциональна плотности нейтронного потока в области размещения образца. В качестве индикаторов для измерения поля тепловых нейтронов могут применяться медь, никель, кадмий, индий, диспрозий (в порошке или нанесенный на пленку), ванадий и др. Удобство указанных индикаторов в том, что они имеют сравнительно большое сечение активации и малый период полураспада, что обеспечивает интенсивный счет при небольших облучениях индикатора. Чаще всего для этого применяется медь в виде проволоки или фольги.

В смеси изотопов меди основным изотопом, активирующимся тепловыми нейтронами, является Cu^{63} :



Образующийся при захвате нейтрона изотоп Cu^{64} β -активен и распадается с периодом полураспада 12,8 ч.

Индикатор в виде медной проволоки диаметром 1—2 мм опускается в одну из гильз АР или АЗ центральной группы технологических каналов. Облучение проводится при работе реактора на уровне мощности, превосходящем на два-три порядка МКУМ. Заранее подготовленная проволока быстро опускается в гильзу до упора и выдерживается в течение 5—20 мин, после чего так же быстро извлекается. Активность проволоки замеряется через 5—20 ч, чтобы обеспечить выдержку для распада короткоживущих изотопов меди.

Проволока с помощью протягивающего устройства перемещается в свинцовом домике, в котором размещен счетчик β -частиц. Положение проволоки замеряется с помощью специального механизма. Замер активности производится через каждые 3—5 см. В результате измерений активности вводится поправка на распад в процессе измерения, т. е. замеренная активность проволоки приводится к одному моменту времени

$$A_0(z) = \frac{A_r(z)}{e^{-\lambda t}},$$

где $A_i(z)$ — измеряемая в момент времени t после начала измерений активность участка проволоки с координатой z ; λ — постоянная распада Cu^{64} .

Обычно поправка на распад не рассчитывается, а определяется экспериментально. Для этого в активной зоне кроме проволоки облучению подвергается небольшой образец того же материала — монитор. Наряду с измерением активности участков проволоки периодически определяется активность монитора и строится кривая изменения активности во времени (рис. 10.11). Определяя по кривой отношения $A_0/A(t_i)$ для моментов времени, соответствующих измерению активности отдельных участков проволоки, и увеличивая измерение активности на отношение $A_0/A(t_i)$, будем получать активности участков, отнесенные к одному и тому же моменту — началу измерений.

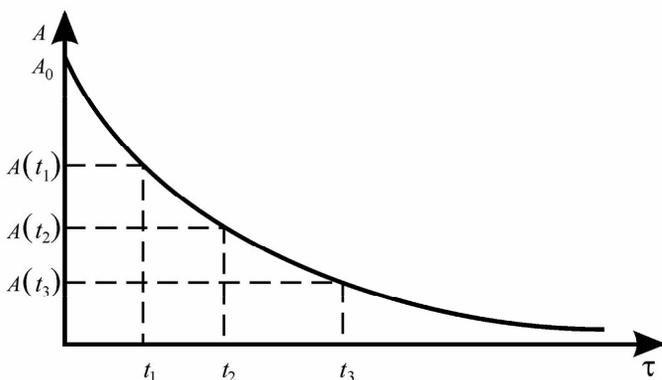


Рис. 10.11. Кривая спада активности монитора

Кривая изменения активности проволоки по ее длине в некотором другом масштабе изображает распределение потока тепловых нейтронов по высоте активной зоны. Так как распределение по высоте существенно зависит от положения КГ, на эпюре $\Phi(h)$ необходимо отметить положение ее нижнего листа.

Описанный метод применим также для измерения распределения потока тепловых нейтронов по радиусу. В этом случае одновременно облучают проволоки в гильзах СУЗ всех радиусов, измеряют активность проволок на определенных отметках по высоте, а затем строят эпюры $\Phi(r)$, соответствующие этим отметкам.

Применение камер деления. Измерять распределения энерговыделения по высоте активной зоны можно с помощью камеры деления. Один из электродов такой камеры покрывается тонким слоем U^{235} . Камера наполняется газом. Под действием нейтронов происходит деление U^{235} , и осколки деления ионизируют газ, наполняющий камеру. Камера деления, как правило, работает в импульсном режиме, т. е. в режиме газового усиления (аналогично нейтронному счетчику). Импульсы ионизационного тока подаются

на вход пересчетной установки. Камеру деления помещают в гильзу СУЗ. Отсчеты снимаются через каждые 5—10 см при постоянном минимально контролируемом уровне мощности.

Главная трудность при использовании этого метода — удержание постоянной мощности на протяжении всех измерений. Иногда для введения поправки на возможные колебания мощности в активную зону в определенное фиксированное положение устанавливают нейтронный счетчик, показания которого $N_{\text{нс}}^i$ записываются наряду с показаниями камеры деления $(N_{\text{кд}}^i)'$. Замеренные значения $(N_{\text{кд}}^i)'$ пересчитываются к начальной мощности по формуле

$$N_{\text{кд}}^i = (N_{\text{кд}}^i)' \frac{N_{\text{нс}}'}{N_{\text{нс}}^1},$$

где $N_{\text{нс}}^1$ — начальное показание нейтронного счетчика.

Поскольку деление U^{235} в камере происходит при взаимодействии с нейтронами реакторного спектра, показания счетчика оказываются пропорциональны фактическому энерговыделению. Измерять распределение энерговыделения с помощью камеры деления можно с одинаковым успехом в реакторах на тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах.

В принципе возможно измерение распределения тепловых нейтронов и с помощью нейтронного счетчика, наполненного трехфтористым бором. Однако этим способом практически не пользуются, так как он не позволяет измерить нейтронный поток в точке. В камере деления нейтроны воздействуют на тонкий слой делящегося вещества, размеры которого по сравнению с размерами активной зоны пренебрежимо малы.

Измерение энергораспределения по активности облученных технологических каналов. Этим методом пользуются для определения энерговыделения по радиусу активной зоны в процессе физического пуска. В основе метода лежит предположение, что активность осколков деления в любом сечении облученного рабочего канала пропорциональна энерговыделению в рассматриваемом сечении.

Облучение каналов производится в течение 10—30 мин при работе реактора на уровне мощности, превышающем МКУМ на два-три порядка. После облучения делается выдержка (два-три часа) для исключения влияния короткоживущих осколков деления. Измерение активности технологических каналов, расположенных на разных радиусах активной зоны, производится с помощью кольцевой камеры. Камера устанавливается на специальной подставке, а канал вставляется во внутреннее отверстие камеры и опускается до упора в помост, так что активность каждого канала измеряется на одной и той же высоте от нижнего среза (рис. 10.12). Камера подключается на

вход токового усилителя. На выходе усилителя включен гальванометр, показания которого пропорциональны активности осколков деления.

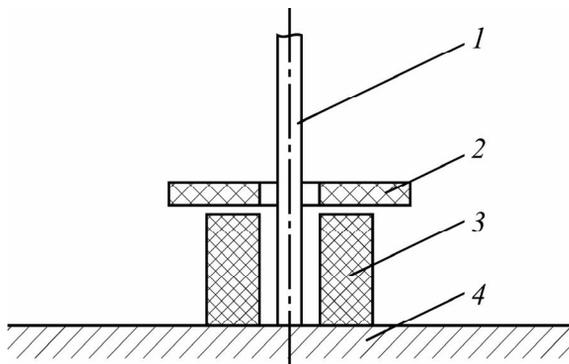


Рис. 10.12. Схематическое изображение активированного технологического канала в кольцевой камере:
 1 — технологический канал; 2 — кольцевая камера; 3 — подставка;
 4 — деревянный помост

В результате необходимо вводить поправку на распад осколков в процессе измерения. Для этого активность каждого канала (кроме канала последнего радиуса) определяется два раза, так что получают две кривые распределения активности каналов по радиусу активной зоны: одну — при последовательном измерении активности каналов от центра к периферии и другую — при измерениях от периферии к центру (рис. 10.13). Вследствие распада осколков деления за время измерений вторая кривая проходит ниже первой.

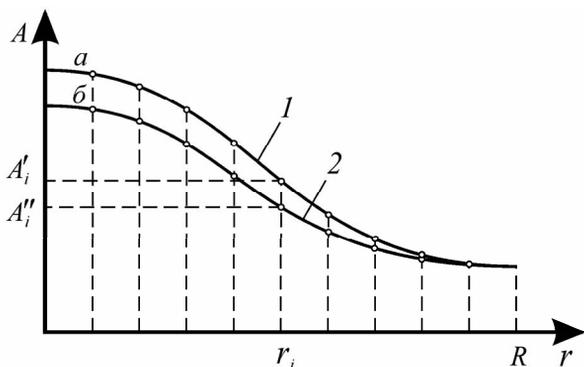


Рис. 10.13. График измерений активности технологических каналов при определении радиального распределения энерговыделения

Одновременно с измерением активности для каждого канала регистрируется время, прошедшее от момента измерения первого канала. Для каждого i -го канала получают два значения активности A'_i и A''_i , соответствующие двум измерениям, разделенным промежутком времени t_i (рис. 10.14).

Это позволяет построить кривую $\frac{A'}{A''} = f(\tau)$. Далее производится так называемый горячий физический пуск, связанный с разогревом теплоносителя до номинального значения и выходом реактора на мощность. При этом измеряются температурный эффект реактивности и изменения реактивности, обусловленные отравлением реактора Xe^{135} . Кроме того, определяется среднее по эффективности положение стержней АР.

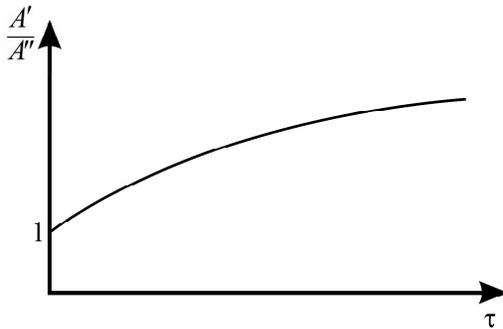


Рис. 10.14. Вспомогательная кривая для определения поправки на распад осколков деления

Взвешивание управляющих органов осуществляется по описанным ранее методикам. Порядок физических измерений при горячем пуске приводится ниже.

Измерение температурного эффекта реактивности. В основе измерения лежит метод компенсации. Изменения реактивности, обусловленные разогревом теплоносителя, определяются по изменению критического положения КГ. Мощность во время разогрева должна быть небольшой, чтобы исключить влияние отравления на реактивность, но достаточной для повышения температуры активной зоны.

Обычно реактор выводится на мощность $3\text{—}5\% N_p^{\text{НОМ}}$, что соответствует разогреву теплоносителя со скоростью $100^\circ\text{C}/\text{ч}$. При этом АР-I работает в автоматическом режиме, а АР-II находится в верхнем положении. Чтобы обеспечить минимальное отклонение средней температуры теплоносителя от выходной, необходимо прокачивать его с номинальным расходом. Разогрев контролируется по температуре выхода из реактора.

При увеличении температуры теплоносителя на 8—12°С каждый раз проводятся измерения, и перед снятием замера стержни АР-I перемещением КГ переводятся в исходное (соответствующее началу измерений) положение. По перемещению КГ и ее известной дифференциальной эффективности, которая определяется по кривой $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}} = f(H_{\text{КГ}})$, находят изменения реактивности, обусловленные разогревом теплоносителя, и строят кривую $\rho(t_{\text{эф}})$.

Недостатком описанного метода является то, что при измерениях не учитывается изменение $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{КГ}}$, происходящее при повышении температуры замедлителя-теплоносителя.

При разогреве реактора за счет его работы на мощности получаемая зависимость реактивности от температуры учитывает и плотностный, и доплеровский эффекты. Если последний эффект является существенным, то для получения зависимости только плотностного эффекта от температуры необходимо разогрев теплоносителя производить от постороннего источника (реактора другого борта или береговой котельной установки). В этом случае реактор поддерживается на МКУМ, а по первому контуру осуществляется циркуляция теплоносителя. Одновременно в парогенератор подается пар от постороннего источника, что и обеспечивает постепенный разогрев теплоносителя.

Определение стационарного и нестационарного отравления реактора ксеноном. Методика определения потери реактивности при выходе на стационарное отравление сводится к следующему. Реактор выводится на минимальную мощность, достаточную для разогрева теплоносителя до рабочей температуры. После разогрева поднимают мощность до уровня, для которого измеряется стационарное отравление, и фиксируют критическое положение КГ и стержней АР.

В процессе работы реактора на мощности запас реактивности будет уменьшаться прежде всего из-за отравления ксеноном, а также вследствие выгорания, шлакования и отравления топлива самарием (если последнее на момент измерения еще не достигло стационарного уровня). Для удержания мощности на постоянном уровне поднимают КГ так, чтобы стержни АР находились в одном положении.

По мере перемещения КГ составляют график ее положения для различных моментов времени. На основании полученной зависимости $H_{\text{КГ}} = f(\tau)$ и кривой эффективности $\rho_{\text{КГ}} = f(H_{\text{КГ}})$ строят зависимость уменьшения запаса реактивности за время работы реактора на данном уровне мощности.

Эта величина и будет характеризовать величину потери реактивности из-за отравления ксеноном для каждого рассматриваемого момента времени.

Доплеровский эффект (если он имеется) учитывается по изменению положения КГ сразу после выхода на заданный уровень мощности. В процессе работы на постоянной мощности он не изменяется.

Изменения реактивности в результате выгорания, шлакования и воспроизводства происходят пропорционально энерговыработке. Их можно учесть, располагая соответствующими расчетными или экспериментальными данными.

Отравление самарием за время выхода на стационарное отравление ксеноном (примерно двое суток) изменится незначительно, так что этим эффектом можно пренебречь.

Нестационарное отравление ксеноном после остановки реактора (кривые «йодных ям») определяется в следующей последовательности. До остановки реактор должен работать на стационарном уровне мощности не менее двух суток, чтобы в нем установились стационарные концентрации I^{135} и Xe^{135} . Зафиксировав критическое положение КГ на момент остановки, необходимо быстро снизить мощность с помощью стержней АР до МКУМ и поддерживать реактор в таком состоянии в течение одних-двух суток.

Запас реактивности после снижения мощности реактора до МКУМ при поддержании средней температуры теплоносителя постоянной будет сначала уменьшаться из-за накопления ксенона, а после прохождения минимума «йодной ямы» начнет увеличиваться. Записывая изменения критического положения КГ через определенные промежутки времени и переводя их по кривой эффективности КГ в величины реактивностей, можно построить кривую изменения запаса реактивности после остановки реактора с данной мощности в результате нестационарного отравления ксеноном.

В полученную зависимость необходимо ввести поправку на доплеровский эффект. Поправку на «прометиев провал» можно не вводить, так как за время полного разотравления (2—4 суток) его величина будет незначительной.

Определение среднего по эффективности положения стержня АР. При работе реактора рабочую группу стержней АР необходимо удерживать в таком положении, которое соответствует их половинной эффективности. В этом случае стержни регулирования могут компенсировать одинаковые по величине изменения реактивности обоих знаков (рис. 10.15). Точка

$H_{AP} \left(\frac{1}{2} \rho_{AP} \right)$, соответствующая половине полной эффективности стержней

АР, определяется при работе реактора в условиях, близких к стационарному отравлению (не менее 30 ч работы реактора до измерения на уровне мощности $N \geq 25\%$).

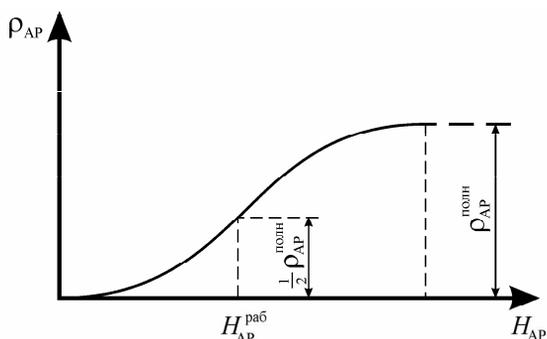


Рис. 10.15. Среднее по эффективности положение стержней автоматического регулирования

В исходном состоянии группа стержней АР, для которой производится измерение (например, АР-I), находится в верхнем положении, а регулятор АР-II работает в автоматическом режиме (рис. 10.16а). Затем следует опустить АР-I в нижнее положение и, одновременно перемещая КГ вверх, удерживать мощность и температуру теплоносителя первого контура на постоянном уровне. КГ перемещают до тех пор, пока АР-II не займет исходное положение (см. рис. 10.16б). Затем опускают КГ на $\frac{\Delta H}{2}$, где

ΔH — величина ее перемещения вверх от исходного положения. После этого АР-I поднимают вверх до тех пор, пока АР-II не займет своего исходного положения (см. рис. 10.16в). Положение нижних концов стержней АР-I и будет соответствовать координате их половинной эффективности.

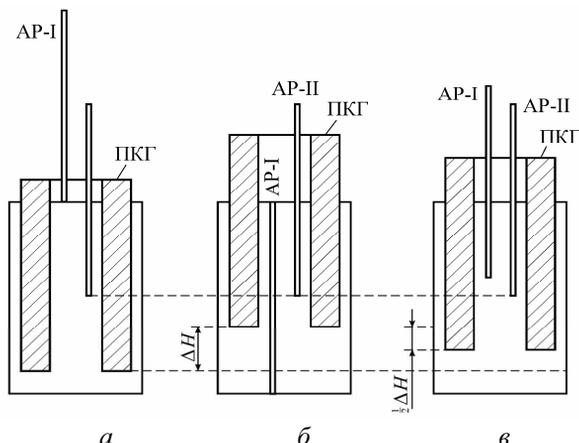


Рис 10.16. К определению среднего по эффективности положения стержней автоматического регулирования

Описанная методика предполагает линейную зависимость эффективности КГ от перемещения, что при имеющихся место величинах ее перемещения можно считать справедливым.

Определение зависимости распределения плотности нейтронного потока от положения КГ. Измеренное при физическом пуске распределение плотности потока тепловых нейтронов по мере увеличения энерговыработки и перемещения КГ будет непрерывно изменяться. Для оценки тепловой напряженности активной зоны в любой момент кампании необходимо знание распределения $\Phi(h)$ в зависимости от положения КГ. Такие кривые можно получить в процессе горячего физического пуска, искусственно изменяя пусковое положение КГ. С этой целью можно использовать температурный эффект реактивности (измерения $\Phi(h)$ проводятся при разных средних температурах теплоносителя), отравление (измерения проводятся на разных мощностях, т. е. при различных уровнях стационарного отравления) и частичный сброс стержней АЗ в активную зону. В результате можно получить серию кривых распределения плотности потока тепловых нейтронов по высоте активной зоны при различных положениях решетки.

Физические измерения в процессе эксплуатации реактора. По мере усовершенствования активных зон реакторов и увеличения продолжительности их кампании возникла необходимость в периодических физических измерениях в процессе эксплуатации. Это связано с тем, что в течение продолжительных кампаний из-за глубокого выгорания топлива физические характеристики испытывают существенные, иногда даже качественные изменения.

Положениями по эксплуатации различных типов реакторов предусматриваются физические измерения, в программу которых входит, например, следующее:

- определение дифференциальной эффективности ПКГ $\left(\frac{d\rho}{dH}\right)_{\text{ПКГ}}$ вблизи критического положения;
- снятие кривых эффективности стержней АР $\rho(H_{\text{АР}})$;
- определение среднего по эффективности положения стержней АР;
- определение интегрального физического веса стержней АЗ;
- определение температурного эффекта реактивности.

Некоторыми инструкциями предусматриваются и другие периодические физические измерения: определение среднего значения «утяжеления» ПКГ в процессе кампании, определение запаса реактивности, компенсируемого ПКГ в пусковом положении, определение пускового положения при совместном подъеме ПКГ и центральной компенсирующей группы (ЦКГ), определение эпюры энерговыделения по высоте активной зоны и т. д.

Особенности физического пуска ядерного реактора при его перезарядке.

При перезарядке реактора загружается новая активная зона. Так как перезарядка проводится примерно через 4—6 лет после постройки корабля, новая загрузка топлива, как правило, существенно отличается по физическим свойствам от старой. Поэтому при перезарядке реактора проводится полный комплекс физических измерений, описанный в предыдущих параграфах.

Физический пуск при перезарядке производится непосредственно на объекте в два этапа. На первом этапе выполняются измерения нейтронно-физических характеристик загружаемых активных зон на неуплотненных реакторах (со снятой крышкой). На втором этапе проводятся измерения нейтронно-физических характеристик загружаемых активных зон на уплотненных реакторах.

Измерение нейтронно-физических параметров загружаемых активных зон на неуплотненных реакторах имеют целью:

- обеспечить ядерную безопасность при загрузке новых комплектов технологических каналов в реакторы и подтвердить имеющиеся данные по критической загрузке;
- подтвердить полученные ранее данные по критическому положению КГ;
- подтвердить имеющиеся данные по дифференциальной эффективности КГ вблизи пусковых положений;
- подтвердить полученные данные по эффективности стержней АР и АЗ.

Измерение нейтронно-физических характеристик загружаемых активных зон на уплотненном реакторе имеет целью:

- определить критическое положение КГ при нахождении стержней СУЗ в верхнем положении;
- определить дифференциальную эффективность КГ вблизи пусковых положений при верхнем положении стержней СУЗ;
- определить интегральную эффективность групп стержней АЗ;
- определить интегральную эффективность групп стержней АР, построить кривые эффективности стержней АР по группам и определить их положение в активной зоне, обеспечивающее максимальную эффективность;
- разогреть активную зону собственным теплом и определить температурный эффект реактивности.

Измерения этого этапа производятся после монтажа и наладки СУЗ с пульта управления.

Нейтронно-физические параметры на неуплотненных реакторах измеряются при снятой крышке реактора с использованием нештатных средств управления, контроля и защиты с временного пульта управления. Для этого вблизи реактора в переносном домике монтируется временный пульт управления, включающий комплект аппаратуры физических измерений и временную систему управления реактором, позволяющую перемещать в

активной зоне с помощью ручных лебедок КГ и АР и обеспечивающую подвеску и сброс стержней АЗ с помощью электромагнитных муфт. Состав аппаратуры пуска реактора, контроля мощности и защиты аналогичен описанному ранее.

Необходимо отметить, что в связи с повышенным γ -фоном условия работы датчиков счетной и токовой аппаратуры усложняются, поэтому следует использовать ионизационные камеры с обязательной компенсацией γ -фона.

При физических измерениях пользуются либо штатными ионизационными камерами, либо поставленными на их место более чувствительными ионизационными камерами с компенсацией γ -фона.

Датчики счетной пусковой аппаратуры на первом этапе физических измерений устанавливаются в гильзы СУЗ. После загрузки новой активной зоны и проведения комплекса измерений, предусмотренных программой для первого этапа измерений, временный пульт управления демонтируется, реактор закрывается крышкой, уплотняется, монтируется и налаживается СУЗ. Энергетическая установка приводится в рабочее состояние, и начинается второй этап измерения, который проводится с пульта управления ЯЭУ.

При перезарядке ядерных реакторов подводных лодок все измерения проводятся лабораториями физического пуска береговых технических баз.

Глава 11

Особенности эксплуатации судовых ядерных реакторов

[2, 6, 11, 13, 16, 22, 22, 24, 34, 40]

11.1. Обеспечение ядерной безопасности

Подготовка к пуску реактора включает в себя следующие мероприятия:

- определение критического положения компенсирующих органов;
- подготовку к работе и проверку исправности систем и механизмов энергетической установки в целом;
- проверку и ввод в действие систем управления и защиты реактора;
- ввод в действие систем охлаждения.

Наиболее ответственным моментом подготовки к пуску с точки зрения обеспечения ядерной безопасности является правильное определение критического положения компенсирующих групп. Вследствие различных эффектов, рассмотренных ниже (в первую очередь энерговыработки), критическое положение КГ от пуска к пуску изменяется. Поэтому каждый пуск реактора предваряется тщательным, неоднократно проверенным расчетом критического положения компенсирующих групп.

На практике наиболее распространены два метода расчета.

1. Определение критического положения КГ по их критическому положению в момент предыдущего пуска.

Исходные данные для расчета:

- критическое положение КГ в момент предыдущего пуска $H_{\text{КГ}}^{\text{мн}}$;
- положение стержней автоматического регулирования в момент предыдущего пуска;
- температура теплоносителя в момент предыдущего пуска $t_{\text{мн}}$;
- энерговыработка на момент предыдущего пуска $Q_{\text{мн}}$;
- энерговыработка на момент настоящего пуска $Q_{\text{нн}} = Q_{\text{мн}} + \Delta Q$.

В общем случае выражение для искомого критического положения КГ имеет вид

$$H_{\text{КГ}}^{\text{нн}} = H_{\text{КГ}}^{\text{мн}} \pm \Delta H_{\text{КГ}}(\Delta\rho), \quad (11.1)$$

где $\Delta H_{\text{КГ}}(\Delta\rho)$ — изменение высоты расположения КГ от положения $H_{\text{КГ}}^{\text{мн}}$, необходимое для компенсации изменения запаса реактивности $\Delta\rho$.

В свою очередь, изменение запаса реактивности $\Delta\rho$ к моменту настоящего пуска по отношению к запасу реактивности реактора на момент предыдущего пуска определяется в общем виде выражением

$$\Delta\rho = \pm\Delta\rho_{Q_k} \pm \Delta\rho_t \pm \Delta\rho_{Sm} \pm \Delta\rho_{Xe} \pm \Delta\rho_{AP}. \quad (11.2)$$

Физический смысл слагаемых формулы (11.2) таков. $\Delta\rho_{Q_k}$ учитывает изменение запаса реактивности за счет выгорания, шлакования, стационарного отравления самарием и выгоранием медленно выгорающего поглотителя, соответствующее энерговыработке $\Delta Q = Q_{пп} - Q_{нп}$. ΔQ — энерговыработка реактора за промежуток времени между рассматриваемыми пусками, она определяется из выражения

$$\Delta Q = \sum N_{p_i} t_i \text{ МВт}\cdot\text{ч}, \quad (11.3)$$

где N_{p_i} — уровень мощности, МВт; t_i — время работы на этих уровнях мощности в период между предыдущим и настоящим пусками, ч.

Величина и знак $\Delta\rho_{Q_k}$ определяются по кривой энерговыработки реактора, как показано, например, на рис. 11.1.

$\Delta\rho_t$ — изменение запаса реактивности, обусловленное изменением температуры теплоносителя реактора в момент настоящего пуска по отношению к предыдущему. Величина и знак $\Delta\rho_t$ определяются по графику температурного эффекта, как это показано на рис. 11.2. $\Delta\rho_{Xe}$, $\Delta\rho_{Sm}$ — изменения запаса реактивности, обусловленные изменением концентрации ксенона и нестационарным отравлением самарием.

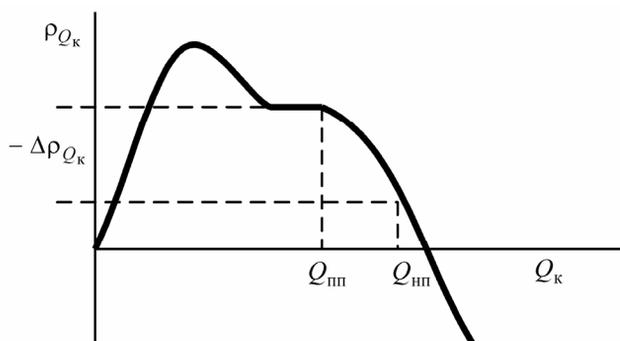


Рис. 11.1. График энерговыработки реактора

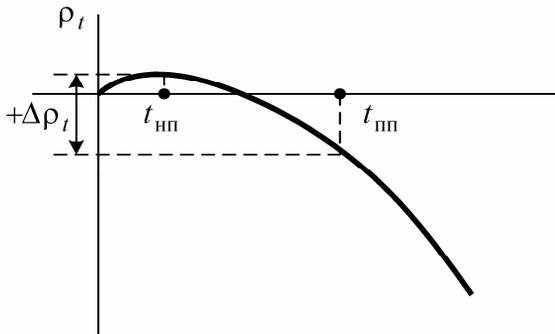


Рис. 11.2. График температурного эффекта

В действительности реактор почти всегда пускается из разотравленного состояния, т. е. через несколько суток после остановки, поэтому $\Delta\rho_{sm} = \Delta\rho_{xe} = 0$. Это объясняется тем, что за трое-четыре суток распадается практически весь ксенон, который имелся к моменту остановки реактора, а также ксенон, образовавшийся в результате распада I^{135} после остановки реактора. Кроме того, если время стоянки более семи-десяти суток, к моменту пуска будет достигнуто практически полное значение прометиевого провала, прямо пропорциональное уровню мощности, с которой был остановлен реактор. Если же реактор пускался в более короткие сроки, то указанные изменения безусловно необходимо учитывать.

Поскольку положение органов автоматического регулирования при пусках обычно поддерживается одинаковым, то $\Delta\rho_{AP} = 0$.

Таким образом, для рассматриваемого конкретного случая с учетом рис. 11.1 и 11.2

$$\Delta\rho = -\Delta\rho_{Q_x} + \Delta\rho_l. \quad (11.4)$$

Знак и величину $\Delta\rho$, вычисленного по (11.4), определяют изменение критического положения КГ от того положения, которое было зафиксировано как критическое в момент предыдущего пуска.

Для определения критического положения необходимо воспользоваться кривой интегральной эффективности КГ (рис. 11.3), на которой от точки $\rho_{пп}$ следует отложить величину $\Delta\rho$ с соответствующим знаком. Если $\Delta\rho$ положительна (как показано на рис. 11.3), то критическое положение КГ находится ниже $H_{кр}^{mm}$. Если же $\Delta\rho$ отрицательна, пусковое положение КГ находится выше $H_{кр}^{mm}$. В данном случае видно, что величина реактивности, высвобожденная за счет температурного эффекта, оказалась больше реактивности, потерянной за счет энерговыработки.

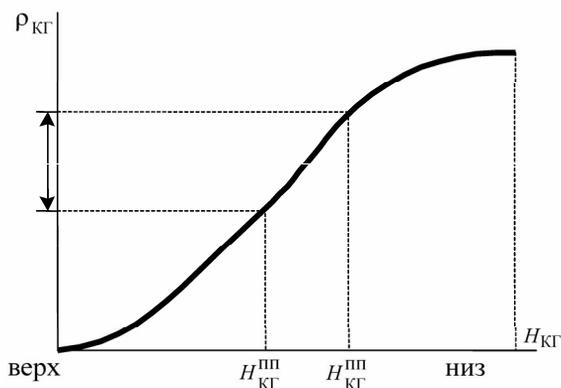


Рис. 11.3. Интегральная характеристика КГ

2. Определение критического положения КГ по их критическому положению в момент последней остановки реактора.

Исходные данные для расчета:

- критическое положение КГ в момент последней остановки $H_{КГ}^{оп}$;
- положение стержней АР в момент остановки;
- температура теплоносителя;
- время остановки реактора.

Для этого случая выражение (11.1) приобретает вид

$$H_{КГ}^{мн} = H_{КГ}^{оп} \pm \Delta H_{КГ}(\Delta\rho). \quad (11.5)$$

Изменение запаса реактивности к моменту настоящего пуска по отношению к запасу реактивности на момент последней остановки описывается уравнением

$$\Delta\rho = \pm\Delta\rho_l \pm \Delta\rho_{хе} \pm \Delta\rho_{Sm} \pm \Delta\rho_{АР} \pm \Delta\rho_{U-8}, \quad (11.6)$$

где $\Delta\rho_{U-8}$ — величина изменения реактивности, обусловленная доплеровским эффектом, присущим реактору, работающему на мощности.

Поскольку доплеровский эффект вносит отрицательный эффект в баланс реактивности, то в выражении (11.6) $\Delta\rho_{U-8}$ всегда будет с положительным знаком.

Величина и знак $\Delta\rho_{хе}$ определяются по графикам или таблицам для каждого типа реактора как разность потерь реактивности за счет отравления реактора ксеноном перед остановкой и в момент данного выхода на мощность. Поскольку подавляющее количество пусков осуществляется из разотравленного состояния реактора ($\rho_{хе} = 0$), а перед остановкой чаще всего достигается стационарное отравление ксеноном, соответствующее мощности реактора перед остановкой, то $\rho_{хе}^{оп} = \rho_{хе_{cr}}$. Значит, для нашего

случая в выражении (11.6) $\Delta\rho_{Xe} = \rho_{Xe_{cr}}$. Пример определения $\Delta\rho_{Xe}$ показан на рис. 11.4.

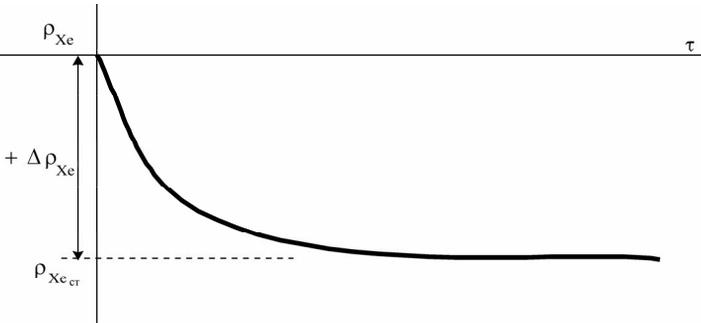


Рис. 11.4. Стационарное отравление реактора ксеноном

Как было показано ранее, при работе реактора на мощности нестационарное отравление самарием отсутствует. Оно появляется лишь после останова реактора и достигает максимального значения («прометиев провал») через семь-десять суток после вывода реактора из действия. Таким образом, в формуле (11.6) $\Delta\rho_{Sm} = -\rho_{Sm_{нест}}$.

$\Delta\rho_{AP}$ — изменение реактивности, обусловленное разницей в положении органов автоматического регулирования реактора. Она определяется по интегральной характеристике AP и может иметь как положительное, так и отрицательное значение.

$\Delta\rho_t$ определяется аналогично предыдущему варианту расчета и ввиду наличия в корабельных реакторах отрицательного температурного эффекта практически всегда имеет положительный знак. Если вернуться к рис. 11.2, то температура останова, естественно, больше $t_{пир}$ т. е. $\Delta\rho_t$ будет больше показанного на рисунке и заведомо с положительным знаком.

С учетом изложенного выражение (11.6) приобретает вид

$$\Delta\rho = \Delta\rho_t + \Delta\rho_{Xe_{cr}} - \Delta\rho_{Sm_{нест}} \pm \Delta\rho_{AP} + \Delta\rho_{U-8}. \quad (11.7)$$

Как и в первом варианте расчета, по суммарному изменению реактивности $\Delta\rho$ с помощью интегральной характеристики КГ определяется величина $H_{КТ}^{III}$.

Уверенное и точное знание критического положения компенсирующих органов необходимо для обеспечения безопасности режима пуска реактора. Крайне опасно, если рассчитанное критическое положение окажется выше фактического. В таком случае при пуске реактора во время подъема КГ может быть высвобождена большая надкритичность, и мощность начнет увеличиваться с недопустимо малым периодом.

Неточность представленных организацией-проектантом физических характеристик реактора (графиков и таблиц отравлений, температурного эффекта, интегральных и дифференциальных характеристик компенсирующих органов и особенно энерговыработки), а также методик определения изменения реактивности за счет различных факторов может внести ошибку в расчет критического положения компенсирующих органов. Поэтому следует учитывать поправку на неточность расчета. Достигается это внесением определенной величины запаса реактивности к рассчитанному его изменению таким образом, чтобы понизить критическое положение компенсирующей решетки и тем самым в определенной мере обезопасить пуск реактора.

Существуют различные методики «снижения» расчетного критического положения. Иногда ошибку в расчетах учитывают снижением критического положения на 15—20 мм. С этой же целью в некоторых методиках рекомендуется найденное значение критического положения КГ снижать на 10—15% полученного расчетного перемещения КГ между низом активной зоны и расчетным критическим положением КГ. Общепринятым является также метод снижения расчетного критического положения КГ на величину

$C / \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)_{\text{КГ}}$, где C — некоторая постоянная величина, выбираемая из условий безопасности пуска.

Общим в учете ошибки следует считать главное: критическое положение КГ, рассчитанное с учетом ошибки, должно быть ниже рассчитанного критического положения КГ на величину, которая исключает достижение критичности реактора при положении КГ ниже рассчитанного.

11.2. Пуск ядерного реактора

Эксплуатационным пуском ядерного реактора называется его вывод в критическое состояние на минимально контролируемом уровне мощности, при котором обеспечивается необходимая точность измерения и поддержания постоянной плотности потока нейтронов.

Пуск — наиболее ответственный режим работы с точки зрения обеспечения ядерной безопасности. Сложность этого режима обусловлена тем, что при выходе из подкритического состояния на МКУМ диапазон изменения плотности нейтронного потока иногда составляет до десяти порядков. Меры обеспечения ядерной безопасности при пуске подробно рассмотрены в следующей главе.

Непосредственно перед пуском обслуживающий персонал должен убедиться в том, что включены все механизмы и системы, обеспечивающие безопасность выхода на МКУМ:

- поданы все виды электропитания;

- приборы контроля плотности нейтронного потока включены на самые чувствительные диапазоны;
- система аварийной защиты включена в штатном режиме;
- обеспечена циркуляция теплоносителя через реактор и по контурам охлаждения реакторной установки;
- система дозиметрического контроля включена в штатном режиме.

Непосредственный пуск реактора начинается с подъема стержней аварийной защиты в крайнее верхнее положение. Группы стержней АЗ поочередно взводят с определенной выдержкой времени после подъема каждой из них. После подъема стержней АЗ в верхнее положение поочередно взводят группы стержней АР.

В целях гарантированного обеспечения ядерной безопасности при перемещении любых поглотителей (АЗ, АР, КГ) необходимо постоянно контролировать состояние реактора не только по приборам, измеряющим плотность потока нейтронов, но и по приборам теплотехнического контроля (температура, давление первого контура, уровень в компенсаторах объема).

После подъема всех стержней АЗ и АР приступают к подъему органов компенсации реактивности (в нашем случае будем считать, что это компенсирующая решетка).

Рассмотрим наиболее сложный и в то же время самый характерный для судовых энергетических реакторов вариант выхода на МКУМ: чувствительность аппаратуры контроля плотности нейтронного потока не позволяет регистрировать плотность нейтронного потока до тех пор, пока реактор не достигнет надкритического состояния.

Пуск реактора при отсутствии контроля за изменением плотности подкритического нейтронного потока является наиболее сложным и опасным с точки зрения ядерной безопасности, так как не исключена возможность, что при расчете критического положения КГ допущена ошибка и действительное критическое положение КГ ниже расчетного. В таком случае подъем КГ до ошибочной расчетной отметки приведет к разгону реактора с недопустимо малым периодом, что в лучшем случае повлечет за собой срабатывание аварийной защиты по периоду удвоения мощности.

Для обеспечения ядерной безопасности пуска и при ошибочном определении критического положения используется специальная для каждой конструкции реактора программа подъема поглотителей. Для каждой конкретной разновидности реакторов, отличающихся эффективностью поглотителей, величиной подкритического потока в заглушенном реакторе и чувствительностью аппаратуры контроля плотности нейтронного потока (пусковой аппаратуры), разрабатывается особая программа высвобождения реактивности при пуске реактора. Главная особенность любой такой программы состоит в следующем:

- высвобождение реактивности (подъем органов компенсации) осуществляется безопасными порциями (шагами), обычно в пределах $(0,1—0,9)\beta_{эф}$;
- при приближении к расчетному критическому положению между шагами делаются выдержки времени, достаточные для того, чтобы подкритический поток в реакторе достиг очередного стационарного уровня;
- половину расстояния до критического положения проходят без выдержек между шагами КГ;
- половину оставшегося расстояния проходит с выдержками, обеспечивающими высвобождение реактивности со скоростью в 1,5—1,8 раза больше расчетной безопасной вблизи $H_{КГ}^{min}$;
- остаток расстояния проходят с увеличенными выдержками, соответствующими расчетной безопасной скорости высвобождения реактивности.

Основным критерием при выборе безопасной скорости пуска является недопустимость разгона реактора с периодом удвоения мощности менее пяти секунд.

На рис. 11.5 представлено изменение плотности нейтронного потока в процессе пуска реактора в зависимости от положения компенсирующей группы и высвобожденной реактивности. После каждого шага КГ (в реальном случае их намного больше) делается выдержка времени. При малой исходной плотности подкритического потока $\Phi_{подкр.1}$ реактор может стать критическим до того, как величина плотности нейтронного потока достигнет порога чувствительности пусковой аппаратуры (кривая 1). Если критическое положение рассчитано правильно, то плотность нейтронного потока увеличивается по линейной зависимости. Непрерывный рост плотности нейтронного потока при $K_{эф} = 1$ не противоречит ранее введенному определению, согласно которому равенство единице коэффициента $K_{эф}$ отвечает установившемуся уровню мощности, так как $K_{эф}$ является внутренним свойством реактора и его величина совершенно не зависит от свойств посторонних источников (такowymi в данном случае являются фотонейтроны, нейтроны спонтанного деления и нейтроны космического происхождения). Если $K_{эф} = 1$, то при удалении источника установится стационарный уровень мощности, соответствующий тому уровню, при котором произошло удаление источника.

Естественно, упомянутые выше посторонние источники удалить из реактора невозможно. Поэтому поступают следующим образом: при появлении показаний на пусковой аппаратуре (точка «а» на кривой 1) реактор должен быть скомпенсирован на минимально-контролируемом уровне мощности. Для этого компенсирующую группу опускают на такое расстояние, чтобы внести отрицательную реактивность, соответствующую положительной реактивности, вносимой посторонними источниками.

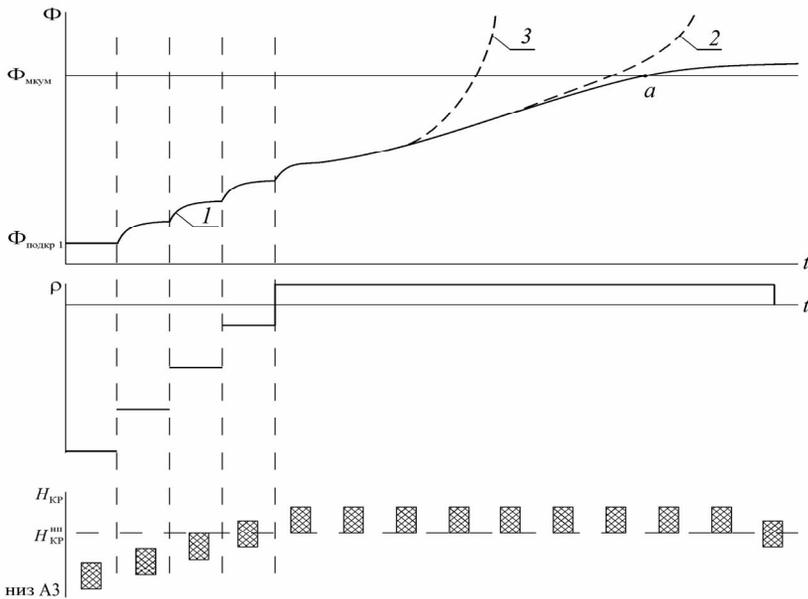


Рис. 11.5. Изменение плотности нейтронного потока при пуске реактора

Итак, реактор скомпенсирован на МКУМ, т. е. работает на постоянной минимально контролируемой пусковой аппаратурой мощности. В этот момент фиксируются время выхода на МКУМ, критическое положение КГ, положение стержней АР, теплотехнические параметры установки — это необходимо прежде всего для последующего расчета критического положения КГ.

Выше рассмотрен случай правильного расчета критического положения КГ. Однако в силу различных причин этот расчет может быть ошибочным. Особенно опасно, если расчетное критическое положение окажется выше фактического. В этом случае оператор сделает один или несколько лишних шагов компенсирующей группой. Таким образом, будет внесена избыточная реактивность, которая обусловит критичность реактора на мгновенных нейтронах. Это приведет к тому, что пусковая аппаратура зафиксирует плотность нейтронного потока только тогда, когда реактор будет разгоняться с недопустимо большой скоростью (малым периодом удвоения мощности) — см. штриховые кривые 2, 3 на рис. 11.5. Управление реактором в этих условиях становится невозможным — срабатывает аварийная защита.

В случае ошибки расчетное критическое положение может оказаться ниже фактического. Тогда, как следует из теории подкритического реактора, плотность подкритического нейтронного потока стабилизируется на каком-то определенном уровне ($K_{эф} < 1$), и порог чувствительности пусковой аппа-

ратуры не будет пройден. Если и в этом случае пусковая аппаратура не выйдет на показания (реактор не достигнет критичности), пуск следует прекратить, КГ опустить в реактор на глубину, обеспечивающую его подкритичность не менее чем на $3\beta_{эф}$, проверить расчет пускового положения, а также работу систем управления КГ и контроля за мощностью реактора. Повторный пуск разрешается только после точного установления причины, приведшей к прекращению первого пуска.

Как отмечено выше, пуск реактора при отсутствии контроля над плотностью подкритического потока наиболее сложен. Если же *контроль над плотностью нейтронного потока обеспечен с самого начала пуска*, то процесс выхода в критическое состояние существенно упрощается. Такой вариант характерен для двух случаев:

- если реактор набрал достаточную энергоснаработку для обеспечения в активной зоне мощности γ -фона и фотонейтронного источника после длительной стоянки;
- при повторном пуске после срабатывания аварийной защиты по ложному сигналу, так как плотность подкритического потока будет существенно увеличена за счет запаздывающих нейтронов.

Необходимо отметить, что при значительной энергоснаработке пусковая аппаратура при нахождении реактора в заглушенном состоянии может фиксировать не нейтронный поток, а мощный поток γ -квантов, испускаемых осколками деления. Определить, что фиксирует пусковая аппаратура — подкритический нейтронный поток или γ -излучение, достаточно легко. Если при взводе стержней АЗ показания приборов не изменились, следовательно, приборы фиксируют γ -излучение.

Наличие контроля за плотностью подкритического потока при известной дифференциальной эффективности КГ позволяет делать постоянную оценку подкритичности по мере подъема решетки. Если в некоторый момент пусковая аппаратура фиксирует установившуюся плотность подкритического нейтронного потока Φ_i , то после подъема КГ на один шаг и внесения в реактор соответствующей реактивности $\Delta\rho_{ш}$ плотность нейтронного потока будет зафиксирована на уровне Φ_{i+1} . Пусть плотность нейтронного потока в полностью заглушенном реакторе была Φ_0 , тогда в соответствии с определением подкритического коэффициента умножения можно записать уравнение, определяющее степень подкритичности $\Delta\rho_i$ в момент, когда была зафиксирована плотность нейтронного потока Φ_i :

$$\Delta\rho_i = \frac{\Phi_0}{\Phi_i}. \quad (11.8)$$

После подъема КГ на один шаг подкритичность $\Delta\rho_0$ уменьшится на $\Delta\rho_{ш}$. Тогда по аналогии с (11.8) можно записать:

$$\Delta\rho_{i+1} = \frac{\Phi_0}{\Phi_{i+1}}. \quad (11.9)$$

Решая (11.8) и (11.9) совместно, получаем

$$\Delta\rho_{i+1} = \frac{\Delta\rho_{ш}}{\frac{\Phi_{i+1}}{\Phi_i} - 1}. \quad (11.10)$$

Равенство (11.10) позволяет определить подкритичность в любой момент пуска при наличии контроля за плотностью нейтронного потока. Так, если после очередного шага КГ мощность подкритического реактора увеличится в два раза, то после следующего такого же шага реактор станет критическим.

11.3. Разогрев и работа на мощности

Разогрев реактора и других конструкций первого контура осуществляется с определенной скоростью, ограниченной величиной допустимых термических напряжений, возникающих в толстостенных элементах реактора при его разогреве. Обычно скорость разогрева устанавливается равной 100°С/ч.

Для разогрева реактора его мощность должна быть увеличена от МКУМ до примерно 2—3% номинальной мощности. Для этого поднимают КГ на такую величину, чтобы высвободившаяся реактивность обеспечивала разгон реактора с периодом не менее 30 с. После достижения указанной мощности избыточную реактивность компенсируют и включают систему автоматического разогрева.

По мере разогрева реактора система автоматического разогрева компенсирует изменение реактивности, обусловленное температурным эффектом. Кроме того, для поддержания постоянной скорости разогрева система автоматического разогрева постоянно увеличивает мощность реактора, компенсируя тем самым увеличивающиеся потери тепла в окружающую среду.

После начала парообразования в парогенераторах пар подается на главный конденсатор. По мере выпаривания воды начинается подпитка парогенераторов питательной водой с расходом, соответствующим мощности реактора.

Режим разогрева заканчивается выходом на заданную среднюю температуру теплоносителя при расчетных значениях давления и уровня в конденсаторах объема.

После окончания режима разогрева реактор в полной мере готов к работе в эксплуатационных режимах. Закономерно встает вопрос, по каким программам и зависимостям поддерживать мощность на постоянном уровне или ее изменять. Как следует из уравнения теплового баланса,

$$N_p = G_T (h_{\text{вых}} - h_{\text{вх}}) = G_T c_p \Delta t_p, \quad (11.11)$$

мощность реактора можно регулировать как изменением расхода теплоносителя или перепадом температуры в активной зоне, так и тем и другим одновременно. При этом каждая из таких программ регулирования может быть реализована при постоянно увеличивающимися или уменьшающимися средней температуре и давлении первого контура.

В действительности вид статических характеристик определяется в основном двумя факторами:

- возможностями регулирования расхода теплоносителя через активную зону;
- снижением нагрузки на органы регулирования при компенсации температурных изменений реактивности, т. е. обеспечением перехода с одной мощности на другую при минимальном изменении реактивности.

Наиболее удобным с многих точек зрения явилось бы плавное регулирование расхода в зависимости от мощности. Однако в полной мере обеспечивающие такое регулирование электродвигатели постоянного тока или паровые турбины в качестве приводов для насосов первого контура не применяются, что объясняется высоким давлением в первом контуре и вытекающей отсюда сложностью уплотнения валов насосов. В связи с этим в качестве приводов ЦНПК используются асинхронные электродвигатели герметичного исполнения, плавное регулирование оборотов которых практически невозможно, так как для этого необходимо плавное изменение частоты питающего электрического тока. Ввиду неудобства частотного регулирования в судовых энергетических установках используются асинхронные электродвигатели, чаще всего двухскоростные.

С точки зрения условий работы системы автоматического регулирования, как уже было отмечено, оптимальной является система регулирования с постоянной средней эффективной температурой теплоносителя. Под постоянной средней эффективной температурой понимают такую температуру, при постоянстве которой в процессе изменения мощности температурный эффект не влияет на общую реактивность системы. Дело в том, что в реальных условиях среднеарифметическая температура теплоносителя

$t_{\text{ср}} = \frac{t_{\text{вых}} + t_{\text{вх}}}{2}$ не совпадает со среднеинтегральной по реактору. Ее значение

определяется главным образом соотношением объемов теплоносителя в отдельных частях активной зоны (объемы «холодного» и «горячего» теплоносителей существенно отличаются друг от друга) и распределением плотности потока нейтронов.

Средняя эффективная температура определяется из выражения

$$t_{\text{ср}}^{\text{эф}} = t_{\text{вх}} + \alpha (t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}}), \quad (11.12)$$

где α — коэффициент осреднения, определяемый расчетным путем для каждого конкретного реактора.

Естественно, оптимальным является тот случай, когда среднеарифметическая температура теплоносителя в активной зоне совпадает со среднеинтегральной. Это характерно для однозаходных активных зон с малым температурным перепадом.

На рис. 11.6 представлена одна из наиболее распространенных в судовых энергетических установках программ регулирования с постоянной средней эффективной температурой, совпадающей со среднеарифметической, двухскоростным вариантом изменения расхода теплоносителя и постоянным давлением в реакторе.

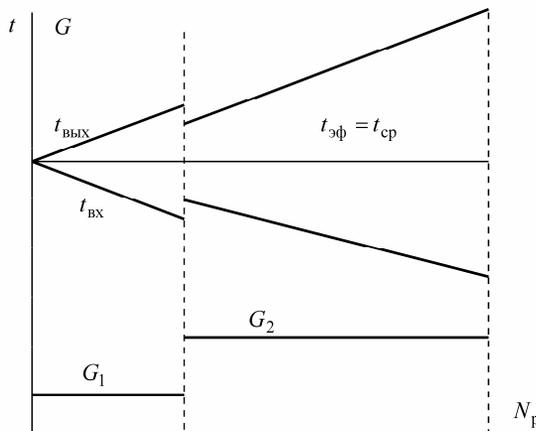


Рис. 11.6. Программа регулирования мощности при постоянной средней эффективной температуре

Принципиально все известные системы регулирования можно привести к простейшей схеме, представленной на рис. 11.7. В ионизационных камерах вырабатывается сигнал, пропорциональный мощности, на которой работает реактор. Этот сигнал поступает в сравнивающее устройство, где вырабатывается сигнал ошибки между фактически измеренной и заданной мощностью, поступающей из задатчика мощности. После усиления сигнал ошибки поступает на привод стержней АР, в результате чего они перемещаются в сторону уменьшения разбаланса между заданной и фактической мощностями. Обычно сервопривод АР имеет функциональную связь с сервоприводом КГ. В этом случае при достижении стержнями АР крайних положений КГ автоматически перемещается на один шаг в сторону уменьшения рассогласования, а АР возвращается в рабочее положение. Для повышения динамической устойчивости контура управления используется

отрицательная обратная связь. Изменение мощности производится изменением сигнала от датчика мощности.

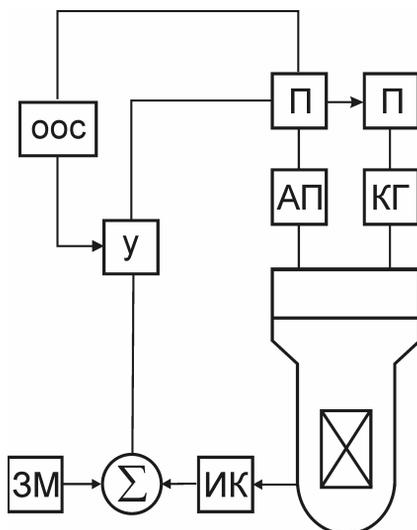


Рис. 11.7. Схема регулирования мощности реактора:
ЗМ — датчик мощности; У — усилитель; П — привод; АР — стержни автоматического регулирования; КГ — компенсирующая группа

Изменять мощность в энергетических режимах можно либо с постоянным периодом, либо с постоянной скоростью изменения мощности. Однако поддержание постоянного времени удвоения мощности приводит к слишком большой скорости увеличения мощности и чрезмерным термическим напряжениям конструкций. Например, за 30 с (приемлемый безопасный период удвоения мощности) произойдет увеличение мощности от 5% до 10% $N_{\text{ном}}$ (т. е. на 5% $N_{\text{ном}}$) и от 50% до 100% $N_{\text{ном}}$ (т. е. на 50% $N_{\text{ном}}$). Таким образом, безопасное на малых мощностях время удвоения мощности становится недопустимым на мощностях, близких к номинальным. Разгон реактора в случае постоянства периода удвоения происходит по экспоненциальному закону, однако технически весьма сложно выполнить питательный клапан второго контура и его систему управления с экспоненциальным законом изменения регулируемых параметров. Поэтому в судовых энергетических установках принята система управления с постоянной скоростью изменения мощности, в результате чего на различных мощностях переход с одной мощности на другую происходит с разными периодами удвоения.

Скорость изменения мощности определяется главным образом номинальной мощностью реактора и его конструктивными особенностями, а также

конструкцией парогенераторов и других элементов первого контура. Обычно скорость изменения мощности составляет 0,2—1,5% в секунду.

Существенно облегчает задачу поддержания мощности на заданном уровне эффект саморегулирования, основанный на используемом во всех судовых реакторах отрицательном температурном эффекте. Главной особенностью кинетики реактора в эксплуатационных режимах является наличие температурной обратной связи по реактивности, в значительной степени влияющей на переходные процессы. Степень влияния этой обратной связи на условия размножения нейтронов определяется температурным коэффициентом реактивности в том диапазоне температур, который соответствует переходному процессу.

Эффект саморегулирования позволяет в определенной степени обеспечить устойчивость и безопасность работы реактора даже при отключенной системе автоматического регулирования. Например, при скачкообразном переходе с меньшей скорости вращения электродвигателя ЦНПК на большую (см. рис. 11.6) происходит заброс «холодной» воды в активную зону реактора, вследствие чего уменьшается средняя температура теплоносителя и в соответствии с кривой отрицательного температурного эффекта высвобождается реактивность. Внесение этой положительной реактивности приводит к увеличению мощности реактора, а это, в свою очередь, повлечет за собой рост средней температуры теплоносителя. Рост температуры опять-таки в соответствии с кривой температурного эффекта ведет к внесению в реактор теперь уже отрицательного приращения реактивности, что в конечном итоге заканчивается (с определенными процессами перерегулирования) стабилизацией мощности реактора на первоначальном уровне при исходной средней температуре теплоносителя. Сказанное можно условно представить в следующем виде:

$$\uparrow G \rightarrow \downarrow t \rightarrow +\Delta\rho \rightarrow \uparrow N \rightarrow \uparrow t \rightarrow -\Delta\rho \rightarrow \downarrow N.$$

Также при отключенной системе автоматического регулирования и внесении внешнего возмущения реактивности (например, перемещения органов регулирования или компенсации) компенсация возмущения достигается за счет соответствующего изменения средней температуры теплоносителя, как это показано на рис. 11.8. При $\rho_{\text{возм}_1} > 0$ установившееся значение средней температуры $t_{\text{сп}_1} > t_{\text{сп}_0}$, при $\rho_{\text{возм}_2} < 0$ — $t_{\text{сп}_2} < t_{\text{сп}_0}$. Во всех случаях после стабилизации процесса (т. е. при $\rho = 0$) должны выполняться равенства $\Delta\rho_{t_1} = -\Delta\rho_{\text{возм}_1}$ или $\Delta\rho_{t_2} = -\Delta\rho_{\text{возм}_2}$.

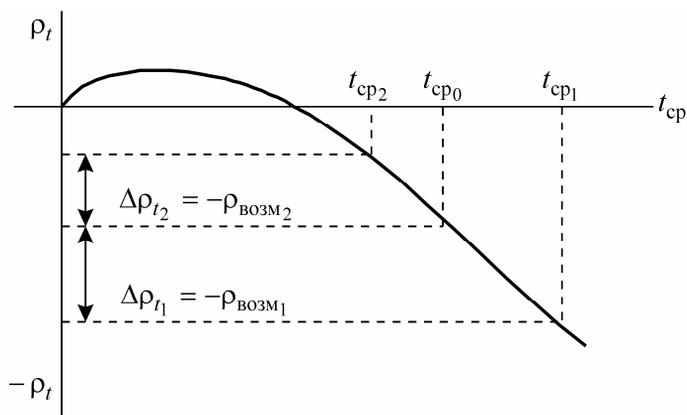


Рис. 11.8. Изменение средней температуры при внесении в реактор возмущения реактивности

Известны конструкции судовых реакторов (немецкого судна «Отто Ган», ледокола «Арктика» и др.), которые эксплуатируются при полном саморегулировании — управление мощностью реактора осуществляется без использования органов регулирования. При таком способе регулирования в случае изменения расхода по второму контуру вследствие образующегося разбаланса между тепловой энергией, вносимой в парогенератор теплоносителем и снимаемой вторым контуром, соответствующим образом изменяется температура теплоносителя на выходе из парогенератора, что влечет за собой изменение средней температуры теплоносителя в активной зоне реактора, а следовательно, и реактивности. Равновесие в этом случае наступает при восстановлении исходной средней температуры теплоносителя, что возможно только в случае изменения мощности реактора до такого уровня, который в точности соответствует теплосъему в парогенераторе при новом расходе по второму контуру.

Сравнивая быстродействие саморегулирования и автоматического регулирования, необходимо отметить, что при саморегулировании безусловно достигается меньшее быстродействие. Для обычного перехода с одного уровня мощности на другой требуется несколько минут. Причина столь высокой инерционности заключается в том, что при саморегулировании продолжительность стабилизации определяется не столько временем протекания нейтронных процессов и теплообмена в активной зоне, сколько протяженностью циркуляционного контура и теплоемкостью водного объема парогенератора. Улучшения динамических характеристик при саморегулировании можно достичь за счет снижения тепловой инерционности парогенераторов, моноблочной компоновки ППУ или за счет уменьшения протяженности циркуляционных трасс путем соединения реактора, парогене-

ратора и ЦНПК короткими соединительными патрубками «труба в трубе». Весьма эффективной мерой является также увеличение температурного коэффициента реактивности, однако такое увеличение может отрицательно сказаться на обеспечении безопасности реактора при возмущениях по расходу теплоносителя.

На стационарном режиме работы реактора необходимо осуществлять контроль над соответствием всех основных параметров заданному режиму и удерживать работающую в автоматическом режиме систему АР в зоне максимальной эффективности путем периодического перемещения компенсирующей группы в сторону смещения автоматического регулятора.

Кроме того, необходимо периодически производить проверку показаний приборов контроля нейтронной мощности путем сопоставления их показаний с результатами расчета мощности по параметрам второго контура, а в случае необходимости — по параметрам первого контура. При этом расчетная мощность определяется следующим образом.

По параметрам второго контура:

$$N_p = G_2 (h_{пе} - h_{пв}), \quad (11.13)$$

где G_2 — расход питательной воды, кг/с; $h_{пе}$, $h_{пв}$ — энтальпия перегретого пара и питательной воды, Дж/кг. Расход питательной воды определяется по приборам, а энтальпии воды и пара определяются по таблицам [7] как функции соответствующих температур и давлений.

По параметрам первого контура:

$$N_p = G_T (h_{вых} - h_{вх}), \quad (11.14)$$

где G_T — расход теплоносителя по первому контуру, кг/с; $h_{вых}$, $h_{вх}$ — энтальпия теплоносителя на выходе и входе в реактор, Дж/кг.

Более точные результаты дает расчет по параметрам второго контура. Это объясняется двумя причинами: показания расходомера по второму контуру более стабильны, так как температура питательной воды практически постоянна, в то время как температура теплоносителя меняется (см. рис. 11.6); перепад температур в реакторе обычно составляет несколько десятков градусов, в то время как температура рабочего тела второго контура изменяется на сотни градусов, поэтому $h_{пе} - h_{пв} \gg h_{вых} - h_{вх}$ и при одинаковых абсолютных ошибках показаний приборов относительная ошибка будет меньше при определении величины $\Delta h = h_{пе} - h_{пв}$.

Полученные в результате расчета значения мощности сопоставляются с показаниями приборов, работающих от ионизационных камер. Совпадение этих данных свидетельствует о нормальной работе приборов контроля мощности реактора.

Неточность в измерении мощности возникает вследствие того, что ионизационные камеры, являющиеся датчиками измерения плотности нейтронного потока, по условиям своего размещения измеряют плотность потока нейтронов на наружной поверхности корпуса реактора, а не среднюю плотность нейтронного потока. Поэтому показания приборов существенно зависят от распределения нейтронного потока по высоте активной зоны и от величины утечки из нее нейтронов. С увеличением температуры теплоносителя-замедлителя уменьшается его плотность, что приводит к росту длины миграции нейтронов и, как следствие, к увеличению вероятности их утечки. В результате при неизменной мощности возрастают ток ионизационных камер и соответственно показания измерительных приборов. Указанный эффект настолько велик, что значительные отклонения средней температуры теплоносителя-замедлителя могут привести при неизменном нейтронном потоке к весьма существенному изменению показаний приборов измерения мощности. Для исключения этой погрешности в системе управления реактором обычно предусматривается блок коррекции тока ионизационных камер по средней температуре теплоносителя, но тем не менее при работе реактора необходимо периодически убеждаться в правильности показаний приборов контроля нейтронной мощности.

11.4. Остановка реактора

В отличие от всех известных тепловых двигателей реактор никогда не останавливается полностью, т. е. и после остановки в нем присутствует некоторый нейтронный поток, обусловленный предысторией работы реактора на мощности. Считается, что реактор остановлен, когда плотность нейтронного потока уменьшается до уровня, соответствующего интенсивности потока фотонейтронов и нейтронов спонтанного деления, а тепловая мощность соответствует остаточным тепловыделениям за счет β - и γ -излучения осколков деления.

Различают аварийную и нормальную остановку реактора.

Под *аварийной остановкой* понимают его остановку при срабатывании автоматической аварийной защиты, а также при дистанционном или ручном введении стержней аварийной защиты в случае возникновения условий, которые могут привести к повреждениям реактора или других элементов энергетической установки.

Обычно к сигналам аварийной защиты в судовых ядерных реакторах относят несанкционированные опасные изменения ряда параметров: существенное превышение мощности реактора над заданной, снижение расхода теплоносителя, повышение температуры и давления в первом контуре, увеличение мощности с недопустимо малым периодом, снижение давления в первом контуре, повышение давления пара второго контура и т. д.

Процесс изменения плотности потока нейтронов после появления аварийного сигнала или нажатия кнопки АЗ определяется временем запаздывания системы АЗ, физическим весом и скоростью введения поглотителей, видом используемого ядерного топлива.

В реальных условиях переходный процесс начинается в зависимости от конструкции реактора через 0,1—0,4 с после сброса АЗ. Далее происходит мгновенное снижение мощности в три-четыре раза до значения

$$N_p = N_p^0 \frac{\beta_{эф}}{\beta_{эф} + |\rho_{АЗ}|}. \quad (11.15)$$

Этот процесс обусловлен уменьшением плотности мгновенных нейтронов, поэтому практически безынерционен.

Последнее обстоятельство предопределяет практически безынерционное снижение температуры на выходе из активной зоны. Поэтому, если срабатывание аварийной защиты произошло по сигналам, не связанным с увеличением давления в первом контуре, необходимо принять меры к снижению скорости расхолаживания реактора для снижения температурных напряжений в конструкциях реактора и первого контура. Для этого следует уменьшить расход по второму контуру до 2—5% от номинального, а также снизить расход по первому контуру при наличии такой возможности. Если же причиной аварийной остановки стало превышение допустимого давления в первом контуре, то вначале необходимо несколько расхолодить реактор, чтобы снизить давление до нормального, и только после этого ограничить расход по второму и первому контурам.

После срабатывания аварийной защиты проводится анализ его причин. Если на устранение причин срабатывания необходимо длительное время, все поглотители опускаются в крайнее нижнее положение, а реактор расхолаживается либо поддерживается в разогретом состоянии по мере необходимости. Если причина аварии устранима в короткие сроки или сигнал оказался ложным, приступают к пуску реактора. Для этого необходимо остановить опускающуюся компенсирующую решетку, взвести стержни АЗ, поднять в рабочее положение органы автоматического регулирования, а затем вывести реактор в критическое состояние подъемом КГ. Следует отметить, что остановка (подхват) КГ разрешается лишь после того, как ею будет введена отрицательная реактивность, превышающая по абсолютной величине реактивность, внесенную стержнями АЗ и АР, а также высвобожденную при расхолаживании за счет отрицательного температурного эффекта. Если подхватить КГ раньше, то при дальнейшем выводе реактора в критическое положение подъемом КГ возможно новое срабатывание аварийной защиты по сигналам недопустимого периода разгона или превышения мощности над заданной.

Кроме основных средств остановки реактора предусматриваются резервные средства аварийной остановки на случай выхода из строя основных. Они используются лишь в крайних случаях, когда создаются условия для самопроизвольного разгона реактора вследствие расхолаживания и разотравления. Наиболее распространенными резервными средствами аварийной остановки являются:

- введение в активную зону реактора химических соединений с большим сечением поглощения нейтронов (борной кислоты, азотнокислого гидрата кадмия и др.); введение поглощающего раствора в реактор — крайняя мера, так как снова ввести реактор в действие можно только после полной замены теплоносителя, сорбентов ионообменных фильтров и промывки коммуникаций первого контура;
- введение борной дроби или химических соединений в гильзы органов регулирования системы управления и защиты;
- выпуск теплоносителя-замедлителя и т. д.

Плановая остановка начинается со снижения мощности реактора до уровня, обеспечивающего бесперебойную работу вспомогательных механизмов. При этом расход по первому контуру уменьшается до минимального, а если конструктивно предусмотрена естественная циркуляция теплоносителя, — до уровня ЕЦТ. После вывода из действия паротурбинной установки мощность реактора снижается до 3—5% от номинальной. Одновременно с этим уменьшается расход по второму контуру в соответствии с условием поддержания такого соотношения его с мощностью реактора, при котором обеспечивается заданная постоянная скорость расхолаживания. Обычно скорость расхолаживания равна скорости разогрева.

Время работы реактора на различных мощностях при выводе из действия энергетической установки определяется для каждого типа установки и зависит от продолжительности осушения турбин, промывки парогенераторов и т. д. После окончания указанных режимов фиксируются все параметры, необходимые для последующего расчета пускового положения КГ.

Последней операцией плановой остановки является ввод в активную зону всех поглотителей: КГ, стержней аварийной защиты и автоматического регулирования. После этого начинается расхолаживание реактора.

11.5. Остаточное тепловыделение и расхолаживание реактора

Как уже отмечено в начале предыдущего раздела, реактор никогда не останавливается окончательно. После его остановки спад тепловыделения, связанного с мгновенными нейтронами, идет практически мгновенно. Однако энергетическое выделение, обусловленное β - и γ -излучением продуктов деле-

ния, накопившихся в топливе, спадает медленно и определяется временем жизни радиоактивных продуктов деления. В процессе работы накапливается большое количество разнообразных продуктов деления, которые объединяют в группы по одинаковым или близким значениям постоянных радиоактивного распада (табл. 11.1). В соответствии с этим спад тепловыделения, обусловленного осколочной активностью, в любой момент времени после остановки имеет вид

$$N(t) = \sum_i \gamma_i \exp(-\lambda_i t), \quad (11.16)$$

где γ_i — вклад в энерговыделение i -й группы, МВт/дел.·с.

Таблица 11.1

Значение констант к определению остаточного тепловыделения

Номер группы	γ_i	$\lambda_{i,} \text{ с}^{-1}$
1	$3,79 \cdot 10^{-2}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$
2	$3,54 \cdot 10^{-3}$	$2,15 \cdot 10^{-3}$
3	$5,60 \cdot 10^{-4}$	$3,62 \cdot 10^{-4}$
4	$6,70 \cdot 10^{-5}$	$8,03 \cdot 10^{-5}$
5	$9,32 \cdot 10^{-6}$	$1,49 \cdot 10^{-6}$
6	$4,73 \cdot 10^{-7}$	$1,41 \cdot 10^{-7}$
7	$6,33 \cdot 10^{-8}$	$1,97 \cdot 10^{-8}$

Очевидно, что короткоживущие элементы дают заметный вклад в остаточное тепловыделение в первый момент после остановки. В пределах первого часа после остановки быстрый спад остаточного тепловыделения определяется временем жизни короткоживущих элементов, а затем спад идет сравнительно медленно, поскольку его определяет время жизни долгоживущих элементов.

Очевидно, что остаточное тепловыделение зависит от мощности и времени работы до остановки: чем выше их значение, тем больше накапливается продуктов деления и выше остаточное тепловыделение. Это обусловлено однозначной связью между выработанной энергией и полным числом делений, обеспечивших выработку этой энергии.

Объединяя β - и γ -излучатели в одну группу, можно получить достаточно простую формулу для определения остаточного тепловыделения. На основании многочисленных экспериментальных данных спад тепловыделения, вызванного поглощением β -излучения в расчете на одно деление, описывается выражением

$$N_{\beta}(t) = 1,40t^{-1,2}, \quad (11.17)$$

а поглощением γ -квантов — выражением

$$N_{\gamma}(t) = 1,26t^{-1,2}. \quad (11.18)$$

Тогда суммарное тепловыделение

$$N(t) = N_{\beta}(t) + N_{\gamma}(t) = 2,66t^{-1,2}. \quad (11.19)$$

В ядерном реакторе во время работы на мощности идет непрерывное деление большого числа ядер, при этом продукты деления непрерывно накапливаются и распадаются. После остановки реактора поток нейтронов спадает на много порядков, и дальнейшим накоплением продуктов деления можно пренебречь.

Предположим, что реактор работал на некоторой мощности N_p^0 в течение времени t_0 (рис. 11.9). Остаточное тепловыделение в фиксированный момент времени $t_{ост}$ после остановки реактора, связанное с осколками, появившимися в интервале времени dt ,

$$dN = 2,66(t_0 + t_{ост})^{-1,2} dt.$$

Учитывая, что 1 Вт·с получается в результате $3,1 \cdot 10^{10}$ делений, получим формулу Уэя — Вигнера, рекомендованную для времени после остановки реактора, превышающего 10^4 с:

$$\begin{aligned} N(t_0, t) &= 2,66 \cdot 1,6 \cdot 3,1 \cdot 10^{-3} \int_0^{t_0} (t_0 + t_{ст})^{-0,2} dt = \\ &= 6,62 \cdot 10^{-2} [t_{ст}^{-0,2} - (t_0 + t_{ст})^{-0,2}]. \end{aligned} \quad (11.20)$$

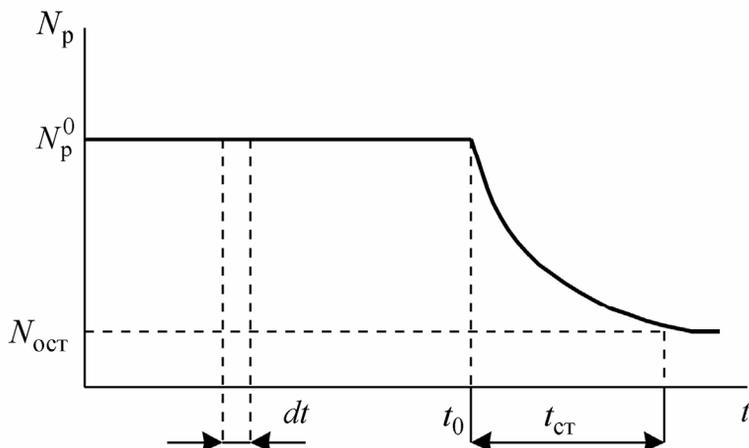


Рис. 11.9. К выводу формулы для определения остаточного тепловыделения после остановки реактора

На практике часто пользуются понятием относительной мощности остаточного тепловыделения:

$$\frac{N_{\text{ост}}}{N_p^0} = 0,0662 \left[t_{\text{ст}}^{-0,2} - (t_0 + t_{\text{ст}})^{-0,2} \right]. \quad (11.21)$$

В первый момент после остановки реактора, когда $t_{\text{ст}} \ll t_0$, остаточное тепловыделение с достаточной степенью точности определяется выражением

$$N_{\text{ост}} = 0,0662 N_p^0 t_{\text{ст}}^{-0,2}. \quad (11.22)$$

Сопоставляя (11.22) и (11.19), можно заметить, что спад тепловыделения, связанного с распадом радиоактивных продуктов деления, образовавшихся за короткий интервал времени, идет значительно быстрее, чем за длительный период, соответствующий продолжительности работы реактора. Это обусловлено все большим влиянием долгоживущих продуктов деления по сравнению с короткоживущими.

При практических расчетах значений остаточного тепловыделения чаще используют кривые (рис. 11.10), построенные на основании опытных данных.

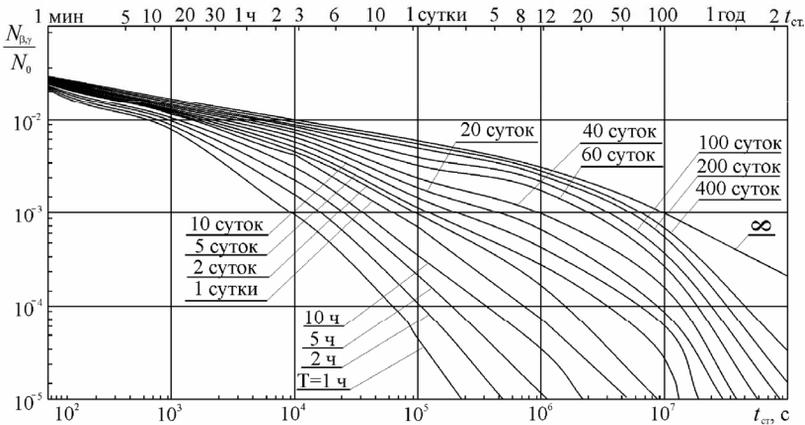


Рис. 11.10. График для определения остаточного тепловыделения после остановки реактора

В реальных условиях приходится определять остаточное тепловыделение для случая, когда реактор до остановки работал на различных мощностях. В этом случае обычно находят остаточное тепловыделение, обусловленное распадом осколков деления, накопившихся в реакторе при работе на рассматриваемом уровне мощности а время работы на других, следующих за рассматриваемым уровнях мощности относится к времени стоянки. Например (рис. 11.11), если реактор перед остановкой работал на мощности N_{p_1} в течение времени t_1 , а на мощности N_{p_2} — в течение времени t_2 , то через время $t_{\text{ст}}$ после остановки $N_{\text{ост}} = N'_{\text{ост}} + N''_{\text{ост}}$.

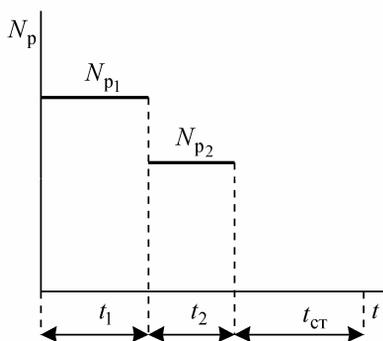


Рис. 11.11. Работа реактора перед остановкой

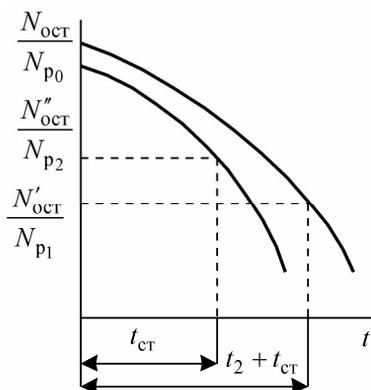


Рис. 11.12. Схема расчета остаточного тепловыделения

Величины $N'_{ост}$ и $N''_{ост}$ находятся по графикам (рис. 11.12).

$$\frac{N'_{ост}}{N_{п1}} = f(t_1, t_2 + t_{ст}), \quad \frac{N''_{ост}}{N_{п2}} = f(t_2, t_{ст}).$$

Порядок определения этих величин схематично показан на рис. 11.12.

Для снятия остаточных тепловыделений в реакторах предусмотрен режим расхолаживания. Его цель в том, чтобы не допустить нагрева теплоносителя до температуры кипения при данном давлении в первом контуре.

После окончания расхолаживания установки через парогенераторы (заполнение парогенераторов и отключение второго контура), даже несмотря на работу насосов первого, третьего и четвертого контуров, температура теплоносителя может медленно увеличиваться. Продолжительность этого процесса и максимально допустимая температура определяются возможностями системы расхолаживания и мощностью остаточных тепловыделений. После достижения максимума начинается медленное снижение температуры теплоносителя до 50—60°C, когда насосы первого, третьего и четвертого контуров останавливаются. С момента остановки реактора до выключения насосов может пройти несколько десятков часов.

Прекращение расхолаживания через холодильники фильтра очистки первого контура влечет за собой нагрев теплоносителя в реакторе.

Максимальная температура, которой может достичь теплоноситель, как указывалось выше, ограничивается недопущением кипения в активной зоне при заданном давлении и определяется эксплуатационными инструкциями. При достижении максимальной температуры вновь пускаются на-

сосы первого, третьего и четвертого контуров, а при уменьшении температуры теплоносителя до 50—60°C они останавливаются. Так продолжается до тех пор, пока мощность остаточного тепловыделения станет недостаточной для разогрева теплоносителя до максимальной температуры. В дальнейшем снятие остаточных тепловыделений в реакторе происходит за счет теплообмена с внешней средой. На этом процесс расхолаживания заканчивается.

Характер изменения температуры теплоносителя на выходе из реактора в процессе расхолаживания показан на рис. 11.13. С течением времени продолжительность работы насосов сокращается, а длительность стоянок увеличивается. Опыт показывает, что при пуске насосов имеет место довольно резкий спад температуры, а затем темп расхолаживания заметно замедляется. Это объясняется тем, что в течение первых 10—15 с после пуска насосов нагретый теплоноситель откачивается из реактора в первый контур, а оттуда в реактор поступает относительно холодный теплоноситель. Затем происходит перемешивание масс жидкости, и падение температуры становится более плавным.

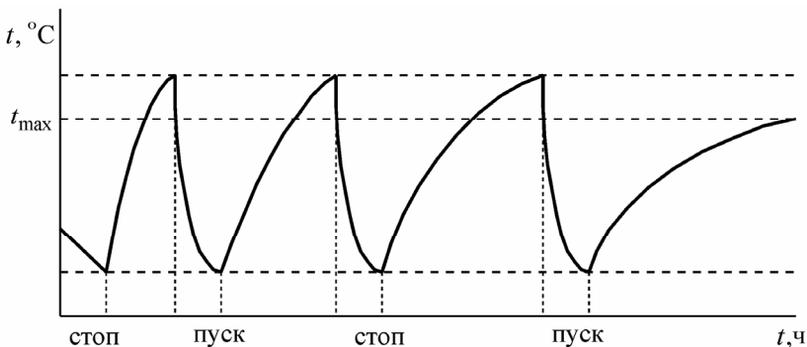


Рис. 11.13. Изменение температуры теплоносителя при расхолаживании (пуск насосов осуществляется в момент достижения максимальной температуры)

Глава 12

Обеспечение ядерной безопасности при эксплуатации реактора

[6, 16, 24, 25, 28, 29, 40]

12.1. Основные требования и мероприятия по обеспечению ядерной безопасности

Ядерная безопасность — совокупность свойств ЯЭУ и состояния организационных мер и технических средств, предназначенных для исключения возможности возникновения и развития *ядерной аварии*.

Ядерная авария — возникновение и развитие неуправляемой цепной реакции деления (НЦРД) при монтаже, наладке, испытаниях, эксплуатации, ремонте и консервации ЯЭУ, при перезарядке реактора, транспортировке и хранении ядерного топлива или нарушении теплоотвода от активной зоны реактора, сопровождающиеся переоблучением людей или повреждением элементов ядерного реактора, в результате которого их дальнейшая эксплуатация невозможна.

Концепция, принципы и критерии ядерной безопасности

Требования и мероприятия по обеспечению ядерной безопасности изложены в руководящих документах.

Для АЭС:

- «Общие положения обеспечения безопасности атомных станций (ОПБ-88/97)», ПНАЭ-Г01-011-97 (НП-001-97);
- «Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций — ПБЯ РУ АС-89», ПНАЭГ-1-024-90 с изменением № 1.

Для корабельных ЯЭУ:

- «Общие положения обеспечения ядерной и радиационной безопасности корабельных ядерных энергетических установок (ОПБ-К-98)»;
- «Руководство по обеспечению ядерной безопасности объектов Военно-Морского Флота (РБЯ ВМФ-2001)».
- «Руководство по физической защите ядерных материалов, ядерных установок и пунктов хранения ядерных материалов ВМФ (РФЗ-ВМФ-99)».

Для ЯЭУ судов:

- «Правила ядерной безопасности ядерных энергетических установок судов (ПБЯ-С)» НП-029-01;

- «Общие положения обеспечения безопасности ядерных энергетических установок судов НП-022-2000»;
- «Правила классификации и постройки атомных судов. Российский морской регистр судоходства».

Эти документы разработаны на основе единых требований и рекомендаций по ядерной безопасности Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) и законодательства Российской Федерации об использовании атомной энергии, радиационной безопасности населения, физической защите ядерных материалов, ядерных установок, пунктов хранения ядерных материалов и радиоактивных веществ.

Терминология, основные положения, критерии и принципы обеспечения ядерной безопасности едины для всех ядерных установок. Уточнения и детализация относятся лишь к некоторым специфическим особенностям стационарных и корабельных ЯЭУ. Эти документы устанавливают общие требования к конструкции, характеристикам и условиям эксплуатации систем и элементов реакторных установок, а также организационные требования, направленные на обеспечение ядерной безопасности при проектировании, сооружении и эксплуатации РУ.

Организацией, эксплуатирующей корабль с ЯЭУ, является Министерство обороны России или уполномоченный им орган, имеющий финансовые ресурсы и способный самостоятельно или с привлечением специализированных предприятий осуществлять эксплуатацию и обеспечивать безопасность ЯЭУ. Эксплуатирующая организация осуществляет эксплуатацию кораблей и несет ответственность за обеспечение ядерной и радиационной безопасности с момента подписания акта государственной комиссии о приемке корабля до подписания акта о снятии его с эксплуатации.

В основных руководящих документах изложены концепция, принципы и критерии ядерной безопасности.

Ведущий замысел (*концепция ядерной безопасности*) состоит в том, что система технических и организационных мер должна образовывать пять уровней глубоко эшелонированной защиты.

Первый уровень — обеспечение и поддержание условий нормальной эксплуатации ЯЭУ. Первый уровень обеспечивается последовательной реализацией технических и организационных мер на стадиях проектирования, изготовления оборудования, монтажа систем ЯЭУ, строительства, испытаний, эксплуатации, ремонта и модернизации корабля, снятия ЯЭУ с эксплуатации.

Второй уровень — предотвращение проектных аварий. Проектная авария — авария, для которой проектом ЯЭУ определены исходные события (аварийные ситуации) и конечные состояния и предусмотрены средства, обеспечивающие с учетом единичного отказа систем безопасности или одной ошибки персонала

ограничение ее последствий установленными для таких аварий пределами. Второй уровень обеспечивается:

- самозащищенностью РУ и наличием резервов по эксплуатационным параметрам ЯЭУ;
- резервированием и техническим диагностированием оборудования ЯЭУ и систем, важных для безопасности;
- выявлением и устранением нарушений в работе ЯЭУ.

При любой проектной аварии должно быть гарантировано:

- 1) снижение мощности ЯР или гашение цепной реакции деления (ЦРД) с последующим поддержанием реактора в подкритическом состоянии;
- 2) охлаждение активной зоны и отвод остаточных тепловыделений без повреждения тепловыделяющих элементов сверх установленных пределов;
- 3) исключение распространения радиоактивных продуктов деления за пределы реакторного отсека в количествах, превышающих установленные нормы.

Третий уровень — предотвращение развития проектных аварий в запроектные. Запроектная авария — авария, вызванная не учитываемыми для проектных аварий исходными событиями или сопровождающаяся дополнительными отказами систем безопасности или ошибками личного состава сверх единичного отказа. Третий уровень обеспечивается:

- предотвращением перерастания исходных событий (аварийных ситуаций) в проектные аварии, а проектных аварий — в запроектные *системами безопасности*;
- локализацией аварий.

Системы (элементы) безопасности — системы (элементы), предназначенные для выполнения функций безопасности. По характеру выполняемых функций они разделяются на:

- защитные (аварийная остановка реактора, аварийный отвод тепла);
- управляющие (системы управления ЯЭУ, вступающие в действие при возникновении аварийных ситуаций, — автоматизированные алгоритмы управления);
- обеспечивающие (снабжение систем безопасности рабочими средами для снятия тепла в реакторе, электроэнергией от основного, резервного и аварийного источников);
- локализирующие (предотвращение или ограничение распространения радиоактивных веществ за барьеры безопасности).

Системы (элементы) безопасности входят в состав систем (элементов), важных для безопасности. Это системы и технические средства ЯЭУ и корабля, повреждения и отказы которых могут привести к авариям.

Четвертый уровень — управление запроектными авариями. Должно быть предусмотрено:

- предотвращение развития и ослабление последствий запроектных аварий имеющимися техническими средствами;
- обеспечение целостности и работоспособности защитной оболочки и/или защитного ограждения при запроектных авариях.

Пятый уровень — выполнение защитных мероприятий: наличие подготовленных планов и средств для осуществления при необходимости противоаварийных мероприятий на корабле, в пунктах базирования и планов помощи кораблю с привлечением базовых средств.

Реализации концепции глубоко эшелонированной защиты служит применение системы барьеров радиационной безопасности, исключающих (уменьшающих) воздействие ионизирующих излучений на обслуживающий персонал и предотвращающих распространение радиоактивных продуктов деления за пределы реакторного помещения (в случае аварии) в количествах, превышающих установленные нормы.

Система барьеров безопасности (для корабельной ЯЭУ) включает:

- топливную композицию, хорошо удерживающую как твердые, так и газообразные продукты деления;
- оболочки твэлов и ТВС;
- теплоноситель системы первого контура;
- радиальные и торцевые отражатели нейтронов, корпус реактора, трубопроводы и арматуру первого контура;
- рационально расположенное вокруг корпуса реактора оборудование парогенерирующего блока;
- биологическую защиту;
- герметичное ограждение РУ (вакуумируемые аппаратные выгородки);
- прочный корпус и переборки реакторного отсека;
- организованные в помещениях корабля зоны радиационной безопасности.

Управление авариями реализуется как сочетание организационных мер управления авариями с техническими мерами и средствами.

При этом следует иметь в виду, что:

- высший приоритет в управлении аварией должен принадлежать предотвращению повреждения активной зоны и, как следствие, предотвращению выхода радиоактивных продуктов за пределы барьеров локализации и переоблучения личного состава;
- при выполнении процедур управления авариями могут быть допущены действия с системами безопасности и другими используемыми средствами, запрещенные для нормальной эксплуатации, однако только после

нарушения эксплуатационных пределов, установленных для нормальной эксплуатации.

Ядерная энергетическая установка является источником специфической опасности по трем причинам:

- накопление в активной зоне радиоактивных веществ (продуктов деления U^{235}) и возможный выход их за установленные барьеры радиационной безопасности;
- наличие остаточного тепловыделения от радиоактивного распада продуктов деления и возможность разрушения активной зоны при нарушении теплоотвода от выведенного из действия реактора;
- возможность выделения большой энергии при потере управления цепной реакцией деления, что может привести к ядерной аварии, повреждению реакторной установки и технических средств корабля и разрушению барьеров радиационной безопасности.

Цель обеспечения ядерной безопасности состоит в недопущении неуправляемой цепной реакции в реакторе или нарушения теплоотвода от активной зоны реактора, исключении развития проектных аварий и ограничении последствий запроектных аварий на всех этапах жизненного цикла ЯЭУ.

В рамках концепции разработаны основные исходные положения ядерной безопасности (*принципы ядерной безопасности*). Они учитывают все три составляющие ядерной безопасности (внутренние свойства ЯР, организационные мероприятия и технические средства).

Ядерная безопасность реакторной установки определяется:

- техническим совершенством проектов;
- требуемым качеством изготовления, монтажа, наладки и испытаний элементов и систем РУ, важных для безопасности, их надежностью при эксплуатации;
- диагностикой состояния, качеством проведения технического обслуживания и ремонта оборудования;
- контролем и управлением технологическими процессами при эксплуатации;
- организацией работ, квалификацией и дисциплиной персонала.

Ядерная безопасность РУ обеспечивается системой технических и организационных мер, в том числе за счет:

1. Использования и развития внутренней самозащищенности. Внутренняя самозащищенность РУ — свойство обеспечивать безопасность на основе естественных обратных связей, процессов и характеристик. К ним можно отнести использование отрицательного температурного коэффициента реактивности во всем диапазоне температур теплоносителя, использование естественной циркуляции в первом контуре.

2. Резервирования: все системы, важные для безопасности, проектируются как минимум с двумя автономными каналами, двумя постами (пунктами) управления.
 3. Пространственной и функциональной независимости, т. е. расположения систем, элементов в разных автономных выгородках и отсеках, использования различных независимых принципов работы и управления системами или техническими средствами, к которым можно отнести сочетание электрических и турбинных приводов для конденсатных и питательных насосов, управления арматурой с помощью электрических импульсов от ключей в пульте управления главной энергетической установкой в сочетании с дистанционным и ручным местным управлением из отсека.
 4. Проектирования систем безопасности с использованием принципа единичного отказа, в соответствии с которым система должна выполнять заданные функции при любом требующем ее работы исходном событии и при независимом от исходного события отказе одного любого из активных элементов или пассивных элементов, имеющих механические движущиеся части. Например, наличие в системах автоматики взаимозаменяемых блоков, наличие параллельных ветвей и перемычек в системах РУ.
 5. Использования принципа апробированности, в соответствии с которым технические и организационные решения должны быть апробированы испытаниями или опытом эксплуатации.
 6. Ввода рабочих органов СУЗ под действием пружин (стержни аварийной защиты) или под действием сил тяжести (органы компенсации реактивности) при обесточивании их приводов.
 7. Исключения внутриреакторных трубопроводов ниже активной зоны.
 8. Установки сужающихся устройств в патрубки парогенерирующего блока, ограничивающих течь теплоносителя при разгерметизации трубопроводов.
 9. Формирования и внедрения культуры безопасности, т. е. квалификационной и психологической подготовленности всех лиц, при которой обеспечение безопасности работы ЯЭУ является приоритетной целью и внутренней потребностью, приводящей к самоосознанию ответственности и самоконтролю при выполнении всех работ, влияющих на безопасность.
- Отличительными признаками ЯЭУ, на основании которых производится оценка ядерной безопасности (*критериями* безопасности ЯЭУ), являются:
- среднегодовая частота возникновения аварий различного класса при эксплуатации одного реактора;
 - индивидуальные и коллективные годовые дозы облучения личного состава корабля, персонала пунктов базирования и населения при эксплуатации, ремонте и авариях ЯЭУ;
 - индивидуальный радиационный риск при авариях;

- показатели самозащищенности ЯЭУ и РУ (саморегулирование, уровень мощности реактора при естественной циркуляции теплоносителя, резерв времени на действия личного состава по предотвращению аварий или их последствий);
- полнота выполнения норм и правил ядерной и радиационной безопасности.

Номенклатура (совокупность) и численные значения критериев безопасности и методики их расчета устанавливаются специальными документами.

Анализ и обоснование безопасности ЯЭУ, находящихся в эксплуатации, производился на основании детерминистского подхода. Он базируется на системе правил и требований, сформулированных на основе имеющегося опыта проектирования и эксплуатации ЯЭУ и закрепленных в нормативной документации. Здесь не используются количественные вероятностные данные для описания событий. Тот или иной сценарий характеризуется качественно в таких терминах, как «частый», «маловероятный», «возможный», «технически невозможный» и т. д.

Важнейшим элементом этого подхода является критерий *единичного отказа*, в соответствии с которым и составлен перечень проектных аварий. Согласно этому критерию ядерная безопасность ЯЭУ должна быть обеспечена при любом исходном событии (аварийной ситуации) с наложением независимых от исходного события отказа одного элемента в системе безопасности или одной ошибки персонала.

В руководящих документах даны некоторые количественные показатели ядерной безопасности реактора. Для реакторов АЭС и корабельных реакторов они примерно одинаковы. Ниже приводятся критерии ядерной безопасности для корабельных реакторов.

1. Критерии безопасного вывода реактора на минимально контролируемый уровень мощности:

- для органов СУЗ с интегральной эффективностью более $0,5\beta_{эф}$ увеличение реактивности должно быть шаговым с величиной реактивности, высвобождаемой при одном шаге, менее $0,3\beta_{эф}$ начиная с подкритичности $3\beta_{эф}$;
- алгоритм вывода реактора на МКУМ должен исключать возможность его разгона с периодом удвоения мощности менее 5 с; при выводе на МКУМ корабельных реакторов, находящихся в эксплуатации, период удвоения мощности должен быть не менее 30 с; при $T = 15$ с срабатывает аварийная защита реактора.

2. Критерии надежного поддержания реактора в подкритическом состоянии:

- подкритичность активной зоны после взвода стержней аварийной защиты с полностью введенными остальными органами СУЗ должна быть не менее $\beta_{эф}$ для любого момента кампании и состояния реактора;
- подкритичность активной зоны при перезарядке реактора должна быть не менее $2\beta_{эф}$.

Специфические свойства ядерного реактора, важные для ядерной безопасности

Ядерный реактор — один из самых мощных современных источников энергии, в основе работы которого лежат процессы внутриядерных взаимодействий. Ядерное топливо обладает колоссальной удельной энергоемкостью, в миллионы раз превышающей энергоемкость органического топлива. Обладая существенными преимуществами по сравнению с другими источниками энергии, реактор имеет специфические особенности, которые необходимо знать и учитывать при его эксплуатации.

Основные из них сводятся к следующему:

1. Большая концентрация энергии в ядерном топливе потенциально позволяет получить в активной зоне реактора мощность в тысячи раз больше той, которую можно отвести с помощью теплоносителя (см. раздел 11.3).

Введя в реактор любую положительную величину реактивности, через некоторое время получим определенное значение плотности потока нейтронов и соответствующую мощность реактора. Если процесс увеличения мощности не ограничивать, то, как указывалось выше, она может возрастать неограниченно.

Таким образом, проблема заключается не в том, какую энергию можно получить в реакторе, а в том, какую энергию можно использовать, оставляя его работоспособным в течение заданной кампании.

2. Деление ядерного топлива в реакторе не требует окислителя и не сопровождается непрерывным сбросом в окружающую среду продуктов сгорания топлива. Именно это обстоятельство позволило широко использовать ЯР в качестве основного источника энергии на атомных подводных лодках.

3. Ядерный реактор — не только устройство, в котором протекает управляемая цепная реакция деления, но и сложный теплообменный аппарат. Важнейшим условием его безаварийной работы является соблюдение теплового баланса на всех эксплуатационных режимах. Количество выделившейся в активной зоне теплоты всегда должно быть равно количеству теплоты, отводимой теплоносителем (системой первого контура) и отдаваемой в парогенераторах воде второго контура ЯЭУ.

Тепловой баланс соблюдается, если мощности реактора, вычисленные по формулам (11.14) и (11.15), совпадают. Нарушение условий теплового баланса приводит к разрушению оболочек твэлов и выходу активной зоны из строя.

Номинальная (100%-ная) мощность реактора обеспечивается только в том случае, если работают все циркуляционные насосы первого контура, подключены все секции парогенераторов и обеспечен максимальный расход в системе второго контура. При изменении режима циркуляции теплоносителя в первом контуре или питательной воды во втором контуре, а также при отключении секций ПГ или остановке какого-либо из ЦНПК необходи-

мо немедленно снижать уровень мощности реактора до величины, определяемой соответствующими эксплуатационными документами, т. е. приводить тепловыделение в соответствие с изменившимся теплоотводом.

4. Ядерный реактор — мощный источник ионизирующего излучения как при работе на мощности, так и после вывода его из действия. В основном это гамма-, нейтронное и бета-излучение. Данное обстоятельство требует принципиально нового подхода к решению многих вопросов при проектировании и эксплуатации реактора. Прежде всего необходимы:

- специальные средства биологической, радиационной и тепловой защиты, контроля радиационной обстановки;
- средства борьбы с распространением радиоактивных загрязнений в аварийных ситуациях;
- дистанционное управление механизмами, находящимися в местах повышенной радиоактивности;
- специальные средства съема остаточных тепловыделений после плановой и аварийной остановок — расхолаживания ЯР.

Особого внимания в связи с радиоактивностью продуктов деления заслуживают вопросы надежности твэлов, регенерации топлива и захоронения радиоактивных отходов.

5. Цепная реакция деления, протекающая в активной зоне ЯР, может стать неуправляемой. Допустимая величина реактивности ρ , основного параметра регулирования, имеет небольшое строго ограниченное значение. Например, предельно малому значению периода удвоения мощности реактора $T = 5$ с соответствует $\rho = 0,41\beta_{эф}$ ($\rho = 0,287\%$), а при $T = 30$ с $\rho = 0,164\beta_{эф}$ ($\rho = 0,115\%$), т. е. в управляемом диапазоне изменения мощности ЯР в несколько раз меньше $\beta_{эф}$. Особую опасность представляет возможность развития ЦРД только на мгновенных нейтронах ($\rho \geq \beta_{эф}$). В этом случае T составляет доли секунды, а энерговыделения за это время столь велики, что может произойти тепловой взрыв реактора. Все это требует особого внимания к управлению ЯР и прежде всего к его пуску как одному из наиболее ответственных режимов эксплуатации.

6. Реактивность реактора изменяется не только в результате перемещения органов регулирования, но и вследствие внутренних физических процессов, сопровождающих работу ЯР (температурные эффекты, отравление и др.) Эти изменения могут значительно (в несколько раз) превышать $\beta_{эф}$. Необходимо знать численные значения изменений реактивности и учитывать их при эксплуатации ЯР. В некоторых случаях после вывода реактора из действия снижение температуры активной зоны (при отрицательном температурном эффекте реактивности) и разотравление (распад Xe^{135}) могут привести к самопроизвольному неконтролируемому выходу ЯР в надкритическое состояние.

7. Запас реактивности реактора создается загрузкой в активную зону ядерного топлива в количестве, значительно превышающем критическую массу. Наличие всего загруженного на кампанию топлива в зоне протекания ЦРД требует особого внимания к обеспечению управляемости цепной реакции. Полное деление всего ядерного топлива за его одноразовое пребывание в активной зоне ЯР невозможно. Следует иметь в виду, что к концу кампании выгорает примерно такое количество U^{235} , которое обеспечивало заданный запас реактивности (около 50% первоначальной загрузки). Наличие большого количества делящихся изотопов и высокоактивных продуктов деления в отработавших тепловыделяющих сборках требует принятия дополнительных мер ядерной и радиационной безопасности при перезарядке ЯР.

8. Наличие механических поглотителей, перемещаемых в активной зоне посредством электродвигателей, создает потенциальную возможность и опасность несанкционированного высвобождения реактивности, значительно превышающей допустимые значения. Для исключения такой возможности разработаны специальные организационные и технические меры ядерной безопасности.

9. После остановки реактора (прекращения ЦРД) в активной зоне длительное время продолжается радиоактивный распад продуктов деления U^{235} . В процессе распада генерируются β -частицы и γ -кванты. Их взаимодействие с окружающими атомами, ядрами и элементарными частицами (торможение, ионизация) приводит к выделению теплоты. Мощность остаточных тепловыделений $N_{\beta,\gamma}$ может достигать значительной величины. Обеспечение отвода остаточных тепловыделений — одна из важнейших задач обеспечения безопасности ЯР.

10. В ядерном реакторе не может быть атомного взрыва (типа взрыва атомной бомбы с присущими ему факторами: мощной ударной волной, световым и проникающим излучением, радиоактивным крупномасштабным заражением), так как прежде чем выделится достаточное для атомного взрыва количество энергии, реактор сам приведет себя в подкритическое состояние вследствие нарушения критической геометрии активной зоны. Для водяных реакторов это вытеснение воды-замедлителя из активной зоны, для всех реакторов это расплавление активной зоны. Расчеты показывают, что в эвтектической массе (сталь, цирконий, уран, никель, бериллий и т. д.), образующейся после расплавления активной зоны, ЦРД невозможна.

Тем не менее при определенных условиях в ЯР может выделиться огромное количество энергии, достаточное для быстрого испарения некоторых компонентов активной зоны, что может стать причиной разрыва первого контура и выброса радиоактивных материалов. При больших разрушениях такую аварию можно классифицировать как тепловой взрыв ядерного реактора. Тепловой взрыв ЯР произошел на Чернобыльской АЭС, причем по

масштабам радиоактивного заражения окружающей среды он оказался соизмеримым со взрывом атомной бомбы большой мощности.

11. Важнейшее свойство всех находящихся в эксплуатации и проектируемых ЯР — их самозащищенность (саморегулирование), являющаяся неотъемлемой составной частью ядерной безопасности ЯЭУ. Самозащищенность обеспечивается наличием отрицательного температурного коэффициента реактивности в широком диапазоне рабочих температур активной зоны. При наличии такого ТКР случайное увеличение реактивности (мощности ЯР) приводит к росту температуры, что, в свою очередь, ведет к уменьшению реактивности.

Отмеченные особенности не исчерпывают всего разнообразия свойств ядерного реактора, но именно они в первую очередь определяют содержание и направление мероприятий по обеспечению ядерной безопасности начиная с момента проектирования и кончая утилизацией ЯЭУ.

Организационно-технические мероприятия по обеспечению ядерной безопасности при использовании ЯЭУ по назначению

Использование ЯЭУ по назначению — совокупность ввода, работы на мощности, вывода, бездействия при стоянке и технического обслуживания ЯЭУ.

Вторая составляющая ядерной безопасности (состояние организационных мер) непосредственно связана с качеством и полнотой всех видов документации и деятельностью личного состава, обслуживающего ЯЭУ, в том числе и с так называемым человеческим фактором. Эта составляющая ядерной безопасности менее предсказуема по сравнению с остальными, так как находится в большей зависимости от каждого индивидуума и не определяется однозначно глубиной теоретической подготовки. Тем не менее к подготовке кадров, имеющих отношение к ядерной энергетике, предъявляются достаточно высокие требования.

Квалификация, ответственность и дисциплина всех лиц, связанных с созданием, эксплуатацией и обслуживанием ЯЭУ, должна соответствовать сложности атомной техники и требованиям по обеспечению ее безопасности. Основными элементами формирования культуры безопасности являются:

- отбор, обучение и подготовка личного состава в каждой сфере деятельности, влияющей на безопасность;
- установление и строгое соблюдение дисциплины при четком распределении персональной ответственности руководителей и исполнителей;
- разработка и соблюдение инструкций на выполнение работ и их периодическое обновление с учетом накапливаемого опыта;
- знание каждым характера и степени влияния качества выполняемых им работ на безопасность ЯЭУ;

- осознание тяжести возможных последствий в результате ошибочных действий, нарушений и неточного соблюдения требований нормативно-технической, рабочей, конструкторской, технологической и эксплуатационной документации.

Опыт имевших место инцидентов и аварий должен быть предметом изучения и извлечения уроков.

Организационно-технические мероприятия, рассматриваемые в данной главе, относятся к корабельным ядерным энергетическим установкам.

Обеспечение ядерной безопасности при стояке корабля в базе с бездействующей ЯЭУ

Ядерным энергетическим установкам, устанавливаемым на кораблях ВМФ, присваивается название *главные энергетические установки* (ГЭУ).

Основной целью обеспечения ядерной безопасности при бездействии ЯЭУ является надежное поддержание ядерного реактора в подкритическом состоянии (исключение несанкционированного пуска ЯР).

Ядерная безопасность обеспечивается дежурной и вахтенной службами. Руководство организацией обеспечения ядерной безопасности на кораблях с ЯЭУ осуществляет дежурный по соединению кораблей через своего помощника по живучести. Ответственность за обеспечение ядерной безопасности и контроль за состоянием бездействующей ЯЭУ при отсутствии экипажа на корабле возлагается на дежурного по ГЭУ. Дежурный по ГЭУ входит в состав суточного наряда и подчиняется дежурному по кораблю, а в вопросах специальности и обеспечения ядерной безопасности — командиру дивизиона движения (КДД) и командиру электромеханической боевой части (БЧ-5).

Рассмотрим основные организационно-технические мероприятия по обеспечению ядерной безопасности.

1. Дежурная и вахтенная службы обязаны контролировать:

- содержание систем, оборудования и механизмов ЯЭУ в исходном состоянии в соответствии с эксплуатационными инструкциями;
- соблюдение установленного порядка вскрытия-закрытия аппаратных выгородок, помещения пульта управления ГЭУ, а также порядка допуска в эти помещения;
- сохранность печатей и пломб на аппаратуре, приборах, механизмах и помещениях ГЭУ.

2. Ядерный реактор должен быть заглушен всеми имеющимися поглотителями нейтронов (т. е. стержни аварийной защиты, стержни автоматического регулирования и органы компенсации реактивности полностью погружены в активную зону).

3. Дежурный по ГЭУ не реже одного раза в четыре часа контролирует температуру и давление в системе первого контура и раз в сутки — уровень в компенсаторах объема. При полностью расхоленной установке (температура теплоносителя не поднимается выше 70—75°C при отсутствии принудительной циркуляции в системе первого контура) контроль указанных параметров осуществляется раз в сутки.

4. Должна быть исключена возможность несанкционированного подъема КР или КГ дистанционно (с пульта управления ГЭУ) или вручную из аппаратных выгородок. С этой целью:

- обесточивается система управления и защиты ЯР, в том числе приборы и аппаратура пульта управления ГЭУ;
- исключается возможность подачи питания на исполнительные механизмы КР (КГ);
- на коммутирующие устройства сети питания СУЗ и исполнительных механизмов КР (КГ) наносится соответствующая маркировка, и они в отключенном состоянии опечатываются печатью КДД;
- перечень лиц, допускаемых на пульт управления ГЭУ и в аппаратную выгородку (АВ), строго ограничен и регламентирован приказом командира корабля;
- ключ ручного управления приводами КР (КГ) находится в сейфе КДД;
- пульт управления ГЭУ закрывается на замок и опечатывается печатью дежурного по ГЭУ;
- аппаратные выгородки закрыты на замок и опечатаны двумя печатями (службы радиационной безопасности и КДД), включена звуковая и световая сигнализация состояния (положения) входной двери в аппаратной выгородке (если она предусмотрена проектом).

5. Организация вскрытия, посещения и закрытия АВ предусматривает следующее:

- вскрытие АВ в плановом порядке производится только с разрешения командира корабля, по письменному приказанию командира БЧ-5 с записью в вахтенном журнале центрального поста, в присутствии КДД, специалиста СРБ и заведующего АВ;
- дежурный по кораблю производит запись в вахтенном журнале центрального поста корабля об отключении сигнализации, с какой целью и в чьем присутствии были вскрыты АВ, время вскрытия и закрытия, а также фамилии и должности работающих в них лиц;
- дежурный по ГЭУ записывает в вахтенном журнале пульта управления ГЭУ и докладывает дежурному по кораблю основание, время и цель вскрытия АВ, радиационную обстановку в ней, время начала и окончания работ, фамилии и должности вошедших и вышедших из АВ, а также время ее закрытия и опечатывания;

- старшина команды машинистов — трюмных дивизиона движения (командир реакторного отсека) докладывает на пульт управления ГЭУ о вскрытии АВ, посещениях, проводимых в ней работах, приведении систем и оборудования в исходное состояние и закрытии АВ с записью в вахтенный журнал паропроизводящей установки и в журнал учета посещений АВ.

Обеспечение ядерной безопасности при приготовлении и вводе ЯЭУ в действие

Основной целью обеспечения ЯБ при приготовлении и вводе ЯЭУ в действие является исключение возможности возникновения и развития неуправляемой ЦРД.

Можно перечислить следующие организационно-технические мероприятия по обеспечению ЯБ в этот период:

1. В процессе приготовления ЯЭУ к вводу в действие оператор производит расчет пускового критического положения органов компенсации реактивности и определяет этапы их подъема при выводе ЯР на минимально контролируемый уровень мощности. Проверяет и подписывает расчет КДД, утверждает командир БЧ-5.
2. Перед вводом в действие производятся комплексная проверка систем и механизмов ГЭУ и функциональная проверка СУЗ. Подача питания на СУЗ производится по приказанию командира БЧ-5 с письменного разрешения КДД. При этом строго соблюдается последовательность подачи питания: сначала на приборы, контролирующие положение поглотителей в активной зоне ЯР, затем на исполнительные механизмы КР (КГ).
3. При наличии неисправностей, отказов, повреждений систем и оборудования ГЭУ, отсутствии контроля за нейтронной мощностью реактора пуск реактора и ввод ГЭУ в действие *запрещается*.
4. После окончания комплексной проверки командир (начальники) подразделений, в заведовании которых находится оборудование или аппаратура, связанные с обеспечением ЯБ, делают записи в вахтенном журнале ПУ ГЭУ о готовности их материальной части к вводу ЯЭУ в действие. Письменное разрешение на ввод дает командир БЧ-5.
5. Ввод ЯЭУ в действие производится в строгом соответствии с инструкцией по управлению ГЭУ. Начинается он с вывода ЯР на МКУМ. Подъем органов компенсации реактивности производится в строгом соответствии с утвержденной программой. Ни при каких обстоятельствах не допускается подъем КР (КГ) выше предельного пускового положения, рассчитанного после определения критического положения КР (КГ).
6. Вахтенный оператор должен вести контроль состояния реактора не только по приборам пусковой аппаратуры (приборы, показывающие величину

мощности ЯР и периода удвоения мощности), но и по приборам теплотехнического контроля (приборы, показывающие величину температуры и давления теплоносителя). Если в процессе пуска температура или/и давление возрастут, необходимо заглушить реактор сбросом аварийной защиты.

7. После вывода реактора на МКУМ увеличение его мощности до уровня, обеспечивающего разогрев установки, производится с периодом удвоения мощности не менее 30 с.

8. При разогреве установки до заданных рабочих параметров контролируются скорость автоматического разогрева и перемещение органов компенсации реактивности.

Обеспечение ядерной безопасности при работе реактора на мощности и выводе ЯЭУ из действия

Наряду с исключением развития НЦРД при работе ЯР на энергетических уровнях мощности основной целью обеспечения ядерной безопасности становится контроль над поддержанием теплового баланса между тепловыделением и теплоотводом в активной зоне реактора.

Анализ опыта эксплуатации корабельных ЯЭУ показывает, что ядерные аварии с наиболее тяжелыми последствиями происходили именно из-за нарушения теплоотвода от твэлов, сопровождавшегося разрушением активной зоны.

Непосредственную ответственность за обеспечения ядерной безопасности несет вахтенный оператор пульта управления ГЭУ.

1. Вахтенный оператор ведет непрерывный контроль за работой установки по ее параметрам и за положением органов компенсации реактивности. Каждый час значения основных параметров записываются в вахтенный журнал пульта управления ГЭУ. Один раз за вахту вахтенный оператор производит расчет мощности ЯР по теплотехническим параметрам второго контура и сравнивает с величиной мощности ЯР, показываемой приборами. В случае различия этих значений проводится анализ выявленного несоответствия.

2. Блокировка (отключение) сигналов аварийной защиты ядерного реактора категорически запрещается.

3. При изменении реактивности (мощности) ЯР по неизвестным причинам или резком возрастании уровня гамма- и нейтронного излучения до уровня установок предупредительной сигнализации приборов радиационного контроля реактор немедленно глушится сбросом аварийной защиты, после чего выясняются причины изменения реактивности или возрастания уровня гамма- и нейтронного излучения.

4. Для обеспечения ядерной безопасности при срабатывании АЗ реактора необходимо:

- проконтролировать автоматическое опускание органов компенсации реактивности и снижение мощности ЯР;

- обеспечить надежное расхолаживание активной зоны или поддержание реактора в разогретом состоянии в зависимости от вида неисправности и характера работ по устранению причины срабатывания АЗ;
 - проверить с помощью телекамер состояние аппаратных выгородок (отсутствие парения из-под оборудования, расположенного на крышке ЯР).
 - произвести анализ и оценку ситуации с последующей выработкой рекомендаций по использованию ЯЭУ.
5. Перед выводом ЯЭУ из действия производится отбор проб теплоносителя для выполнения химического и радиохимического анализа.
6. Расхолаживание установки производится с установленной скоростью снижения температуры теплоносителя.
7. Питание с СУЗ снимается с разрешения КДД в строго установленной последовательности: сначала с исполнительных механизмов КР (КГ), затем с приборов, контролирующих положение поглотителей в активной зоне ЯР.
8. После перехода на периодическое расхолаживание установки, связанное с наличием остаточных тепловыделений в активной зоне, вахтенный оператор передает обязанности по контролю за состоянием ЯЭУ и обеспечением ядерной безопасности дежурному по ГЭУ.
9. После окончательного вывода установки из действия все системы, оборудование, механизмы и приборы приводятся в состояние, обеспечивающее ядерную безопасность при бездействующей ГЭУ.

Обеспечение ядерной безопасности при техническом обслуживании ЯЭУ (при выполнении потенциальных ядерно-опасных работ)

Потенциальная ядерно-опасная работа или потенциально опасная работа (ПОР) — это работа, при проведении которой может возникнуть аварийная ситуация или ядерная (радиационная) авария.

Конкретный перечень таких работ и указания по их безопасному выполнению должны быть определены в разделах «Ядерная безопасность» эксплуатационной документации ядерной энергетической установки, паропроизводящей установки и комплексных систем управления техническими средствами. Чтобы дать представление о работах, относящихся к разряду ПОР, ниже приводятся некоторые из них:

- наладка и техническое обслуживание СУЗ и исполнительных механизмов СУЗ;
- отбор проб теплоносителя первого контура;
- ввод в первый контур добавок, приводящих показатели качества теплоносителя к нормативным значениям;
- гидравлические испытания системы первого контура и т. д.

При проведении ПОР необходимо выполнить следующие организационно-технические мероприятия по обеспечению ядерной безопасности:

1. Руководитель и исполнители потенциальных ядерно-опасных работ должны иметь допуск к их проведению и руководству.
2. Работы вносятся в суточный план боевой подготовки соединения (объединения) кораблей и в суточный план корабля.
3. В объединении кораблей (в военно-морской базе, гарнизоне) разрабатывается и отрабатывается план мероприятий по локализации и ликвидации последствий ядерной аварии. Такие мероприятия выполняются по согласованию с органами местного управления с привлечением сил и средств пожарных подразделений, органов охраны правопорядка, медицинского персонала, службы радиационной безопасности и др.
4. ПОР выполняются с письменного разрешения командира БЧ-5 под руководством командира дивизиона движения с соблюдением установленных требований к их выполнению.
5. Непосредственно перед выполнением конкретной ПОР проводится инструктаж ее участников. Во время инструктажа до их сведения доводят план проведения работ, мероприятия по технике безопасности, ядерной безопасности и радиационной безопасности при выполнении ПОР, проводится опрос инструктируемых лиц. Личный состав расписывается за проведенный инструктаж в журнале ПОР.
6. На пульте управления ГЭУ выставляется вахтенный оператор, открыта вахта в реакторном отсеке. Включаются в работу приборы теплотехнического контроля, приборы радиационного контроля, пусковая аппаратура. Ведется контроль над мощностью ЯР, давлением и температурой первого контура, уровнем в компенсаторах объема, над радиационной обстановкой в реакторном отсеке и над другими параметрами, необходимыми для контроля над ПОР.
7. Устанавливается и проверяется двусторонняя двухканальная связь пульта управления ГЭУ с реакторным отсеком и главным командным пунктом корабля, в случае необходимости включаются телевизионные установки в помещениях реакторного отсека.
8. Проводить какие-либо работы, которые могут привести к изменению реактивности реактора, при отключенной или неисправной аппаратуре контроля мощности, периода удвоения мощности, параметров первого контура запрещается.

Технические средства обеспечения ядерной безопасности

В этой части главы изложены основные требования руководящих документов к проектированию элементов и систем корабельных ЯЭУ, дана краткая характеристика систем безопасности.

Третья составляющая ядерной безопасности (*состояние технических средств ЯЭУ*) определяется:

- техническим совершенством оборудования, наличием надежных систем безопасности;
- качеством изготовления, монтажа и технического обслуживания систем и оборудования, в том числе качеством теплоносителя и чистотой поверхностей первого контура;
- контролем исправности состояния систем и оборудования ЯЭУ, нейтронно-физическими и теплотехническими проверками в процессе эксплуатации.

Общие требования к проектированию некоторых основных элементов и систем корабельных ЯЭУ:

1. При проектировании систем (элементов) ЯЭУ и РУ должно отдаваться предпочтение системам (элементам), устройство которых основано на пассивном принципе действия (пассивный элемент — такой элемент, функционирование которого связано только с вызвавшим его работу событием и не зависит от работы другого устройства, например, управляющего устройства, энергоисточника и т. п.).
2. Системы и элементы, важные для безопасности, должны выполнять свои функции с учетом внешних воздействий, установленных в технических заданиях, и возможных механических, тепловых, химических и прочих воздействий, возникающих в результате проектных аварий.
3. Системы и элементы, важные для безопасности, должны проходить проверку на соответствие проектным характеристикам при вводе в эксплуатацию, после ремонта и периодически в течение всего срока службы.
4. Активная зона ЯР должна быть спроектирована таким образом, чтобы при нормальной эксплуатации и проектных авариях обеспечивались ее механическая прочность и отсутствие деформаций, нарушающих работоспособность органов СУЗ и эффективность теплоотвода от твэлов.
5. Активная зона и реактор должны быть спроектированы таким образом, чтобы обеспечивалась возможность выгрузки зоны и ее составных частей после проектных аварий.
6. Конструкция активной зоны и реактора должна исключать возможность образования вторичных критических масс ядерного топлива при разрушении или расплавлении тепловыделяющих элементов.
7. Реактор, оборудование и трубопроводы первого контура должны надежно работать в течение назначенного срока службы с учетом тепловых, силовых, коррозионно-химических, радиационных и других воздействий, возможных в условиях нормальной эксплуатации ЯЭУ.
8. В проектах ППУ и корабля должны быть предусмотрены средства контроля герметичности первого контура.

9. Конструкция реактора и первого контура должна исключать непреднамеренное осушение активной зоны и проплавление корпуса реактора.

10. В проектах ППУ и корабельной системы управления техническими средствами должны быть предусмотрены средства контроля над процессом деления ядерного топлива (размножением нейтронов) во всех режимах и условиях нормальной эксплуатации, в том числе в подкритическом режиме при пуске реактора и его перезарядке. При перезарядке реактора допускается использование дополнительных средств контроля.

Системы безопасности. *Управляющие системы безопасности (УСБ)* предназначены для приведения в действие систем безопасности, контроля и управления ими.

Они должны автоматически включаться в работу при наступлении условий, требующих их действия, и должны быть спроектированы так, чтобы в первые 10—30 мин после появления аварийного сигнала не требовалось действий оператора, с сохранением возможности его вмешательства в работу УСБ при ведении боевых действий и ведении борьбы за живучесть корабля. Отказ автоматических средств УСБ не должен препятствовать включению систем безопасности с центрального пульта управления (поста аварийного управления) дистанционно или с местного поста (вручную). Отказы УСБ должны приводить к срабатыванию предупредительной сигнализации, а ложные срабатывания УСБ должны быть исключены.

В качестве примера управляющих систем безопасности можно назвать существующие в корабельных ППУ системы теплотехнического контроля, управления, сигнализации, блокировки и защиты, управления стержнями АЗ, АР, КГ и др.

Защитные системы безопасности предназначены для предотвращения или ограничения повреждений систем (элементов), важных для безопасности ЯЭУ, а также выполнения функций:

- аварийной остановки реактора и последующего поддержания его в подкритическом состоянии;
- аварийного теплоотвода от активной зоны реактора.

Эффективность и быстроедействие систем управления и аварийной защиты реактора должны быть достаточны для ограничения энерговыделения от активной зоны уровнем, не приводящим к повреждению твэлов, и подавления положительной реактивности, возникающей в результате проявления любого эффекта реактивности или возможного сочетания эффектов реактивности при нормальной эксплуатации и проектных авариях. Аварийная остановка реактора и поддержание его в подкритическом состоянии должны обеспечиваться независимо от источника электроэнергии. Система аварийного расхолаживания реактора должна обеспечивать отвод остаточных тепловыделений активной зоны при проектных авариях без повреждения твэлов.

В состав защитных систем безопасности входят исполнительные механизмы и рабочие органы АЗ, АР, КГ, система подпитки и аварийной проливки ЯР, система ремонтного расхолаживания, система безбатарейного расхолаживания, система снижения давления в реакторном отсеке и др.

Локализирующие системы безопасности предназначены для предотвращения или ограничения распространения радиоактивных веществ за барьеры безопасности и снижения воздействия ионизирующих излучений на личный состав, боевые и технические средства корабля и окружающую среду.

Реактор и содержащие радиоактивные вещества системы и элементы ЯЭУ должны размещаться в герметичных помещениях, входящих в состав защитного ограждения. Реакторная установка, как правило, должна иметь двойную локализирующую систему: защитную оболочку и защитное ограждение, которые могут быть совмещены с корабельными конструкциями. Защитная оболочка не должна разрушаться от повышения в ней давления. Защитное ограждение должно быть рассчитано на давление, обусловленное аварийным выбросом теплоносителя первого контура. Кроме того, должны быть предусмотрены конструктивные меры по удержанию радиоактивных веществ локализирующими системами при запроектных авариях.

В состав локализирующих систем входят герметичные вакуумируемые аппаратные выгородки, реакторный отсек, герметизирующая и отсечная арматура систем, расположенных в реакторном отсеке и проходящих через реакторный отсек, система вентиляции реакторного отсека.

Обеспечивающие системы безопасности предназначены для снабжения систем безопасности энергией, рабочими средами и обеспечения условий для их функционирования. Они должны быть многоканальными и такими же надежными, как и системы безопасности, которые они обеспечивают. Электроснабжение других систем безопасности должно, как правило, осуществляться от основного, резервного и аварийного источников. Аварийный источник питания должен быть независим от ЯЭУ.

К обеспечивающим системам относятся:

- системы электроснабжения систем безопасности;
- системы подвода воды (системы подвода воздуха) к дистанционно управляемой арматуре;
- система кондиционирования воздуха и т. п.

Главнейшими из систем, важных для безопасности, являются системы первого, второго и третьего контуров ЯЭУ, а также система газа высокого давления.

Неисправности оборудования и технических средств или нарушение герметичности именно этих систем приводит к возникновению аварийных ситуаций, которые при неблагоприятных обстоятельствах могут перерасти в ядерную аварию.

12.2. Обеспечение ядерной безопасности при возникновении аварийных ситуаций

Аварийная ситуация (исходное событие) — событие, связанное с единичным отказом в системах ЯЭУ и системах, важных для безопасности, внешним воздействием или ошибкой личного состава, которые могут привести к нарушению пределов и/или условий безопасной эксплуатации ЯЭУ.

Пределы безопасной эксплуатации — установленные в проектах корабля, РУ и корабельной системы управления техническими средствами значения параметров состояния систем ЯЭУ и систем, важных для безопасности, отклонения от которых могут привести к аварии.

Фундаментальные цели безопасности при аварии состоят в обеспечении глушения и расхолаживания реактора, ограничении радиационных последствий и выбросов радиоактивных продуктов.

Обеспечение ядерной безопасности включает в себя организацию планирования мероприятий и подготовки личного состава на случай возникновения аварийной ситуации с ЯЭУ и/или ядерной аварии.

Все приводимые ниже требования относятся к личному составу кораблей ВМФ.

1. При возникновении аварийных ситуаций или ядерной аварии на объектах ВМФ действия личного состава должны быть направлены:

- на локализацию и ликвидацию последствий аварийных ситуаций или ядерной аварии;
- на предотвращение переоблучения личного состава и загрязнения окружающей среды;
- на сохранение в максимально возможной степени работоспособности ЯЭУ.

2. На соединениях кораблей должен быть разработан план мероприятий по локализации и ликвидации последствий ядерной аварии. План для корабля должен являться составной частью плана соединения (объединения). В нем указываются силы и средства береговых служб, выделяемых для оказания помощи кораблю, а также способы их оповещения, время, порядок прибытия и допуска на аварийный корабль.

3. Для локализации и ликвидации последствий аварийных ситуаций или ядерных аварий на корабле должны быть сформированы и обучены аварийные партии личного состава реакторного отсека. Подготовка этих аварийных партий проводится с определенной периодичностью и должна быть направлена на изучение расположения систем и устройства реакторного отсека, умение производить переключения технических средств в условиях опасной и чрезвычайно опасной радиационной обстановки, ведение всех видов контроля над окружающей обстановкой.

4. На кораблях должны разрабатываться и проводиться следующие корабельные боевые учения по борьбе за живучесть при тяжелых авариях ЯЭУ:

- при длительном (более двух часов) полном обесточивании ЯЭУ в процессе работы ее на номинальной мощности;
- при прекращении подачи питательной воды в парогенераторы;
- при разрыве главного паропровода;
- при разрыве первого контура в реакторном отсеке на неотключаемом участке;
- при большом пожаре в реакторном отсеке;
- при затоплении реакторного отсека забортной водой;
- при наддуве реакторного отсека давлением более 2 кгс/см^2 .

Для качественной отработки личного состава в корабельных боевых учениях должны предусматриваться эпизоды тяжелых аварийных ситуаций, которые могут иметь место при эксплуатации ЯЭУ.

Важной составной частью ядерной безопасности является *теплотехническая надежность активной зоны*. Она обеспечивается физическими и тепловыми расчетами, выбором оптимальной конструкции активной зоны, системами контроля и диагностики, грамотными действиями личного состава.

Работоспособность активной зоны практически обеспечивается надежностью твэлов — самых важных конструктивных элементов ЯР. В твэлах происходит реакция деления ядер топлива с выделением огромного количества теплоты; они подвержены воздействию механических и термических (постоянных и переменных) нагрузок, мощных потоков ионизирующего излучения. Значительные повреждения оболочек твэлов неизбежно приводят к ядерной аварии. Герметичность оболочки может нарушаться как вследствие исчерпания ресурса ее работоспособности при нормальных рабочих параметрах, так и досрочно в результате ухудшения условий эксплуатации (как правило, из-за нарушения теплоотвода от твэлов). Основными причинами постепенной разгерметизации твэлов являются:

- твердое распухание сердечника твэла (объем, занимаемый осколками деления, больше, чем объем ядра U^{235} до его деления);
- дополнительное повышение внутреннего давления на оболочку твэла из-за накопления газообразных продуктов деления в топливной композиции;
- коррозионное воздействие теплоносителя на материал оболочки;
- воздействие ионизирующего излучения на материал оболочки твэла;
- термоциклические нагрузки, вызываемые изменением температуры активной зоны.

Термоциклические нагрузки возникают в процессе так называемых *напряженных режимов* работы активных зон. Эти режимы особо выделены в эксплуатационных инструкциях систем и оборудования ППУ. К ним относятся:

- разогрев и расхолаживание ЯЭУ;

- изменение параметров работы установки (номинальные параметры, пониженные параметры, режим естественной циркуляции теплоносителя);
- изменение расхода теплоносителя, отключение и подключение основного оборудования ППУ (ЦНПК, ПГ);
- непрерывное изменение мощности ЯР в широком диапазоне (глубокие маневры по мощности);
- срабатывание аварийной защиты ЯР и некоторые другие.

Для продления ресурса работоспособности твэлов необходимо по возможности ограничивать количество этих режимов, в том числе срабатывание аварийной защиты ЯР из-за ошибочных действий операторов.

Во всех переходных и стационарных режимах оператор обязан строго контролировать соответствие теплотехнических параметров значениям, установленным эксплуатационными инструкциями (скорость разогрева и расхолаживания, температура теплоносителя на входе и выходе из реактора, давление в системе первого контура, уровень в компенсаторах объема и др.). Недопустим выход этих параметров за пределы регламентированных диапазонов и тем более приближение их к значениям, соответствующим установкам предупредительной и аварийной сигнализации. Следует особо отметить, что *результат нарушений этих требований, как правило, не проявляется сразу, непосредственно в момент нарушения, но безусловно способствует ухудшению состояния твэлов и повышению радиоактивности теплоносителя, причем это может произойти неожиданно, при отсутствии видимых причин в данный момент.* Прекращение эксплуатации активной зоны определяется по результатам аппаратурно-технологического и радиохимического контроля (достижение предельных значений экспозиционной дозы γ -излучений от трубопроводов первого контура и суммарной объемной активности радиоизотопов йода в пробах теплоносителя первого контура).

При всех ядерных авариях (за исключением случая теплового взрыва ЯР) механизм разрушения активной зоны сводится к следующему: нарушение теплового баланса (существенное превышение тепловыделения над теплоотводом) приводит к разогреву элементов твэлов (топливной композиции и оболочке) до значений температур, значительно превышающих предельные значения. Происходит разгерметизация оболочек твэлов, высокоактивные газообразные и твердые продукты деления попадают в теплоноситель. Активная зона (ЯР, ППУ в целом) на длительное время (часто — навсегда) выходит из строя. Далее более подробно рассматриваются причины и механизм выхода из строя активных зон, а также действия личного состава по предотвращению некоторых аварийных ситуаций.

Аварии с нарушением теплоотвода. Для надежной работы активной зоны непременным условием является сохранение нормального режима пере-

дачи теплоты от ядерного топлива к теплоносителю и дальнейшего отвода ее от реактора.

Причинами нарушения теплоотвода могут быть:

- повышение мощности выше допустимого уровня для данного режима работы;
- снижение расхода теплоносителя ниже значения, установленного для данного режима;
- уменьшение расхода питательной воды в системе второго контура ниже требуемого значения;
- снижение давления в системе первого контура.

Например, анализ ядерных аварий, происходивших с реакторами корабельных ЯЭУ, показывает, что нарушение теплового баланса происходило по следующим основным причинам:

а) при бездействующей ЯЭУ возникновение неуправляемой цепной реакции деления приводило к многократному превышению мощности ЯР над номинальным значением с невозможностью полного отвода тепловыделений имеющимися в составе ППУ системами и техническими средствами;

б) при работающей на мощности ЯЭУ аварийная утечка теплоносителя вызвала срыв циркуляции в системе первого контура; неправильные и несвоевременные действия операторов по глушению и последующей подпитке (проливке) ЯР не позволили обеспечить необходимый теплоотвод от активной зоны.

По указанным причинам могут происходить кризисы теплообмена (теплоотдачи). Для ядерных реакторов, в которых теплоносителем и замедлителем служит вода, находящаяся под высоким давлением, наиболее характерным является кризис теплоотдачи первого рода.

Из-за неравномерности энерговыделения по отдельным группам ТВС при работе ЯР на энергетических уровнях мощности оператор обязан периодически контролировать значения температур на выходе из отдельных ТВС, не допуская их увеличения выше допустимого уровня.

При выходе из строя ЦНПК необходимо ограничивать допустимую мощность реактора пределами, указанными в инструкции по эксплуатации ЯЭУ, для исключения локального перегрева в активной зоне. Остановка всех ЦНПК при номинальной мощности ЯР без срабатывания аварийной защиты опасна не только из-за повреждения твэлов, но и по соображениям сохранности первого контура. В этом случае произойдет резкое вскипание теплоносителя и настолько большое повышение давления, что герметичность первого контура не гарантируется.

Аварии с потерей теплоносителя. Возможные утечки теплоносителя (течи первого контура), как правило, связаны с нарушением герметичности элементов ППУ, возникающим вследствие потери их прочности, или с действиями личного состава (например, с ошибочным открытием запорной арматуры системы дренажа первого контура). В корабельных ППУ для

уменьшения утечки воды из реактора в трубопроводах системы первого контура устанавливаются специальные ограничители расхода, представляющие собой дросселирующие устройства. Это повышает степень ядерной безопасности установки. Течь первого контура сопровождается падением давления в системе и снижением уровня воды в компенсаторах объема. Конструктивно система первого контура выполнена таким образом, что места с наиболее вероятным возникновением течи можно отсечь арматурой, дистанционно управляемой с пульта управления ГЭУ. Если течь происходит на неотключаемом участке трубопроводов, для предотвращения ядерной аварии оператор обязан привести в действие аварийную защиту ЯР (или АЗ срабатывает автоматически по сигналу минимального давления в системе первого контура), в работу включаются предусмотренные проектом средства подпитки и аварийной проливки первого контура. Если они не могут приостановить падение давления, то по достижении давления, соответствующего температуре насыщения воды в реакторе, происходит вскипание теплоносителя, и скорость падения давления уменьшается. В конечном счете это приводит к срыву циркуляции в системе первого контура, т. е. система теряет работоспособность. С этого момента подача воды в реактор называется *проливкой активной зоны*. При прекращении проливки в ходе дальнейшего истечения воды из первого контура в зависимости от места и размеров течи активная зона может полностью осушиться.

После снижения давления в системе первого контура до величины, соответствующей давлению нагнетания циркуляционных насосов системы первого контура, проливка может вестись этими насосами, имеющими гораздо большую производительность, чем штатные насосы системы подпитки. Вода из системы второго контура поступает в систему подпитки и, минуя подпиточные насосы, подается в реактор.

Следует помнить, что при возникновении любых аварийных ситуаций исключительно важным является выполнение следующего требования: *оперативный вахтенный личный состав не должен препятствовать работе системами автоматики соответствующих алгоритмов путем их блокировки или иными действиями.*

Литература

1. *Александров А. П.* Атомная энергетика и научно-технический прогресс. — М.: Наука, 1978.
2. *Алешин В. С., Кузнецов Н. М., Саркисов А. А.* Судовые атомные реакторы. — Л.: Судостроение, 1968.
3. *Бартоломей Г. Г., Бать Г. А., Байбаков В. Д., Алхутов М. С.* Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. *Белл Д., Глестон С.* Теория ядерных реакторов: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1974.
5. *Бескорвайный Н. М., Калинин Б. А., Платонов П. А., Чернов И. И.* Конструкционные материалы ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1995.
6. *Винокуров В. А., Лебедев В. А., Петровский В. И., Рубанов С. М.* Перезарядка корабельных ядерных реакторов. — СПб.: ВМИИ, 2005.
7. *Галанин А. Д.* Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
8. *Галин Н. М., Кириллов П. Л.* Тепломассообмен в ядерной энергетике. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
9. *Ганев И. Х.* Физика и расчет реактора: 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1992.
10. *Глестон С., Эдлунд М.* Основы теории ядерных реакторов: Пер. с англ. — М.: Иностран. лит., 1954.
11. *Гусев Б. Д., Калинин Р. И.* Корабельные реакторы и парогенераторы атомных подводных лодок. — Л.: ВВМИУ им. Ф. Э. Дзержинского, 1985.
12. *Гусев Б. Д., Калинин Р. И., Благовещенский А. Я.* Гидродинамические аспекты надежности современных энергетических установок. — Л.: Энергоатомиздат, 1989.
13. *Гусев Л. Б., Баленко Ю. К.* Основы ядерной физики и теории ядерных реакторов. — СПб.: ВМИИ, 2004.
14. *Дементьев Б. А.* Ядерные энергетические реакторы. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
15. Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. — Л.: Наука, 1973.
16. *Емельянов И. Я. и др.* Управление и безопасность ядерных энергетических реакторов. — М.: Атомиздат, 1995.

17. *Ерофеев В. Л., Семенов П. Д., Пряхин А. С.* Теплотехника: Учебник для вузов. — М.: Академкнига, 2006.
18. *Карпенков С. Х.* Концепция современного естествознания. — М.: ЮНИТИ. 1998.
19. *Кириллов П. И., Богословский Г. П.* Теплообмен в ядерных энергетических установках. — М.: Энергоатомиздат, 2000.
20. *Корякин Ю. И.* Биография атома: Рассказы об открытии и использовании атомной энергии. — М.: Госатомиздат, 1961.
21. *Кузнецов В. А.* Судовые ядерные реакторы. — Л.: Судостроение, 1988.
22. *Кузнецов Н. М., Саркисов А. А., Гусев Б. Д.* Основы теории и расчета энергетических ядерных реакторов. — Л.: ВВМИУ им. Ф. Э. Дзержинского, 1964.
23. *Кузнецов Н. М., Саркисов А. А.* Ядерные реакторы и парогенераторы атомных подводных лодок. — Л.: ВВМИУ им. Ф. Э. Дзержинского, 1975.
24. *Лейкин И. Ю., Чевгуз Л. Ф.* Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — СПб.: ВМИИ, 2006.
25. *Матвеев А. В.* Современные приборы радиационной разведки и дозиметрического контроля. — СПб.: ГУАКП, 1999.
26. *Митенков Ф. М., Моторов Б. И.* Нестационарные режимы судовых атомных паропроизводящих установок. — Л.: Судостроение, 1970.
27. *Наумов А. И.* Физика атомного ядра и элементарных частиц. — М.: Просвещение, 1984.
28. Общие положения обеспечения ядерной и радиационной безопасности корабельных ядерных энергетических установок: ОПБ-К-98. — М.: Воениздат, 1998.
29. *Острейковский В. А.* Эксплуатация атомных электростанций. — М.: Энергоатомиздат, 1999.
30. *Ракобольская И. В.* Ядерная физика. — М.: Изд-во МГУ, 1981.
31. *Самойлов А. Г., Волков В. С., Солонин В. И.* Тепловыделяющие элементы ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1996.
32. *Саркисов А. А., Крайнов А. А., Ляхтеров Б. М.* и др. Динамические режимы работы судовых ядерных энергетических установок. — Л.: Судостроение, 1970.
33. *Саркисов А. А., Пучков В. Н.* Физика переходных процессов в ядерных реакторах. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
34. *Саркисов А. А., Пучков В. Н.* Судовые реакторы и парогенераторы. — Ч. 1. — М.: Воениздат, 1985.

35. Саркисов А. А., Пучков В. Н. Физические основы эксплуатации ядерных паропроизводящих установок. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
36. Сивухин Д. В. Атомная и ядерная физика. — Ч. 2: Ядерная физика. — М.: Наука, 1989.
37. Симнад М., Замолт Л. Материалы и горючее для высокотемпературных ядерных энергетических установок: Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1986.
38. Сойгин М. Ф., Гусев А. Б., Лабинский Ю. В., Солнцев А. В. Судовые ядерные реакторы. — Л.: Судостроение, 1967.
39. Субботин В. И., Ибрагимов В. И., Ушаков П. А. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. — М.: Атомиздат, 1975.
40. Характерные технические происшествия на кораблях и судах / Под ред. В. А. Коковина. — СПб.: ВМИИ, 2003.
41. Шаманов Н. П. Цивилизация, энергетика, климат в XXI веке. — СПб.: СПбГМТУ, 2002.
42. Шаманов Н. П., Пейч Н. Н., Дядик А. Н. Судовые ядерные энергетические реакторы. — Л.: Судостроение, 1984.
43. Шевелёв А. К. Структура ядра. — М.: УРСС, 2006.
44. Шевелёв Я. В., Клименко А. В. Эффективная экономика ядерного топливно-энергетического комплекса. — М.: Изд-во РГТУ, 1996.

Научное издание

*Саркисов Ашот Аракелович,
Гусев Леонид Борисович,
Калинин Ремос Иванович*

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ЭКСПЛУАТАЦИИ СУДОВЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Под редакцией академика РАН А. А. Саркисова

*Утверждено к печати Ученым советом
Института проблем безопасного развития атомной энергетики
Российской академии наук*

Редактор *А. И. Иоффе*

Издательство «Наука»
117997, Москва, Профсоюзная ул., 90
Зав. редакцией *М. В. Грачева*
Редактор *Г. В. Зенина*

Оригинал-макет подготовлен издательством ООО «Комтехпринт»
Список литературы и иллюстрации приведены в авторской редакции

Сдано в набор 17 ноября 2008 г. Подписано в печать 1 декабря 2008 г.

Формат 60 x 90¹/₁₆. Бумага офсетная 80 г/м²

Печать офсетная. Гарнитура «Официна»

Уч.-изд. л. 28. Тираж 500. Заказ 18495

Заказное

Отпечатано с готовых диапозитивов типографией ООО «Инфолио-Принт»