

ББК 31.4

Н60

УДК 621.039.577 (075.8)

Рецензенты: МЭИ (кафедры АЭС и ТЭС); А. А. Тутнов

Нигматулин И. Н., Нигматулин Б. И.

Н60 Ядерные энергетические установки: Учебник для вузов. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 168 с.: ил.

Описаны физические основы ядерной энергетики и элементарная теория ядерных реакторов. Рассмотрены основные физические процессы, протекающие в ядерном реакторе. Дано описание различных типов ядерных энергетических установок и их основного технологического оборудования. Приведены основные сведения об организации обеспечения безопасности в эксплуатационных условиях.

Для студентов вузов, обучающихся по специальностям «Тепловые электрические станции» и «Технология воды и топлива на ТЭС и АЭС».

2304000000-021
Н 051(01)-86 234-86

ББК 31.4

ИСКАНДЕР НИГМАНУЛОВИЧ НИГМАТУЛИН
БУЛАТ ИСКАНДЕРОВИЧ НИГМАТУЛИН

ЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

Редактор Л. К. Шишков
Редактор издательства О. А. Степеннова
Художественный редактор В. А. Гозак-Хозак
Технический редактор В. В. Хапаева
Корректор И. А. Володяева
ИБ № 2631

Сдано в набор 11.09.85 Подписано в печать 17.01.86 Т-03342
Формат 70×100/16 Бумага типографская №1 Гарнитура литературная
Печать высокая Усл. печ. л. 13,66 Усл. кр.-отт. 13,98 Уч.-изд. л. 15,84
Тираж 4200 экз. Заказ 422 Цена 70 к.

Энергоатомиздат. 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО «Первая Образцовая типография» имени А. А. Жданова
Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. 113054, Москва, М-54, Ваволова, 28

© Энергоатомиздат, 1986

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является первым опытом создания в нашей стране учебника по курсу «Ядерные энергетические установки» для специальностей «Тепловые электрические станции» и «Технология воды и топлива на тепловых и атомных электростанциях». Он создан на основе курса «Ядерные энергетические установки», который в течение длительного времени читал проф., доктор технических наук И. Н. Нигматулин во Всесоюзном заочном политехническом институте студентам кафедры «Теплоэнергетические установки».

Задача курса и данного учебника — дать будущему инженеру теплоэнергетику общие представления о ядерных энергетических установках, рассмотреть основные понятия и определения характеристик и элементов ЯЭУ, объяснить основные физические процессы, происходящие в ЯЭУ и в главном ее элементе — ядерном энергетическом реакторе, показать взаимосвязь отдельных элементов ЯЭУ между собой, а также познакомить читателя с современными тенденциями развития ЯЭУ.

В соответствии с этой задачей в книге рассматривается широкий круг вопросов, начиная с основ ядерной физики (гл. 1), элементарной теории ядерного реактора (гл. 2) и основных физических процессов, протекающих в активной зоне реактора (гл. 3), и кончая описанием различных типов ЯЭУ, главным образом используемых на АЭС, их основного технологического оборудования (гл. 4), а также вопросами обеспечения безопасности ЯЭУ (гл. 5). Естественно, при рассмотрении столь обширного материала в одной небольшой по объему книге авторы стремились максимально упростить изложение, уделяя особое внимание выяснению физической сути процессов, происходящих в ядерном реакторе и во всей ЯЭУ, а в качестве примеров ЯЭУ и их основного технологического

оборудования наиболее подробно рассмотреть отечественные серийные энергоблоки АЭС с реакторами типов ВВЭР и РБМК. Эту книгу можно использовать также в качестве введения в курс ЯЭУ для лиц, которые в дальнейшем будут специализироваться в различных областях ядерной энергетики.

Автор благодарит своих коллег по Всесоюзному научно-исследовательскому институту по эксплуатации атомных электростанций (ВНИИАЭС) НПО «Энергия», многолетняя работа с которым во многом способствовала подготовке данного учебника; автор особенно признателен директору ВНИИАЭС докт. техн. наук проф. А. А. Абагину за постоянное внимание и поддержку в работе.

После написания рукописи некоторые ее разделы по просьбе автора были просмотрены его коллегами по ВНИИАЭС кандидатами техн. наук М. А. Альтшуллером, В. М. Болдыревым, В. Г. Брантовым, кандидатом физ.-мат. наук Л. А. Шишковым, высказавшими ряд полезных замечаний, которые были приняты с большой признательностью.

При окончательной подготовке книги к печати были учтены замечания рецензентов: доктора техн. наук Л. П. Кабанова и канд. техн. наук А. И. Абрамова, выполнявших рецензирование книги от кафедр «Атомные электростанции» и «Тепловые электростанции» Московского энергетического института, и доктора техн. наук А. А. Тутнова, которым автор выражает глубокую признательность.

Автор понимает, что книга не лишена недостатков, обусловленных, в частности, тем, что соответствующий курс пока еще не установился ни по характеру, ни по объему. Поэтому с благодарностью будут приняты все критические замечания и пожелания.

Б. И. Нигматулин

СОКРАЩЕНИЯ И УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

АЗ — аварийная защита (система, орган);
 АПТ — авария с потерей теплоносителя;
 АР — автоматическое регулирование (система, орган);
 АРК — кассета аварийной защиты, регулирования и компенсации реактивности;
 АСТ — атомная станция теплоснабжения;
 АСПТ — атомная станция промышленного теплоснабжения;
 АТЭЦ — атомная теплоэлектроцентраль;
 АЭС — атомная электростанция;
 БН — реактор на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением;
 ВВЭР — водо-водяной энергетический реактор с водой под давлением;
 ВК — водо-водяной энергетический кипящий реактор;
 ВП — выгорающий поглотитель;
 ВТГР — высокотемпературный газоохлаждаемый корпусной реактор;
 ГТУ — газотурбинная установка;
 ГЦН — главный циркуляционный насос;
 ИМ — исполнительный механизм;
 ИД — исполнительный электродвигатель;
 КАЭС — конденсационная атомная электростанция;
 КД — компенсатор давления;
 КМПП — контур многократной и принудительной циркуляции;
 КР — компенсация реактивности (система, орган);
 КС — компенсирующий стержень;
 МПА — максимальная проектная авария;
 НОАП — насосы охлаждения аварийной половины;
 НОНП — полоса охлаждения неаварийной половины реактора;
 НРБ — нормы радиационной безопасности;
 ОПБ — общие положения обеспечения безопасности атомных электростанций при проектировании, сооружении и эксплуатации;
 ПГ — парогенератор;

ПКАЗ — перекомпенсация и аварийная защита (стержень);
 ПТУ — паротурбинная установка;
 ПД — предел дозы (облучения);
 ПДД — предельно допустимая доза (облучения);
 ПНЖБ — предварительно напряженный железобетон;
 ПЭН — питательный электронасос;
 РМБК — реактор большой мощности кипящий (водо-графитовый канальный реактор, охлаждаемый кипящей водой);
 РР — ручное регулирование (система, орган);
 САЗ — система аварийной защиты реактора;
 САОЗ — система аварийного охлаждения активной зоны;
 САОР — система аварийного охлаждения реактора;
 САР — система автоматического регулирования;
 СБР — система борного регулирования;
 СКР — система компенсации реактивности;
 СПАЭС — санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных электростанций;
 СПП — сепаратор-пароперегреватель;
 СРР — система ручного регулирования;
 СУЗ — система управления и защиты;
 ТВС — тепловыделяющая сборка;
 твэл — тепловыделяющий элемент;
 ТВР — тяжеловодный реактор, охлаждаемый кипящей или некипящей обычной или тяжелой водой, с тяжеловодным замедлителем;
 ТК — технологический канал;
 ТЭС — тепловая электростанция;
 ТЭУ — теплоэнергетическая установка;
 УСП — укороченный стержень-поглотитель;
 ЯППУ — ядерная паропроизводящая установка;
 ЯЭУ — ядерная энергетическая установка.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная энергия находит применение во многих областях народного хозяйства: на атомных электростанциях (АЭС), в судовых ядерных энергетических установках, при опреснении морской воды; внедряется она в различные области промышленности, сельское хозяйство, медицину и т. п.

Можно выделить два основных направления использования ядерной энергии в мирных целях:

в ядерных теплоэнергетических установках;

в приборах и установках, использующих радиоактивные изотопы, меченые атомы и ионизирующее излучение для исследовательских, производственных, технологических и учебных целей.

При использовании ядерной энергии в теплоэнергетических установках в реакторах из ядерного топлива получают энергию в форме теплоты. Эта теплота применяется в настоящее время для выработки электричества на АЭС, электричества и теплоты на атомных теплоцентралях (АТЭЦ) и низкопотенциальной теплоты на атомных станциях теплоснабжения (АСТ), а также используется в судовых энергетических установках.

Основным агрегатом ядерной энергетической установки (ЯЭУ) является ядерный энергетический реактор, в котором осуществляется управляемая самоподдерживающаяся цепная реакция деления, при этом ядерная энергия отбирается из ядерного топлива в форме теплоты теплоносителем (водой, жидкими металлами, газом, органической жидкостью) и передается рабочему телу (водяному пару); далее эту энергию по той же схеме, что и в

обычных тепловых электростанциях (ТЭС), превращают в электрическую или используют для производства теплоты для отопления или промышленных целей.

Впервые возможность получения электроэнергии из ядерного топлива была реализована в нашей стране в 1954 г. пуском Первой в мире АЭС мощностью 5 МВт в г. Обнинске. С тех пор ядерная энергетика прошла огромный путь становления, совершенствования и развития. Увеличение единичной мощности реактора, унификация оборудования, совершенствование топливного цикла, частичная перегрузка топлива без остановки реактора, улучшение конструкции и качества изготовления тепловыделяющих элементов (твэлов) и всей активной зоны, увеличение глубины выгорания топлива и повышение коэффициента воспроизводства, размещение всего радиоактивного контура в специальной камере, оборудованной из предварительно напряженного железобетона, и многие другие усовершенствования способствуют снижению стоимости электроэнергии, вырабатываемой на АЭС, повышению надежности и безопасности эксплуатации АЭС при соблюдении жестких требований ядерной и радиационной безопасности ЯЭУ и защиты окружающей среды от ионизирующего излучения. Отметим, что в настоящее время АЭС являются наиболее «чистыми» источниками энергии, они не потребляют атмосферного кислорода, их активные выбросы ничтожно малы. Исследование радиационной обстановки вокруг действующих АЭС в течение длительного времени указывает на отсутствие вредно-

го влияния их на окружающую среду.

В некоторых странах уже созданы и успешно эксплуатируются АЭС большой мощности. В конце 1984 г. АЭС эксплуатировались или строились примерно в 55 странах мира. К концу 1984 г. находилось в эксплуатации около 320 ядерных энергетических реакторов на АЭС суммарной установленной электрической мощностью 230 млн. кВт, что составляло около 11% общего количества вырабатываемой электроэнергии. Суммарная установленная электрическая мощность АЭС во всем мире в 1990 г. достигнет примерно 430 млн. кВт, а выработка электроэнергии на АЭС будет равна 12%. В ближайшие 10—15 лет во многих странах мира АЭС получат дальнейшее распространение (см. табл.), так как их сооружение в районах, отдаленных от месторождений дешевого органического топлива, экономически выгоднее строительства традиционных тепловых электростанций. Этому способствуют следующие факторы: ограниченность и быстрое уменьшение запасов органических топливных ресурсов во многих странах и районах; неравномерность распределения источников топлива на земном шаре; независимость АЭС от месторождения топлива; улучшение техники контроля и защиты окружающей среды от ионизирующего излучения.

Капитальные затраты на единицу установленной мощности при сооружении АЭС примерно на 50—100% выше, чем при сооружении

ТЭС, работающих на угле. Но топливная составляющая себестоимости отпущенной электроэнергии на угольных и мазутных ТЭС достигает 50—70%, а на АЭС — всего лишь 25—30%.

На АЭС дорогостоящим оборудованием являются реактор, парогенераторы, системы и устройства управления и защиты реактора, защитная оболочка и вся защита от ионизирующего излучения. Поэтому очень важно удешевить стоимость реактора и повысить экономичность топливного цикла.

Реакторы на тепловых нейтронах с некоторым воспроизводством ядерного топлива освоены и работают во многих странах, и в ближайшие годы они получат наиболее широкое распространение.

Общей тенденцией в развитии ядерных энергетических реакторов АЭС является увеличение мощностного диапазона. Для крупных электростанций проектируются и сооружаются реакторы тепловой мощностью 1400—6500 МВт.

В СССР и за рубежом строятся и проектируются суда с ядерными энергетическими установками, например, ледоколы «Ленин», «Леонид Брежнев», «Сибирь», «Россия» (СССР), «Отто Ган» (ФРГ). Работают ядерные реакторы большой мощности также и для опреснения (дистилляции) морской воды. Разрабатываются реальные проекты создания ЯЭУ для технологических целей (металлургии, химической технологии и др.).

В СССР осуществлена большая программа по развитию ядерной энергетики. Суммарная установленная мощность АЭС к 1985 г. превысила 23 млн. кВт, что обеспечивает около 9% общего производства электроэнергии в стране. Предусматривается увеличить прирост производства электроэнергии в европейской части страны в основном за счет АЭС. В ближайшем десятилетии ежегодный ввод мощностей на АЭС будет доведен до 8—10 млн. кВт., в результате к концу столетия

выработка электроэнергии на них при этом значительно возрастет. Такое количество электроэнергии было произведено всеми электростанциями в нашей стране в 1975 г.

Основными типами реакторов на АЭС, сооружаемых в СССР в ближайший период, будут водоохлаждаемые реакторы на тепловых нейтронах типа ВВЭР электрической мощностью 1000 МВт и типа РБМК электрической мощностью 1000 и 1500 МВт. Водоохлаждаемые реакторы на тепловых нейтронах используются также в строящихся АСТ и АТЭЦ.

Начинают получать развитие АЭС с реакторами-размножителями на быстрых нейтронах, в которых наряду с производством электроэнергии вырабатывается вторичное ядерное топливо — плутоний, получаемое при этом в большем количестве, чем первичное топливо. Первая в мире промышленная АЭС с

реактором БН-350 на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем была пущена в СССР в 1973 г. в г. Шевченко. Электрическая мощность реактора составляет 150 МВт; помимо выработки электроэнергии на этой АЭС производится опреснение морской воды. В 1980 г. на Белоярской АЭС им. И. В. Курчатова был пущен головной энергоблок с реактором на быстрых нейтронах БН-600 электрической мощностью 600 МВт. В настоящее время ведутся разработки энергоблока с реактором на быстрых нейтронах БН-1600 единичной электрической мощностью 1600 МВт.

С освоением реакторов-размножителей на быстрых нейтронах эффективность использования природных ресурсов ядерного топлива — урана увеличится в 30—40 раз, что приведет к превышению в сотни раз энергоемкости ядерного топлива по сравнению с органическим.

Прогноз роста общей установленной мощности всех электростанций в мире и АЭС, ГВт [28]

Установленная мощность	Год				
	1978	1979	1980	1990	2000
Всех электростанций	1830	1900	2030	3600	5870
АЭС	106	122	148	430	740—1075
Доля АЭС, %	5,8	6,4	7,3	12	13—18

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

1.1. СТРОЕНИЕ АТОМОВ, АТОМНЫХ ЯДЕР И ИХ УСТОЙЧИВОСТЬ

Масса и энергия. Масса и энергия — две формы существования материи, взаимосвязанные между собой, каждому количеству массы соответствует точно определенное количество энергии.

Закон пропорциональности массы и энергии, открытый Эйнштейном, выражается формулой

$$E=mc^2, \quad (1.1)$$

где E — полная энергия вещества массой m , Дж; m — масса вещества, кг; c — скорость света в вакууме ($c=3 \cdot 10^8$ м/с).

Вещество массой 1 кг обладает энергией

$$E=mc^2=1(3 \cdot 10^8)^2=9 \cdot 10^{16} \text{ Дж} = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ кВт} \cdot \text{ч}.$$

Энергия, заключенная в 1 кг вещества, примерно равна теплоте сгорания $2,1 \cdot 10^8$ т нефти или $3 \cdot 10^8$ т угля.

Атомная теория. Все вещества состоят из отдельных мельчайших частиц — молекул. Эти частицы при обычных взаимодействиях обладают всеми физическими и химическими свойствами рассматриваемого вещества. Молекула простого вещества состоит из атомов одного и того же химического элемента, молекула сложного вещества из атомов нескольких химических элементов.

Масса атомов выражается в относительных единицах — атомных единицах массы (а. е. м.). За атомную единицу массы принята одна двенадцатая часть массы атома углерода ^{12}C — более легкого изотопа природного углерода. Массу атома элемента или молекулы вещества, выраженную в а. е. м., называют соответственно относительной атомной массой этого элемента или относительной молекулярной массой химического вещества. Относительная атомная масса обозначается A , а относительная молекулярная масса — μ .

Число частиц, содержащихся в одном килограмме вещества, обратно пропорционально относительной молекулярной или атомной массе вещества, поэтому в качестве характерного числа атомов или молекул в веществе принимается число частиц,

находящихся в одном килограмм-атоме или в одной килограмм-молекуле (килограмм-моле) вещества. Килограмм-моль вещества — количество вещества в килограммах, численно равное атомной или молекулярной массе вещества. Число частиц (атомов или молекул) в килограмм-моле вещества не зависит от самого вещества и равно $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ — эта величина носит название числа Авогадро. Из определения а. е. м. легко вычислить ее в килограммах

$$\begin{aligned} 1 \text{ а. е. м.} &= \frac{1}{12} \frac{A(\text{C})}{N_A} = \\ &= \frac{1}{12} \frac{12}{6,02 \cdot 10^{26}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}. \end{aligned}$$

Количество атомов (молекул) в единице объема однородного вещества называется плотностью атомов (молекул) N и определяется по известным плотности вещества ρ [кг/м³], атомной (молекулярной) массе A и числу Авогадро N_A :

$$N = \frac{\rho}{A} N_A; \quad N = \frac{\rho}{\mu} N_A. \quad (1.2)$$

Так, для урана плотностью $\rho = 18,7 \cdot 10^3$ кг/м³ величина $N = (18,7 \cdot 10^3 / 238) (6,02 \cdot 10^{26}) = 4,8 \cdot 10^{28}$ м⁻³.

Число атомов любого элемента в единице объема вещества

$$N_i = n_i \frac{\rho}{\mu} N_A, \quad (1.3)$$

где n_i — число атомов i -го элемента в молекуле вещества. Для воды с $\rho = 1,0 \times 10^3$ кг/м³ и $\mu = 18$ число атомов водорода в 1 м³ равно $N_H = 2(1 \cdot 10^3 / 18) \cdot 6,02 \cdot 10^{26} = 6,6 \cdot 10^{28}$.

За единицу энергии в ядерной физике принимается один электрон-вольт (эВ). Один электрон-вольт равен энергии, которую приобретает один электрон (его заряд $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) при прохождении точек электрического поля, разность потенциалов между которыми равна 1 В. Работа, совершаемая в этом поле над зарядом, равным 1 Кл, равна 1 Дж; тогда 1 эВ = $1,6 \times 10^{-19}$ Дж, или 1 Дж = $6,25 \cdot 10^{18}$ эВ. При рассмотрении ядерных реакций, в которых участвуют ядерные силы, существенно превышает атомные взаимодействия, удобнее измерять энергию, используя единицу,

равную 10^6 эВ = 1 МэВ. Например, для расщепления ядра дейтерия (отделения нейтрона от протона) требуется энергия около 2,2 МэВ.

По формуле Эйнштейна (1.1) определим энергию массы, равной 1 а. е. м.:

$$\begin{aligned} E &= mc^2 = 1,66 \cdot 10^{-27} (3 \cdot 10^8)^2 = \\ &= 1,49 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 931 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

В ядрах атомов вещества скрыты огромные запасы энергии. При ядерных реакциях деления освобождается примерно 1/1000 доля полной энергии делящегося вещества; при термоядерных реакциях слияния легких ядер (синтеза легких ядер) освобождается примерно 1/130 — 1/150 доля полной энергии вещества (полной энергии дейтерия и трития).

Строение атома. Атом состоит из элементарных частиц, при этом внутри атома происходят весьма сложные физические процессы. Атом состоит из ядра и электронов. Ядро заряжено положительно и представляет собой совокупность положительно заряженных протонов и электрически нейтральных нейтронов. Оболочка, заряженная отрицательно, состоит из электронов. Заряд электрона e^- равен заряду протона e^+ , но противоположен по знаку. За единицу электрического заряда (элементарного единичного заряда) принято считать положительный заряд протона, равный $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Частицы могут быть заряжены положительно или отрицательно, но по значению заряд их обязательно кратен заряду протона (электрона).

Положительный заряд ядра равен $e+Z$, где Z — порядковый номер элемента в Периодической системе элементов Д. И. Менделеева. Именно зарядом атомного ядра (следовательно, числом протонов) отличаются атомы одного элемента от атомов другого. Элементом называют вид атомов, ядра которых имеют одинаковый заряд. Порядковый номер элемента Z называют атомным номером или атомным числом.

В обычных условиях число электронов в оболочке равно числу протонов в ядре, соответственно суммарный заряд ядра $e+Z$ компенсируется суммарным зарядом электронов $e-Z$, поэтому атом электрически нейтрален.

Структура атомного ядра. Атомное ядро состоит из Z протонов и N нейтронов. Масса протона в 1835 раз и нейтрона в 1837 раз больше массы электрона, вследствие чего почти вся масса атома сосредоточена в ядре. Ядро находится в центре атома и занимает очень малую часть объема атома.

Массы покоя протона и нейтрона мало отличаются от атомной единицы массы и равны соответственно $m_p = 1,007276$ а. е. м., $m_n = 1,008665$ а. е. м. Общее название протона и нейтрона — нуклон. Количество нуклонов в ядре называют массовым числом и обозначают $A = Z + N$. Масса атома или ядра близка к значению A , вы-

раженному в атомных единицах массы. Атомное ядро обозначают химическим символом самого элемента, которому оно принадлежит, а слева сверху химического символа пишут массовое число A и слева снизу — атомный номер Z . Например, ядро обычного водорода состоит лишь из одного протона, следовательно, $A=1$ и $Z=1$, ^1_1H , ядро урана $^{238}_{92}\text{U}$, плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$ и т. п.

При качественном анализе атомы элементов также обозначают указанием названия элемента и его массового числа A : ^{16}O , ^{238}U .

Не все атомы того или иного элемента, обладая одинаковыми химическими свойствами и зарядом (число протонов), имеют одинаковую массу. Это объясняется тем, что число нейтронов в ядре одного и того же элемента может быть различным и химическое свойство атомов от этого не меняется. Атомы, ядра которых имеют одинаковое число протонов, но разные числа нейтронов, а следовательно, одинаковый заряд, но различную массу, называют изотопами.

Атомы, ядра которых состоят из точно определенного числа протонов и нейтронов и характеризуются ядерным энергетическим состоянием, называют нуклидами. Нуклид является изотопом соответствующего элемента.

Размер ядра. Размер атома определяется внешним слоем электронной оболочки. Радиус орбиты электрона в атоме водорода составляет $0,46 \cdot 10^{-10}$ м, а радиус ядра атома водорода (протона) $1,4 \cdot 10^{-15}$ м. Ядра атомов других нуклидов можно представить как совокупность тесно упакованных нуклонов, заполняющих сферический объем $V = (4/3)\pi R^3$. Тогда объем V прямо пропорционален числу нуклонов A . Отсюда следует приближенная формула для расчета радиусов ядер, м:

$$R \approx 1,5 \cdot 10^{-15} A^{1/3}. \quad (1.5)$$

Диаметр ближайшего к ядру слоя электронов примерно в $3 \cdot 10^4$ раз превосходит диаметр ядра, поэтому диаметр атома в 10^4 — 10^5 раз больше диаметра ядра.

Дефект массы и энергия связи. Суммарная масса свободных нуклонов, образующих ядро, несколько больше массы покоя ядра, так как в ядре нуклоны находятся в связанном состоянии. Разность этих масс называют дефектом массы и обозначают ΔM . Отсюда следует, что при синтезе ядра из свободных нуклонов часть массы как бы исчезает. На самом деле, согласно (1.1), эта масса эквивалентна энергии, которая освобождается в таком процессе. Наоборот, для того чтобы расщепить ядро на составляющие его нуклоны, нужно затратить энергию, эквивалентную дефекту массы ΔM . Эту энергию называют полной энергией связи ядра.

Дефект массы ядра нуклида с массовым числом A и порядковым номером Z

определяется из следующего выражения:

$$\Delta M(Z, A) = Zm_p + (A-Z)m_n - M_{\alpha}(Z, A), \quad (1.6)$$

где m_p — масса покоя свободного протона; m_n — масса покоя свободного нейтрона; $M_{\alpha}(Z, A)$ — масса ядра нуклида. Учитывая, что энергия, соответствующая атомной единице массы (1.4), равна 931 МэВ, получаем выражение для энергии связи, МэВ

$$E_c = 931 \Delta M, \quad (1.7)$$

где ΔM — дефект массы, а. е. м. Например, полная энергия связи ядра гелия равна 28,3 МэВ, урана — 1780 МэВ.

Важной характеристикой ядер является средняя (удельная) энергия связи, приходящаяся на один нуклон, т. е. $\epsilon = E_c/A$. Для ядра гелия $\epsilon = 7,07$ МэВ. Зависимость средней энергии связи ϵ от массового числа стабильных нуклидов показана на рис. 1.1.

Энергия связи отдельного нуклона в ядре ϵ_n может отличаться от средней энергии связи нуклона. Значение ϵ_n меняется в широких пределах в зависимости от четности или нечетности числа протонов и нейтронов в ядре. Энергия связи четного протона или нейтрона, присоединенного к ядру, больше, чем средняя энергия связи нуклона, и, наоборот, энергия связи нечетного протона или нейтрона заметно меньше, чем средняя энергия связи нуклона. В среднем разница энергий связи нечетного протона или нейтрона и предшествующего ему присоединенного четного протона или нейтрона составляет 1—3 МэВ.

Анализ кривой $\epsilon = f(A)$ на рис. 1.1 указывает на два возможных направления получения (освобождения) ядерной энергии: соединение (синтез) ядер легких нуклидов и образование более тяжелых ядер; деление ядер тяжелых нуклидов на нуклиды со средними массовыми числами.

Рассмотрим первое направление на примере синтеза ядра гелия ${}^4_2\text{He}$, которое образуется из двух ядер дейтерия — дейтронов:

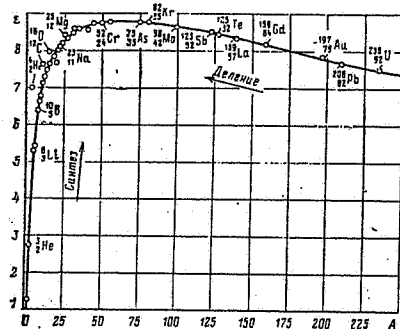
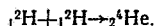


Рис. 1.1. Зависимость средней энергии связи ϵ , приходящейся на один нуклон, от массового числа нуклида A

Средняя энергия связи на один нуклон ядра дейтерия составляет 1,11 МэВ. Энергия связи двух ядер дейтерия

$$E_c = 2 \cdot 1,11 + 2 \cdot 1,11 = 4,44 \text{ МэВ}.$$

Ядро гелия ${}^4_2\text{He}$ имеет среднюю энергию связи на один нуклон 7,07 МэВ. Полная энергия связи ядра гелия равна $7,07 \times 4 = 28,3$ МэВ. Разность энергий связи ядра гелия и двух ядер дейтерия составляет $28,30 - 4,44 = 23,86$ МэВ. Следовательно, при образовании ядра гелия из двух ядер дейтерия освобождается 23,86 МэВ энергии. При этом на один нуклон приходится $\epsilon = 23,86/4 = 5,97$ МэВ.

Рассмотрим второе направление на примере деления ядра урана ${}^{235}_{92}\text{U}$. Если разделить ядро урана на два ядра с массовыми числами 139 и 96, например на ядро лантана ${}^{139}_{57}\text{La}$ и ядро молибдена ${}^{96}_{42}\text{Mo}$, у которых средняя энергия связи нуклона на основании кривой рис. 1.1 равна соответственно 8,4 и 8,5 МэВ, то суммарная энергия связи этих ядер (осколков деления) $E_c = 139 \cdot 8,4 + 96 \cdot 8,5 = 1987$ МэВ.

Средняя энергия связи нуклона в ядре урана ${}^{235}_{92}\text{U}$ равна 7,6 МэВ, полная энергия связи $E_c = 235 \cdot 7,6 = 1785$ МэВ.

Разность энергий связи осколков деления и ядра урана равна 202 МэВ. Освобождаемая энергия, приходящаяся на один нуклон, равна $202 : 235 = 0,86$ МэВ. Действительно, примерно такое количество энергии освобождается при делении ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ на два осколка, т. е. на два более легких ядра.

Отношение количества выделившейся энергии на один нуклон при синтезе ядер дейтерия к энергии деления ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$ составляет $5,97/0,86 \approx 7$. Следовательно, при ядерной реакции синтеза 1 кг дейтерия выделяет примерно в 7 раз больше энергии, чем при реакции деления 1 кг ${}^{235}_{92}\text{U}$.

1.2. РАДИОАКТИВНОСТЬ

Общие свойства радиоактивности. Атомные ядра большинства нуклидов естественных элементов устойчивы. Однако существует значительное число нуклидов, в основном искусственного происхождения, обладающих свойством радиоактивности, т. е. способностью к самопроизвольному (спонтанному) распаду ядер с излучением частиц, имеющих ядерное происхождение (α -частиц, электронов, γ -излучения и т. п.), или спонтанному делению на два ядра с меньшими массовыми числами. Такой распад называют радиоактивным распадом. Он происходит из-за наличия в ядрах избыточного числа нейтронов или протонов по сравнению с равновесным соотношением числа протонов и нейтронов в устойчивых ядрах того же нуклида. Радиоактивный распад ядер необратим и за-

висит только от внутреннего строения ядра. Изменение внешних условий (температуры, давления, агрегатного состояния, магнитного и электрического полей и т. п.) не влияет на закономерности радиоактивного распада.

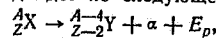
Различают два типа радиоактивных ядер: естественные и искусственные. Естественные радиоактивные ядра — это ядра нуклидов, встречающихся в природе. Искусственные радиоактивные ядра нуклидов получают облучением (бомбардировкой) нейтронами, протонами или другими частицами ядер стабильных нуклидов в ускорителях, а также в результате переработки продуктов деления, образующихся в ядерных реакторах.

Во многих случаях радиоактивный распад не всегда сразу заканчивается получением устойчивого ядра. Очень часто наблюдается целая последовательность радиоактивных распадов, в которой дочерние ядра нуклидов, получающиеся в результате предыдущего распада, являются материнскими ядрами нуклидов для последующего распада. Эта последовательность, называемая радиоактивным семейством или рядом, заканчивается получением устойчивого ядра.

Имеется всего три естественных радиоактивных семейства: семейство урана, начало которому дает ${}^{238}_{92}\text{U}$, семейство актиния — ${}^{235}_{92}\text{U}$ и семейство тория — ${}^{232}_{90}\text{Th}$. Эти семейства заканчиваются соответственно стабильными ядрами изотопов свинца: ${}^{206}_{82}\text{Pb}$, ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ и ${}^{208}_{82}\text{Pb}$.

Альфа-распад. При α -распаде из радиоактивных ядер испускаются α -частицы, представляющие собой ядра ${}^4_2\text{He}$. Заряд α -частицы равен $2e$, масса $m_\alpha = 4,0026$ а. е. м. α -Распад характерен для ядер с большим массовым числом ($A > 200$) с избытком протонов в ядре, у которых с ростом A падает средняя энергия связи нуклона с ядром (см. рис. 1.1). Здесь уменьшение числа нуклонов в ядре приводит к образованию более прочно связанных ядер.

α -Распад идет по следующей схеме:



где ${}^A_Z\text{X}$ — материнское радиоактивное ядро;

${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ — дочернее ядро, заряд которого при α -распаде уменьшается на две единицы, а массовое число — на четыре; E_p — полная энергия распада.

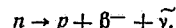
При α -распаде ядер с массовыми числами $A > 200$ $E_p = 4 + 9$ МэВ, что соответствует скорости вылета α -частицы из ядра $v_\alpha \approx (1 + 2) \cdot 10^7$ м/с. После вылета α -частицы из ядра она в основном электростатически взаимодействует с электронами в атомах и при этом проходит определенное расстояние, прежде чем потеряет всю кинетическую энергию. В среде атмосферного воздуха дальность полета α -частиц, испускаемых естественными α -излучателями

($E_\alpha = 4 + 9$ МэВ), не превышает 9 см, например алюминиевая пластинка толщиной 0,02 мм почти полностью задерживает α -частицы. На своем пути в веществе α -частицы присоединяют свободные электроны и превращаются в атомы гелия.

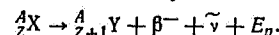
Наряду с α -распадом для ядер нуклидов с большими массовыми числами (тория, урана, плутония и т. п.) возможно, но крайне редко, самопроизвольное деление ядер с образованием двух осколков деления, т. е. ядер с меньшими массовыми числами. Например, ядро ${}^{238}_{92}\text{U}$ подвергается как α -распаду, так и спонтанному делению. Однако для ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ вероятность спонтанного деления в $2 \cdot 10^6$ раз меньше вероятности α -распада, что соответствует примерно семи делениям в 1 кг ${}^{238}_{92}\text{U}$ за 1 с. При спонтанном делении испускаются свободные нейтроны (2—3 нейтрона на один акт деления).

β -Распад. При β -распаде из радиоактивных ядер испускаются β -частицы, состоящие либо из электронов (β^- -распад), либо позитронов (β^+ -распад). Позитрон e^+ — элементарная электрически заряженная частица, имеющая ту же массу, что и электрон. Заряд позитрона равен заряду электрона, но противоположен по знаку. Разновидностью β^+ -распада является K -захват, т. е. захват ядром электрона с ближайшей к ядру K -оболочки. Кроме электронов (позитронов) при β -распаде испускается нейтрино ν (антинейтрино $\bar{\nu}$). Нейтрино (антинейтрино) — элементарная электрически нейтральная частица, которая практически не взаимодействует с веществом.

β^- -Распад происходит в том случае, если в ядре содержится избыток нейтронов по сравнению с равновесным составом ядра. Здесь нейтрон превращается в протон, а из ядра испускается электрон и антинейтрино

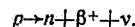


β^- -Распад идет по следующей схеме:

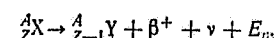


Таким образом, в результате β^- -распада число нейтронов в ядре уменьшается на единицу, число протонов (заряд ядра) увеличивается на единицу $Z_1 = Z + 1$, а массовое число ядра не изменяется $A = A_1$. В результате образуется новый нуклид с порядковым номером на единицу больше, чем у исходного.

β^+ -Распад происходит, когда протонов в ядре больше, чем необходимо для стабильного состава ядра. При β^+ -распаде протон ядра превращается в нейтрон и при этом испускаются позитрон и нейтрино



β^+ -Распад идет по следующей схеме:



При β -распаде практически вся энергия распада переходит в кинетическую энергию β -частицы (позитронов или электронов) и нейтрино (антинейтрино).

При β -распаде максимальная скорость β -частицы, покидающей ядро, колеблется от 0,3 до 1 с. β -Частица после вылета из ядра взаимодействует с электрическими полями атомов или ядер вещества и теряет свою энергию. Эта потеря энергии происходит как вследствие ионизации атомов вещества (так же как при движении α -частицы), так и за счет тормозного излучения — излучения фотонов, которые испускает β -частица при электростатическом торможении в электрическом поле ядра.

Замедленный позитрон может также оторвать от атома внешние электроны и аннигилировать вместе с ними, т. е. исчезнуть с испусканием γ -квантов с суммарной энергией, равной удвоенной массе покоя электрона, $2 \cdot 0,51 \text{ МэВ} = 1,02 \text{ МэВ}$.

Инерционность β -частицы существенно меньше инерционности α -частицы из-за малости ее массы. Поэтому при взаимодействии с электронами атома и ядрами β -частица сильно отклоняется от своего первоначального направления, образуя извилистую траекторию движения. Эффективный пробег β -частицы $R_{\beta\phi}$, т. е. толщина такого слоя вещества, за пределы которого β -частицы не проходят, для электронов с энергией 5 МэВ составляет: в воздухе около 20 м, в воде 2,5 см, в алюминии 9,5, в свинце 2,5 мм.

γ -Излучение ядер. При α - или β -распаде дочернее ядро может находиться в возбужденном состоянии. Если возбужденные ядра имеют избыточную энергию, меньшую энергии связи нуклона в ядре, то освобождение ядра от этой энергии происходит за счет γ -излучения, представляющего собой жесткое электромагнитное излучение. Энергия γ -излучения составляет несколько мегаэлектрон-вольт, длина волны от 10^{-10} до $5 \cdot 10^{-14}$ м. Поток γ -квантов обладает наибольшей проникающей способностью. В веществе γ -кванты теряют свою энергию и поглощаются (исчезают) за счет трех независимых процессов: комптон-эффекта, фотоэффекта и образования электронно-позитронных пар. Каждый из этих процессов характеризует взаимодействие γ -кванта соответственно с электронами, атомами и ядрами.

В отличие от α - и β -частиц, которые имеют конечную среднюю свободную длину пробега в веществе, ослабление потока γ -квантов в веществе на расстоянии z подчиняется экспоненциальной зависимости типа $\exp(-\mu z)$, где μ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения, m^{-1} . Коэффициент μ имеет смысл обратной длины, на которой поток γ -квантов ослабляется в e раз и характеризует ослабляющие свойства среды.

Коэффициент μ зависит от плотности и порядкового номера элемента в Периодиче-

ской системе элементов. Вещества, имеющие большую плотность, интенсивнее поглощают γ -кванты; например свинец поглощает γ -кванты лучше алюминия. Для практически полного поглощения потока γ -квантов (ослабление потока в 10^4 раз) с энергией $E_\gamma = 2 \text{ МэВ}$ необходим слой алюминия толщиной 1,2, а свинца около 0,2 м.

Потоки α -частиц, электронов, позитронов, γ -квантов, нейтронов и других частиц при взаимодействии с веществом прямо или косвенно вызывают ионизацию его атомов, поэтому эти потоки называют ионизирующим излучением.

Закон радиоактивного распада. Радиоактивный распад подчиняется статистическим законам, откуда следует, что только в тех случаях, когда имеется большое число распадающихся ядер, выполняются определенные закономерности при их распаде. Оказывается, что отношение числа распадов ядер данного нуклида в единицу времени к общему числу ядер этого нуклида в образце является постоянной величиной и зависит только от вида радиоактивного нуклида. Эту постоянную величину называют постоянной радиоактивного распада (постоянной распада) данного нуклида и обозначают λ , s^{-1} .

Предположим, что в момент времени t имеется $N(t)$ радиоактивных ядер в образце, пусть за интервал времени dt распалось dN ядер, тогда доля ядер в образце, распавшихся за время dt

$$dN/N = -\lambda dt. \quad (1.8)$$

Знак минус показывает уменьшение числа ядер вследствие радиоактивного распада. Интегрируя выражение (1.8), получаем

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (1.9)$$

где N_0 — число радиоактивных ядер или атомов в образце в некоторый фиксированный момент времени, принятый за начало отсчета, т. е. при $t=0$. Из (1.9) следует, что число еще нераспавшихся ядер уменьшается экспоненциально со временем (рис. 1.2). Уравнение (1.9) называют законом ра-

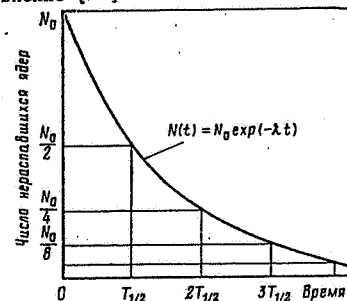


Рис. 1.2. Зависимость числа нераспавшихся радиоактивных ядер в образце от времени

диоактивного распада. Физический смысл этого закона заключается в том, что существует некоторая вероятность (равная постоянной λ) того, что любое ядро в образце распадется в течение 1 с.

Из (1.9) можно получить среднее время жизни радиоактивных ядер τ , которое, по определению, равно отношению суммы времен существования всех распавшихся ядер к числу этих распавшихся ядер. В промежутке времени между t и $t+dt$ распадается $dN(t) = -\lambda N(t)dt$ ядер, каждое из которых существовало до распада время t . Суммарное время жизни этих ядер равно $\int_0^\infty t \lambda N(t) dt$. Суммарное время жизни N_0

ядер равно $\int_0^\infty t \lambda N(t) dt$, тогда, по определению, среднее время жизни радиоактивных ядер

$$\tau = (1/N_0) \int_0^\infty t \lambda N(t) dt = \lambda \int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt = 1/\lambda. \quad (1.10)$$

Подставляя $t = \tau = 1/\lambda$ в (1.9), получаем, что среднее время жизни τ равно промежутку времени, в течение которого число радиоактивных ядер в образце уменьшается в e раз. Из (1.10) следует, что чем больше λ , тем меньше время жизни ядер, т. е. тем быстрее они распадаются.

На практике вместо среднего времени жизни чаще используется другая временная характеристика радиоактивного распада — период полураспада $T_{1/2}$, по определению равный промежутку времени, в течение которого число радиоактивных ядер в образце уменьшается в 2 раза.

За период полураспада $T_{1/2}$ число нераспавшихся ядер равно $N(T_{1/2}) = (1/2)N_0$. Из (1.9) можно найти связь между $T_{1/2}$ и λ . Подставив $T_{1/2}$ и $N(T_{1/2})$ в (1.9), получим

$$(1/2)N_0 = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}).$$

Отсюда следует

$$T_{1/2} = \ln 2/\lambda = \tau \ln 2 = 0,693\tau. \quad (1.11)$$

Период полураспада для различных нуклидов изменяется от нескольких долей секунды до миллиардов лет. При этом из (1.9) следует, что через время $t \approx 10T_{1/2}$ распадаются практически все ядра, так как после такого промежутка времени остается всего одна тысячная доля первоначального числа ядер.

В цепочке радиоактивных распадов накопление радиоактивных дочерних ядер зависит от скоростей распада как материнских, так и самих дочерних ядер. Пусть λ_1 и λ_2 — постоянные распада соответственно материнских и дочерних ядер. Изменение во времени числа материнских ядер будет подчиняться зависимости (1.9), а для изменения во времени числа дочерних ядер можно получить следующую зависимость:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{01} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \quad (1.12)$$

при условии, что при $t=0$, $N_1=N_{01}$, а $N_2=0$.

Активность нуклида. Число распадов ядер в секунду во всем объеме образца называют активностью радиоактивного образца и обозначают A . Вероятность распада радиоактивного ядра в секунду равна λ , тогда вероятность распада N ядер, содержащихся в образце, равна $A = \lambda N$.

Единица активности нуклида в радиоактивном источнике — беккерель (Бк). До 1975 г. она имела наименование распад в секунду (расп/с).

Определим активность образца массой 1 г, содержащего изотоп радия ^{226}Ra . Период полураспада этого изотопа $T_{1/2} = 1602$ года, или $5,09 \cdot 10^{10}$ с. Число атомов в 1 г радия

$$N = \frac{N_A}{B} \cdot 0,001 = \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-3}}{226} = 2,68 \cdot 10^{21},$$

где $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро. Тогда активность 1 г изотопа ^{226}Ra

$$A = \frac{0,693}{T_{1/2}} N = \frac{0,693}{5,09 \cdot 10^{10}} \cdot 2,68 \cdot 10^{21} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

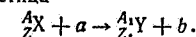
Число $A = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк является внесистемной единицей активности и носит название кюри (Ки). Часто используют единицу, в 10^3 раз меньшую 1 Ки, — милликюри: 1 мКи = $3,7 \cdot 10^7$ Бк, и в 10^6 раз меньшую 1 Ки, — микрокюри: 1 мкКи = $3,7 \cdot 10^4$ Бк.

Иногда в качестве характеристики активности образца используют удельную активность, которая равна активности единицы массы или объема образца (Ки/кг, Ки/л).

1.3. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Общие представления о ядерных реакциях. Ядерные реакции представляют собой процесс, в котором происходит перестройка ядра атома: расщепление или слияние ядер, превращение одних ядер в другие либо самопроизвольно, как в случае радиоактивности, либо в результате бомбардировки ядра элементарными частицами или γ -квантами.

Принято ядерные реакции записывать в виде уравнений в символах. В левой части уравнения указываются ядро-мишень и бомбардирующая частица, справа даются продукты реакции — конечное ядро и вылетающая частица

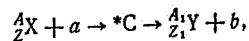


Сокращенная запись ядерной реакции имеет вид ${}_Z^AX(a, b){}_Z^AY$. Тип ядерной ре-

акции определяется бомбардирующей и вылетающей частицами. Говорят, что данная реакция относится к реакции (a, b). Символами a и b могут быть обозначены нейтрон n, α-частица, дейтрон d, γ-квант, протон p, ядра других атомов и т. д.

Обычно ядерные реакции протекают в две стадии. Первая стадия состоит в поглощении бомбардирующей частицы a ядром-мишенью и образовании промежуточного (составного) возбужденного ядра. Время жизни составного ядра равно 10^{-14} — 10^{-13} с. Вторая стадия реакции состоит в распаде составного ядра с испусканием частицы b. Если испускается та же бомбардирующая частица a, то вместо ядерной реакции наблюдается рассеяние.

Запись уравнения ядерной реакции с учетом составного ядра имеет вид



где *C — химический символ составного ядра, звездочка сверху указывает на возбужденное состояние ядра.

В ядерных реакциях выполняются законы сохранения энергии, импульса, числа нуклонов и заряда, так же как и в процессе радиоактивных распадов. Из законов сохранения энергии и импульса можно получить энергию возбуждения составного ядра $E_{\text{в}}$. Величина $E_{\text{в}}$ равна сумме энергии связи ϵ_a частицы a в составном ядре и той части кинетической энергии частицы E_a , которая перешла в энергию покоя составного ядра:

$$E_{\text{в}} = \epsilon_a + \frac{A}{A + m_a} E_a, \quad (1.13)$$

где m_a — масса покоя частицы a. Часть кинетической энергии частицы $m_a E_a / (A + m_a)$, перешедшая в кинетическую энергию составного ядра, в ядерной реакции не участвует. Если $m_a \ll A$, то

$$E_{\text{в}} \approx \epsilon_a + E_a. \quad (1.14)$$

Энергия возбуждения составного ядра, как и энергия других ядер, может принимать только вполне определенные значения, поэтому не любое количество энергии может быть передано ядру в качестве энергии возбуждения, а только вполне определенный набор энергий, совпадающих с каким-либо энергетическим уровнем составного ядра. Энергия связи частицы в ядре ϵ_a для данной пары частица — ядро является постоянной, поэтому совпадение значения $E_{\text{в}}$ (1.14) с каким-либо энергетическим уровнем составного ядра может быть только за счет кинетической энергии частицы E_a . Таким образом, ядерная реакция может идти только при фиксированных значениях кинетической энергии частицы E_a , в противном случае составное ядро не образуется и происходит просто рассеяние частицы ядром-мишенью.

Ядерные реакции могут проходить как с выделением энергии — экзотермические (экзотермические), так и с погло-

щением дополнительной энергии — эндотермические (эндотермические). Если энергия взаимодействующих частиц недостаточна, то эндотермическая ядерная реакция не произойдет, а будет наблюдаться просто рассеяние частицы ядром-мишенью. Из закона сохранения энергии можно определить энергию E_p , которая выделяется или поглощается в результате ядерной реакции. Энергия E_p равна разности между суммой масс (полных энергий) исходных частицы и ядра нуклида-мишени A_ZX и суммой масс (полных энергий) вылетающей частицы и ядра нуклида ${}^A_{Z_1}Y$ — продуктов реакции.

Нейтронные реакции. Для ядерных реакторов особое значение имеют ядерные реакции взаимодействия нейтронов с ядрами атомов. В отличие от заряженных частиц нейтрону как нейтральной частице не требуется значительной энергии, чтобы проникнуть внутрь ядра. Поэтому нейтроны особенно эффективно вызывают ядерные реакции.

При столкновении нейтрона с ядром в основном могут происходить следующие реакции: упругое рассеяние ${}^A_ZX(n, n){}^A_ZX$; неупругое рассеяние ${}^A_ZX(n, n'){}^A_ZX$; радиационный захват ${}^A_ZX(n, \gamma){}^A_{Z_1}Y$; испускание заряженных частиц ${}^A_ZX(n, p){}^A_{Z_1}Y$ и др.;

деление ${}^A_ZX(n, \text{несколько } n \text{ и } \gamma)$ — осколки деления).

В зависимости от кинетической энергии нейтрона и типа ядра при столкновении их может быть получен любой из указанных выше процессов. В ядерных реакторах наиболее важное значение имеют реакции ядер с нейтронами, обладающими кинетической энергией менее 2—3 МэВ. Первоначальную минимальную кинетическую энергию бомбардирующей частицы, необходимую для осуществления ядерной реакции, называют пороговой энергией данной реакции. Для того чтобы произошла ядерная реакция, кинетическая энергия нейтрона должна быть выше пороговой энергии данной реакции.

При упругом рассеянии внутреннее состояние частиц не меняется и суммарная кинетическая энергия системы ядро — нейтрон остается постоянной. Происходит только перераспределение кинетической энергии между нейтроном и ядром. При неупругом рассеянии внутреннее состояние частиц меняется, ядро захватывает нейтрон, а затем в свою очередь испускает нейтрон, но с меньшей кинетической энергией и далее излучает γ-кванты. В результате неупругого рассеяния кинетическая энергия системы ядро — нейтрон становится меньше на энергию γ-квантов.

Реакция деления происходит при бомбардировке ядер некоторых тяжелых элементов нейтронами, которые, не облада-

Таблица 1.1. Основные типы реакций, идущих в ядерных реакторах

Реакция	Обозначение реакции	Обозначение сечения	Уравнение реакции	Примечание
Упругое рассеяние	(n, n)	σ_s, Σ_s	${}^1_0\text{H} + n \rightarrow {}^1_0\text{H} + n$ ${}^{12}_6\text{C} + n \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + n$	Замедление нейтронов деления в замедлителе в активной зоне и в биологической защите, отражение в отражателе
Неупругое рассеяние	(n, n')	σ_{in}, Σ_{in}	${}^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow {}^{238}_{92}\text{U} + n + \gamma$ ${}^{90}_{40}\text{Zr} + n \rightarrow {}^{90}_{40}\text{Zr} + n + \gamma$	Замедление нейтронов деления в активной зоне, конструкционных материалах, в биологической защите
Радиационный захват нейтронов	(n, γ)	$\sigma_{\gamma}, \Sigma_{\gamma}$	${}^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow {}^{239}_{92}\text{U} + \gamma$ ${}^{90}_{40}\text{Zr} + n \rightarrow {}^{91}_{40}\text{Zr} + \gamma$ ${}^{23}_{11}\text{Na} + n \rightarrow {}^{24}_{11}\text{Na} + \gamma$ ${}^{113}_{48}\text{Cd} + n \rightarrow {}^{114}_{48}\text{Cd} + \gamma$	Поглощение нейтронов в активной зоне, конструкционных материалах, теплоносителях, замедлителе, биологической защите Поглощение нейтронов в регулирующих стержнях, выполненных из кадмия
Реакция деления	(n, f)	σ_f, Σ_f	${}^{235}_{92}\text{U} + n \rightarrow {}^A_{Z_1}\text{X} + {}^A_{Z_2}\text{Y} + \nu n + k\gamma$	Основная реакция, в результате которой освобождается ядерная энергия, получаемая в ядерных реакторах
Реакция удвоения нейтронов	(n, 2n)	σ_{2n}, Σ_{2n}	${}^{12}_6\text{C} + n \rightarrow {}^{11}_6\text{C} + 2n$	Используется для регистрации плотности потока нейтронов с энергией выше пороговой
Реакция с испусканием α-частицы	(n, α)	$\sigma_{\alpha}, \Sigma_{\alpha}$	${}^{10}_5\text{B} + n \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha$	Поглощение нейтронов в регулирующих стержнях, выполненных из бора. Регистрация замедленных нейтронов
Реакция с испусканием протонов	(n, p)	σ_p, Σ_p	${}^{16}_8\text{O} + n \rightarrow {}^{16}_7\text{N} + p$	Реакция, приводящая к активации воды I контура реактора
Реакция с испусканием нейтронов под действием α-излучения	(α, n)	$\sigma_{(\alpha, n)}, \Sigma_{(\alpha, n)}$	${}^9_4\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + n$	Используется для получения нейтронов в источниках нейтронов, применяемых при физическом пуске реактора
Фотонейтронные реакции	(γ, n)	$\sigma_{(\gamma, n)}, \Sigma_{(\gamma, n)}$	${}^2_1\text{D} + \gamma \rightarrow {}^1_1\text{H} + n$	Реакция фоторасщепления дейтерия, содержащегося в воде, используемой в качестве теплоносителя. Имеет определенное значение для увеличения числа нейтронов перед физическим пуском реактора

даже большой кинетической энергией, вызывают деление этих ядер на два осколка с одновременным освобождением нескольких (обычно 2—3) нейтронов. При бомбардировке ядер урана или других тяжелых элементов нейтронами больших энергий ($E_n > 10$ МэВ), например нейтронами космического излучения, они расщепляют ядра на несколько осколков, и при этом вылетают (освобождаются) десятки нейтронов. Из ядерных нейтронных реакций лишь реакция деления поддерживает цепную ядерную реакцию и является основой в процессе освобождения ядерной энергии.

В табл. 1.1 приведены примеры основных типов нейтронных ядерных реакций, имеющих важное значение в ядерных реакторах.

Эффективные сечения реакции. При осуществлении ядерных реакций кроме типа бомбардирующей частицы, ее энергии и свойств ядра-мишени большое значение имеет вероятность взаимодействия частицы с ядром, т. е. вероятность совершения той или иной ядерной реакции. Можно рассмотреть следующие геометрические интерпретации этого понятия.

Рассмотрим плоский случай. Пусть на тонкой плоской мишени площадью S находится одно ядро с эффективным сечением σ . В направлении, перпендикулярном плоскости мишени, движется нейтрон, который равновероятно в любой точке пересекает площадку S . Тогда вероятность взаимодействия нейтрона с ядром равна σ/S . Если на поверхности мишени находятся N не перекрывающих друг друга ядер (рис. 1.3), то вероятность взаимодействия нейтрона с любым из них равна $\sigma N/S = \sigma N_s$, где $N_s = N/S$ — среднее число ядер на единице площади мишени. Пусть теперь перпендикулярно плоскости этой мишени движется поток нейтронов, имеющих одинаковую кинетическую энергию E_n или, что то же самое, одинаковую скорость. Обозначим Φ — плотность потока нейтронов, которая по определению равна количеству нейтронов, пересекающих за 1 с площадку площадью 1 м², расположенную перпенди-

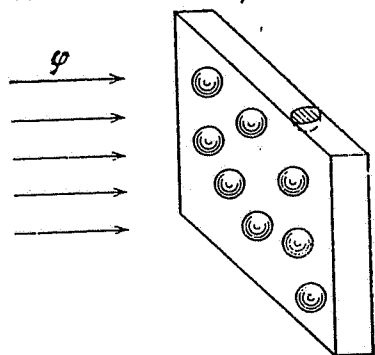


Рис. 1.3. К определению эффективного сечения реакции

кулярно направлению скорости нейтронов. Если плотность нейтронов, т. е. число нейтронов в 1 м³ потока, равна n , а скорость нейтронов v , то $\Phi = nv$, нейтр/(м²·с). Тогда число взаимодействий нейтронов с ядрами мишени C_s , м⁻²·с, на 1 м² мишени за 1 с

$$C_s = \sigma N_s nv = \sigma N_s \Phi. \quad (1.15)$$

Коэффициент пропорциональности σ называют эффективным микроскопическим сечением реакции или кратко микроскопическим сечением. Оно численно равно вероятности взаимодействия нейтрона данной кинетической энергии (скорости) с ядром, если на поверхность мишени падает поток нейтронов плотностью $\Phi = 1$ нейтр/(м²·с), а на 1 м² мишени находится одно ядро ($N_s = 1$ ядро/м²). Преобразуем (1.15) к виду

$$\sigma = C_s / (\Phi N_s).$$

Величина σ представляет собой площадь поперечного сечения такой области пространства около одного ядра-мишени, при пересечении которой нейтроном всегда возникает ядерная реакция. Следует иметь в виду, что сечение реакции не совпадает с геометрическим сечением ядра, поскольку при взаимодействии частиц с ядрами проявляются волновые свойства частиц. Однако по порядку величины сечения реакции и геометрические сечения ядра сопоставимы с площадью поверхности ядра 10^{-28} м² [диаметр ядра составляет около 10^{-14} м (1.5), тогда площадь ядра по порядку величины равна 10^{-28} м²]. Поэтому для удобства за единицу ядерных сечений принят барн: $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$.

Теперь рассмотрим объемный случай. Пусть имеется мишень из однородного вещества, содержащая nV ядер в 1 м³ объема. Пусть в веществе движутся нейтроны с одинаковой кинетической энергией (скоростью). Направления скоростей нейтронов могут быть произвольными. Введем более общее определение плотности потока нейтронов Φ как произведение плотности моноэнергетических нейтронов n , нейтр/м³, на скорость их движения v , м/с, $\Phi = nv$. Плотность потока нейтронов — скалярная величина и равна длине пути, проходимого всеми нейтронами со скоростью v , содержащимися в 1 м³, за 1 с. Отсюда количество моноэнергетических нейтронов, пересекающих произвольную поверхность площадью S , м², т. е. поток моноэнергетических нейтронов через произвольную поверхность S , равен ΦS , нейтр/с. Отметим также, что в реакторной технике часто важно знать число нейтронов всех энергий, пересекающих единицу площади поверхности за конечный промежуток времени t , — флюенс нейтронов F , нейтр/м²:

$$F(t) = \int_0^t \int_0^{\infty} \Phi(E, \tau) dE d\tau.$$

Взаимодействие нейтронов с ядрами мишени не зависит от направления скорости нейтронов, поэтому вероятность взаимодействия одного нейтрона с ядрами в 1 м³ мишени равна σN_v , а число взаимодействий нейтронов с ядрами мишени C_v , м⁻³·с⁻¹, в 1 с в 1 м³ равно

$$C_v = \sigma N_v nv = \sigma N_v \Phi = \Sigma \Phi, \quad (1.16)$$

где произведение

$$\sigma N_v = \Sigma \quad (1.17)$$

называют макроскопическим эффективным сечением ядерной реакции, м⁻¹. Оно показывает вероятность совершения ядерной реакции в 1 м³ данного вещества одним нейтроном, имеющим скорость v , или кинетическую энергию E_n . Микроскопическое сечение σ зависит от типа нуклида, участвующего в реакции, энергии бомбардирующих частиц (нейтронов) и вида реакции.

Обозначим полное эффективное сечение взаимодействия нейтрона с ядром σ_t . После взаимодействия нейтрон может либо рассеяться, либо поглотиться ядром. Вероятность прохождения той или иной реакции характеризуется своими парциальными сечениями. Обозначим σ_s сечение упругого и σ_{n1} — неупругого рассеяния нейтрона, реакций (n, n) и (n, n') , а σ_a — сечение поглощения нейтрона ядром, реакция (n, a) . Тогда

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_{n1} + \sigma_a = \sigma_{is} + \sigma_a, \quad (1.18)$$

где σ_{is} — суммарное сечение упругого и неупругого рассеяния.

Подставив (1.18) в (1.17), получим

$$\Sigma_t = \Sigma_{is} + \Sigma_a, \quad (1.19)$$

где $\Sigma_t = \sigma_t N_v$; $\Sigma_{is} = \sigma_{is} N_v$; $\Sigma_a = \sigma_a N_v$ — полное макроскопическое эффективное сечение взаимодействия нейтрона с ядрами данного нуклида, макроскопическое сечение реакции рассеяния и макроскопическое сечение реакции поглощения нейтрона ядрами данного нуклида соответственно.

Поглощение нейтронов происходит в реакциях (n, γ) , (n, α) деления ядра и т. д. С учетом всех возможных реакций, в которых поглощается нейтрон, сечение поглощения равняется

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_\alpha + \dots, \quad (1.20)$$

где σ_γ — микроскопическое сечение реакции радиационного захвата (n, γ) ; σ_f — микроскопическое сечение реакции деления; σ_α — микроскопическое сечение реакции с испусканием α -частицы (n, α) и т. д. В табл. 1.1 приведены обозначения микроскопических сечений наиболее характерных ядерных реакций.

Для энергий нейтронов меньше 5 МэВ у большинства ядер различных нуклидов реакцией поглощения является радиационный захват нейтронов ($\sigma_a = \sigma_\gamma$). Для ядер тяжелых нуклидов (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{92}U , ^{92}U , ^{94}Pu и т. д.) наряду с радиационным захватом

идет реакция σ_γ . Глядя (1.20) в (1.17), получаем

$$\Sigma_a = \Sigma_\gamma + \Sigma_f + \Sigma_\alpha + \dots, \quad (1.21)$$

где $\Sigma_i = \sigma_i N_v$ (при $i = \gamma, f, \alpha, \dots$) — макроскопическое сечение i -й ядерной реакции. Отметим, что из (1.16) и из определения Σ_a , Σ_{is} , Σ_f и т. д. следует, что за 1 с в 1 м³ вещества при плотности нейтронного потока Φ происходит $\Sigma_a \Phi$ поглощений нейтронов, $\Sigma_{is} \Phi$ актов рассеяния нейтронов, $\Sigma_f \Phi$ делений ядер и т. д.

Из формулы (1.2) для числа атомов в единице объема химического элемента следует

$$\Sigma_i = \sigma_i \frac{\rho}{A} N_A. \quad (1.22)$$

Макроскопическое сечение i -й ядерной реакции смеси элементов или химического соединения равно сумме макроскопических сечений этой реакции для отдельных элементов

$$\Sigma_i = \sigma_{i1} N_1 + \sigma_{i2} N_2 + \dots + \sigma_{in} N_n = \sum_{k=1}^n \sigma_{ik} N_k. \quad (1.23)$$

где N_k ($k = 1, 2, \dots, n$) — число ядер k -го элемента в 1 м³ смеси или химического соединения.

Обозначим λ_i средний свободный пробег нейтрона, т. е. среднее расстояние, проходимое нейтроном между двумя актами выхода i -й реакции с ядрами мишени. За 1 с в 1 м³ мишени совершается C_{vi} актов взаимодействия с выходом i -й реакции, при этом длина пути, пройденного нейтронами, равна плотности потока нейтронов Φ , тогда среднее расстояние между двумя актами взаимодействий с учетом (1.16)

$$\lambda_i = \Phi / C_{vi} = 1 / \Sigma_i. \quad (1.24)$$

Если взаимодействие нейтрона с ядром является реакцией рассеяния, то $\lambda_i = \lambda_{is}$, где $\lambda_{is} = 1 / \Sigma_{is}$ и равняется среднему расстоянию, проходимому нейтроном между двумя последовательными рассеивающими столкновениями. Величину λ_{is} называют средним свободным пробегом до рассеяния (длиной рассеяния). Аналогично для реакции поглощения нейтрона ядром $\lambda_i = \lambda_a$, где $\lambda_a = 1 / \Sigma_a$ равняется среднему полному пути, проходимому нейтроном в среде от рождения до его поглощения, и называется средним свободным пробегом до поглощения (длиной поглощения).

Полная средняя длина свободного пробега равна $\lambda_t = 1 / \Sigma_t$, с учетом (1.19)

$$1 / \lambda_t = 1 / \lambda_a + 1 / \lambda_{is}. \quad (1.25)$$

Микроскопические сечения различных ядерных реакций существенно зависят от энергии нейтрона. С уменьшением энергии нейтронов сечения обычно увеличиваются.

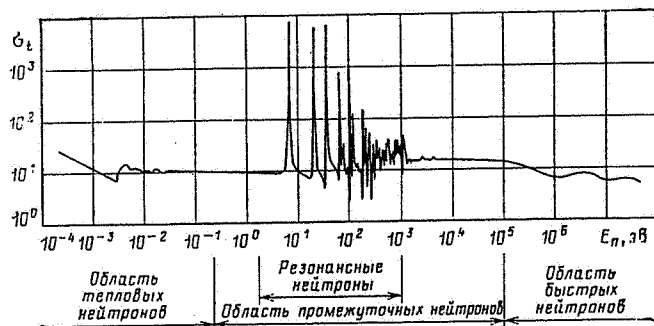


Рис. 1.4. Зависимость полного микроскопического сечения ^{238}U от энергии нейтронов

Это связано с волновыми свойствами нейтрона.

В ядерных реакторах энергия нейтронов изменяется в весьма широком диапазоне — от 10^7 до 10^{-3} эВ, т. е. примерно на 9–10 порядков. Для большинства нуклидов зависимость сечения поглощения σ_a от энергии нейтронов в реакторе имеет свои особенности в трех характерных диапазонах энергий (рис. 1.4), границы между которыми достаточно условны.

Первый диапазон соответствует низким энергиям нейтронов ($0,005 < E_n < 0,2$ эВ). Нейтроны с энергиями, соответствующими этому диапазону, называют **тепловыми**. Это название связано с тем, что здесь энергия нейтронов соизмерима с энергией теплового движения атомов среды. Энергия тепловых нейтронов, соответствующая наиболее вероятной скорости нейтронов v_0 , связана с температурой среды T следующим соотношением:

$$E_n = kT, \quad (1.26)$$

где $k = 8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К — постоянная Больцмана. При комнатной температуре $t = 20^\circ\text{C}$ ($T = 293$ К) наиболее вероятная кинетическая энергия хаотического теплового движения нейтронов $E_n = 0,025$ эВ. Энергия E_n соответствует скорости движения нейтронов $v_n = 2200$ м/с. В первом диапазоне величина σ_a изменяется приблизительно обратно пропорционально скорости нейтронов:

$$\sigma_a = \sigma_{a0} v_0 / v \quad (1.27)$$

или, будучи выраженной через энергию нейтронов,

$$\sigma_a = \sigma_{a0} (0,025/E_n)^{1/2}, \quad (1.27a)$$

где σ_{a0} — сечение поглощения нейтронов при скорости теплового движения нейтронов $v_0 = 2200$ м/с. Уменьшение вероятности поглощения нейтрона ядром с увеличением скорости нейтрона связано с уменьшением длины волны нейтрона при увеличении его скорости. Последнее приводит к уменьшению времени взаимодействия нейтрона с ядром-мишенью и соответственно к умень-

шению импульса силы притяжения между ними $\int F dt$.

Второй диапазон соответствует энергиям нейтронов $0,2 \text{ эВ} < E_n < 0,1 \text{ МэВ}$. Нейтроны, имеющие энергию в этом диапазоне, называют **промежуточными** или **замедляющимися**. В промежуточном диапазоне энергий выделяются поддиапазоны: над тепловых нейтронов с энергиями $0,2 \leq E_n \leq 2$ эВ и резонансных нейтронов с энергиями $2 \leq E_n \leq 10^3$ эВ.

В поддиапазоне резонансных энергий при значениях кинетической энергии нейтронов E_n , соответствующих наиболее вероятным энергетическим уровням составного ядра $E_n = e_n + AE_n/(A+1)$, где e_n — энергия связи нейтрона в составном ядре (см. § 1.1), наблюдается резкое возрастание — в десятки и даже в сотни раз — вероятности поглощения нейтрона ядром и соответствующее увеличение значения σ_a и на кривой $\sigma_a = f(E)$ появляются резонансные максимумы (пики) (см. рис. 1.4). Такое явление называют **резонансным поглощением** нейтронов. При увеличении энергии нейтронов высота пиков падает. Число максимумов может быть различным и зависит от типа нуклида: например, для ^{238}U имеются восемь резонансных максимумов в диапазоне от 6,8 до 10^3 эВ, а для нуклидов кадмия ^{113}Cd и родия ^{101}Rh только один.

Третий диапазон энергий нейтронов находится в интервале $0,1 \leq E_n \leq 10 \text{ МэВ}$. Нейтроны, имеющие энергию, соответствующую этому диапазону, называют **быстрыми**. Сечение поглощения в этом диапазоне энергий по мере роста энергии нейтронов уменьшается (см. рис. 1.4), приближаясь к геометрическому сечению ядра.

Сечения рассеяния всех нуклидов более близки друг к другу и относительно меньше зависят от энергии нейтронов. Для ядер легких нуклидов $\sigma_s \approx 2-6$ б и возрастает до 10–12 б для ядер тяжелых нуклидов. Исключение составляет водород, у которого в широком диапазоне энергий нейтронов

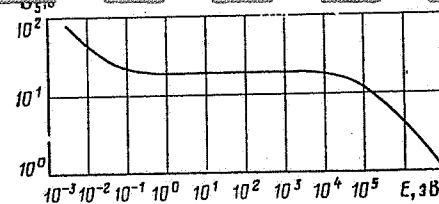


Рис. 1.5. Зависимость микроскопического сечения рассеяния водорода от энергии нейтронов

($E_n = 0,1-10^4$ эВ) (рис. 1.5) сечение σ_s существенно больше и равно приблизительно 20 б.

Микроскопические сечения различных ядерных реакций в ядерной технике являются очень важными параметрами. При использовании в ядерных реакторах тех или иных элементов, нуклидов и соединений для тепловых нейтронов ($E_n = 0,025$ эВ)

Элемент, нуклид, соединение	Относительная атомная масса (для соединений — относительная молекулярная масса)	Нейтронное сечение, б		
		поглощения σ_a	деления σ_f	рассеяния σ_{is}
^1H	1,008	0,33	—	38
H_2O	18,016	0,664	—	103
D_2O	20,03	0,0013	—	13,6
^4He	4,003	0,007	—	0,8
B	10,82	755	—	4
^{10}B	10	3837	—	4
C	12,01	0,0034	—	4,75
Na	22,99	0,515	—	4
Fe	55,85	2,55	—	10,9
Zr	91,22	0,185	—	6,40
Cd	112,4	2450	—	6
^{135}Xe	135	$2,65 \cdot 10^6$	—	—
^{149}Sm	149	$8,25 \cdot 10^3$	—	5
^{232}Th	232	7,56	$0,2 \cdot 10^{-8}$	12,5
U (природный)	238,03	7,59	4,19	8,9
^{238}U	238,05	2,7	—	8,91
^{235}U	235	683 ± 3	582 ± 4	10
^{239}Pu	239	1028 ± 8	742 ± 4	9,6

2*

ны. Однако, прежде чем можно было бы утверждать, что мы знаем сечения взаимодействия ядер атомов этих материалов с нейтронами. В табл. 1.2 приведены микроскопические сечения поглощения, деления и рассеяния для тепловых нейтронов ($E_n = 0,025$ эВ) некоторых нуклидов, элементов с естественной смесью изотопов и соединений, применяемых в реакторостроении. Из табл. 1.2 видно, что в конструкционных материалах крайне нежелательны примеси таких элементов, как бор и кадмий, которые очень сильно поглощают нейтроны. Поэтому принимаются весьма жесткие требования к чистоте и составу материалов, используемых в ядерных реакторах.

В табл. 1.3 приведены значения макроскопических сечений поглощения и рассеяния и средних длин свободного пробега до поглощения и рассеяния тепловых нейтронов для некоторых веществ ($E_n = 0,025$ эВ)

Вещество	$\Sigma_a, \text{м}^{-1}$	$\Sigma_{is}, \text{м}^{-1}$	$\lambda_a, \text{м}$	$\lambda_{is}, \text{м}$
H_2O	2,22	314	0,45	$0,29 \cdot 10^{-2}$
D_2O	$4,4 \cdot 10^{-3}$	45,2	$2,3 \cdot 10^2$	$2,21 \cdot 10^{-2}$
C	$2,7 \cdot 10^{-2}$	38,11	3,7 · 10	$2,62 \cdot 10^{-2}$
Zr	0,794	27,46	1,26	$3,64 \cdot 10^{-2}$
Fe	21,64	92,51	0,046	$1,08 \cdot 10^{-2}$
U	36,68	43,01	0,027	$2,33 \cdot 10^{-2}$

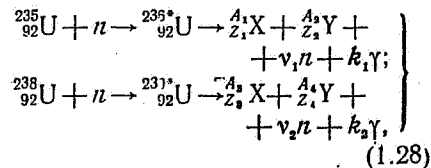
скопических сечений поглощения и рассеяния и длин поглощения и рассеяния тепловых нейтронов ($E_n = 0,025$ эВ) некоторых веществ, используемых в ядерных реакторах. Видно, что единица объема воды, тяжелой воды, углерода и циркония существенно лучше рассеивает тепловые нейтроны, чем поглощает их, причем графит и особенно тяжелая вода обладают чрезвычайно малыми макроскопическими сечениями поглощения тепловых нейтронов. В других материалах, например, в единице объема такого конструкционного материала, как железо, имеет место значительное поглощение тепловых нейтронов.

Деление тяжелых ядер. Среди многих известных ядерных реакций наиболее важное практическое значение имеет реакция деления тяжелых ядер под действием нейтронов, так как в результате каждого акта деления кроме выделения большого количества энергии появляются новые свободные нейтроны, способные вызвать последующие акты деления, и т. д. В результате возможно развитие цепной самоподдерживающейся реакции с выделением огромного количества энергии.

Впервые реакцию деления ядер урана, бомбардируемых нейтронами, наблюдали немецкие ученые

19

О. Ган и Ф. Штрассман в 1939 г. Природный уран в основном состоит из двух изотопов: $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$; реакции деления их ядер идут по следующим схемам:



где $Z_1^A X$, $Z_2^A Y$, $Z_1^A X$, $Z_2^A Y$ — ядра нуклидов — осколки деления, образующиеся в результате реакции деления; ν_1 , ν_2 — среднее количество нейтронов, освобождающихся в результате реакций; k_1 , k_2 — среднее количество γ -квантов, испускаемых осколками деления.

Анализ средней энергии связи нуклона в ядрах (см. § 1.1) показывает, что деление тяжелых ядер, в частности ядер изотопов урана, на два более легких ядра является энергетически выгодным процессом и сопровождается выделением энергии. Однако спонтанное деление тяжелых ядер ($A \leq 240$) без участия нейтронов происходит крайне редко, так как такому делению препятствует энергетический барьер, равный энергии порога деления E_d .

Энергия возбуждения составного ядра (1.14) приблизительно равна сумме энергии связи присоединяющегося к ядру нейтрона и его кинетической энергии: $E_a = \epsilon_n + E_n$. Для ядер нуклидов, находящихся в середине периодической таблицы, энергия порога деления существенно больше энергии возбуждения ($E_d \gg E_a$) даже при взаимодействии этих нуклидов с нейтронами больших энергий ($E_n \approx 10$ МэВ). Только для тяжелых нуклидов ($A = 230 \div 240$) значение E_d оказывается приблизительно равным энергии возбуждения составного ядра E_a при взаимодействии его с нейтронами умеренных энергий ($E_n \leq 1$ МэВ). Поэтому деление составных тяжелых ядер становится существенным процессом по сравнению

с другими процессами распада. Значение E_d для тяжелых ядер слабо зависит от состава ядер и равно $E_d = 5,5 \div 5,9$ МэВ. Для ядер изотопов урана $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ энергия порога деления равна соответственно $E_d = 5,75$ и $5,85$ МэВ. Энергия связи нейтрона для четно-четных ядер $^{236}_{92}\text{U}$ выше, чем для четно-нечетных ядер $^{239}_{92}\text{U}$, и равны соответственно $\epsilon_n = 6,4$ МэВ и $4,76$ МэВ. Таким образом, для ядер $^{235}_{92}\text{U}$ условие деления ($E_a > E_d$) выполняется для нейтронов с любой кинетической энергией, поэтому ядра $^{235}_{92}\text{U}$ делятся нейтронами, обладающими любой кинетической энергией, в том числе тепловыми нейтронами с кинетической энергией, близкой к нулю, $E_n < 0,2$ эВ (беспороговое деление). Для ядер $^{238}_{92}\text{U}$ условие деления выполняется, если нейтрон имеет кинетическую энергию $E_n > 1$ МэВ (пороговое деление), поэтому ядра $^{238}_{92}\text{U}$ делятся только быстрыми нейтронами с кинетической энергией $E_n > 1$ МэВ.

Зависимость микроскопических сечений деления от энергии нейтронов для $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ показана на рис. 1.6.

Кроме ядер $^{235}_{92}\text{U}$ под воздействием тепловых нейтронов делятся ядра $^{233}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ (четно-нечетные нуклиды). Эти нуклиды называют делящимися. Вещества, в состав которых входят делящиеся нуклиды, называют ядерным топливом. Нуклиды $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ не встречаются в природе, их получают искусственным путем в цепочках превращений

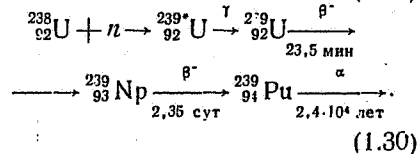
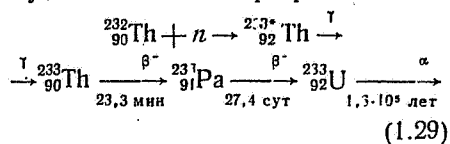
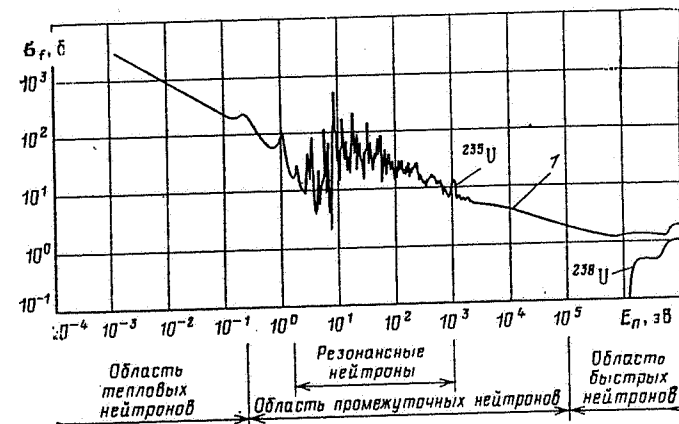


Рис. 1.6. Зависимость микроскопических сечений деления $^{235}_{92}\text{U}$ (кривая 1) и $^{238}_{92}\text{U}$ (кривая 2) от энергии нейтронов



Здесь под стрелками указаны периоды полураспада соответствующих радиоактивных нуклидов. В результате последовательных превращений образуются делящиеся нуклиды $^{233}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$. Эти нуклиды подвержены α -распаду (см. § 1.2), но с очень большими периодами полураспада, поэтому они могут рассматриваться как стабильные нуклиды применительно к их хранению и накоплению.

Накопление делящихся нуклидов $^{233}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ обычно осуществляется в ядерных реакторах, где всегда есть избыток свободных нейтронов, и называется процессом воспроизводства ядерного топлива. Подробно вопрос воспроизводства ядерного топлива об-

суждается в § 3.2. Отметим, что воспроизводство ядерного топлива позволяет резко увеличить топливную базу ядерной энергетики, так как количество воспроизводящих нуклидов $^{232}_{90}\text{Th}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ — ядерного сырья для получения делящихся нуклидов на Земле значительно больше, чем количество единственного естественного делящегося нуклида $^{235}_{92}\text{U}$. В природном уране содержится всего 0,712% $^{235}_{92}\text{U}$, а в основном он состоит из $^{238}_{92}\text{U}$ — 99,283%, имеются также следы $^{234}_{92}\text{U}$ — 0,005%.

Процесс деления ядер. Процесс деления ядра описывается капельной моделью ядра. На рис. 1.7 показаны основные стадии процесса

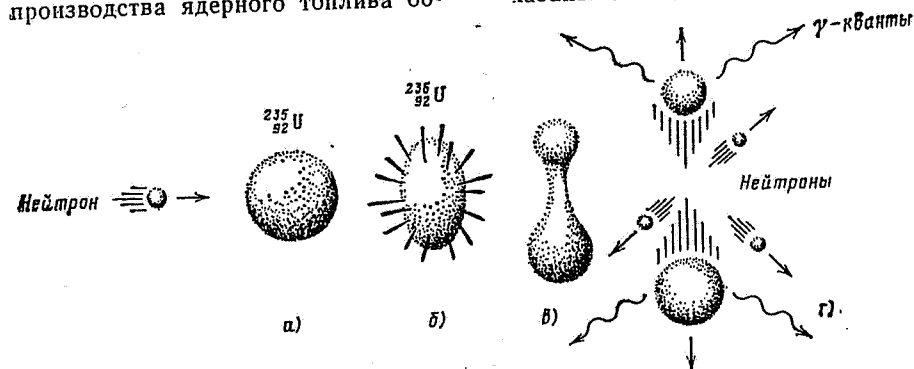


Рис. 1.7. Основные стадии процесса деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$

деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$: нейтрон приближается к ядру $^{235}_{92}\text{U}$ (рис. 1.7,а), поглощается ядром $^{235}_{92}\text{U}$ с образованием возбужденного составного ядра $^{236}_{92}\text{U}$ (рис. 1.7,б). Далее через время порядка 10^{-14} с наступает распад составного ядра, который может идти по двум каналам: либо избыточная энергия выделяется в виде γ -излучения и ядро переходит в основное состояние, т. е. имеет место реакция радиационного захвата нейтрона, либо (примерно в 6 раз чаще) избыточная энергия приводит к деформации ядра с образованием перетяжки (рис. 1.7,в). Части ядра приходят в колебательное движение, и в результате превышения кулоновских сил отталкивания над силами ядерного притяжения ядро разрывается по перемычке на два новых ядра — осколки деления: тяжелый и легкий (рис. 1.7,г), представляющие собой ядра различных нуклидов, находящихся в средней части Периодической системы элементов. Осколки разлетаются с большой скоростью — на их долю приходится около 80% энергии, выделяющейся в процессе деления. Двигаясь в веществе, осколки теряют свою энергию на ионизацию других атомов и молекул окружающей среды, и их кинетическая энергия переходит в энергию теплового движения частиц среды, т. е. идет на ее разогрев. Часть энергии, выделяющейся в процессе деления, переходит в энергию возбуждения новых ядер. Энергия возбуждения каждого из новых ядер существенно больше энергии связи нейтрона в этих ядрах, поэтому при переходе в основное энергетическое состояние они испускают один или несколько нейтронов, а затем γ -кванты. Нейтроны и γ -кванты, испускаемые возбужденными ядрами, называются мгновенными. Энергия мгновенных γ -квантов и нейтронов превращается в теплоту, часть мгновенных нейтронов поглощается ядрами среды, обычно в реакции радиационного захвата (n, γ) с ис-

пусканием γ -квантов радиационного захвата, энергия которых также переходит в теплоту.

После торможения новые ядра превращаются в нейтральные атомы, которые называют продуктами деления. Ядра делящихся нуклидов, находящихся в конце Периодической системы, имеют нейтронов значительно больше, чем протонов, по сравнению с ядрами нуклидов, находящихся в середине системы (для $^{235}_{92}\text{U}$ отношение числа нейтронов к числу протонов $N/Z=1,56$, а для ядер нуклидов, где $A=70\div 160$, это отношение равно $1,3\div 1,45$). Поэтому ядра продуктов деления перенасыщены нейтронами и являются β^- -радиоактивными. В результате β^- -распадов ядер продуктов деления, каждый из которых претерпевает в среднем по три β^- -распада, они превращаются в стабильные ядра. Энергия β^- -распадов распределяется между β^- -частицами, γ -квантами, сопровождающимися β^- -распадом, и антинейтрино. Энергия β^- -частиц и γ -квантов переходит в теплоту, а энергия антинейтрино уносится за пределы среды, так как антинейтрино практически не взаимодействует с веществом.

После β^- -распада ядер продуктов деления возможно образование дочерних ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтронов в них. В результате возбужденные дочерние ядра испускают нейтроны, которые называются запаздывающими. Различают шесть групп запаздывающих нейтронов, отличающихся друг от друга временем запаздывания, и более двадцати ядер-предшественников (изотопы Br, I и др.), испускающих запаздывающие нейтроны. Вклад запаздывающих нейтронов в среднее число нейтронов, выделяющихся в одном акте деления, мал. Однако, как будет показано ниже (§ 2.10), запаздывающие нейтроны играют решающую роль в обеспечении безопасной работы и в управлении ядерных реакторов.

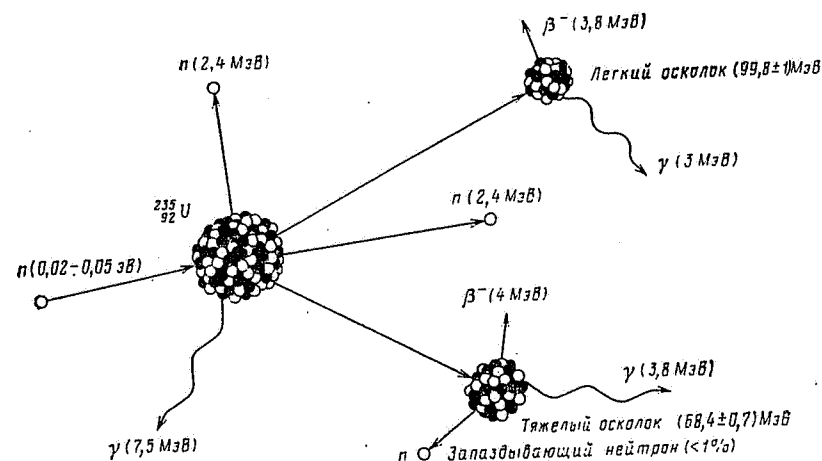


Рис. 1.8. Схема распределения энергии деления между осколками деления, различными видами частиц и излучений для $^{235}_{92}\text{U}$

Энергия деления. Общее количество энергии, выделяющейся в результате деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$, можно оценить из сравнения полной энергии связи ядра урана и суммарной энергии связи образующихся из него двух ядер — осколков деления (см. § 1.1). Разность между ними и есть энергия, выделившаяся в результате деления; она приблизительно равна 200 МэВ. Этот результат удовлетворительно подтверждается прямыми calorиметрическими измерениями. Примерное распределение энергии деления между осколками деления и различными видами частиц и излучений для $^{235}_{92}\text{U}$ показано на рис. 1.8. Здесь мгновенные нейтроны и γ -кванты условно отнесены к нераспавшемуся ядру $^{235}_{92}\text{U}$.

В табл. 1.4 приведено распределение энергии между продуктами деления ядер $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$.

Кроме энергии, высвобождаемой в результате деления ядер, необходимо учитывать энергию γ -квантов, испускаемых материалами после реакции радиационного захвата нейтронов деления. Эта энергия зависит от состава и размеров среды, в которой происходит поглощение

Таблица 1.4. Энергия, выделяющаяся при делении ядер нуклидов $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами, МэВ.

Продукты деления	$^{233}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{239}_{94}\text{Pu}$
Легкий осколок	$99,9 \pm 1$	$99,8 \pm 1$	$101,8 \pm 1$
Тяжелый осколок	$67,9 \pm 0,7$	$68,4 \pm 0,7$	$73,2 \pm 0,7$
Мгновенные нейтроны	5,0	4,8	5,8
Мгновенные γ -кванты	7,0	7,5	7,0
β^- -Частицы, испускаемые продуктами деления	8,0	7,8	8,0
γ -Кванты продуктов деления	4,2	6,8	6,2
Антинейтрино	11,0	11,0	11,0
Полная энергия, выделяющаяся в результате одного акта деления	203,0	206,0	213,0

нейтронов, и в среднем равна около 8 МэВ на один акт деления. Следовательно, в среде после деления одного ядра $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ или $^{239}_{94}\text{Pu}$ освобождается энергия, равная 211, 214 или 221 МэВ соответственно, которая, за исключением энергии антинейтрино (равной 11 МэВ), т. е. соответственно 200, 203 или 210 МэВ, идет на нагрев среды. Эта

энергия и используется в ядерных реакторах.

Для конструирования ядерных реакторов очень важно знать, где выделяется энергия деления и какое время необходимо для превращения ее в теплоту. Осколки деления и β -частицы передают свою энергию окружающей среде вблизи точки деления ядра (например, пробег осколков в веществе не превышает 10—15 мкм). Этот вид энергии называют локализованным. Нейтроны и γ -кванты относятся к проникающему ядерному излучению (см. § 1.2) и переносят свою энергию на значительные расстояния. Этот вид энергии называют рассеянным.

Суммарная энергия осколков деления, мгновенных нейтронов и γ -квантов радиационного захвата, составляющая примерно 93% общего количества энергии, идущей на нагрев (около 189 МэВ для ^{235}U), переходит в теплоту практически мгновенно (за время не более 10^{-3} с) после акта деления. Энергия β -частиц и γ -квантов при β -распаде ядер осколков деления, т. е. около 7% общего количества энергии, идущей на нагрев среды (около 14,5 МэВ), выделяется в течение продолжительного времени. Это связано с тем, что периоды полураспада осколков деления изменяются от нескольких секунд до нескольких тысяч лет. На рис. 1.9 показана зависимость запаздывающего энерговыделения, приходящегося на один акт деления ^{235}U , от времени. Видно, что только 85% за-

паздывающего энерговыделения выделяется за 10 сут. Из-за остаточного энерговыделения требуется обеспечение постоянного охлаждения ядерного топлива в реакторе в течение длительного времени после его остановки. Отрабатывший в ядерном реакторе уран необходимо также длительно выдерживать и охлаждать в специальных хранилищах.

Продукты деления. Процесс деления ядер ^{235}U (так же как ^{233}U и ^{239}Pu) нейтронами не протекает по какой-то строгой схеме: имеется около 30 различных каналов деления, каждый из которых характеризуется образующимися осколками деления. Эти каналы реализуются статистически. На рис. 1.10 приведены кривые выхода продуктов деления ядер ^{235}U тепловыми и быстрыми нейтронами с энергией $E_n = 14$ МэВ. Аналогичные кривые получают для ядер ^{233}U и ^{239}Pu . Из рис. 1.10 видно, что осколки деления образуются в диапазоне массовых чисел $A = 72 \div 161$ а.е.м. и в большинстве случаев имеют неравные массы. На кривой выхода отмечаются две

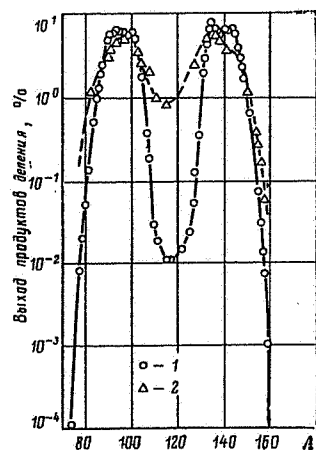


Рис. 1.10. Зависимость выхода продуктов деления ядер ^{235}U от массового числа осколков: 1 — деление тепловыми нейтронами; 2 — деление нейтронами с энергией 14 МэВ

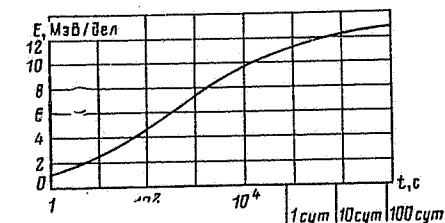


Рис. 1.9. Зависимость запаздывающего энерговыделения, приходящегося на один акт деления ^{235}U , от времени

группы осколков: легкие осколки в диапазоне массовых чисел $A = 80 \div 110$ а.е.м. и тяжелые при $A = 125 \div 155$ а.е.м. Наиболее вероятный выход, примерно в 6 случаях из 100, имеют осколки с соотношением масс 2:3. Это связано с повышенной устойчивостью ядер с определенными числами нуклонов в них: с системами из 82 нейтронов и из 50 нейтронов и 50 протонов. Повышенная стабильность ядер сохраняется и при небольших отклонениях чисел нуклонов от этих значений. Легкие и тяжелые осколки образуются в 99% случаев деления ядер тепловыми нейтронами. В результате деления ^{235}U и последующих цепочек β -распадов осколков деления образуется более 200 различных радиоактивных нуклидов.

В процессе деления испускаются мгновенные (99,35%) и запаздывающие (0,65%) нейтроны. Энергия большинства мгновенных нейтронов при делении тепловыми нейтронами

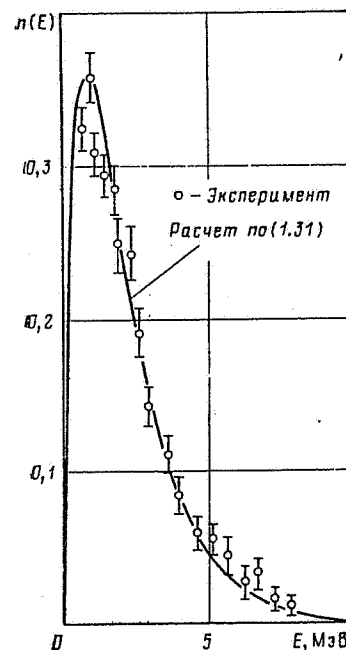


Рис. 1.11. Распределение мгновенных нейтронов (спектр нейтронов деления) по энергиям

находится в диапазоне от 0,1 до 10 МэВ. Распределение мгновенных нейтронов по энергиям (спектр нейтронов деления) изображено на рис. 1.11, где $n(E)$ — плотность вероятности распределения нейтронов по энергиям. Величина $n(E)dE$ равняется доле нейтронов с энергией в интервале от E до $E+dE$,

причем $\int_0^\infty n(E)dE = 1$. Для описа-

ния функции $n(E)$ можно использовать полумпирическую зависимость Уатта

$$n(E) \approx 0,484 \exp(-E) \operatorname{sh} \sqrt{2E}, \quad (1.31)$$

где E — энергия нейтронов, МэВ.

Тип делящегося нуклида и энергия нейтронов, вызвавших деление, слабо влияют на спектр нейтронов деления. Наиболее вероятное значение энергии нейтронов деления соответствует 0,72 МэВ, а более важная характеристика для реакторов — средняя энергия нейтронов

$$\bar{E} = \int_0^\infty E n(E) dE = 1,94 \pm$$

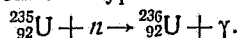
$\pm 0,5$ МэВ.

Нейтроны деления могут также участвовать в реакции деления. Однако сечение деления, т. е. вероятность реакции деления, для ядер ^{235}U (аналогично для ^{233}U и ^{239}Pu) нейтронами с энергией около 2 МэВ невелико и составляет всего 1,5—2 б (барн) (см. рис. 1.6). При уменьшении энергии нейтронов с 2 МэВ до 0,025 эВ сечения деления делящихся нуклидов возрастают до 500—700 б. Отсюда следует, что, снижая энергию мгновенных нейтронов до тепловых энергий, т. е. замедляя нейтроны, можно увеличить вероятность реакции деления в сотни раз, что и осуществляется в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

Среднее число вторичных нейтронов, освобождающихся в результате одного деления, обозначают ν .

При поглощении нейтронов ядрами делящихся нуклидов основным процессом является деление,

однако определенная доля нейтронов участвует в реакции радиационного захвата с испусканием γ -квантов. Для $^{235}_{92}\text{U}$ эту реакцию можно описать уравнением



Нуклид $^{236}_{92}\text{U}$ достаточно стабилен, имеет период полураспада $T_{1/2} = 2,39 \cdot 10^7$ лет. Сечение поглощения делящихся ядер равно сумме сечений деления и радиационного захвата

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma = \sigma_f(1 + \alpha), \quad (1.32)$$

где $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$ — отношение сечения захвата к сечению деления. Среднее число вторичных нейтронов, приходящихся на каждый нейтрон, поглощаемый делящимся нуклидом, обозначают η . Тогда

$$\eta = \nu \sigma_f / \sigma_a = \nu / (1 + \alpha). \quad (1.33)$$

В топливной смеси n нуклидов

$$\eta = \left(\sum_{i=1}^n \nu_i \sigma_{fi} z_i \right) / \left(\sum_{i=1}^n (\sigma_{fi} + \sigma_{\gamma i}) z_i \right), \quad (1.34)$$

где

$$z_i = N_i / \sum_i N_i \quad (i = 1 \dots n) \quad (1.35)$$

— концентрация ядер i -го нуклида в топливной смеси n нуклидов.

Параметры ν , η и α , а также σ_a и σ_f являются важнейшими характеристиками ядерного топлива, они зависят от природы делящегося нуклида и кинетической энергии бомбардирующих нейтронов E_n . В табл. 1.5 приведены значения ν ,

Таблица 1.5. Выход нейтронов при делении ядер нуклидов ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и природного урана тепловыми нейтронами с $E = 0,025$ эВ и быстрыми нейтронами с $E = 1,8$ МэВ

Делящийся нуклид	ν_T	ν_6	η_T	η_6	$(1 + \alpha)_T$	$(1 + \alpha)_6$
^{233}U	2,48	2,71	2,28	2,6	1,09	1,05
^{235}U	2,42	2,65	2,07	2,5	1,17	1,06
^{238}U	—	2,59	—	2,39	—	1,08
^{239}Pu	2,88	3,19	2,11	3,10	1,36	1,03
Природный уран	—	2,59	1,34	2,39	—	1,08

η и $1 + \alpha$ при делении тепловыми и быстрыми нейтронами с $E_n = 1,8$ МэВ ядер нуклидов $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$, а также природного урана.

С ростом энергии нейтронов, вызывающих деление, параметр ν линейно растет для $^{235}_{92}\text{U}$ и достигает $\nu = 3,1$ при $E_n = 5$ МэВ. Параметр η нелинейно зависит от энергии нейтронов. Для тепловых нейтронов для всех делящихся нуклидов $\eta \approx 2$ (табл. 1.5). В промежуточной области энергий $E_n = 1,0 \div 10^4$ эВ значение параметра η для $^{235}_{92}\text{U}$ падает до 1,5 и ниже, а далее с ростом энергии нейтронов растет до $\eta \approx 2,5$ при $E_n \approx 2$ МэВ и до $\eta \approx 2,8$ при $E_n \approx 5$ МэВ. Поэтому размножение нейтронов при делении ядер $^{235}_{92}\text{U}$ промежуточными нейтронами менее эффективно, чем тепловыми и быстрыми нейтронами.

Энергия ядерного топлива. Практическое значение процесса деления ядерного топлива можно оценить, если рассчитать, например, количество $^{235}_{92}\text{U}$, которое необходимо «сжечь», т. е. разделить с учетом радиационного захвата, для производства заданного количества энергии.

При делении одного ядра $^{235}_{92}\text{U}$ высвобождается приблизительно 200 МэВ, или $3,2 \cdot 10^{-11}$ Дж энергии, которая практически вся переходит в теплоту. Таким образом, для получения 1 Дж = 1 Вт·с энергии необходимо $1/3,2 \cdot 10^{-11} = 3,13 \cdot 10^{10}$ актов деления ядер $^{235}_{92}\text{U}$. Однако в ядерных реакторах для производства такого количества энергии расход ядерного топлива будет больше в $1 + \alpha$ раз из-за радиационного захвата нейтронов частью ядер $^{235}_{92}\text{U}$ и образования ядер $^{236}_{92}\text{U}$. Для ядерных реакторов на тепловых нейтронах $1 + \alpha = 1,17$ (табл. 1.5). Количество ядер $^{235}_{92}\text{U}$, которое «сжигается» в реакторе в сутки в расчете на 1 МВт тепловой мощности, равно 10^6 Вт $\cdot 3,13 \cdot 10^{10}$ делений / (Вт·с) $\times (86\,400$ с/сут) $\cdot (1,17$ поглощений/

деление) = $3,17 \cdot 10^{21}$ поглощений/сут. В одном килограмм-атоме любого элемента содержится $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ атомов, следовательно, в 1 кг $^{235}_{92}\text{U}$ содержится $6,02 \cdot 10^{26} / 235 = 2,58 \cdot 10^{24}$ атомов. Тогда масса «сжигаемого» в сутки $^{235}_{92}\text{U}$, приходящегося на 1 МВт тепловой мощности ядерного реактора, т. е. для производства энергии, равной 1 МВт·сут, составляет

$$1 \text{ МВт} \cdot \text{сут} = 3,17 \cdot 10^{21} \text{ (поглощений/сут)} / 2,58 \cdot 10^{24} \text{ атом/кг} = 1,23 \times 10^{-3} \text{ кг},$$

из них разделилось всего

$$1,23 \cdot 10^{-3} \text{ кг} / (1 + \alpha) = 1,05 \cdot 10^{-3} \text{ кг}.$$

Отсюда масса $^{235}_{92}\text{U}$, кг/сут, которая «сжигается», в сутки в ядерном реакторе с тепловой мощностью W , равна

$$G_s = 1,23 \cdot 10^{-3} W.$$

В ядерном энергетическом реакторе тепловой мощностью $W = 3000$ МВт потребление $^{235}_{92}\text{U}$ составляет всего около 4 кг/сут. Поэтому в отличие от ТЭС на органическом топливе на АЭС нет необходимости непрерывно добавлять топливо в реактор. Обычно оно загружается сразу, а через длительный промежуток времени (около года) частично заменяется свежим.

При «сжигании» 1 кг $^{235}_{92}\text{U}$ производится $1/(1,23 \cdot 10^{-3}) = 814$ МВт·сут = $1,68 \cdot 10^{10}$ ккал = $7 \cdot 10^{13}$ Дж тепловой энергии. В природном уране находится 0,712% $^{235}_{92}\text{U}$ тогда при «сжигании» в нем только $^{235}_{92}\text{U}$, теплота сгорания природного урана будет равна $7/10^3 \cdot 0,712 \cdot 10^{-2} = 5 \cdot 10^{11}$ Дж/кг. Теплота сгорания хорошего угля равна около $2,9 \cdot 10^7$ Дж/кг, мазута — около $4,2 \cdot 10^7$ Дж/кг. Отсюда для получения тепловой энергии, выделившейся при «сжигании» 1 кг $^{235}_{92}\text{U}$, необходимо сжечь $2,4 \cdot 10^6$ кг угля или $1,7 \cdot 10^6$ кг мазута (т. е. около 30 вагонов, а при «сжигании» 1 кг природного урана — $1,7 \cdot 10^4$ кг = 17 т угля или $1,2 \cdot 10^4$ кг = 12 т мазута. Таким образом, ядерное топливо является чрезвычайно высококалорийным топливом, чистый $^{235}_{92}\text{U}$ калорийнее угля в $2,4 \cdot 10^6$ и мазута в $1,7 \cdot 10^6$ раз, природный уран в $1,7 \cdot 10^4$ и $1,2 \cdot 10^4$ раз соответственно.

Интересно оценить отношение высвобождаемой тепловой энергии при «сжигании» 1 кг $^{235}_{92}\text{U}$ к полной энергии 1 кг вещества, рассчитанной по (1.1). Оно равно $7 \cdot 10^{13} / (9 \cdot 10^{16}) = 0,78 \cdot 10^{-3}$. Следовательно, приблизительно 1/1000 полной энергии или массы вещества освобождается при делении ядер $^{235}_{92}\text{U}$, при этом полезно используется в ЯЭУ всего около 1/3 этой энергии.

1.4. ЗАМЕДЛЕНИЕ И ДИФфуЗИЯ НЕЙТРОНОВ

Спектр нейтронов. Понятие о замедлении и диффузии нейтронов. Быстрые нейтроны со средней энергией около 2 МэВ, образующиеся после деления ядер, в результате упругих и неупругих столкновений с ядрами атомов среды изменяют направление движения, отдают кинетическую энергию и уменьшают свою скорость. Этот процесс называют замедлением нейтронов. При этом нейтроны находятся в хаотическом движении, которое возникает из-за столкновения нейтронов с ядрами нуклидов. Между двумя столкновениями нейтроны движутся по прямолинейным траекториям. После столкновения они меняют свое первоначальное направление движения. Поэтому типичная траектория движения нейтронов имеет зигзагообразный характер и состоит из прямолинейных участков различной длины — свободных пробегов нейтрона до рассеяния (длины рассеяния) (1.24). В ядерных реакторах траектория нейтрона может прерваться либо из-за захвата его каким-либо ядром, либо из-за вылета его за пределы реактора.

В ядерных реакторах на тепловых нейтронах, т. е. в слабопоглощающих средах, замедление нейтронов продолжается до тех пор, пока нейтроны не станут тепловыми, т. е. пока они не придут в тепловое равновесие с атомами среды, в которой они движутся. Средняя кинетическая энергия тепловых нейтронов соизмерима со средней кинетической энергией тепловых движения атомов среды. Тепловые нейтроны,

продолжая двигаться хаотически, в результате столкновения с ядрами равновероятно теряют и приобретают энергию, так что их кинетическая энергия колеблется около значения E_T , определяемого температурой среды.

Распределение тепловых нейтронов по энергиям в слабопоглощающих средах близко к спектру Максвелла (рис. 1.12) и описывается зависимостью

$$n(E) = \frac{2\pi}{(\pi E_T)^{3/2}} \sqrt{E} \exp(-E/E_T), \quad (1.36)$$

где $n(E)$, так же как для спектра нейтронов деления (1.31), является плотностью вероятности распределения нейтронов по энергиям; $E_T = kT$, где $k = 8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К — постоянная Больцмана; T — средняя температура нейтронов, K , которая несколько выше температуры среды, так как нейтроны с меньшей энергией интенсивнее поглощаются средой. Это следует из (1.27а), где сечение поглощения $\sigma_a \approx E^{-1/2}$ (здесь и далее везде индекс n внизу для обозначения кинетической энергии нейтронов опущен). Кинетическая энергия тепловых нейтронов, соответствующая наиболее вероятной их скорости, определяется по (1.26).

Между спектром нейтронов деления (1.31) и спектром тепловых нейтронов (1.38) в результате замедления нейтронов устанавливается стационарное распределение плотности потока нейтронов по энергиям — спектр Ферми. В слабопоглощающихся средах ($\Sigma_a \approx 0$), в случае слабой зависимости макроскопического сечения рассеяния от энергии нейтронов ($\Sigma_s \approx \text{const}$), для нейтронов спектра Ферми плотность потока нейтронов обратно пропорциональна энергии нейтронов, $\phi(E) \sim 1/E$. На рис. 1.13 для большого реактора на тепловых нейтронах с водяным замедлителем показано распределение плотности потока нейтронов по энергиям. Резкие пики в распределении $\phi(E)$ в спектре Ферми объясняются резонансным поглощением нейтронов (см. рис. 1.4), когда в узком диапазоне энер-

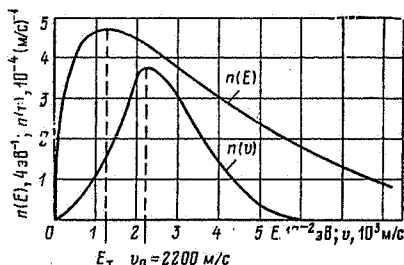


Рис. 1.12. Распределение тепловых нейтронов по энергиям и скоростям (спектр Максвелла)

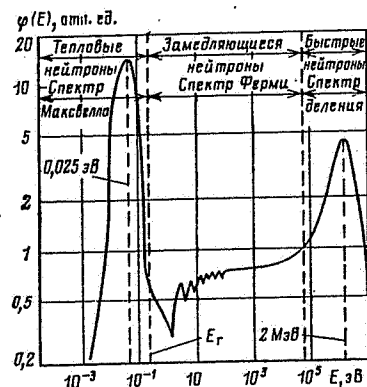


Рис. 1.13. Распределение плотности потока нейтронов по энергиям в реакторе большой мощности с водяным замедлителем

гий наблюдается резкий рост микроскопического сечения поглощения нейтронов $\sigma_a(E)$. Максимум зависимости $\phi(E)$ при больших значениях энергии обусловлен непрерывным притоком нейтронов деления и их спектром. При малых энергиях (область тепловых энергий) максимум плотности потока нейтронов обусловлен тем, что тепловые нейтроны в среднем не теряют энергию, поглощаются слабо и поэтому накапливаются до тех пор, пока скорость их поглощения не станет равной скорости притока тепловых нейтронов в процессе замедления.

Отметим, что для реакторов на быстрых нейтронах отсутствует часть спектра, соответствующая нейтронам тепловых и близких к тепловым энергиям.

По энергетическим спектрам нейтронов рассчитывают нейтронно-физические константы (эффективные сечения взаимодействия нейтронов), необходимые для физического расчета реактора.

Движение нейтронов в среде без изменения их средней кинетической энергии называют диффузией нейтронов. В процессе диффузии нейтроны так же, как, например, молекулы в газе, перемещаются из областей с большей плотностью в области с меньшей плотностью. Различие состоит в том, что диффузия молекул происходит в результате их столкновений друг с другом, а диффузия нейтронов — из-за рассеивающих столкновений с ядрами среды. Поэтому чем больше плотность ядер, тем труднее нейтронам перемещаться в среде. Перемещение же нейтронов в результате столкно-

вения друг с другом — маловероятное событие из-за чрезвычайно малой плотности нейтронов в веществе по сравнению с плотностью ядер.

В ядерном реакторе на тепловых нейтронах среднее время l существования нейтронов от момента рождения их до поглощения достаточно мало и определяется средним временем замедления нейтронов до энергии их теплового движения $t_{зам}$ и средним временем диффузии тепловых нейтронов $t_{диф}$ от момента рождения нейтронов как тепловых до их поглощения. Таким образом,

$$l = t_{зам} + t_{диф}. \quad (1.37)$$

Отметим, что в ядерных реакторах на тепловых нейтронах $t_{зам} \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ с; $t_{диф} \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ с, т. е. $t_{диф} \gg t_{зам}$, тогда $l \approx t_{диф} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ с. За времена $t_{зам}$ и $t_{диф}$ нейтрон в среднем смещается на соответствующие средние расстояния $\bar{r}_{зам}$ и $\bar{r}_{диф}$ (рис. 1.14). В теории ядерных реакторов для характеристики $\bar{r}_{зам}$ — среднего расстояния по прямой от точки A рождения нейтрона до точки B , где нейтрон стал тепловым, вводится понятие квадрата длины замедления или воз-

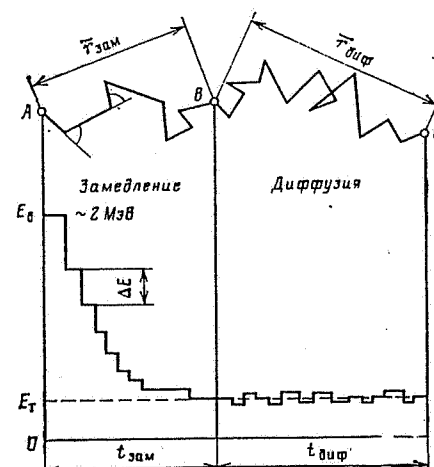


Рис. 1.14. Схема процессов замедления и диффузии

раста тепловых нейтронов τ :

$$\tau = L_{зам}^2 = (1/6) \bar{r}_{диф}^2. \quad (1.38)$$

Для характеристики среднего расстояния по прямой $\bar{r}_{диф}$, на которое тепловой нейтрон смещается от точки B до точки C , где он был поглощен, вводится понятие длины диффузии L :

$$L = [(1/6) \bar{r}_{диф}^2]^{1/2}. \quad (1.39)$$

Полное среднее расстояние по прямой, на которое смещается нейтрон от момента рождения до момента поглощения, т. е. за среднее время существования нейтрона l , называют длиной миграции M :

$$M = (\tau + L^2)^{1/2}. \quad (1.40)$$

Параметры τ , L и M зависят от замедляющих, поглощающих и диффузионных характеристик среды. Они решающим образом влияют на пространственное и энергетическое распределения и потоки нейтронов в среде, утечку нейтронов из среды конечного размера, т. е. на основные нейтронно-физические характеристики ядерных реакторов.

Замедление нейтронов. Замедление нейтронов — уменьшение их кинетической энергии — происходит в результате упругих или неупругих рассеяний нейтронов на ядрах среды.

Упругое рассеяние нейтрона описывается в рамках законов классической механики как столкновение двух идеально упругих шаров. При таком взаимодействии сохраняются импульс и кинетическая энергия системы нейтрон — ядро. Упругое рассеяние характерно при взаимодействии нейтронов с ядрами легких нуклидов.

Неупругое рассеяние характерно при взаимодействии нейтронов с ядрами тяжелых нуклидов. При этом нейтрон захватывается ядром, оно становится возбужденным и испускает γ -кванты, а нейтрон покидает ядро с кинетической энергией, меньшей первоначальной примерно на энергию γ -квантов.

В средах, состоящих только из атомов тяжелых нуклидов, быстрые нейтроны замедляются вследствие неупругого рассеяния до энергий 0,1–0,4 МэВ, а затем поглощаются ядрами или покидают среду. Если среда состоит из смеси легких и тяжелых нуклидов примерно равных объемных содержаний, что имеет место в ядерных реакторах на тепловых нейтронах, быстрые нейтроны со средней начальной энергией около 2 МэВ сначала замедляются из-за неупругого рассеяния на ядрах тяжелых нуклидов (в основном на ядрах ^{238}U) до энергий 0,1–0,4 МэВ, затем вследствие упругого рассеяния на ядрах легких нуклидов до тепловых энергий.

Способность вещества замедлять нейтроны определяется произведением $\xi\Sigma_{is}$, где Σ_{is} — макроскопическое сечение рассеяния; ξ — средняя логарифмическая потеря энергии нейтронов в одном столкновении, $\xi = -\ln \Delta E / E$, где ΔE — потеря энергии при одном столкновении; E — энергия нейтрона перед столкновением. Для водорода $\xi = 1$, для тяжелых элементов ($A \gg 1$)

$$\xi = \frac{2}{A + (2/3)}, \quad (1.41)$$

где A — атомный номер. Величина $\xi\Sigma_{is}$ характеризует изменение энергии нейтрона в единице объема вещества, т. е. определяет эффективность замедления нейтронов единицей объема вещества, и называется замедляющей способностью вещества. Замедляющая способность смесей веществ или химических соединений ($\xi\Sigma_{is}$) аддитивна по замедляющим способностям составляющим смеси

$$(\xi\Sigma_{is})_c = \sum_{i=1}^n \xi_i (\Sigma_{is})_i. \quad (1.42)$$

При взаимодействии нейтронов с ядрами вещества кроме рассеивания возможно поглощение их. Естественно, эти нейтроны уже не участвуют в реакции деления в ядерных реакторах. Следовательно, в веществах, которые используются для замедления нейтронов, — веществах-замедлителях — поглощение замедленных (тепловых) нейтронов должно быть как можно меньше, т. е. как можно меньше должно быть макроскопическое се-

чение поглощения тепловых нейтронов Σ_{at} . Для характеристики как замедляющих способностей вещества, так и способности вещества поглощать тепловые нейтроны вводится еще один параметр — коэффициент замедления нейтронов

$$K_3 = \xi\Sigma_{is} / \Sigma_{at}. \quad (1.43)$$

Вещества-замедлители должны обладать высокими замедляющими способностями и иметь большие значения коэффициента замедления. Это существенно ограничивает круг материалов, используемых в реакторостроении в качестве замедлителей. В табл. 1.6 для веществ-замедлителей и для сравнения для неко-

Таблица 1.6. Замедляющая способность и коэффициент замедления некоторых веществ

Вещество	Плотность, кг/м ³	$\xi\Sigma_{is}$, м ⁻¹	$K_3 = \frac{\xi\Sigma_{is}}{\Sigma_{at}}$
Вода	1000	135	61
Полиэтилен	920	161	61
Тяжелая вода	1100	18,8	4300
Бериллий	1840	15,4	135
Оксид бериллия	2800	12,9	180
Дифенильная смесь	1060	16,1	118
Графит	1670	6,4	235
Гелий	0,178	$1,6 \cdot 10^{-5}$	80
Литий	534	1,72	Ничтожно мал
Натрий	930	0,095	0,076
Цирконий	6500	1,37	1,73
Железо	7880	3,3	1,5
Уран	18 700	0,33	0,009

торых других веществ приведены значения замедляющих способностей $\xi\Sigma_{is}$ и коэффициентов замедления нейтронов K_3 . Наибольшее распространение в качестве замедлителей получили обыкновенная вода и графит. Отметим, что когда выдвигается требование минимальных размеров реактора, например для судовых ядерных энергетических установок, то обычно используется обыкновенная вода, обладающая самой высокой замедляющей способностью.

Диффузия тепловых нейтронов. Процесс диффузии тепловых ней-

тронов в веществе весьма сходен с процессом диффузии молекул в газе, т. е. с перемещением молекул вследствие теплового движения их в направлении убывания концентрации молекул. Количество нейтронов, диффундирующих в направлении убывания концентрации, определяется из закона диффузии Фика

$$J_x = -D \partial \varphi / \partial x, \quad (1.44)$$

где J_x — количество нейтронов, диффундирующих через площадку, расположенную перпендикулярно оси x , площадью 1 м² за 1 с; величину J_x называют плотностью тока нейтронов в направлении оси x ; D — коэффициент диффузии, м; $\partial \varphi / \partial x$ — градиент плотности потока нейтронов (молекул) в направлении оси x .

В общем случае соответственно можно записать

$$J = -D \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = -D \text{grad } \varphi. \quad (1.45)$$

Из (1.45) следует, что результирующее число нейтронов J , проходящих в единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению вектора плотности тока нейтронов J , пропорционально максимальной скорости изменения плотности потока нейтронов, вектор J направлен в сторону областей с меньшей плотностью потока нейтронов.

Коэффициент диффузии D зависит от свойств среды и прямо пропорционален среднему свободному пробегу до рассеяния $\lambda_s = 1/\Sigma_s$

$$D = \lambda_s / 3 = 1 / (3\Sigma_s), \quad (1.46)$$

Из (1.45) и (1.46) следует, что результирующая плотность тока нейтронов обратно пропорциональна макроскопическому сечению рассеяния. Действительно, чем больше Σ_s , тем больше вероятность рассеяния нейтронов на ядрах и тем труднее нейтронам пройти через вещество определенной толщины.

Если рассеяние нейтронов на ядрах не изотропно, а это имеет место на легких ядрах, где преобладает рассеяние вперед, то среднее расстояние, которое проходит нейтрон между двумя актами рассеяния в направлении своего первоначально-

го движения, будет больше, чем длина рассеяния, $\lambda_s = 1/\Sigma_s$. Это расстояние называют транспортной длиной свободного пробега (длиной переноса)

$$\lambda_{tr} = \lambda_s / (1 - \overline{\cos \theta}); \quad \overline{\cos \theta} = (2/3) A, \quad (1.47)$$

где $\overline{\cos \theta}$ — среднее значение косинуса угла, на который изменяется направление движения нейтрона в результате столкновения; A — массовое число ядра-мишени. Тогда

$$D = \lambda_{tr} / 3 = \lambda_s / [3(1 - \overline{\cos \theta})] = 1 / [3\Sigma_s(1 - \overline{\cos \theta})]. \quad (1.48)$$

Обозначив $\Sigma_{tr} = \Sigma_s(1 - \overline{\cos \theta})$, получим

$$D = 1 / (3\Sigma_{tr}). \quad (1.48a)$$

Влияние не слишком сильного поглощения нейтронов в среде на их диффузию приближенно учитывают, вводя поправку к (1.48a):

$$D \approx 1 / [3(\Sigma_{tr} + \Sigma_{at})]. \quad (1.49)$$

Уравнение диффузии тепловых нейтронов Усредненное поведение огромного числа тепловых нейтронов в веществе описывается уравнением диффузии нейтронов, т. е. уравнением баланса нейтронов в единице объема вещества. Это уравнение в символической форме имеет вид

$$\partial n / \partial t = S - P - U, \quad (1.50)$$

где n — плотность тепловых нейтронов, т. е. число тепловых нейтронов в единице объема вещества; S и P — соответственно число нейтронов, образующихся и поглощаемых в единице объема за единицу времени; U — количество нейтронов, покидающих единичный объем в единицу времени.

Рассмотрим диффузию тепловых нейтронов. Тепловые нейтроны в ядерных реакторах образуются вследствие замедления быстрых нейтронов во всем объеме активной зоны. Поэтому источник тепловых нейтронов распределен по всему объему этой зоны. Величина S определяется

из анализа пространственного распределения замедляющихся нейтронов (теории возраста нейтронов): $S = \Sigma_{R6} \Phi_6$, где Σ_{R6} — макроскопическое сечение перевода из группы быстрых нейтронов в группу тепловых нейтронов; Φ_6 — плотность потока быстрых нейтронов, которая определяется из соответствующего уравнения диффузии типа (1.50) для быстрых нейтронов. Число тепловых нейтронов, поглощенных в единице объема за единицу времени, равно [см. (1.16)]

$$\Pi = \Sigma_{at} \Phi_T. \quad (1.51)$$

Выражение для определения функции U можно определить из закона Фика (1.44). Рассмотрим для простоты одномерный случай. Пусть имеется пластина толщиной dx , и площадью 1 м^2 , ограниченная плоскостями x и $x+dx$ (рис. 1.15). Пусть J_x и J_{x+dx} — плотности токов нейтронов соответственно на плоскостях x и $x+dx$, т.е. из пластины объемом $dV = dx \cdot 1 \text{ м}^2$ через плоскость x за единицу времени вытекает J_x нейтронов, а через плоскость $x+dx$ втекает соответственно J_{x+dx} нейтронов. Тогда изменение числа нейтронов в объеме пластины dV равно

$$dJ = J_{x+dx} - J_x$$

или с учетом (1.44)

$$dJ = -D_T \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_{x+dx} - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_x \right] = -D_T \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} dx \cdot 1 \text{ м}^2 = -D_T \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} dV.$$

Изменение числа нейтронов за единицу времени в единице объема пластины за счет их утечки в направлении оси x

$$\frac{dJ}{dV} = -D_T \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}.$$

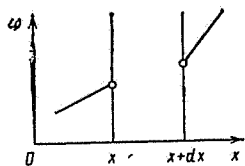


Рис. 1.15. К выводу уравнения диффузии

Аналогично определяется утечка вдоль других осей. Тогда утечка нейтронов за единицу времени из единичного объема

$$U = -D_T \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) = -D_T \nabla^2 \varphi. \quad (1.52)$$

где $\nabla^2 = \partial/\partial x^2 + \partial/\partial y^2 + \partial/\partial z^2$ — оператор Лапласа.

Таким образом, с учетом (1.51) и (1.52) уравнение (1.50) запишется в виде

$$\partial n_T / \partial t = D_T \nabla^2 \varphi_T - \Sigma_{at} \varphi_T + S. \quad (1.53)$$

Для стационарного случая, т.е. когда число нейтронов в данном объеме не меняется со временем, (1.53) преобразуется к виду

$$D_T \nabla^2 \varphi_T - \Sigma_{at} \varphi_T + S = 0, \quad (1.54)$$

или

$$\nabla^2 \varphi_T - \frac{1}{L^2} \varphi_T + \frac{S}{D_T} = 0; \quad L^2 = D_T / \Sigma_{at}. \quad (1.55)$$

где L — длина диффузии тепловых нейтронов, ранее определенная (1.39). С учетом (1.49)

$$L^2 = 1 / [3 \Sigma_{at} (\Sigma_{tr} + \Sigma_{at})]. \quad (1.56)$$

Из (1.56) следует, что длина диффузии тепловых нейтронов полностью определяется макроскопическими сечениями поглощения и транспортным сечением той среды, в которой они диффундируют.

Уравнение диффузии нейтронов (1.54) следует дополнить граничными условиями. Эти условия получаются из следующих соображений: на границах областей $r = r_0$, плотности потоков нейтронов и плотности токов нейтронов непрерывны. Отсюда получаем следующие граничные условия:

$$\varphi_1(r_0) = \varphi_2(r_0); \quad (1.57)$$

$$D_1 \frac{d\varphi_1}{dr} \Big|_{r=r_0} = D_2 \frac{d\varphi_2}{dr} \Big|_{r=r_0}. \quad (1.58)$$

Если одна из областей — вакуум (на рис. 1.16 эта область соответствует $r > r_0$), то вблизи границы раздела со стороны вакуума значение φ резко падает и обращается в нуль

Таблица 1.7. Коэффициент диффузии, длина диффузии, длина замедления, возраст тепловых нейтронов и длина миграции для некоторых замедлителей и природного урана

Замедлитель	$D, \text{ м}$	$L, \text{ м}$	$L_{\text{зам}}, \text{ м}$	$\tau, 10^{-4}, \text{ с}$	$M, \text{ м}$
Обычная вода	0,0016	0,027	0,052	0,27	$0,58 \cdot 10^{-1}$
Тяжелая вода	0,0087	1,41	0,11	1,25	1,41
Бериллий	0,0050	0,21	0,099	0,98	0,23
Окись бериллия	0,0081	0,3	0,092	0,85	0,314
Графит	0,0084	0,56	0,138	2,9	0,585
Уран	0,0068	0,0113	0,59	35	0,591

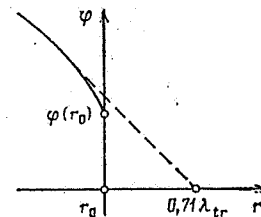


Рис. 1.16. Плотность потока нейтронов на границе с вакуумом

на расстоянии $r_s = r_0 + 0,71\lambda_{tr}$, где $\delta = 0,71\lambda_{tr}$ — длина линейной экстраполяции, которая получается из кинетической теории для моноэнергетических нейтронов на плоской границе, в которой учитывается не только плотность нейтронов, но и направление их движения. В этом случае для (1.54) формально ставится нулевое граничное условие на экстраполированной границе

$$\varphi(r_0 + 0,71\lambda_{tr}) = 0. \quad (1.59)$$

Решение (1.54) с учетом (1.57) и (1.58) в полубесконечной плоской среде, на границе которой находится бесконечный плоский источник [одномерная диффузия тепловых

нейтронов в отражателе нейтронов (см. § 2.9)], имеет вид

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp(-x/L), \quad (1.60)$$

где φ_0 — плотность потока нейтронов на плоской границе $x=0$. Из (1.60) следует, что на длине диффузии $x=L$ плотность потока нейтронов в среде от плоского бесконечно-го источника падает в e раз.

Уравнение диффузии для быстрых нейтронов имеет вид

$$D_6 \nabla^2 \varphi_6 - (\Sigma_{a6} + \Sigma_{R6}) \varphi_6 + S_f = 0, \quad (1.61)$$

где D_6 и Σ_{a6} — коэффициент диффузии и макроскопическое сечение поглощения быстрых нейтронов; S_f — число быстрых нейтронов, рождающихся в единице объема среды в единицу времени в процессе деления; Σ_{R6} — макроскопическое сечение замедления. Уравнение (1.61) можно записать в виде

$$\nabla^2 \varphi_6 - \frac{\varphi_6}{\tau} + \frac{S_f}{D_6} = 0; \quad \tau = D_6 / (\Sigma_{a6} + \Sigma_{R6}). \quad (1.62)$$

где τ — возраст тепловых нейтронов, ранее определенный выражением (1.38)

В табл. 1.7 приведены значения коэффициента диффузии, длины диффузии и возраста тепловых нейтронов для некоторых замедлителей, а для сравнения и для природного урана.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР

2.1. ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

При реакции деления образуются новые нейтроны, которые сами могут вызвать последующее деление новых ядер, и т.д., что при определенных условиях может приве-

сти к развитию самоподдерживающейся цепной реакции деления. Как было показано ранее (см. § 1.3), на один нейтрон, поглощенный ядром делящегося нуклида, высвобождается η новых нейтронов. Значит, для осу-

существования самоподдерживающейся цепной реакции необходимо выполнение условия

$$\eta \geq 1. \quad (2.1)$$

Условие (2.1) является необходимым, но не достаточным для развития самоподдерживающейся цепной реакции деления в реальной размножающей системе, где наряду с атомами ядерного топлива (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и т. д.) находятся атомы неделящихся конструктивных материалов, теплоносителя, замедлителя и т. д. В такой системе помимо процессов деления и радиационного захвата нейтронов в топливе, учитываемых параметром η , происходят процессы захвата нейтронов в неделящихся материалах, замедления при упругом и неупругом рассеянии, утечки нейтронов из системы конечного размера. Все эти процессы влияют на баланс нейтронов в системе и соответственно на ход цепной реакции.

Рассмотрим цепную реакцию деления в системе, где ядерным топливом является уран. Обозначим z_5 степень обогащения ядерного топлива, т. е. относительное содержание ядер ^{235}U в смеси ядер ^{235}U и ^{238}U :

$$z_5 = \frac{N_5}{N_5 + N_8} \cdot 100\%. \quad (2.2)$$

где N_i ($i=5; 8$) — концентрация ядер ^{235}U и ^{238}U в ядерном топливе соответственно. С учетом (2.2) величина η для такого ядерного топлива определяется из (1.34) в виде

$$\eta = \frac{v_5 \sigma_{f5} z_5 + v_8 \sigma_{f8} (1 - z_5)}{\sigma_{a5} z_5 + \sigma_{a8} (1 - z_5)}. \quad (2.3)$$

Здесь индексом i ($i=5; 8$) обозначены параметры, относящиеся к ^{235}U и ^{238}U соответственно. Из (2.3) видно, что η зависит от степени обогащения ядерного топлива и энергии нейтронов E , поглощаемых ядерным топливом, так как от E зависят микроскопические сечения σ_{fi} и σ_{ai} ($i=5; 8$).

Цепная реакция деления на быстрых нейтронах (при $E >$

$> 10^5$ эВ) может иметь место только при незначительном количестве материалов, вызывающих замедление нейтронов в размножающейся системе, работающей на высокообогащенном топливе, степень обогащения которого $z_5 = 20 \div 30\%$, что более чем на порядок выше степени обогащения природного урана (0,712%). Это связано с тем, что для этой области энергий у ^{238}U значение σ_{in} в 5—10 раз больше значения σ_f . Отсюда следует, что нейтроны в 5—10 раз чаще вступают в реакцию неупругого рассеяния, чем в реакцию деления. Но даже однократное неупругое рассеяние нейтрона ядром ^{238}U приводит к уменьшению энергии образующихся нейтронов деления ($E \approx 2$ МэВ) ниже энергии порога деления E^* для ^{238}U ($E^* \approx 1$ МэВ, рис. 1.6), и эти нейтроны уже не будут участвовать в делении ядер ^{238}U . Если обогащение топлива невелико, то эти замедленные нейтроны с большей вероятностью поглощаются ядрами ^{238}U без деления, чем вызывают деления ядер ^{235}U , и цепная самоподдерживающаяся реакция деления на быстрых нейтронах в такой системе не идет. Условия, при которых реализуется цепная реакция деления на быстрых нейтронах, создаются в активных зонах ядерных реакторов на быстрых нейтронах.

Цепную реакцию деления на тепловых нейтронах можно осуществить, если в размножающей системе имеется определенное количество вещества-замедлителя, на ядрах которого из-за многократных упругих столкновений снижается энергия нейтронов деления ($E \approx 2$ МэВ) до тепловых энергий ($E \approx 0,025$ эВ). В области тепловых нейтронов сечение деления для ^{235}U в сотни раз больше, чем в области быстрых нейтронов (см. рис. 1.6), и необходимое условие для осуществления цепной реакции деления $\eta > 1$ выполняется даже для природного урана (см. табл. 1.5). Однако если в размножающей си-

стеме отсутствует замедлитель, то цепная реакция на тепловых нейтронах невозможна.

Таким образом, цепную самоподдерживающуюся реакцию деления в размножающей системе бесконечных размеров, т. е. без учета влияния утечки нейтронов из системы, можно осуществить двумя способами: высоким обогащением топлива делящимся нуклидом — деление на быстрых нейтронах либо замедленным нейтронах веществом-замедлителем — деление на тепловых нейтронах. Возможно также осуществление цепной реакции деления нейтронами промежуточных энергий. В этом случае по содержанию замедлителя и обогащению ядерного топлива размножающая система занимает промежуточное положение между первыми двумя (деление на промежуточных нейтронах).

2.2. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ

Для определения условий поддержания цепной реакции деления и баланса нейтронов в конечной размножающей системе вводят понятие эффективного коэффициента размножения $k_{эф}$. Для его определения предположим, что в некоторый момент времени в размножающей системе возникло N_k быстрых нейтронов — нейтроны k -го поколения. Часть этих нейтронов теряется для реакции деления, а другая часть вызывает деление ядерного топлива с образованием N_{k+1} новых нейтронов — нейтронов $(k+1)$ -го поколения. Среднее время жизни поколения нейтронов обозначим l . Отметим, что введение понятий поколения нейтронов и среднего времени жизни l достаточно условно, так как нейтроны в размножающей системе возникают не одновременно. Эффективным коэффициентом размножения называют отношение числа нейтронов последующего поколения к числу нейтронов предыдущего поколения во всем объеме раз-

множающей системы, т. е.

$$k_{эф} = N_{k+1} / N_k. \quad (2.4)$$

Если $k_{эф} < 1$, размножающая система находится в подкритическом состоянии. В этом случае, если в начальный момент в системе было некоторое число нейтронов, цепная реакция быстро затухает, в результате уменьшаются плотность нейтронов и выделяемая в системе энергия. При $k_{эф} = 1$ система находится в критическом состоянии, т. е. число образующихся нейтронов равно числу поглощаемых и утекающих из системы нейтронов, в такой системе идет стационарная цепная реакция, в результате со временем не меняются плотность нейтронов и выделяемая в системе в единицу времени энергия. При $k_{эф} > 1$ система находится в надкритическом состоянии, цепная реакция лавинообразно нарастает, увеличиваются со временем плотность нейтронов и выделяемая в системе в единицу времени энергия. Этот процесс идет до тех пор, пока в силу каких-либо причин в системе не станет $k_{эф} \leq 1$.

Рассмотрим цепную реакцию деления в активной зоне ядерного реактора, т. е. в размножающей системе конечного размера. В такой системе имеется определенная утечка нейтронов, которая зависит от размеров и формы зоны, а также от природы и расположения материалов в ней. При увеличении размеров зоны относительная утечка нейтронов будет уменьшаться. Деление ядер топлива происходит внутри всего объема активной зоны, а утечка нейтронов осуществляется в основном из наружного слоя, поэтому число нейтронов, освобождающихся при делении, определяется объемом, а число нейтронов, потерянных вследствие утечки, — площадью внешней поверхности активной зоны. Отсюда следует, что чем меньше отношение поверхности активной зоны к ее объему, тем меньше доля нейтронов, теряющихся в результате утечки. В активной зоне, имеющей форму сферы, это от-

ношение минимально и равно $4\pi R^2 / [(4/3)\pi R^3] = 3/R$.

Для активной зоны, содержащей только делящееся вещество, например ^{235}U ,

$$k_{\text{эф}} = \eta \mathcal{L}, \quad (2.5)$$

где \mathcal{L} — вероятность избежать утечки, равная доле нейтронов, избежавших утечки из активной зоны. Если активная зона находится в критическом состоянии, то $k_{\text{эф}} = 1$ при $\eta \mathcal{L} = 1$. Как было показано в § 1.3, в такой системе цепная реакция деления идет в основном на быстрых нейтронах и $\eta \approx 2,5$, отсюда $\mathcal{L} = 1/2,5 = 0,4$. Таким образом, в критическом реакторе, содержащем только ^{235}U , 40% общего числа нейтронов остаются в зоне, а 60% вылетают за ее пределы.

2.3. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ И НЕЙТРОННЫЙ ЦИКЛ В РЕАКТОРЕ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

Активная зона реактора на тепловых нейтронах состоит из слабообогащенного ядерного топлива, замедлителя, теплоносителя, конструкционных материалов, регулирующих стержней. Рассмотрим нейтронный цикл в реакторе, где топливо содержит уран. Допустим, что в некоторый момент времени в активной зоне в результате деления ^{235}U образовалось N быстрых нейтронов. Для описания дальнейшей судьбы выделившихся нейтронов полезна схема (рис. 2.1), где в прямоугольниках выписаны происходящие с нейтронами процессы, а в овалах — число нейтронов, участвующих в этих процессах.

Образовавшиеся в результате деления ядер ^{235}U нейтроны в среднем имеют энергию выше порога деления ядер ^{238}U , поэтому в процессе поглощения ядрами ^{238}U эти нейтроны могут вызвать их деление. Кроме того, некоторое число быстрых нейтронов может вызвать деление ядер ^{235}U . В этой области энергий сечения деления ^{235}U и ^{238}U примерно равны, но ввиду малого содержания в активной зоне ^{235}U

по сравнению с содержанием ^{238}U этот эффект мал. При делении ^{238}U на один поглощенный быстрый нейтрон выделяется в среднем 2,4 новых быстрых нейтрона (см. табл. 1.5), поэтому в результате этого процесса число нейтронов несколько возрастает. Это увеличение учитывается коэффициентом размножения на быстрых нейтронах ϵ , который показывает, во сколько раз увеличивается число нейтронов деления ядер ^{238}U из-за дополнительного деления ядер ^{238}U быстрыми нейтронами. Значение ϵ зависит от состава и геометрии активной зоны. Обычно $\epsilon \approx 1,02 \div 1,03$. В результате этого процесса общее число нейтронов в активной зоне будет равно $N\epsilon$ (рис. 2.1). Однако часть быстрых нейтронов может вылететь из активной зоны. Этот процесс учитывается параметром \mathcal{L}_f — вероятностью избежать утечки быстрых нейтронов, равной доле быстрых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны. Таким образом, из-за утечки быстрых нейтронов в активной зоне остается $N\epsilon \mathcal{L}_f$ нейтронов.

Быстрые нейтроны слабо поглощаются ядрами, претерпевая неупругое рассеяние на ядрах ^{238}U и упругое рассеяние на ядрах замедлителя, и в результате замедляются. В процессе замедления имеется определенная вероятность поглощения нейтронов ядрами ^{238}U без деления в резонансной области энергии (рис. 1.4). Отметим, что по сравнению с резонансным поглощением поглощение нейтронов нерезонансных энергий незначительно. Из-за резонансного поглощения число нейтронов, достигающих тепловой энергии, будет уменьшаться. Этот эффект учитывается коэффициентом ϕ — вероятностью избежать резонансного захвата, который равен отношению числа быстрых нейтронов, избежавших захвата в резонансной области энергии и достигших тепловой энергии, к общему числу быстрых нейтронов. Очевидно, что $\phi < 1$. Значение

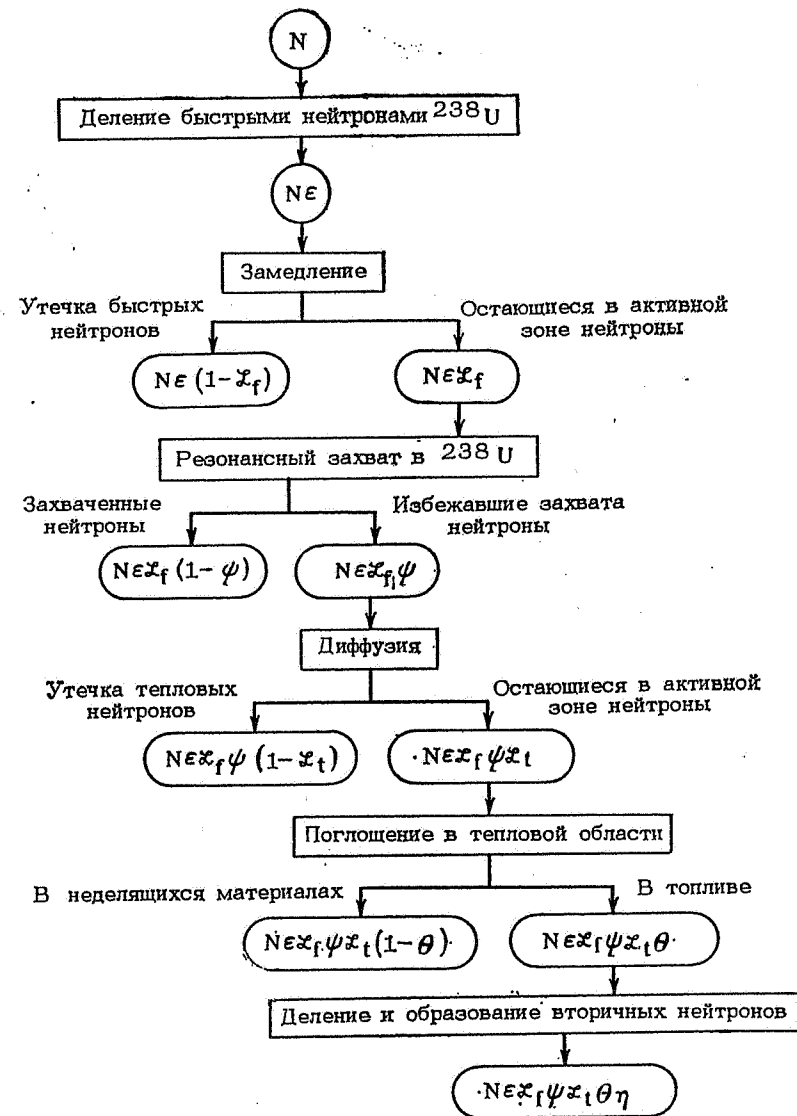


Рис. 2.1. Нейтронный цикл в тепловом реакторе

ние ϕ зависит от типа замедлителя, степени обогащения ядерного топлива, относительных количеств топлива и замедлителя и их взаимного расположения. Таким образом, в результате всех описанных процессов из N первоначально быстрых нейтронов в активной зоне образуется $N\epsilon \mathcal{L}_f \phi$ тепловых нейтронов (рис. 2.1).

Тепловые нейтроны диффундируют в объеме активной зоны и могут вылететь за пределы ее. Этот эффект учитывается вероятностью избежать утечки тепловых нейтронов \mathcal{L}_t , равной доле тепловых нейтронов, избежавших утечки из активной зоны. С учетом этого процесса в активной зоне остается $N\epsilon \mathcal{L}_f \phi \mathcal{L}_t$ тепловых

нейтронов, которые диффундируют до тех пор, пока не поглотятся. Вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране, а не в других веществах, определяется коэффициентом использования тепловых нейтронов θ , который равен отношению числа тепловых нейтронов, поглощенных в уране, к общему числу тепловых нейтронов, поглощенных материалами активной зоны. Общее число тепловых нейтронов, поглощенных в уране, равно $N_e \mathcal{L}_f \phi \mathcal{L}_t \theta$. На один захваченный ураном тепловой нейтрон в среднем в результате деления ^{235}U выделяется η быстрых нейтронов (2.3), тогда из N быстрых нейтронов, имевшихся в начале цикла, получается $N_e \mathcal{L}_f \phi \mathcal{L}_t \theta \eta$ таких же быстрых нейтронов следующего поколения (рис. 2.1). Следовательно, из определения эффективного коэффициента размножения (2.4) получим

$$k_{\text{эф}} = N_e \mathcal{L}_f \phi \mathcal{L}_t \theta \eta / N = \eta \mathcal{L}_f \mathcal{L}_t \theta. \quad (2.6)$$

Систему бесконечных больших размеров нейтроны не могут покинуть, и вероятность избежать утечки равна единице, т. е. $\mathcal{L}_f = 1$, $\mathcal{L}_t = 1$, тогда коэффициент размножения для системы бесконечного размера

$$k_{\infty} = \eta \epsilon \phi \theta. \quad (2.7)$$

Формулу (2.7) часто называют формулой четырех сомножителей, она показывает зависимость k_{∞} от различных факторов, определяющих развитие цепной реакции деления в размножающих системах, в которых ядерным топливом является уран.

Подставляя (2.7) в (2.6), получаем

$$k_{\text{эф}} = k_{\infty} \mathcal{L}_f \mathcal{L}_t \quad (2.8)$$

Активная зона находится в критическом состоянии, если $k_{\text{эф}} = 1$, тогда

$$k_{\infty} \mathcal{L}_f \mathcal{L}_t = 1. \quad (2.8a)$$

В реальных активных зонах всегда существует утечка нейтронов, поэтому $\mathcal{L}_f \mathcal{L}_t < 1$, отсюда $k_{\text{эф}} < k_{\infty}$. Таким образом, для того чтобы в активной зоне имела место самоподдерживающаяся цепная ре-

акция деления, значение k_{∞} должно быть несколько больше единицы. Значение k_{∞} зависит от состава и взаимного расположения материалов активной зоны и показывает возможность осуществления самоподдерживающейся цепной реакции деления в активной зоне при заданной утечке нейтронов.

Значения ϕ и θ всегда меньше единицы, а значения ϵ и η больше единицы. Для типичного энергетического реактора на тепловых нейтронах $\eta = 1,80$; $\epsilon = 1,03$; $\phi = 0,71$; $\theta = 0,79$; $\mathcal{L}_f = 0,97$ и $\mathcal{L}_t = 0,99$, тогда $k_{\infty} = 1,8 \cdot 1,03 \cdot 0,71 \cdot 0,79 = 1,04$; $\mathcal{L} = 0,97 \cdot 0,99 = 0,96$ и $k_{\text{эф}} = 1,04 \times 0,96 = 1,00$.

2.4. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА РАЗМНОЖЕНИЯ В ГОМОГЕННОМ И ГЕТЕРОГЕННОМ РЕАКТОРАХ

Гомогенный и гетерогенный реакторы. Гомогенным называют реактор, у которого активная зона представляет собой однородную смесь частиц топлива и замедлителя, причем размеры этих частиц малы по сравнению со средним свободным пробегом нейтронов, т. е. активная зона является для нейтронов однородной средой. Такую среду образуют: растворы солей урана в воде, расплавленные соли урана, суспензии оксидов урана в легкой или тяжелой воде, смесь порошков карбида урана и графита и т. д.

Гетерогенным называют реактор, у которого в активной зоне ядерное топливо размещается в замедлителе в виде специальных блоков. Эти блоки обычно изготовляют в форме стержней или пластин и называют тепловыделяющими элементами (ТВЭЛами). В активной зоне ТВЭЛы располагаются в определенном порядке, образуя правильную решетку, которая характеризуется шагом решетки. Шаг решетки равен расстоянию между осями соседних ТВЭЛов. Топливо в ТВЭЛах отделено от замедлителя или теплоносителя тонкой герметичной металлической защитной обложкой, локализующей радиоактивные продукты деления внутри ТВЭЛА.

В гетерогенных реакторах активная зона не является однородной средой для нейтронов. ТВЭЛ или сборка ТВЭЛов образуют с окружающим его замедлителем элементарную ячейку. Отсюда весь объем активной зоны гетерогенного реактора можно представить как совокупность подобных элементарных ячеек. Поэтому соотношения между энерговыделением или поглощением нейтронов в уране (ТВЭЛ) и замедлителе в одной ячейке будут соответствовать этим соотношениям во всей активной зоне.

Рассмотрим влияние типа реактора на коэффициенты, входящие в формулу (2.7).

Число быстрых нейтронов, образующихся на один акт поглощения теплового нейтрона в ядерном топливе, η . Значение η зависит от обогащения ядерного топлива (2.3), где для тепловых нейтронов $\sigma_{f8} = 0$. Из табл. 1.5 видно, что при обогащении топлива от природного урана до чистого изотопа ^{235}U значение η увеличивается в 1,5 раза. Для гетерогенной активной зоны, состоящей из одинаковых по конструкции и изотопному составу ТВЭЛов, тип активной зоны никак не сказывается на (2.3). Если в активной зоне имеются ТВЭЛы с различными характеристиками, то при расчете η это необходимо учитывать.

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах ϵ . Нейтроны могут вызвать деление ядер ^{238}U только в том случае, если они не снизили свою энергию ниже энергии порога деления ($E \approx 1$ МэВ для ^{238}U). Заметим, что даже однократное рассеяние на легких ядрах, например, водорода снижает энергию нейтронов ниже энергии порога деления. В гомогенном реакторе ядра ^{238}U равномерно окружены большим числом ядер замедлителя, поэтому нейтроны деления перед взаимодействием с ядрами ^{238}U с большой вероятностью рассеиваются на ядрах замедлителя и снижают свою энергию ниже энергии порога деления ^{238}U . Поэтому деления ядер ^{238}U практически не происходит, и коэффициент размножения на быстрых нейтронах в гомогенных активных зонах $\epsilon = 1$.

В гетерогенных реакторах нейтроны деления образуются в ТВЭЛАх. Прежде чем покинуть ТВЭЛ, они движутся в нем среди ядер ^{238}U . Поэтому здесь вероятность взаимодействия нейтронов деления с ядрами ^{238}U значительно выше, чем в гомогенных реакторах. Отсюда и существует больше вероятность деления

^{238}U . Коэффициент ϵ определяется средней длиной пути нейтронов в ТВЭЛАх, т. е. геометрией ТВЭЛА и концентрацией ^{238}U в топливе, а также шагом решетки a . Если $a \gg \lambda_s$, где λ_s — средняя длина рассеяния быстрых нейтронов в замедлителе, быстрые нейтроны, попадая в другой ТВЭЛ, успевают снизить свою энергию ниже энергии порога деления ^{238}U . В этом случае коэффициент ϵ уже не зависит от шага решетки a , а определяется только геометрией ТВЭЛА и составом топлива. Например, для цилиндрических ТВЭЛов диаметром $d \leq 4$ см, выполненных из природного урана, $\epsilon \approx 1,0 + 10^{-2} d$, где d — диаметр ТВЭЛА, см. В пределе в бесконечно большом блоке из природного урана $\epsilon = 1,28$.

В активной зоне ядерного энергетического реактора с водяным замедлителем и теплоносителем (ВВЭР, см. § 3.8) ТВЭЛы образуют тесную решетку ($a \ll \lambda_s$), поэтому здесь часть быстрых нейтронов, прежде чем замедлится до энергии ниже порога деления ^{238}U , успеет попасть в соседние ТВЭЛы и вызвать в них деление ^{238}U . В результате коэффициент ϵ возрастает и начинает зависеть от шага решетки a .

Вероятность избежать резонансного захвата ϕ . В реакторах на тепловых нейтронах (где в качестве ядерного топлива используется слабообогащенный уран) основным резонансным поглотителем замедляющихся нейтронов является ^{238}U , у которого микроскопическое сечение поглощения имеет много резонансных пиков (см. рис. 1.4). В среде, состоящей из замедлителя и ^{238}U , вероятность избежать резонансного поглощения нейтронов определяется двумя процессами: поглощением ядрами ^{238}U нейтронов резонансных энергий и рассеянием нейтронов резонансных энергий на ядрах замедлителя, которое сохраняет нейтроны в среде, так как выводит их из области резонансных энергий, где они сильно поглощаются. Первый процесс ха-

характеризуется эффективным макроскопическим сечением поглощения ^{238}U в резонансной области энергий во всем объеме, занимаемом топливом $\Sigma_{a\text{эф}} = N_8 I_{a\text{эф}} V_U$, где N_8 — концентрация, или число ядер ^{238}U в единице объема топлива; V_U — объем, занимаемый топливом; $I_{a\text{эф}}$ — эффективный резонансный интеграл, характеризующий вероятность поглощения замедляющихся нейтронов в резонансном диапазоне энергий, он имеет смысл эффективного микроскопического сечения поглощения. Второй процесс определяется замедляющей способностью замедлителя $\xi \Sigma_s V_{\text{зам}}$ во всем объеме $V_{\text{зам}}$, занимаемом замедлителем. Вероятность избежать резонансного поглощения представляется в виде

$$\psi = \exp(-\Psi),$$

$$\Psi = N_8 I_{a\text{эф}} V_U / (\xi \Sigma_s V_{\text{зам}}), \quad (2.9)$$

где Ψ — резонансное поглощение. В гомогенной активной зоне топливо и замедлитель занимают весь объем активной зоны,

т. е. $V_{\text{зам}} = V_U = V$ и $\Psi =$

$= N_8 I_{a\text{эф}} / (\xi \Sigma_s)$. Значение эффективного резонансного интеграла зависит от концентрации ^{238}U и взаимного расположения топлива и замедлителя.

При одинаковом составе материалов в активной зоне (одинаковом отношении чисел атомов замедлителя и урана в активной зоне) вероятность избежать резонансного захвата будет существенно больше в гетерогенной активной зоне, чем в гомогенной. Это объясняется следующими причинами: во-первых, в гетерогенной активной зоне большая часть нейтронов, замедляясь в замедлителе, проходит резонансную область энергий вдали от ядер ^{238}U и, естественно, не поглощается ими; во-вторых, в гетерогенной активной зоне имеет место более значительная самоэкранировка топлива. Резонансные нейтроны, попадая на поверхность твэлов, практически полностью поглощаются в тонком

поверхностном слое и не доходят до ядер ^{238}U , расположенных внутри твэла. Влияние этого эффекта увеличивается с ростом диаметра твэла d , поэтому значение $I_{a\text{эф}}$ уменьшается с увеличением диаметра твэла. Для цилиндрического твэла из природного урана резонансный интеграл равен

$$I_{a\text{эф}} = 4,15 + 12,35/\sqrt{d}, \quad (2.10)$$

где d — диаметр твэла, см. Первое слагаемое в (2.10) характеризует резонансное поглощение нейтронов поверхностным слоем, а второе — поглощение внутренними ядрами ^{238}U .

Влияние свойств замедлителя на значение Ψ проявляется через замедляющую способность $\xi \Sigma_s$. Из (2.9) следует, что чем больше $\xi \Sigma_s$, т. е. чем интенсивнее нейтроны выводятся из резонансной области, тем больше вероятность избежать резонансного захвата (см. табл. 1.6).

Коэффициент использования тепловых нейтронов θ . Число тепловых нейтронов, поглощаемых в различных материалах активной зоны в единице объема ее в единицу времени, равно произведению плотности потока тепловых нейтронов φ_T на макроскопические сечения поглощения тепловых нейтронов этих материалов (1.16). Следовательно, число нейтронов, поглощенных в уране, в замедлителе и других материалах активной зоны, соответственно равно $\varphi_T [(\Sigma_{aT})_s + (\Sigma_{aT})_k]$; $\varphi_T (\Sigma_{aT})_{\text{зам}}$; $\varphi_T (\Sigma_{aT})_k$, где $(\Sigma_{aT})_i$ ($i=5; 8$, замедлитель, k) — соответственно макроскопические сечения поглощения ^{235}U , ^{238}U , замедлителя и суммарное макроскопическое сечение поглощения теплоносителя, различных конструктивных и других материалов активной зоны. Тогда коэффициент использования тепловых нейтронов по определению (§ 2.3)

$$\theta = \frac{\varphi_T [(\Sigma_{aT})_s + (\Sigma_{aT})_k]}{\varphi_T [(\Sigma_{aT})_s + (\Sigma_{aT})_k] + \varphi_T (\Sigma_{aT})_{\text{зам}} + \varphi_T (\Sigma_{aT})_k} \quad (2.11)$$

Заменим макроскопические сечения на микроскопические по (1.17) и учтем, что в гомогенной активной зоне все материалы облучаются потоками тепловых нейтронов одинаковой плотности; тогда получим

$$\theta_{\text{гом}} = \frac{\sigma_{a5} N_5 + \sigma_{a8} N_8 + \sigma_{a8} N_8}{\sigma_{a5} N_5 + \sigma_{a8} N_8 + \sigma_{a8} N_8 + (\sigma_a)_{\text{зам}} N_{\text{зам}} + \sum_k \sigma_{ak} N_k}, \quad (2.12)$$

где σ_{ak} и N_k — микроскопическое сечение поглощения и концентрация k -го сорта материала активной зоны (теплоносителя, конструктивных материалов, поглотителей, вводимых в активную зону для регулирования цепной реакции, и т. д.). Из (2.12) следует, что с увеличением концентрации урана (N_5 и N_8) в активной зоне $\theta_{\text{гом}} \rightarrow 1$.

В гетерогенной активной зоне плотность потока нейтронов в твэле и окружающем его замедлителе различна. Типичное распределение плотности потока тепловых нейтронов в элементарной ячейке, состоящей из топлива и замедлителя, в направлении, перпендикулярном ее оси, показано на рис. 2.2. Видно, что значение $\varphi_T(r)$ уменьшается в направлении от границ ячейки к центру и достигает минимума на оси твэла. Точное распределение $\varphi_T(r)$ получается из решения уравнения диффузии тепловых нейтронов (1.50) в объеме элементарной ячейки. Однако качественно ход кривой $\varphi_T(r)$ можно объяснить исходя из следующих соображений.

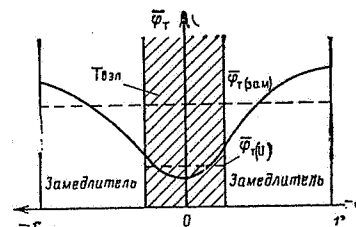


Рис. 2.2. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу в элементарной ячейке

Во-первых, в топливе (твэле) макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов значительно больше, чем в замедлителе, имеющем минимальное сечение поглощения. Поэтому плотность потока тепловых нейтронов в топливе должна быть ниже, чем в замедлителе. Этот эффект усиливается тем, что источником тепловых нейтронов является замедлитель, где быстрые нейтроны замедляются и превращаются в тепловые; в объеме твэла они появляются только за счет диффузии из замедлителя, причем плотность потока тепловых нейтронов при приближении к центру твэла уменьшается, так как чем больше расстояние прошли нейтроны в поглощающей среде, тем больше их поглотилось. Этим объясняется минимум $\varphi_T(r)$ в центре твэла. На рис. 2.2 значения $(\varphi_T)_U$ и $(\varphi_T)_{\text{зам}}$ — средние плотности потоков тепловых нейтронов, усредненные по объемам топлива и замедлителя соответственно. В силу изложенного выше в гетерогенном реакторе всегда $(\varphi_T)_U < (\varphi_T)_{\text{зам}}$, т. е. замедлитель, а также теплоноситель и другие неделяющиеся материалы активной зоны облучаются потоками тепловых нейтронов с большей плотностью, чем ядерное топливо. Отсюда возрастает относительная доля тепловых нейтронов, поглощенных в этих материалах, по сравнению с гомогенной активной зоной при том же составе материалов. Следовательно, в гетерогенных реакторах коэффициент θ всегда меньше, чем в гомогенных.

Коэффициент θ при фиксированных размерах твэла уменьшается с увеличением отношения $N_{\text{зам}}/N_U$ или с увеличением объемов замедлителя и топлива $V_{\text{зам}}/V_U$. При фиксированном отношении $V_{\text{зам}}/V_U$ коэффициент θ уменьшается с ростом диаметра твэла d , так как при этом падает $(\varphi_T)_U / (\varphi_T)_{\text{зам}}$. Отметим, что факторы, уменьшающие коэффициент θ , одновременно увеличивают вероятность избежать резонансного захвата ψ . В (2.7) входит

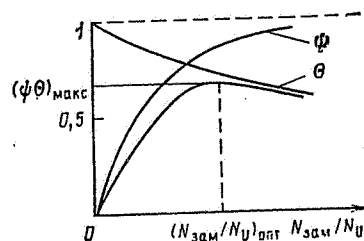


Рис. 2.3. Зависимость параметров ψ и θ от отношения $N_{зам}/N_U$ в гомогенной активной зоне

произведение этих величин. Поэтому для заданного состава топлива, что в основном определяет значение η , существуют оптимальные параметры активной зоны, при которых коэффициент k_{∞} достигает максимума. Для гомогенного реактора этим параметром является отношение $N_{зам}/N_U$, для гетерогенного к отношениям $N_{зам}/N_U$ или $V_{зам}/V_U$ добавляются размеры твэла и шаг решетки a . На рис. 2.3 показаны качественные зависимости параметров ψ и θ , а также их произведения $\psi\theta$ от $N_{зам}/N_U$ в гомогенной активной зоне. При $N_{зам}/N_U=0$ для ядерного топлива из природного урана вероятность избежать резонансного захвата близка к нулю ($\psi \approx 0$), при увеличении отношения $N_{зам}/N_U$ вероятность резонансного поглощения нейтронов уменьшается, а следовательно, ψ растет, стремясь в пределе к единице. Коэффициент θ с ростом $N_{зам}/N_U$ уменьшается от единицы и стремится к нулю. Произведение этих величин достигает максимума при оптимальном значении $(N_{зам}/N_U)_{опт}$, которому соответствует максимальное значение $(k_{\infty})_{макс} = \eta\epsilon(\psi\theta)_{макс}$.

В гетерогенной активной зоне

$\theta_{гет} < \theta_{гом}$, но превышение $\psi_{гет} > \psi_{гом}$ приводит к тому, что при одинаковом составе материалов в активных зонах коэффициент размножения в гетерогенной активной зоне выше, чем в гомогенной. В табл. 2.1 приведены оптимальные параметры гомогенных и гетерогенных активных зон с топливом из природного урана и с различными замедлителями. Из таблицы видно, что в гомогенной активной зоне развитие самоподдерживающейся цепной реакции деления возможно только в том случае, если замедлителем является тяжелая вода. В гетерогенной активной зоне кроме тяжелой воды самоподдерживающаяся цепная реакция деления возможна с замедлителем из графита. В табл. 2.1 приведены также оптимальные диаметры цилиндрического твэла d и шаг решетки a . Отметим, что оптимизация параметров гетерогенных активных зон является одной из основных задач теории ядерных реакторов.

2.5. ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ ОТ ОБОГАЩЕНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Эффективный коэффициент размножения в активной зоне с ядерным топливом из природного урана оказывается невысоким. Для его увеличения в энергетических реакторах в качестве ядерного топлива используется обогащенный уран. Обогащение урана позволяет существенно увеличить число быстрых нейтронов, образующихся на один акт поглощения в ядерном топливе (коэффициент η), и коэффициент теплового использования θ . Если обогащение невелико ($z_5 \leq 5\%$), то

при прочих равных условиях значения ϵ и ϕ изменяются мало в силу малого изменения концентрации ^{238}U , так как $1 - z_5 = 95 \div 99\%$. Оценим влияние обогащения топлива на коэффициент размножения. Для этого удобно ввести величину относительного поглощения нейтронов $q_i = \sigma_{ai}N_i/\sigma_{a5}N_5$, где i — ядра ^{238}U , замедлителя, теплоносителя и т. п. Тогда с учетом (2.12) и (2.3), где для тепловых нейтронов $\sigma_{f5} = 0$, выражение (2.7) для k_{∞} примет вид

$$k_{\infty} = \frac{\nu_5 \sigma_{f5} / \sigma_{a5}}{1 + q_5 + \sum_i q_i} \epsilon \phi \quad (2.13)$$

В (2.13) $\nu_5 = 2,42$ (см. табл. 1.5); $\sigma_{f5}/\sigma_{a5} = 582/683 = 0,85$ (см. табл. 1.2). Предположим для определенности, что $\epsilon = 1,03$ и $\phi = 0,71$, а $k_{\infty} = 1,0$ при $z_5 = 0,712\%$. Тогда $q_5 + \sum_i q_i = 0,51$ при $z_5 = 0,712\%$, со-

ответственно при текущем значении z_5 величина $q_5 + \sum_i q_i = 0,51 \times$

$\times (0,712\% / z_5)$. Подставим это отношение в (2.13) и получим

$$k_{\infty} = 1,51(1 + 0,364/z_5) \quad (2.14)$$

На рис. 2.4 показана зависимость (2.14). Видно, что при увеличении z_5 от 0,712 до 5% значение k_{∞} возрастает от 1,0 до 1,42.

Природный ядерный реактор. Цепная ядерная реакция осуществляется в ядерных реакторах — устройствах, созданных человеком. Однако около $2 \cdot 10^9$ лет тому назад на Земле существовали природные ядерные реакторы.

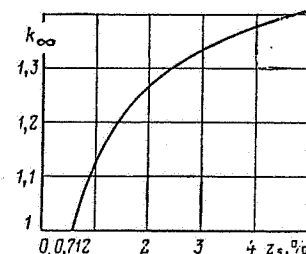


Рис. 2.4. Зависимость эффективного коэффициента размножения от обогащения ядерного топлива

В 1972 г. было обнаружено, что с месторождения в Окло (Габон, Африка) поступает природный уран, содержащий до 0,44% ^{235}U , что значительно меньше обычного содержания (0,712% ^{235}U). Анализ проб с этого месторождения показал, что в них находятся изотопы элементов, образующиеся при делении ^{235}U . Из химического состава проб по разности периодов полураспада этих изотопов было установлено, что около $2 \cdot 10^9$ лет тому назад в Окло в течение $600 \cdot 10^3$ лет работал природный ядерный реактор. В то время содержание ^{235}U в уране достигло 3,64%. Тогда при большом скоплении природного урана в рудах могла возникнуть самоподдерживающаяся цепная реакция деления с обычной водой в качестве замедлителя. В результате большая часть ^{235}U разделилась и образовались изотопы других элементов. Оценки показывают, что плотность потока нейтронов в таком реакторе достигала около 10^{12} нейтр./($\text{м}^2 \cdot \text{с}$).

2.6. КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ, РАЗМЕРЫ И ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ БЕЗ ОТРАЖАТЕЛЯ

Материальный параметр активной зоны. Реактор находится в критическом состоянии, если $k_{эф} = 1$. Соответственно из (2.8) следует, что $k_{\infty} > 1$. Отличие $k_{эф}$ от k_{∞} определяется утечкой из активной зоны быстрых нейтронов в процессе их замедления и утечкой тепловых нейтронов, т. е. из k_{∞} тепловых нейтронов, образующихся в цикле размножения, один тепловой нейтрон идет на поддержание цепной реакции, а $k_{\infty} - 1$ нейтрон утекает через внешнюю поверхность активной зоны. Значение k_{∞} определяется составом материалов активной зоны и их взаимным расположением в ней, т. е. свойствами размножающейся системы. Утечка нейтронов зависит от размеров и формы активной зоны. Таким образом, при известных внутренних свойствах системы (заданном $k_{\infty} > 1$) существуют критические размеры активной зоны (при заданной форме), которые обеспечивают такую утечку нейтронов, что выполняется условие критического состояния реактора ($k_{эф} = 1$) и в активной зоне протекает самоподдерживающаяся цеп-

Таблица 2.1 Оптимальные параметры гомогенной и гетерогенной активных зон с топливом из природного урана и с различными веществами-замедлителями

Замедлитель	$(N_{зам}/N_U)_{гом}$	$(k_{\infty})_{гом макс}$	$(N_{зам}/N_U)_{гет}$	$(V_{зам}/V_U)_{гет}$	d , см	a , см	$(k_{\infty})_{гет макс}$
H ₂ O	2,5	0,84	1,4	2	1,5	2,5	$\leq 1,0$
C	452	0,85	80	50	3	20	1,08
D ₂ O	167	1,14	20	30	3	15	1,2

ная реакция. Если размеры активной зоны меньше критических, то утечка нейтронов велика, $k_{эф} < 1$, и реактор подкритичен; если размеры активной зоны больше критических, то $k_{эф} > 1$ и реактор надкритичен. В критическом состоянии реактора плотность потока нейтронов любых энергий не зависит от времени, поэтому распределение плотности потока тепловых нейтронов по объему активной зоны подчиняется стационарному уравнению диффузии (1.54). Интенсивность источника тепловых нейтронов S в (1.54) можно определить из следующих соображений. На один тепловой нейтрон, поглощенный в активной зоне, образуется $k_{\infty} \mathcal{L}_f$ тепловых нейтронов следующего поколения, где \mathcal{L}_f , как и прежде — вероятность избежать утечки быстрых нейтронов из активной зоны в процессе их замедления. В единице объема активной зоны в единицу времени поглощается $\varphi_t \Sigma_{ат}$ тепловых нейтронов, где $\Sigma_{ат}$ — макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов в активной зоне. В результате в единице объема в единицу времени вновь образуется $S = \varphi_t \Sigma_{ат} k_{\infty} \mathcal{L}_f$ тепловых нейтронов следующего поколения. Подставим это выражение для S в (1.54) и получим

$$D \nabla^2 \varphi_t - \Sigma_{ат} \varphi_t + \varphi_t \Sigma_{ат} k_{\infty} \mathcal{L}_f = 0,$$

или

$$\nabla^2 \varphi_t + \frac{\Sigma_{ат}}{D} (k_{\infty} \mathcal{L}_f - 1) \varphi_t = 0. \quad (2.15)$$

В (2.15) все параметры, зависящие от свойств материалов активной зоны, группируются в один параметр, который называют материальным параметром:

$$B_m^2 = \frac{\Sigma_{ат}}{D} (k_{\infty} \mathcal{L}_f - 1). \quad (2.16)$$

Распределение плотности потока тепловых нейтронов по активной зоне реактора без отражателя. Геометрический параметр. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по активной зоне в кри-

тическом состоянии подчиняется уравнению (2.15). Запишем (2.15) с учетом (2.16), тогда

$$\nabla^2 \varphi_t + B_m^2 \varphi_t = 0. \quad (2.17)$$

Уравнение (2.17) дополняется граничными условиями: равенством нулю плотности потока тепловых нейтронов на экстраполированной границе активной зоны (1.59) и условием конечности и положительной определенности плотности потока нейтронов в объеме активной зоны ($0 \leq \varphi_t < \infty$). С учетом этих условий из решения (2.17) можно получить распределение φ_t для различных геометрических форм активной зоны. Причем решение уравнения (2.17) существует только при определенном значении величины $B_m^2 = B_g^2$, зависящем от размеров и геометрической формы активной зоны. Величину B_g^2 называют геометрическим параметром активной зоны. В общем случае некритического реактора B_g^2 может не совпадать с B_m^2 .

Выпишем полученные из решения (2.17) распределения φ_t по пространству для простейших геометрических форм активной зоны. Начало координат поместим в центр активной зоны.

Для активной зоны, имеющей форму сферы радиусом R , получим

$$\varphi_t(r) = \varphi_{t, \max} [\sin(B_g r)] / (B_g r), \quad (2.18)$$

где $\varphi_{t, \max}$ здесь и ниже — плотность потока тепловых нейтронов в центре активной зоны (в данном случае в центре сферы); r — расстояние от центра сферы. Геометрический параметр, характеризующий утечку нейтронов через сферическую поверхность активной зоны

$$B_g^2 = (\pi/R_0)^2, \quad (2.19)$$

где $R_0 = R + \delta$ — экстраполированный радиус активной зоны; $\delta \approx 0,71 \lambda_{tr}$ — длина линейной экстраполяции.

Для цилиндрической активной зоны с радиусом основания R и высотой H получаем

$$\varphi_t(r, z) = \varphi_{t, \max} J_0 \times \times (B_{gr} r) \cos(B_{gz} z), \quad (2.20)$$

где r и z — цилиндрические координаты; $B_{gr} = 2,405/R_0$; $B_{gz} = \pi/H_0$, причем $R_0 = (R + \delta)$ и $H_0 = (H + 2\delta)$ — экстраполированные радиус и высота активной зоны соответственно;

J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, задаваемая в табличном виде. В приближенном виде

$$J_0(2,405r/R_0) \approx \cos[(\pi r)/(2R_0)].$$

Геометрический параметр для цилиндрической активной зоны, характеризующий утечку нейтронов через цилиндрическую поверхность и торцы активной зоны, $B_g^2 = B_{gr}^2 + B_{gz}^2$, или

$$B_g^2 = (2,405/R_0)^2 + (\pi/H_0)^2, \quad (2.21)$$

На рис. 2.5 показана зависимость $\varphi_t(r, z)$, рассчитанная по (2.20) в цилиндрической активной зоне.

Если активная зона имеет форму прямоугольного параллелепипеда шириной W , длиной L и высотой H , то распределение плотности потока нейтронов по пространственным координатам имеет вид

$$\varphi_t(x, y, z) = \varphi_{t, \max} \cos(B_{gx} x) \cos(B_{gy} y) \cos(B_{gz} z), \quad (2.22)$$

где $B_{gx} = \pi/W_0$; $B_{gy} = \pi/L_0$; $B_{gz} = \pi/H_0$; $W_0 = W + 2\delta$; $L_0 = L + 2\delta$; $H_0 = H + 2\delta$.

Геометрический параметр, учитывающий утечку нейтронов через боковую поверхность и торцы активной зоны, имеет вид

$$B_g^2 = B_{gx}^2 + B_{gy}^2 + B_{gz}^2 \quad \text{или} \quad B_g^2 = (\pi/W_0)^2 + (\pi/L_0)^2 + (\pi/H_0)^2. \quad (2.23)$$

Из (2.19), (2.21) и (2.23) видно, что геометрический параметр B_g^2 ,

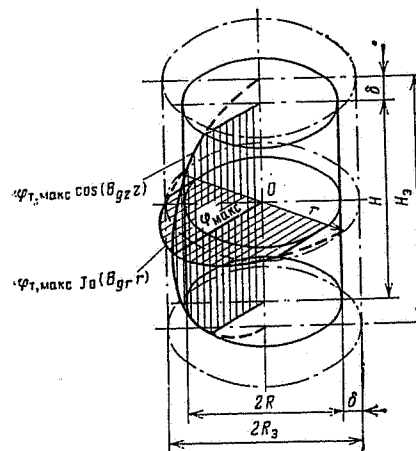


Рис. 2.5. Изменение плотности потока тепловых нейтронов по высоте и радиусу цилиндрической активной зоны без отражателя

m^{-2} , однозначно связан с геометрической формой и размерами активной зоны, причем с увеличением размеров активной зоны параметр B_g^2 уменьшается.

Из распределения плотности потока тепловых нейтронов по активным зонам различной геометрической формы (2.18), (2.20) и (2.22) видно, что плотность потока нейтронов имеет максимум в центре активной зоны, уменьшаясь к границам ее (рис. 2.5). Это объясняется тем, что активная зона реактора без отражателя окружена средой, в которой нет источников тепловых нейтронов, поэтому плотность тепловых нейтронов в ней меньше, чем в самой активной зоне. Отсюда согласно закону Фика (1.44), который учитывается в (2.17), существует поток нейтронов из активной зоны, т. е. утечка нейтронов из нее, поэтому плотность потока нейтронов будет меньше на периферии, чем в центре активной зоны. На экстраполированной границе, которая представляет собой поверхность S , эквидистантную относительно истинной граничной поверхности и удаленную от нее на расстояние $0,71 \lambda_{tr}$, формально принимают

$$\varphi_t(r)|_{r \in S} = 0, \quad (2.24)$$

где $r = r_0 + 0,71 \lambda_{tr} n$; r_0 — точка на истинной границе активной зоны; $n = n(r_0)$ — внешняя нормаль к этой точке. Действительно, $\varphi_t(r)|_{r \in S} > 0$,

и условие (2.24) можно использовать только для определения распределения $\varphi_t(r)$ внутри активной зоны реактора. Отметим также, что у энергетических реакторов $\delta \approx 0,71 \lambda_{tr} \sim 10^{-1}$ м [см. табл. 1.3 и (1.47)].

Зависимости (2.18), (2.20) и (2.22) получены в рамках диффузионного приближения (см. § 1.4). Они определяют усредненное распределение плотности потока тепловых нейтронов φ_t по всей активной зоне. В них не учитывается локальное изменение φ_t в пределах ячейки гетерогенной активной зоны (см. рис. 2.2), так как в этом случае не

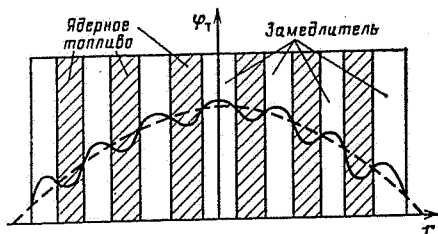


Рис. 2.6. Плотность потока тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе

выполняются условия применимости диффузионного приближения. Например, значение ϕ_t меняется существенно в ячейке на расстояниях двух-трех длин свободного пробега тепловых нейтронов. Локальное изменение ϕ_t получается из решения более точного кинетического уравнения. На рис. 2.6 сплошной линией показано распределение ϕ_t в гетерогенной активной зоне с учетом локального изменения ϕ_t в ячейке (см. рис. 2.2). Штриховой линией показано усредненное распределение ϕ_t , соответствующее одной из зависимостей: (2.18), (2.20) или (2.22).

Критические параметры реактора без отражателя. В критическом состоянии активной зоны распределение плотности потока тепловых нейтронов подчиняется стационарному уравнению диффузии (2.17), в котором в качестве параметра B^2 фигурирует материальный параметр B_m^2 . Вместе с тем решение (2.17) существует, если B^2 равно геометрическому параметру B_g^2 . Отсюда условие критического состояния активной зоны — критическое уравнение реактора имеет вид

$$B_m^2 = B_g^2. \quad (2.25)$$

Уравнение (2.25) связывает нейтронно-физические характеристики активной зоны, определяемые материальным параметром B_m^2 , с критическими размерами и формой ее, определяемыми геометрическим параметром B_g^2 . Иными словами, для того чтобы при данном составе и геометрической форме активной

зоны она находилась в критическом состоянии, размеры ее должны удовлетворять условию (2.25). Если размеры активной зоны меньше критических, то $B_g^2 > B_m^2$, утечка нейтронов велика и реактор находится в подкритическом состоянии. Если размеры активной зоны больше критических, то $B_g^2 < B_m^2$, утечка нейтронов мала, реактор находится в надкритическом состоянии. Подставим (2.16) для B_m^2 в (2.25) и учтем, что $\Sigma_{at}/D = 1/L^2$, где L — длина диффузии тепловых нейтронов (1.55), тогда (2.25) можно записать в виде

$$k_{\infty} \mathcal{L}_f / (1 + B_g^2 L^2) = 1. \quad (2.26)$$

Сравнивая (2.26) и (2.8а), получаем, что вероятность избежания утечки тепловых нейтронов из активной зоны

$$\mathcal{L}_f = 1 / (1 + B_g^2 L^2). \quad (2.27)$$

Вероятность избежания утечки быстрых нейтронов из активной зоны в процессе их замедления определяется из решения уравнения (1.61); для активной зоны без отражателя

$$\mathcal{L}_f = \exp(-B_g^2 \tau), \quad (2.28)$$

где τ — возраст тепловых нейтронов (1.38) и (1.62). С учетом (2.27) и (2.28) эффективный коэффициент размножения в реакторе на тепловых нейтронах (2.8) запишется в виде

$$k_{\text{эф}} = k_{\infty} [1 + B_g^2 L^2]^{-1} \exp(-B_g^2 \tau). \quad (2.29)$$

Уравнение (2.29) является основным уравнением реактора, показывающим зависимость эффективного коэффициента размножения нейтронов от состава, геометрической формы и размеров активной зоны независимо от того, является она гомогенной или гетерогенной. Особенности гетерогенных активных зон учитываются при расчете параметров ϵ , ϕ и θ для определения k_{∞} по (2.7). При определении τ для (2.29) приближенно считают, что замедление нейтронов происходит

только на ядрах замедлителя, а влияние других составляющих активной зоны отражается в изменении концентрации ядер замедлителя из-за вытеснения части замедлителя твэлами и другими конструктивными элементами активной зоны.

В энергетических ядерных реакторах размеры активных зон велики, соответственно относительная утечка нейтронов из зоны мала, т. е. $k_{\infty} - 1 \ll 1$, тогда вероятность избежания утечки быстрых нейтронов из активной зоны \mathcal{L}_f близка к единице, следовательно, в (2.28) значение $B^2 \tau \ll 1$ и выражение для \mathcal{L}_f можно представить в виде

$$\mathcal{L}_f = \exp(-B_g^2 \tau) \simeq (1 + B_g^2 \tau)^{-1}. \quad (2.30)$$

Подставим (2.30) в (2.29) и, пренебрегая малым слагаемым $B_g^4 L^2 \tau$, получим

$$k_{\text{эф}} = k_{\infty} / (1 + B_g^2 L^2) (1 + B_g^2 \tau) \simeq k_{\infty} / (1 + B_g^2 M^2), \quad (2.31)$$

где $M^2 = \tau + L^2$ — квадрат длины миграции (1.40). В критическом состоянии $k_{\text{эф}} = 1$ и $B_g^2 = B_m^2$, тогда из (2.31) можно получить

$$B_g^2 = B_m^2 \simeq (k_{\infty} - 1) / M^2. \quad (2.32)$$

Из (2.32) видно, что материальный параметр однозначно выражается через характеристики размножающей среды k_{∞} , τ и L^2 . Коэффициент размножения в бесконечной среде обычно не превосходит 1,5.

Для энергетических реакторов с водяным замедлителем и теплоносителем (ВВЭР) возраст нейтронов в активной зоне находится в диапазоне $(0,3 \div 0,8) \cdot 10^{-2}$ м² и по порядку величины близок к возрасту нейтронов в воде (см. табл. 1.7), длина диффузии составляет от 0,01 до 0,04 м. Тогда из (2.32) следует, что для таких реакторов $0 < B_m^2 < 150$ м⁻².

Критические размеры, объем, масса и загрузка активной зоны. Уравнения критического состояния активной зоны (2.32) можно использовать для решения задач двух типов: по заданному составу материалов в активной зоне, т. е. по известному значению материального параметра B_m^2 , и заданной фор-

ме активной зоны определить критические размеры и, наоборот, при известных геометрических размерах и форме активной зоны, т. е. известном значении геометрического параметра B_g^2 , найти состав материалов в активной зоне, например обогащение топлива ²³⁵U, при котором она находится в критическом состоянии.

Определим критические размеры и критический объем активной зоны при различных геометрических формах ее. Для этого подставим B_m^2 соответственно в (2.19), (2.21) и (2.23). Для сферической активной зоны критический радиус и объем соответственно равны

$$(R_z)_{\text{кр}} = \pi / B_m;$$

$$V_{\text{кр}} = (4/3) \pi (R_z)_{\text{кр}}^3 = 130 / B_m^3. \quad (2.33)$$

Для цилиндрической активной зоны критический объем зависит от соотношения между радиусом R_z и высотой H_z . Минимальное значение критического объема получается при отношении $2(R_z)_{\text{кр}} / (H_z)_{\text{кр}} = 1,083$, и при этом

$$(R_z)_{\text{кр}} = 2,945 / B_m; (H_z)_{\text{кр}} = 5,441 / B_m; V_{\text{кр}} = 148 / B_m^3. \quad (2.34)$$

Критический объем активной зоны, имеющей форму параллелепипеда, зависит от соотношения между его шириной, длиной и высотой. Минимальный критический объем для такой формы имеет активная зона в форме куба со стороной

$$W_z = L_z = H_z = 5,434 / B_m;$$

$$V_{\text{кр}} = 161 / B_m^3. \quad (2.35)$$

Таким образом, можно записать отношение минимальных критических объемов сферической, цилиндрической и кубической активных зон при заданном материальном параметре: $V_{\text{сф}} : V_{\text{ц}} : V_{\text{к}} = 1 : 1,14 : 1,24$.

Анализ зависимости (2.32) для B_m^2 с учетом (2.33) — (2.35) показывает, что чем больше длина миграции нейтронов в активной зоне,

тем меньше B_m^2 и, следовательно, тем больше критические размеры активной зоны. Этот результат физически вполне очевиден. Действительно, длина миграции M характеризует среднее расстояние по прямой, на которое смещается нейтрон от момента его рождения до момента поглощения. Чем больше M , тем больше вероятность того, что нейтроны улетят из активной зоны. Поэтому тем больше должны быть критические размеры активной зоны. Так, реактор с замедлителем из обычной воды при прочих равных условиях имеет существенно меньшие размеры активной зоны, чем реактор с замедлителем из графита, так как для воды $M=0,058$ м, а для графита на порядок больше и составляет 0,585 м (см. табл. 1.7).

Массу ядерного топлива, например урана, заключенного в критическом объеме, называют критической загрузкой $(G_T)_{кр}$. Критической загрузкой по ^{235}U — $(G_5)_{кр}$ называют массу ^{235}U , заключенную в критическом объеме активной зоны, $(G_5)_{кр} = z_5 (G_T)_{кр}$, где z_5 — обогащение топлива ^{235}U . В табл. 2.2 приведены относительные

Таблица 2.2. Влияние материала замедлителя на критические параметры активной зоны при обогащении топлива $z_5=2\%$

Относительные критические параметры активной зоны	D_2O	H_2O	Be	C
$N_{зам}/N_5$	10 240	320	10 240	10 240
Относительная загрузка ^{235}U	1	7,08	4,53	21,2
Относительный критический объем активной зоны	4,13	1,0	5,05	70,0

критические параметры активных зон: отношение концентрации ядер замедлителя $N_{зам}$ к концентрации ядер ^{235}U — N_5 , относительная критическая загрузка ^{235}U и относительный критический объем активных зон, имеющих одинаковое обогащение ядерного топлива $z_5=2\%$,

одинаковую геометрическую форму активной зоны, но различные замедлители. Из табл. 2.2 видно, что минимальная критическая загрузка ^{235}U имеет место в активной зоне с замедлителем из тяжелой воды, она в 7 раз меньше, чем для активной зоны с обычной водой, и в 21 раз меньше, чем для активной зоны с графитовым замедлителем. Эти значения получаются из-за чрезвычайно малого поглощения нейтронов дейтерием. Минимальный критический объем имеет активная зона с замедлителем из обычной воды (в 70 раз меньше критического объема активной зоны с замедлителем из графита).

2.7. КОЭФФИЦИЕНТ НЕРАВНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ И ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА БЕЗ ОТРАЖАТЕЛЯ

Формулы (2.20), (2.22) и (2.24) описывают распределение плотности потока тепловых нейтронов Φ_T . Если ядерное топливо равномерно распределено по объему активной зоны, т. е. концентрация ^{235}U постоянна по объему, то распределение тепловыделения совпадает с распределением Φ_T . Действительно, пусть q_V — удельное тепловыделение в активной зоне, т. е. количество теплоты, выделяющейся в единице объема среды с концентрацией ядер в ней N_5 , тогда получим

$$\begin{aligned} q_V(r) &= C_V(r) E_f = \\ &= \Sigma_{f5}(r) \Phi_T(r) E_f = \\ &= \sigma_{f5} N_5(r) E_f \Phi_T(r), \end{aligned} \quad (2.36)$$

где $E_f \approx 200$ МэВ/дел — энергия деления одного ядра ^{235}U , превращающаяся в тепловую энергию (см. § 1.3). Из (2.36) следует, что удельное тепловыделение в данной точке активной зоны прямо пропорционально произведению плотности потока тепловых нейтронов и концентрации делящегося нуклида в этой точке; тогда имеем:

$$\text{для сферической активной зоны} \\ q_V(r) = q_{V\text{макс}} \frac{\sin(\pi r/R_3)}{\pi r/R_3}; \quad (2.37)$$

$$\text{для цилиндрической} \\ q_V(r, z) = \\ = q_{V\text{макс}} J_0\left(\frac{2,405}{R_3} r\right) \cos\left(\frac{\pi}{H_3} z\right); \quad (2.38)$$

для прямоугольного параллелепипеда

$$q_V(x, y, z) = q_{V\text{макс}} \cos\left(\frac{\pi}{W_3} x\right) \times \\ \times \cos\left(\frac{\pi}{L_3} y\right) \cos\left(\frac{\pi}{H_3} z\right). \quad (2.39)$$

Из (2.37) — (2.39) следует, что максимальное тепловыделение и максимальное выгорание топлива происходят в центре активной зоны, причем величины $\Phi_{\text{макс}}$ и $q_{V\text{макс}}$ ничем не ограничиваются и могут достигать очень больших значений. В этом заключается опасность неконтролируемого повышения мощности в активной зоне реактора.

Неравномерность распределения тепловыделения по активной зоне учитывается коэффициентами неравномерности тепловыделения. Различают коэффициенты по радиусу k_r , высоте k_z и объему активной зоны k_V . Определим эти коэффициенты для активных зон энергетических реакторов, в этом случае можно пренебречь длиной участка линейной экстраполяции (1.59) по сравнению с линейными размерами активной зоны.

Коэффициент неравномерности распределения тепловыделения по радиусу k_r на выбранной высоте цилиндрической активной зоны ($z=h$)

$$\begin{aligned} k_r &= \frac{q_{V\text{макс}}(0, h)}{q_{V\text{ср}}(h)} = \\ &= \frac{q_{V\text{макс}}(0, h)}{\frac{1}{R} \int_0^R 2q_V(r, h) r dr}, \end{aligned} \quad (2.40)$$

где $q_{V\text{ср}}(h)$ — среднее тепловыделение по радиусу активной зоны на высоте $z=h$.

Коэффициент неравномерности тепловыделения по высоте k_z на выбранном радиусе цилиндрической активной зоны ($r=R_1$)

$$\begin{aligned} k_z &= \frac{q_{V\text{макс}}(R_1, 0)}{q_{V\text{ср}}(R_1)} = \\ &= \frac{q_{V\text{макс}}(R_1, 0)}{\frac{1}{H_3} \int_0^{H_3} q_V(R_1, z) dz}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

где $q_{V\text{ср}}(R_1)$ — среднее тепловыделение по высоте активной зоны при $r=R_1$.

Коэффициент неравномерности тепловыделения по объему активной зоны

$$k_V = \frac{q_{V\text{макс}}}{q_{V\text{ср}}} = \frac{q_{V\text{макс}} V}{\int_V q_V(r) dV}, \quad (2.42)$$

где $q_{V\text{ср}}$ — среднее удельное тепловыделение по объему активной зоны; V — объем активной зоны. Подставив (2.38) в (2.40) — (2.42), можно получить следующие значения коэффициентов неравномерности для цилиндрической активной зоны без отражателя:

$$\begin{aligned} k_r &= 1,2/J_1 \cdot 2,405 = 2,32; \\ k_z &= \pi/2 = 1,57; \\ k_V &= k_r k_z = 3,64. \end{aligned}$$

Подставим в (2.42) последовательно зависимости (2.37) и (2.39), соответственно получим, что для сферической активной зоны $k_V = \pi^2/3 = 3,29$ и для активной зоны в форме прямоугольного параллелепипеда $k_V = \pi^2/8 = 3,88$. Таким образом, отношение максимального тепловыделения к среднему изменяется от 3,29 до 3,88 в зависимости от геометрической формы активной зоны. Такая существенная неравномерность тепловыделения по объему зоны крайне нежелательна. Если активная зона состоит из ТВЭЛов одного типа, то при заданном максимальном тепловыделении, ограниченном сверху значением, определя-

емым теплотехнической надежностью активной зоны, периферийные твэлы будут работать со значительной недогрузкой. Следовательно, будет иметь место существенная неравномерность глубины выгорания топлива по объему активной зоны. Уменьшение k_V позволяет в том же объеме активной зоны существенно увеличить тепловую мощность реактора, т. е. повысить количество тепловой энергии, выделяющейся в активной зоне в единицу времени. Действительно, тепловая мощность реактора $W = q_{Vcp} V$; с учетом (2.42) получим

$$W = q_{Vmax} V / k_V. \quad (2.43)$$

Из (2.43) следует, что при заданном допустимом значении q_{Vmax} мощность реактора будет тем больше, чем ближе k_V к единице, т. е. чем меньше отличается тепловыделение в каждой точке активной зоны от максимально допустимого. Поэтому принимаются различные меры к выравниванию тепловыделения по объему активной зоны.

2.8. ВЫРАВНИВАНИЕ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ ПО АКТИВНОЙ ЗОНЕ

В ядерных энергетических реакторах применяются различные способы для выравнивания тепловыделения по объему активной зоны, с тем чтобы уменьшить коэффициенты неравномерности. Из (2.36) следует, что распределение удельного тепловыделения по объему активной зоны определяется распределениями $N_5(r)$ — концентрации ядер ^{235}U и плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_T(r)$ по объему активной зоны. Величины же σ_{f5} и E_f в (2.36) являются физическими константами, и их произвольное изменение невозможно. Поэтому для выравнивания тепловыделения используются способы, основанные на изменении распределения $N_5(r)$ и $\Phi_T(r)$ по объему активной зоны. К этим способам относятся:

1) применение эффективных отражателей нейтронов, расположенных вокруг активной зоны, позволяющих уменьшить утечку нейтронов и тем самым выровнять распределение плотности потока тепловых нейтронов и соответственно тепловыделение;

2) создание многозонных реакторов, в которых распределение ядер ^{235}U по радиусу активной зоны выполнено таким образом, чтобы изменение концентрации N_5 было примерно обратно пропорционально изменению Φ_T ;

3) применение твердых и жидких поглотителей, изготовленных из материалов, сильно поглощающих тепловые нейтроны. Поглотитель стремится располагать по радиусу и высоте активной зоны таким образом, чтобы его концентрация была прямо пропорциональна Φ_T .

Действие отражателя основано на том, что покидающие активную зону нейтроны попадают в окружающую среду и находятся в ней в хаотическом движении, так же как в самой активной зоне. Поэтому часть нейтронов, отражаясь от ядер среды, может возвратиться обратно. Отсюда результирующая утечка нейтронов из активной зоны уменьшается. Отношение числа нейтронов, возвращающихся в активную зону в результате отражения, к числу попадающих в отражатель нейтронов называют коэффициентом внутреннего отражателя нейтронов или альбедо β .

В ядерных реакторах на тепловых и промежуточных нейтронах в качестве отражателей используются вещества, хорошо замедляющие и слабо поглощающие нейтроны, т. е. вещества-замедлители нейтронов. Они обладают самыми высокими альбедо; например, у слоя обычной воды толщиной $2L$, где L — длина диффузии тепловых нейтронов, $\beta = 0,8$, у слоя бериллия той же толщины $\beta = 0,9$, у графита $\beta = 0,94$ и у тяжелой воды

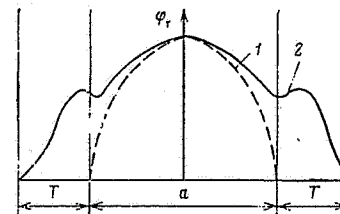


Рис. 2.7. Распределение плотности потока тепловых нейтронов при наличии отражателя и без него:

1 — без отражателя; 2 — с отражателем

$\beta = 0,98$. При этом в отражателе помимо отражения собственно тепловых нейтронов в активную зону происходит замедление быстрых нейтронов, причем более эффективно, чем в самой активной зоне, где имеется определенная вероятность захвата нейтронов. Часть замедлившихся нейтронов возвращается в активную зону и еще больше повышает плотность потока тепловых нейтронов $\Phi_T(r)$ вблизи отражателя. Типичное распределение $\Phi_T(r)$ при наличии отражателя и без него показано на рис. 2.7. Видно существенное выравнивание $\Phi_T(r)$ в активной зоне за счет отражателя.

Влияние отражателя, грубо говоря, сводится к уменьшению утечки нейтронов из активной зоны и соответственно к уменьшению критических размеров реактора. Это уменьшение в (2.19), (2.21) и (2.23) для геометрического параметра B_g^2 учитывается так называемой эффективной добавкой Δ , которая примерно равна длине линейной экстраполяции δ . При этом в (2.19), (2.21) и (2.23) необходимо подставлять не истинные геометрические размеры активной зоны, а эффективные, например для сферической активной зоны $R_{эф} = R + \Delta$, для цилиндрической $R_{эф} = R + \Delta_R$ и $H_{эф} = H + 2\Delta_H$, где Δ_R и Δ_H — эффективные добавки по радиусу и высоте активной зоны.

В энергетических ядерных реакторах на тепловых нейтронах замедлитель и отражатель обычно выполняются из одного материала. У таких реакторов значение Δ зависит от толщины отражателя T и отношения $(\tau/L)_{отр}$.

Влияние толщины отражателя на значение Δ проявляется из-за того, что слои отражателя, находящиеся на различных расстояниях от активной зоны, отражают нейтроны по-разному. Наиболее эффективными отражателями являются слои, расположенные вблизи активной зоны. С увеличением расстояния от границы активной зоны эффективность отражения нейтронов

падает, так как уменьшается доля нейтронов, попадающих в удаленные слои отражателя. Поэтому оказывается, что эффективность слоя отражателя толщиной $T \approx 1,5M$ [где M — длина миграции в отражателе (1.40)] близка к эффективности слоя бесконечной толщины, и дальнейшее увеличение толщины отражателя бесполезно. Для графита предельная толщина составляет около 90 см, для обычной воды — приблизительно 10 см. При оценке отражателей толщиной, равной или большей $1,5M$, можно принять, что эффективная добавка равна длине миграции в материале отражателя ($\Delta \approx M$). Тогда (см. табл. 1.7) для отражателя из графита $\Delta \approx 60$ см, а из обычной воды $\Delta \approx 6$ см (более точные оценки дают $\Delta \approx 7$ см).

Коэффициенты неравномерности по радиусу и высоте цилиндрической активной зоны радиусом R и высотой H с отражателем нейтронов:

$$k_r = 2,32 / \left(1 + \frac{2\Delta}{R + \Delta} \right);$$

$$k_z = 1,57 / \left(1 + \frac{2\Delta}{H + 2\Delta} \right). \quad (2.44)$$

Из (2.44) следует, что при наличии отражателя коэффициенты неравномерности уменьшаются. Однако в энергетических реакторах $\Delta \ll \min(R, H)$, поэтому коэффициенты мало отличаются от коэффициентов неравномерности для реакторов без отражателя. В небольших реакторах, когда величина Δ соизмерима с R и H , влияние отражателя на коэффициенты k_V , k_r и k_z существенно. Например, из (2.44) следует, что для водо-водяного реактора с размерами активной зоны $H = 2R = 1$ м при $\Delta = 0,1$ м значение k_z уменьшается от 1,57 до 1,35, k_r — от 2,32 до 1,74 и $k_V = k_r k_z$ — от 3,64 до 2,34 (т. е. в 1,5 раза). Тогда из (2.43) получается, что без изменения размеров активной зоны использование отражателя позволяет увеличить мощность реактора в 1,5 раза. При этом существенно выравнивается энерговыведение по объему активной зоны.

В ядерных реакторах на быстрых нейтронах вещества-замедлители отсутствуют и в качестве материала отражателей используются тяжелые нуклиды ^{238}U или ^{232}Th , которые кроме отражения быстрых

нейтронов в основном служат для воспроизводства новых делящихся нуклидов. Эти нуклиды получают при поглощении ядрами ^{238}U или ^{232}Th вылетевших из активной зоны нейтронов (см. § 1.3). Поэтому зоны где находятся эти материалы, принято называть не отражателями, а зонами воспроизводства.

В энергетических реакторах для выравнивания плотности потока нейтронов по радиусу применяется зонная компоновка топлива. В этом случае активная зона состоит из нескольких зон, различающихся между собой размножающими свойствами. Типичный пример распределения плотности потока нейтронов по радиусу в двухзонной цилиндрической активной зоне с отражателем показан на рис. 2.8. Зонная компоновка активной зоны принята, например, в корпусных ядерных энергетических реакторах с обычной водой в качестве замедлителя и теплоносителя. (ВВЭР), где свежее топливо, т. е. более обогащенное, располагается в периферийной зоне, а выгоревшее, т. е. менее обогащенное, находится в центральной зоне.

В современных энергетических реакторах одновременно применяются все перечисленные выше способы выравнивания тепловыделения. В результате достигаются следующие значения коэффициентов неравномерности: по радиусу $k_r = 1,2 \div 1,5$; по высоте $k_z = 1,3 \div 1,5$;

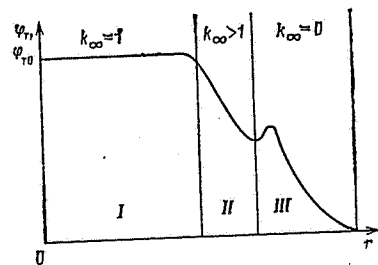


Рис. 2.8. Распределение плотности потока нейтронов по радиусу в двухзонной активной зоне с отражателем:
I — центральная зона; II — периферийная подпитывающая зона; III — отражатель

по объему $k_v = 1,5 \div 2,5$. Например, в реакторе типа ВВЭР это дало возможность снизить коэффициент k_v в 2 раза: с $k_v = 4,8$ (реактор ВВЭР-210 на I блоке Нововоронежской АЭС) до $k_v = 2,4$ (реактор серийный ВВЭР-440).

В процессе работы реактора происходит выгорание топлива и поглотителя, соответственно изменяется распределение тепловыделения по активной зоне. Поэтому проводится изменение распределения поглотителей во времени таким образом, чтобы обеспечить минимизацию k_r , k_z и k_v .

2.9. ТЕПЛОВАЯ МОЩНОСТЬ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА. СРЕДНЯЯ ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ

Тепловая мощность реактора пропорциональна количеству делений в единицу времени во всем объеме активной зоны. Если использовать понятие о средней по объему активной зоне плотности потока нейтронов $\varphi_{cp} = V^{-1} \int \varphi(r) dV$ и считать, что

концентрация ядер делящегося нуклида, например ^{235}U , равномерна по объему ее, т. е. $N_5 = \text{const}$, то число делений в единицу времени в единице объема активной зоны на основании (1.16) будет равно $\Sigma_{f5} \varphi_{cp}$, где $\Sigma_{f5} = \sigma_{f5} N_5$. При делении одного ядра ^{235}U в среднем выделяется $E_f \approx 200$ МэВ/дел энергии. Тогда тепловая мощность реактора, МВт, выделяющаяся в объеме активной зоны V (см. § 1.3),

$$\begin{aligned} W &= E_f \Sigma_{f5} \varphi_{cp} V = \\ &= 200 \sigma_{f5} N_5 V \varphi_{cp} = \\ &= 3,2 \cdot 10^{-17} \sigma_{f5} N_5 V \varphi_{cp}. \end{aligned} \quad (2.45)$$

В (2.45) значение произведения $N_5 V$ равно числу ядер ^{235}U во всем объеме активной зоны. Оно определяется загрузкой ^{235}U в активной зоне $G_5 = z_5 G_U$, где G_U — масса урана в активной зоне, кг,

$$\begin{aligned} N_5 V &= G_5 N_A / \mu = \\ &= z_5 G_U \cdot 6,02 \cdot 10^{26} / 235, \end{aligned} \quad (2.46)$$

где $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ — число Авогадро (см. § 1.1); $\mu = 235$ — относительная масса ^{235}U . Подставляя (2.46) в (2.45), получаем, МВт,

$$W = 0,825 \cdot 10^8 \sigma_{f5} z_5 G_U \varphi_{cp}. \quad (2.47)$$

Из (2.47) видно, что мощность реактора прямо пропорциональна произведению средней по активной зоне плотности потока нейтронов φ_{cp} на количество делящихся нуклидов в ней. Если в активной зоне содержится небольшое количество делящихся нуклидов, то необходима высокая средняя плотность потока нейтронов для того, чтобы в реакторе развивалась требуемая мощность, и наоборот. Значение σ_{f5} падает с ростом энергии нейтронов от 500—700 б для нейтронов с $E \leq 0,2 \div 1$ эВ, что характерно для реакторов на тепловых нейтронах, до 1,5—2 б при $E \approx 0,2 \div 1$ МэВ, что характерно для реакторов на быстрых нейтронах (см. рис. 1.4). Поэтому для заданного уровня мощности в реакторе на быстрых нейтронах требуется либо значительно большая средняя плотность потока нейтронов, либо значительно большее количество делящегося нуклида, чем в реакторе на тепловых нейтронах.

Важными характеристиками энергонапряженности ядерного реактора являются удельная топливная мощность, т. е. мощность реактора Вт/кг, приходящаяся на единицу массы урана в активной зоне,

$$W_{G_U} = W / G_U = 0,825 \cdot 10^{14} \sigma_{f5} z_5 \varphi_{cp}; \quad (2.48)$$

удельная мощность, Вт/кг, приходящаяся на единицу массы делящегося вещества в активной зоне, например ^{235}U , Вт/кг,

$$W_{G_5} = W / G_5 = 0,825 \cdot 10^{14} \sigma_{f5} \varphi_{cp}; \quad (2.49)$$

и удельная объемная мощность (плотность объемного тепловыделения), Вт/м³,

г. е. φ_{cp} — плотность потока нейтронов в единицу объема активной зоны,

$$\begin{aligned} W_V &= W / V = \\ &= 3,2 \cdot 10^{-11} \sigma_{f5} N_5 \varphi_{cp}. \end{aligned} \quad (2.50)$$

У современных ядерных энергетических реакторов на тепловых нейтронах типа ВВЭР или РБМК (см. § 4.4, 4.5) $W_{G_U} = 30 \div 40$ кВт/кг; $W_{G_5} = (0,6 \div 1) \cdot 10^3$ кВт/кг. Удельная объемная энергонапряженность реакторов типа ВВЭР равна 80—110 МВт/м³ (кВт/л), а аналогичная характеристика реакторов типа РБМК равна 4,2—6,3 МВт/м³. Характеристики активной зоны реакторов на быстрых нейтронах с тепловой мощностью 3000 МВт соответственно равны: $W_{G_U} = 100$ кВт/кг;

$$\begin{aligned} W_{G_5} &\approx (0,6 \div 0,8) \cdot 10^3 \text{ кВт/кг;} \\ W_V &= 500 \div 1000 \text{ МВт/м}^3. \end{aligned}$$

При известной мощности W и загрузке активной зоны $G_5 = z_5 G_U$ из (2.47) можно определить среднюю по объему активной зоны плотность потока нейтронов, вызывающих деление:

$$\varphi_{cp} = 1,21 \cdot 10^{-8} W / (\sigma_{f5} z_5 G_U). \quad (2.51)$$

Реактор ВВЭР-1000 имеет тепловую мощность $W = 3000$ МВт и загрузку урана $G_U = 66,3 \cdot 10^3$ кг, объем активной зоны $V = 27$ м³ при среднем начальном обогащении $z_5 = 4,4\%$. Микроскопическое сечение реакции деления тепловыми нейтронами ядер ^{235}U $\sigma_{f5} = 582 \cdot 10^{-28}$ м² (см. табл. 1.2). Подставляя эти значения в (2.51), получаем, что в активной зоне реактора ВВЭР-1000 в начале работы на полной мощности средняя плотность потока тепловых нейтронов

$$\begin{aligned} \varphi_{cp} &= 1,21 \cdot 10^{-8} \times \\ &\times \frac{3000}{582 \cdot 10^{-28} \cdot 4,4 \cdot 10^{-2} \cdot 66,3 \cdot 10^3} = \\ &= 2,14 \cdot 10^{17} \text{ нейтр/(м}^2 \cdot \text{с)}. \end{aligned}$$

У реактора на быстрых нейтронах сечение деления σ_{f5} уменьшается примерно в $3 \cdot 10^2$ раз, в то же время значение W_{G_5} остается примерно таким же, как и у реакторов на тепловых нейтронах. Отсюда средняя плотность потока быстрых нейтронов в активной зоне такого реактора $\varphi_{cp} \approx 5 \cdot 10^{19}$ нейтр/(м²·с).

2.10. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ УПРАВЛЕНИЯ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИЕЙ ДЕЛЕНИЯ

Избыточный коэффициент размножения и реактивность реактора. Изменение мощности реактора, как следует из (2.45), можно легко осуществить изменением средней плотности потока нейтронов, т. е. нарушением баланса нейтронов в активной зоне. Выше уже отмечалось (§ 2.6), что основной характеристикой, определяющей баланс нейтронов в активной зоне реактора, является эффективный коэффициент размножения $k_{эф}$, который учитывает как процессы размножения и захвата нейтронов в активной зоне, так и утечку нейтронов за ее пределы. Из определения коэффициента $k_{эф}$ следует, что в активной зоне на каждый нейтрон предыдущего поколения образуется $k_{эф}$ нейтронов следующего поколения, т. е. $k_{эф} = N_{k+1}/N_k = (N_k + \Delta N_k)/N_k = 1 + \Delta N_k/N_k$, где ΔN_k — изменение числа нейтронов в активной зоне за время жизни одного поколения нейтронов l . Тогда за время l увеличение (уменьшение) числа нейтронов, приходящееся на один нейтрон предыдущего поколения

$$\Delta N_k/N_k = \delta k_{эф} = k_{эф} - 1, \quad (2.52)$$

где величину $\delta k_{эф}$ называют избыточным коэффициентом размножения. Естественно, значение $\delta k_{эф}$, так же как и ΔN_k , может быть как больше нуля (при $k_{эф} > 1$), так и меньше нуля (при $k_{эф} < 1$).

Кроме коэффициентов $k_{эф}$ и $\delta k_{эф}$ при анализе работы ядерного реактора вводят понятие реактивности ρ , которая характеризует степень отклонения реактора от критического состояния,

$$\rho = \delta k_{эф}/k_{эф} = (k_{эф} - 1)/k_{эф}. \quad (2.53)$$

Из определения $\delta k_{эф} = \Delta N_k/N_k$ и $k_{эф} = N_{k+1}/N_k$ следует, что $\rho = \Delta N_k/N_{k+1}$, т. е. реактивность есть изменение за время l числа нейтронов, приходящихся на один нейтрон

нового поколения нейтронов. Обычно $k_{эф} \approx 1$, поэтому $\rho \approx \delta k_{эф}$.

Реактивность ρ является важнейшей характеристикой реактора, она обобщенно отражает весь комплекс ядерно-физических процессов, происходящих в активной зоне.

Помимо реактивности используют понятие запаса реактивности

$$\rho_{зап} = [(k_{эф})_{зап} - 1]/(k_{эф})_{зап}, \quad (2.54)$$

где $(k_{эф})_{зап}$ — максимально возможное значение эффективного коэффициента размножения, которое могло бы быть достигнуто при полностью извлеченных из активной зоны управляющих стержнях и поглотителях. Обычно $(k_{эф})_{зап}$ заметно больше единицы, а $k_{эф} \approx 1$, поэтому $\rho_{зап} \gg \rho$.

Развитие цепной реакции во времени. Пусть $N(t)$ — число нейтронов в активной зоне в момент времени t , тогда $n(t) = N(t)/V$ — средняя плотность нейтронов в активной зоне в момент времени t , где V — объем активной зоны. За время жизни одного поколения нейтронов l плотность нейтронов изменится на

$$n(t) (k_{эф} - 1) = n(t) (\delta k_{эф}) \approx x(t) \rho.$$

Следовательно, скорость изменения плотности нейтронов

$$dn(t)/dt = (k_{эф} - 1) n(t) / l \approx \rho n(t) / l. \quad (2.55)$$

Интегрируя (2.55), получаем закон изменения плотности нейтронов во времени

$$n(t) = n_0 \exp(\rho t / l), \quad (2.56)$$

где n_0 — средняя по объему активной зоны плотность нейтронов в момент времени $t=0$, когда реактору была сообщена реактивность ρ .

Плотность потока нейтронов $\Phi = nv$ (см. § 1.3), поэтому, умножив обе части уравнения (2.56) на скорость нейтронов v , приведем его к виду

$$\Phi(t) = \Phi_0 \exp(\rho t / l). \quad (2.57)$$

Так как мощность реактора (2.45) прямо пропорциональна Φ , то

$$W(t) = W_0 \exp(\rho t / l), \quad (2.58)$$

где W_0 — мощность реактора в момент времени $t=0$.

Из (2.58) следует, что при $\rho=0$ ($k_{эф}=1$), т. е. в критическом состоянии реактора, мощность реактора постоянна и равна W_0 . Развитие цепной реакции деления не накладывает никаких ограничений на величину W_0 . Это означает, что реактор в критическом состоянии может находиться на любом уровне мощности. При $\rho > 0$ ($k_{эф} > 1$) мощность реактора экспоненциально растет; при $\rho < 0$ ($k_{эф} < 1$) мощность реактора экспоненциально падает.

Среднее время жизни поколения нейтронов. Роль запаздывающих нейтронов. Из (2.58) следует, что изменение мощности реактора существенно зависит от среднего времени жизни поколения нейтронов l , которое определяется составом материалов в активной зоне. В процессе работы реактора значение l практически не меняется.

Выше было показано (см. § 1.3), что при делении ядер ^{235}U , а также других делящихся нуклидов испускаются мгновенные и запаздывающие нейтроны. Основную часть (99,35% для ^{235}U) составляют мгновенные нейтроны, которые испускаются непосредственно осколками деления через очень короткий промежуток времени ($t_{дел} \approx 10^{-14}$ с). В реакторах на тепловых нейтронах большинство мгновенных нейтронов замедляется до тепловой энергии и диффундирует в активной зоне до их поглощения и генерации следующего поколения нейтронов (см. рис. 1.14). Поэтому среднее время жизни мгновенных нейтронов в активной зоне реактора на тепловых нейтронах

$$l = t_{дел} + t_{зам} + t_{диф}. \quad (2.59)$$

Время замедления $t_{зам} \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ с. Среднее время диффузии тепловых нейтронов представляется в

виде $t_{диф} = \lambda_{ат}/v_t$, где $\lambda_{ат}$ — длина поглощения тепловых нейтронов в активной зоне (см. § 1.3); v_t — средняя скорость тепловых нейтронов в ней. В реакторах с обычной водой в качестве замедлителя $\lambda_{ат} \approx 0,1$ м, и в реакторах с тяжеловодным или графитовым замедлителем $\lambda_{ат} \approx 1$ м. Скорость тепловых нейтронов $v_t \approx 10^3$ м/с, тогда $t_{диф} \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ с и $t_{диф} \gg t_{зам} \gg t_{дел}$. Из (2.59) получаем, что $l \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ с.

В реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах среднее время жизни мгновенных нейтронов l равно части среднего времени замедления, поэтому в таких реакторах значение $l \approx 10^{-7} - 10^{-8}$ с существенно меньше, чем в реакторах на тепловых нейтронах.

Оценим скорость изменения плотности потока нейтронов или мощности реактора на тепловых нейтронах, если $l \approx 5 \cdot 10^{-4}$ с и реактивность $\rho = 10^{-3}$. Из (2.57) следует, что за время $t=1$ с плотность нейтронов или мощность реактора увеличится в $e^2 \approx 7,5$ раза, а за $t=2$ с — в $e^4 \approx 60$ раз. При такой скорости изменения мощности реактора никакие автоматические системы управления не успевают срабатывать и регулировать мощность реактора чрезвычайно сложно. Однако наличие запаздывающих нейтронов существенно увеличивает среднее время жизни поколения нейтронов, а соответственно и диапазон изменения реактивности*.

Запаздывающие нейтроны испускаются дочерними ядрами, которые образуются в результате цепочки радиоактивных распадов осколков деления (см. § 1.3). Время их выхода после акта деления определяется периодами распада этих ядер и изменяется от нескольких долей секунды до 1 мин. Если представить все запаздывающие нейтроны одной эквивалентной

* На важную роль запаздывающих нейтронов в процессе управления цепной реакцией деления впервые указали советские ученые Я. Б. Зельдович и Ю. Б. Харитон в 1940 г.

группой, то свойства этой группы будут определяться средним временем жизни ее τ_0 и долей всех запаздывающих нейтронов β . Для ^{235}U значение $\tau_0=13$ с и $\beta=0,0065$; для ^{239}Pu и ^{233}U τ_0 и β соответственно равны 15,4 с и 0,0021 и 18,4 с и 0,0026. Очевидно, что время жизни запаздывающих нейтронов после их образования должно практически совпадать с временем жизни мгновенных нейтронов деления. Поэтому запаздывающие нейтроны поглощаются в активной зоне через время, равное $t_0=\tau_0+l$.

Среднее время жизни поколения нейтронов с учетом запаздывающих нейтронов равно среднеарифметическому времени жизни мгновенных $(1-\beta)\tau_0$ и запаздывающих нейтронов $\beta\tau_0$

$$\bar{l}=[(1-\beta)\tau_0+\beta\tau_0]/v=(1-\beta)\tau_0+\beta\tau_0 \quad (2.60)$$

Подставляя в (2.60) значения $\bar{l}=5 \cdot 10^{-4}$ с, $\tau_0=13$ с и $\beta=0,0065$ для ^{235}U , получаем $\bar{l} \approx 0,085$ с. Для ^{239}Pu и ^{233}U значение \bar{l} соответственно равно 0,032 и 0,048 с. Следует отметить, что такое существенное увеличение значения \bar{l} за счет запаздывающих нейтронов имеет место только в том случае, если отрицательная реактивность реактора меньше доли запаздывающих нейтронов ($|\rho| < \beta$).

При среднем времени жизни поколения нейтронов $\bar{l} \approx 0,085$ с и скачке реактивности $\rho=0,001$ мощность реактора будет возрастать:

$$W/W_0 = \exp[(1-10^{-3})/(85 \times 10^{-3})] \approx \exp 0,012 \approx 1,012,$$

т. е. всего на 1,2 вместо 750% при разгоне реактора на мгновенных нейтронах. Такая скорость изменения мощности реактора может легко регулироваться автоматической системой управления реактора.

Период реактора. Промежутки времени, в течение которого мощность реактора (плотность нейтронов) меняется в $e \approx 2,7$ раза, называют периодом реактора T . Из (2.58) следует, что если все нейтроны в активной зоне объединены в

одну группу со средним временем жизни l , то

$$T=l/\rho. \quad (2.61)$$

В приведенных выше примерах период реактора равен: при разгоне на мгновенных нейтронах $T=l/\rho=5 \cdot 10^{-4}/10^{-3}=0,5$ с, при разгоне реактора с учетом запаздывающих нейтронов $T=0,085/10^{-3}=85$ с, т. е. в 170 раз больше.

С учетом определения периода реактора формулы (2.56) и (2.58) примут вид

$$n(t)=n_0 \exp(t/T); \quad W=W_0 \exp(t/T). \quad (2.62)$$

Более общее выражение для определения периода имеет вид

$$T=\left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dt}\right)^{-1}, \quad (2.63)$$

что позволяет использовать понятие периода при изменении плотности нейтронов (мощности реактора) во времени по произвольному закону.

Ниже подробнее рассматривается работа реактора в подкритическом, критическом и надкритическом состояниях.

Подкритическое состояние реактора ($k_{\text{эф}} < 1$). Для начала цепной реакции необходимо иметь исходный нейтрон, вызывающий процесс деления. В активной зоне всегда имеются источники свободных нейтронов. Это прежде всего спонтанное деление ядер урана и нейтроны космического излучения. Например, в 1 т природного урана образуется около $1,5 \times 10^4$ нейтр./с. Если ядерный реактор уже работал, то в его активной зоне образование свободных нейтронов происходит также за счет фотонейтронной реакции (γ, n) на ядрах дейтерия D и бериллия ^9Be и испускания осколками деления запаздывающих нейтронов. Иногда применяются искусственные источники нейтронов, представляющие собой смесь источников ^9Be , ^{11}B и ^{10}B , у которых порог реакции выбивания нейтронов невысокий. При пусках ядерных реакторов применяются источники мощностью $Q=10^4-10^7$ нейтр./с.

Пусть внутри активной зоны находится распределенный источник нейтронов с удельной мощностью $Q_{\text{уд}}=Q/V$, нейтр./(м³·с), где V —объем активной зоны, м³. Тогда в правую часть уравнения баланса нейтронов (2.55) добавится величина $Q_{\text{уд}}$:

$$dn(t)/dt=(k_{\text{эф}}-1)n(t)/l+Q_{\text{уд}}. \quad (2.64)$$

В подкритическом реакторе при $t \rightarrow \infty$ устанавливается стационарный режим генерации нейтронов $dn(t)/dt=0$, тогда

$$n(t \rightarrow \infty)=n_{\text{ст}}=Q_{\text{уд}}l/(1-k_{\text{эф}}), \quad (2.65)$$

где $n_{\text{ст}}$ достигается практически за время $t \approx 2l/(1-k_{\text{эф}})$.

Из (2.65) следует, что чем больше $|\delta k_{\text{эф}}|=1-k_{\text{эф}}$, тем меньше плотность нейтронов в подкритическом реакторе. Величину $1-k_{\text{эф}}$ называют подкритичностью реактора. В активной зоне, где среднее время жизни поколения нейтронов l , плотность нейтронов, обусловленная источником нейтронов с удельной мощностью $Q_{\text{уд}}$, равна $n_{\text{ст}}=Q_{\text{уд}}l$. Тогда из (2.65) следует

$$n_{\text{ст}}/n_{\text{крит}}=1/(1-k_{\text{эф}})=M_T. \quad (2.66)$$

Таким образом, подкритический реактор ведет себя как размножитель нейтронов с коэффициентом умножения $1/(1-k_{\text{эф}})$.

Критическое состояние ($k_{\text{эф}}=1$). Из (2.64) следует, что при $k_{\text{эф}}=1$

$$dn(t)/dt=Q_{\text{уд}}, \quad (2.67)$$

тогда

$$n(t)=n_0+Q_{\text{уд}}t, \quad (2.68)$$

где n_0 —средняя по объему активной зоны плотность нейтронов в момент времени $t=0$, когда коэффициент размножения стал равным единице ($k_{\text{эф}}=1$). При удалении источника плотность нейтронов останется на том уровне, который был в момент удаления.

Из (2.68) следует, что в критическом состоянии реактора с источником нейтронов в активной зоне происходит линейный рост плотности нейтронов во времени.

Надкритическое состояние реактора ($k_{\text{эф}} > 1$). Определим, при каких значениях реактивности развитие цепной реакции во времени определяется запаздывающими нейтронами. Средняя энергия запаздывающих нейтронов в момент их образования $E \approx 0,5$ МэВ, т. е. примерно в 4 раза меньше средней энергии мгновенных нейтронов $E \approx 2$ МэВ. При замедлении мгновенных нейтронов до $E \approx 0,5$ МэВ часть их поглощается в активной зоне или вылетает из нее. Поэтому доля запаздывающих нейтронов по отношению к мгновенным, энергия которых равна $E \approx 0,5$ МэВ, несколько возрастает. Этот эффект учитывается введением понятия эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}} = \beta/\gamma$, где $\gamma=1,05-1,2$. При этом считается, что при делении одного ядра испускается $\beta_{\text{эф}}v$ запаздывающих нейтронов с энергией мгновенных нейтронов. Тогда в среднем при поглощении в активной зоне одного нейтрона испускается $k_{\text{мгн}} = k_{\text{эф}}(1-\beta_{\text{эф}})$ мгновенных и $k_{\text{зап}} = k_{\text{эф}}\beta_{\text{эф}}$ запаздывающих нейтронов нового поколения, где $k_{\text{мгн}}$ —коэффициент размножения мгновенных нейтронов; $k_{\text{зап}}$ —коэффициент размножения запаздывающих нейтронов. По определению

$$k_{\text{эф}} = k_{\text{эф}}(1-\beta_{\text{эф}}) + k_{\text{эф}}\beta_{\text{эф}} = k_{\text{мгн}} + k_{\text{зап}}. \quad (2.69)$$

При $k_{\text{мгн}} < 1$ протекание цепной реакции зависит как от мгновенных, так и от запаздывающих нейтронов. При этом

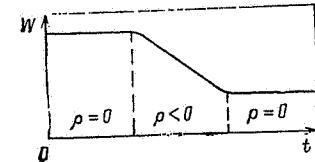


Рис. 2.9. Перевод реактора на более низкий уровень мощности

отсутствие запаздывающих нейтронов приводило бы к затуханию цепной реакции. В этом случае ядерный реактор управляем. При $k_{\text{мгн}} \geq 1$ развитие цепной реакции происходит только на мгновенных нейтронах. Тогда среднее время жизни поколения нейтронов определяется временем жизни мгновенных нейтронов, плотность нейтронов и мощность реактора растут настолько быстро, что ядерный реактор практически неуправляем.

Реактор, у которого $k_{\text{мгн}}=1$, называется мгновенно-критическим. Оценим, при каких значениях $k_{\text{эф}}$ и ρ реактор становится мгновенно-критическим. По определению

$$k_{\text{мгн}} = k_{\text{эф}}(1-\beta_{\text{эф}}) = 1. \quad (2.70)$$

Учитывая, что $\beta_{\text{эф}} \ll 1$, получаем

$$k_{\text{эф}} = 1/(1-\beta_{\text{эф}}) \approx 1+\beta_{\text{эф}}; \quad (2.71)$$

так как

$$k_{\text{эф}} = 1 + \delta k_{\text{эф}} \approx 1 + \rho, \quad (2.72)$$

то из (2.71) и (2.72) следует, что в мгновенно-критическом реакторе $\rho \approx \beta_{\text{эф}}$ и $k_{\text{эф}} \approx 1 + \beta_{\text{эф}}$. Величина $\beta_{\text{эф}}$ является одним из важнейших параметров, определяющих ядерную безопасность реактора. Таким образом, для того чтобы развитие цепной реакции во времени зависело от запаздывающих нейтронов, т. е. было контролируемо, требуется, чтобы реактивность реактора удовлетворяла условию $\rho < \beta_{\text{эф}}$.

Перевод реактора с одного уровня мощности на другой осуществляется посредством изменения эффективного коэффициента размножения (реактивности). — см. рис. 2.9 и 2.10. Из (2.58) следует, что чем больше период времени, в течение которого $\rho > 0$, тем на более высокий уровень мощности поднимается реактор; аналогично чем больше период времени, в течение которого $\rho < 0$, тем на более низкий уро-

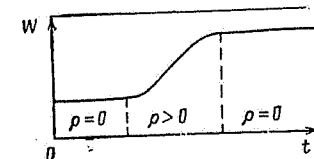


Рис. 2.10. Перевод реактора на более высокий уровень мощности

вень мощности спускается реактор (вплоть до его полной остановки при отсутствии источников нейтронов в активной зоне). При увеличении реактивности реактора ρ время перевода его с одного уровня мощности на другой сокращается.

Следует отметить, что при анализе переходных процессов в реакторе необходимо учитывать наличие обратных связей, т. е. реакцию объекта регулирования на внешнее воздействие. Если реакция такая, что результат воздействия уменьшается,

то обратная связь отрицательная, если, наоборот, результат воздействия увеличивается, то обратная связь положительная. В энергетических реакторах всегда реализуется отрицательная обратная связь по мощности, поэтому, например, увеличение реактивности приводит к росту мощности, но из-за отрицательной обратной связи происходит уменьшение реактивности. Равновесие (нулевая реактивность) реализуется на некотором уровне мощности, большем прежнего. Подробнее эти вопросы рассматриваются в § 3.4.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА. КЛАССИФИКАЦИЯ РЕАКТОРОВ

В отличие от котельных установок на ТЭС, где органическое топливо непрерывно подается в топку небольшими порциями, в активную зону реактора ядерное топливо загружается сразу же на большой срок — на год или на несколько лет, причем полностью «выжечь» ядерное топливо невозможно. В реакторе сжигается только та часть делящегося вещества, которая превышает критическую загрузку, т. е. часть, определяющая положительный запас реактивности. Далее требуется полная или частичная перегрузка ядерного топлива.

В процессе работы реактора в его активной зоне происходят различные физические процессы, изменяющие реактивность ρ , а следовательно, и мощность реактора. Это в первую очередь процессы выгорания и воспроизводства ядерного топлива, зашлакование, стационарное и нестационарное отравление продуктами деления (в особенности нуклидами ^{135}Xe и ^{149}Sm , имеющими большие сечения поглощения тепловых нейтронов), а также температурные эффекты. В процессе длительной работы реактора влияние этих процессов на изменение реактивности и мощности реактора компенсируется системой управления. Следует отметить, что все эти процессы существенно влияют на энергетические возможности и маневренные свойства реактора и всей ядерной энергетической установки.

3.1. ВЫГОРАНИЕ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Кинетика выгорания ядерного топлива. Рассмотрим реактор на тепловых нейтронах, в котором ядерным топливом является уран. В активной зоне такого реактора как в процессе работы, так и после остановки изотопный состав топлива непрерывно меняется. Происходит

«выгорание» ядер ^{235}U , деление ядер ($\sigma_{f5}=582$ б) и радиационный захват нейтронов с образованием неделящегося нуклида ^{236}U ($\sigma_{\gamma5}=101$ б). Из (1.16) следует, что число реакций поглощения нейтронов ядрами ^{235}U и соответственно убывание ядер ^{235}U в единице объема в единицу времени равно $\sigma_{a5}N_5\Phi_{\text{ср}}(t)$. Отсюда убывание концентрации ядер ^{235}U во времени $N_5(t)$ при усреднении процесса выгорания по объему активной зоны описывается следующим дифференциальным уравнением выгорания:

$$dN_5(t)/dt = -\sigma_{a5}N_5(t)\Phi_{\text{ср}}(t), \quad (3.1)$$

где $\sigma_{a5}=\sigma_{f5}+\sigma_{\gamma5}$ — сечение поглощения ^{235}U ; $\Phi_{\text{ср}}(t)$ — средняя по объему активной зоны плотность потока тепловых нейтронов в момент времени t ; $N_5(t)$ — средняя по объему активной зоны концентрация ядер ^{235}U , т. е. число ядер ^{235}U в единице объема активной зоны в момент времени t . Если $\Phi_{\text{ср}}$ не зависит от времени, то решение (3.1) имеет вид

$$N_5(t) = N_5(0) \exp(-\sigma_{a5}\Phi_{\text{ср}}t),$$

где $N_5(0)$ — концентрация ^{235}U при $t=0$. Введем эффективное время $s=\sigma_{a5}\Phi_{\text{ср}}t$, которое также называют степенью выгорания, тогда $N_5(t) = N_5(0) \exp(-s)$. (3.2)

Определим степень выгорания s за $t=10$ сут в активной зоне реактора

ВВЭР-1000, где средняя плотность потока тепловых нейтронов $\Phi_{\text{ср}} = 2,14 \times 10^{17}$ нейтр/(м²·с) (см. § 2.9), а $\sigma_{a5} = 683$ б = $683 \cdot 10^{-28}$ м² (см. табл. 1.2), тогда $s = 683 \cdot 10^{-28} \cdot 2,14 \cdot 10^{17} \cdot 10 \cdot 24 \cdot 3600 = 0,0126$, т. е. $s \ll 1$ и $e^{-s} \approx 1-s=0,9874$, а $N_5(t=10 \text{ сут}) = 0,9874N_5(0)$.

Таким образом, при малых степенях выгорания ($s \ll 1$) и $\Phi_{\text{ср}} = \text{const}$ концентрация

$$N_5(t) = N_5(0) (1-s) = N_5(0) \times (1-\sigma_{a5}\Phi_{\text{ср}}t) \quad (3.3)$$

в активной зоне линейно уменьшается со временем. Реально при работе реактора поддерживается постоянной мощность реактора W . Тогда из (2.45) можно получить

$$\Phi_{\text{ср}}(t) = W / [3,2 \cdot 10^{-17} \sigma_{f5} V N_5(t)], \quad (3.4)$$

где V — объем активной зоны. Интегрируя (3.1) с учетом (3.4) получаем линейную зависимость $N_5(t)$ от времени при $W = \text{const}$

$$N_5(t) = N_5(0) - (1+\alpha) \times Wt / (3,2 \cdot 10^{-17} V), \quad (3.5)$$

где $1+\alpha = \sigma_{a5}/\sigma_{f5}$; $\alpha = \sigma_{\gamma5}/\sigma_{f5}$ [см. (1.32)]. Параметр α зависит от энергии нейтронов. Подставим (3.5) в (3.4) и получим, что при постоянной мощности реактора W средняя плотность потока нейтронов в активной зоне должна увеличиваться по закону

$$\Phi_{\text{ср}}(t) = \Phi_{\text{ср}}(0) / [1 - \sigma_{a5}\Phi_{\text{ср}}(0)t], \quad (3.6)$$

где $\Phi_{\text{ср}}(0)$ — плотность потока нейтронов в момент времени $t=0$.

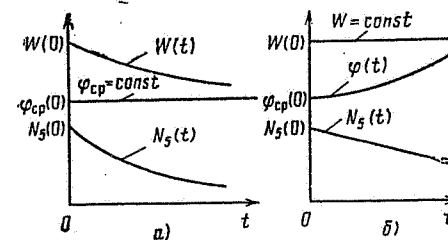


Рис. 3.1. Качественное изменение во времени мощности реактора $W(t)$, средней по объему активной зоны плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_{\text{ср}}(t)$ и концентрации ядер ^{235}U в активной зоне $N_5(t)$

На рис. 3.1 показано качественное изменение во времени мощности реактора $W(t)$, средней плотности потока нейтронов $\Phi_{\text{ср}}(t)$ (3.6) и концентрации ядер ^{235}U в активной зоне $N_5(t)$ (3.2) и (3.5) при $\Phi_{\text{ср}} = \text{const}$ (рис. 3.1, а) и $W = \text{const}$ (рис. 3.1, б).

Глубина выгорания ядерного топлива. Общее число ядер ^{235}U в активной зоне объемом V равно N_5V , а масса их составляет (1.2)

$$G_5 = N_5 V \mu / N_A, \quad (3.7)$$

где $\mu=235$ — относительная атомная масса ^{235}U . Из (3.5) с учетом (3.7) можно получить число ^{235}U , выгоревшего за время t (сут), — глубину выгорания ядерного топлива при работе на постоянном уровне мощности W , МВт:

$$\Delta(G_5)_{\text{выг}}(t) = [N_5(0) - N_5(t)] \times V \mu / N_A = \{24 \cdot 3600 (1 + \alpha) \mu / [3,2 \cdot 10^{-17} N_A]\} Wt \quad (3.8)$$

и

$$\Delta(G_5)_{\text{выг}}(t) = 1,05 (1 + \alpha) \cdot 10^{-3} Wt; \quad (3.9)$$

здесь $\Delta(G_5)_{\text{выг}}(t)$ выражено в килограммах.

По определению, параметр α характеризует долю ядер ^{235}U , претерпевших радиационный захват нейтронов, по отношению к числу разделившихся ядер ^{235}U . Поэтому масса ^{235}U , превратившегося в ^{236}U , кг, вследствие радиационного захвата нейтронов за время t , сут, равна

$$\Delta(G_5)_{\gamma} = 1,05 \cdot 10^{-3} \alpha Wt. \quad (3.10)$$

В реакторах на тепловых нейтронах $\alpha=0,17$, в реакторах на быстрых нейтронах радиационный захват в ^{235}U мал, поэтому $\sigma_{a5} \approx \sigma_{f5}$, $\alpha \approx 0$ и $\Delta(G_5)_{\gamma} \approx 0$.

Масса разделившегося ^{235}U , кг,

$$\Delta(G_5)_{\text{дел}} = 1,05 \cdot 10^{-3} Wt. \quad (3.11)$$

Масса ядра ^{235}U практически равна суммарной массе двух осколков деления, поэтому за время t , сут, при работе реактора на посто-

янной мощности W , МВт, образуются осколки суммарной массой, кг

$$\Delta G_{\text{оск}} \approx \Delta (G_5)_{\text{дел}} = 1,05 \cdot 10^{-3} W t. \quad (3.12)$$

Отметим, что данный анализ и полученные в результате его формулы носят оценочный характер. Он справедлив для средней по объему активной зоны плотности потока нейтронов, при этом не учитывается заметный вклад в мощность реактора энергии, выделяющейся при делении ядер вторичных нуклидов (^{239}Pu и ^{241}Pu), концентрация которых непрерывно растет со временем. В общем случае плотность потока нейтронов ϕ неравномерна по объему активной зоны и зависит от времени. На распределение ϕ существенно влияют органы регулирования, положение которых в процессе работы реактора постоянно меняется.

Осуществить непосредственное измерение массы разделившегося ^{235}U и равной ей суммарной массы осколков деления чрезвычайно сложно. Поэтому удобно выражать глубину выгорания через энерговыработку в реакторе. Таким образом, глубина выгорания, выраженная в энергетических единицах, определяет удельную энерговыработку ядерного топлива в реакторе. Единицей глубины выгорания является 1 МВт·сут на 1 т ядерного топлива (1 МВт·сут/т). Пусть ядерный реактор при загрузке его топливом в количестве G_T , т, в течение времени t , сут, работал на мощности W , МВт, соответственно было выработано $Q = Wt$ энергии, МВт·сут, тогда глубина выгорания топлива в нем, МВт·сут/т,

$$B = Q/G_T = Wt/G_T. \quad (3.13)$$

Глубина выгорания, кг/т, выражается также в виде отношения массы разделившегося нуклида [например, для ^{235}U это $\Delta(G_5)_{\text{дел}}$, кг] к массе загруженного в активную зону ядерного топлива G_T , т,

$$a_1 = \Delta(G_5)_{\text{дел}}/G_T \approx \Delta G_{\text{оск}}/G_T,$$

или в процентах

$$a_1 = [\Delta(G_5)_{\text{дел}}/G_T] \cdot 100 \approx [\Delta G_{\text{оск}}/G_T] \cdot 100. \quad (3.14)$$

Определим связь между глубиной выгорания и массой загруженного ядерного топлива. Из (3.11) и (3.14) следует

$$B = Wt/G_T = \frac{\Delta(G_5)_{\text{дел}}}{G_T \cdot 1,05 \cdot 10^{-3}} = \frac{1}{1,05 \cdot 10^{-3}} a_1. \quad (3.15)$$

При глубине выгорания $a_1 = 1\%$ в 1 т топлива разделится 10 кг ^{235}U , значит,

$$B = 10/(1,05 \cdot 10^{-3}) \approx 9500 \text{ МВт·сут/т}. \quad (3.16)$$

Для определения расхода делящегося вещества удобнее выразить глубину выгорания, кг/т, через отношение массы выгоревшего делящегося нуклида [например, для ^{235}U — $\Delta(G_5)_{\text{дел}}$, кг] к массе загруженного ядерного топлива G_T , т,

$$a_2 = \Delta(G_5)_{\text{дел}}/G_T. \quad (3.17)$$

Связь между a_1 и a_2 легко определяется из (3.9) и (3.11)

$$a_1 = a_2/(1 + \alpha). \quad (3.18)$$

Подставляя (3.18) в (3.15) и учитывая, что для реакторов на тепловых нейтронах $1 + \alpha = 1,17$, получаем

$$B = a_2/[1,05 \cdot 10^{-3}(1 + \alpha)] = \approx 814 a_2. \quad (3.19)$$

Количество выгоревшего делящегося нуклида за время работы реактора (глубина выгорания) является важной характеристикой, определяющей работоспособность твэлов, а соответственно и самой активной зоны.

В процессе выгорания делящегося вещества происходит накопление продуктов деления. В каждом акте деления вместо одного атома образуются два новых атома с большим суммарным объемом. В результате топливо в твэле начинает распухать.

Допустимая глубина выгорания зависит от вида топлива (металлический уран, диоксид урана UO_2 , карбид урана UC

и т. д.), совершенства конструкции твэлов, материала оболочки твэла, режимов работы реактора и т. д. Для металлического урана максимально допустимая глубина выгорания по условиям распухания $a_1 = 5-6$ кг/т ($B \approx 5000-5500$ МВт·сут/т). В ядерных энергетических реакторах как на тепловых, так и на быстрых нейтронах наиболее широко используются твэлы с топливом из диоксида урана, который является пористым материалом, способным накопить достаточно много продуктов деления без заметного распухания. В настоящее время для реакторов на тепловых нейтронах допустимая глубина выгорания $a_1 = 40$ кг/т ($B \approx 40\,000$ МВт·сут/т). В специально сконструированном твэле (при оптимальной начальной пористости топлива, наличии компенсационных объемов и полостей повышенной прочности оболочки) достигается глубина выгорания $a_1 = 100$ кг/т ($B \approx 100\,000$ МВт·сут/т). Твэлы с такой глубиной выгорания используются в реакторах на быстрых нейтронах.

3.2. ВОСПРОИЗВОДСТВО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Два цикла воспроизводства ядерного топлива. В ядерных энергетических реакторах на АЭС наряду с производством высокопотенциальной тепловой энергии, необходимой для выработки электроэнергии, также имеет место частичное, а при создании определенных условий расширенное воспроизводство ядерного топлива. В реакторах, работающих на уране, помимо выгорания делящегося нуклида ^{235}U одновременно образуются ядра нового делящегося нуклида ^{239}Pu при радиационном захвате нейтронов ядрами ^{238}U в цепочке радиоактивных превращений (1.30). Аналогично в ядерном реакторе, содержащем в активной зоне торий ^{232}Th , в результате цепочки радиоактивных превращений (1.29) образуется новый делящийся нуклид ^{233}U . Следовательно, имеются два цикла воспроизводства ядерного топлива, основанных на двух типах ядерных реакций: уран-плутониевый цикл и торий-урановый. В настоящее время в основном используется уран-плутониевый цикл ($^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$). Ядерное топливо, содержащее в качестве делящегося компонента ^{235}U , называют пер-

вичным, ядерное топливо, содержащее в качестве делящегося компонента ^{239}Pu , ^{241}Pu или ^{233}U , называют вторичным.

Кинетика накопления плутония. Запишем балансное соотношение для скорости изменения средней концентрации ядер ^{239}Pu в активной зоне, с изменением среднего числа ядер ^{239}Pu в единице объема активной зоны в единицу времени $d(N_9(t))/dt$ при усреднении процесса воспроизводства ^{239}Pu по объему активной зоны. При этом образованном промежуточных нуклидов ^{239}U и ^{239}Np можно пренебречь, так как их периоды полураспада малы по сравнению с временем, необходимым для заметного изменения концентрации N_9 в активной зоне.

^{239}Pu образуется в процессе реакции радиационного захвата ядрами ^{238}U нейтронов как тепловых, так и резонансных энергий. Уменьшается концентрация ядер ^{239}Pu в результате поглощения ими тепловых нейтронов. Из (1.16) следует, что среднее число ядер ^{239}Pu , образующихся в единице объема активной зоны в единицу времени в результате поглощения тепловых нейтронов ядрами ^{238}U , равно $\sigma_{\text{аб}} N_8 \varphi_{\text{тер}}(t)$, а аналогичное уменьшение числа ядер ^{239}Pu из-за поглощения ими тепловых нейтронов равно $\sigma_{\text{аб}} N_9 \varphi_{\text{тер}}(t)$, где $\sigma_{\text{аб}}$, $\sigma_{\text{аб}}$ — соответственно микроскопические сечения поглощения нейтронов ядрами ^{238}U и ^{239}Pu . Число быстрых нейтронов, образующихся при делении ядер ^{235}U и ^{238}U в единице объема активной зоны в единицу времени, равно $\sigma_{\text{д}} N_5 \varphi_{\text{тер}}(t) v_{\text{ср}}$. Из этого числа нейтронов $\sigma_{\text{д}} N_5 \varphi_{\text{тер}}(t) v_{\text{ср}} (1 - \phi)$ — доля быстрых нейтронов, поглощаемых ядрами ^{238}U в резонансной области энергий (см. рис. 2.1), которая соответственно (1.16) равна числу образующихся ядер ^{239}Pu . При этом не учитывается эффект уменьшения числа замедляющихся нейтронов вследствие утечки из активной зоны. Для энергетических реакторов, имеющих активные зоны большого размера, этот эффект мал. Таким образом,

$$\frac{dN_9(t)}{dt} = \sigma_{\text{аб}} N_8 \varphi_{\text{тер}}(t) + \sigma_{\text{д}} N_5 \varphi_{\text{тер}}(t) v_{\text{ср}} (1 - \phi) - \sigma_{\text{аб}} N_9 \varphi_{\text{тер}}(t). \quad (3.20)$$

Интегрирование уравнений (3.1) и (3.20), а также аналогичных уравнений для изменения концентрации других изотопов урана и плутония позволяет при известной мощности реактора W или плотности потока тепловых нейтронов $\varphi_{\text{тер}}$ определить изменение изотопного состава топлива в активной зоне в зависимости от времени работы реактора на мощности или глубины выгорания топлива.

На рис. 3.2 показан типичный пример изменения изотопного состава ядерного

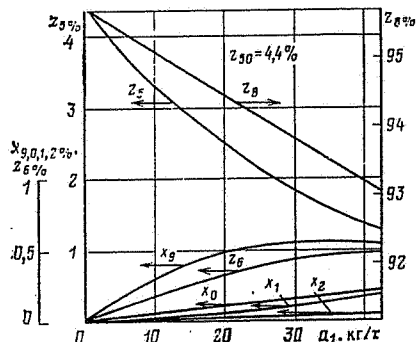


Рис. 3.2. Пример изменения изотопного состава ядерного топлива в процессе его выгорания в реакторе ВВЭР-1000 при начальном обогащении топлива $z_{90}=4,4\%$

топлива в зависимости от глубины выгорания в активной зоне реактора ВВЭР-1000. Здесь z_5, z_6 и z_8 — соответственно массовые концентрации в топливе урана ^{235}U , ^{236}U и ^{238}U , а x_9, x_0, x_1 и x_2 — соответственно массовые концентрации в топливе изотопов плутония ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{242}Pu . Зависимости $z_6=z_6(a_1)$ и $x_9=x_9(a_1)$ являются решением уравнений (3.1) и (3.20). Из рис. 3.2 видно, что с ростом глубины выгорания концентрация делящегося нуклида ^{239}Pu стремится к некоторому равновесному значению (в данном случае $x_9 \approx 0,56\%$, или 5,6 кг/т).

Доля плутония в общей энерговыработке в реакторе ВВЭР-1000, как и в других реакторах на тепловых нейтронах, является весьма существенной (до 1/3). Кроме того, в выгружаемом из реактора ВВЭР-1000 топливе содержится 12,6 кг/т ^{235}U и 7,4 кг/т делящихся изотопов плутония (5,6 кг/т ^{239}Pu + 1,8 кг/т ^{241}Pu). Итого в отработавшем топливе содержится примерно 20 кг/т делящихся нуклидов, т. е. примерно в 3 раза больше, чем в природном уране. После химической регенерации такое топливо можно использовать для воспроизводства ядерного топлива.

Коэффициент воспроизводства ядерного топлива. Интенсивность процесса воспроизводства ядерного топлива в реакторе характеризуется коэффициентом воспроизводства K_v , который равен отношению количества вновь образовавшихся за определенный промежуток времени t ядер делящихся нуклидов $N_{в.т.}$ к числу выгоревших ядер первоначально загруженных делящихся нуклидов $N_{выг.т.}$ за тот же промежуток времени:

$$K_v = N_{в.т.}/N_{выг.т.} = (A_{выг.т.}/A_{в.т.}) \times (m_{в.т.}/m_{выг.т.}), \quad (3.21)$$

где $A_{в.т.}$, $A_{выг.т.}$, $m_{в.т.}$, $m_{выг.т.}$ — соответственно массовые числа и массы вновь образовавшихся и выгоревших делящихся нуклидов; так как $A_{в.т.} \approx A_{выг.т.}$, то

$$K_v = m_{в.т.}/m_{выг.т.} \quad (3.22)$$

По изменению изотопного состава топлива в зависимости от глубины выгорания (рис. 3.2) и формуле (3.22) можно определить значение K_v . Для характеристики процесса воспроизводства в данный момент времени (при данной глубине выгорания) вводится дифференциальный коэффициент воспроизводства, равный отношению скорости образования ядер вторичных делящихся нуклидов $dN_{в.т.}/dt$ к скорости выгорания ядер первичных делящихся нуклидов $dN_{выг.т.}/dt$,

$$K_{в.диф} = \frac{dN_{в.т.}/dt}{dN_{выг.т.}/dt} = \frac{dN_{в.т.}}{dN_{выг.т.}} \quad (3.23)$$

При использовании ^{238}U для получения плутония коэффициент воспроизводства называют также плутониевым коэффициентом.

При малых глубинах выгорания мало уменьшение ядер ^{239}Pu за счет поглощения нейтронов, и в (3.20) слагаемым $\sigma_{a9}N_{9}\varphi_{cr}(t)$ можно пренебречь. Тогда, подставляя в (3.23) уравнения (3.20) и (3.1), получаем, что для реактора на тепловых нейтронах

$$K_{в.диф} = \frac{\sigma_{a8}N_8\varphi_{cr} + \sigma_{f5}N_5\varphi_{cr}v_5(1-\psi)}{\sigma_{a8}N_8\varphi_{cr}},$$

или

$$K_{в.диф} = \frac{\sigma_{a8}N_8}{\sigma_{a8}N_8} + \frac{\sigma_{f5}}{\sigma_{a8}}v_5(1-\psi). \quad (3.24)$$

Из (3.24) следует, что с увеличением значения N_8 — концентрации ядер ^{238}U — значение $K_{в.диф}$ возрастает, так как возрастают и первое, и второе слагаемые. Увеличение второго слагаемого вызвано тем, что с ростом N_8 уменьшается вероятность избежать резонансного захвата нейтронов в ^{238}U (величина ψ). Поэтому максималь-

ное значение $K_{в.диф}$ достигается в реакторе, работающем на природном уране. В этом случае $N_8=7,12$ кг/т; $N_5 \approx 993$ кг/т; $\sigma_{a8}=2,7$ б; $\sigma_{a5}=683$ б; $\sigma_{f5}=582$ б; $v_5=2,42$ (см. табл. 1.2 и 1.5). Подставляя эти значения, а также значения параметров $\epsilon=1,03$ и $\psi=0,9$ для оптимальных решеток с графитовым или тяжеловодным замедлителем на природном уране в (3.24), получаем $\max K_{в.диф}=0,55+0,25=0,8<1$. Таким образом, для энергетических реакторов на тепловых нейтронах всегда $K_{в.диф}<1$. Для реакторов типа ВВЭР обычно $K_{в.диф} \approx 0,3+0,6$; для реакторов с графитовым замедлителем $K_{в.диф} \approx 0,6+0,8$.

В реакторе на быстрых нейтронах нет замедлителя, поэтому эффективность поглощения нейтронов ядрами ^{238}U в активной зоне его выше, чем в реакторе на тепловых нейтронах. По этой причине значение K_v в реакторе на быстрых нейтронах может оказаться выше единицы

$$K_v > 1. \quad (3.25)$$

Тогда, начав с деления ^{235}U , можно будет переработать весь ^{238}U в ^{239}Pu , а другое ядерное сырье, например ^{232}Th , в ^{233}U . Таким образом, в реакторах на быстрых нейтронах может быть осуществлено расширенное воспроизводство ядерного топлива, т. е. его производство в количестве большем, чем сжигается. В результате кроме ^{235}U почти весь ^{238}U , а также ^{232}Th могут быть использованы для производства энергии. Реакторы, в которых осуществляется расширенное воспроизводство ядерного топлива, называют реакторами-размножителями.

Реактор на быстрых нейтронах.

В реакторе на быстрых нейтронах отсутствует замедлитель и вообще исключаются материалы, хорошо замедляющие нейтроны, поэтому ядерное топливо здесь должно быть сильно обогащенным. На данном этапе развития ядерной энергетики в качестве ядерного топлива используется высокообогащенный уран с $z_5 \approx 20-30\%$, т. е. обогащение его на порядок больше, чем в реакторе на тепловых нейтронах. С ростом обогащения стоимость урана возрастает приблизительно линейно. Количество же делящегося вещества в активных зонах реакторов обоих типов и равной мощности примерно одинаково. Отсюда следует, что пока стоимость активной зоны в реакторе на быстрых нейтронах оказывается существенно выше (в 5—7 раз) стоимости активной зоны в реакторе на тепловых нейтронах.

Это обстоятельство, а также некоторые технологические трудности эксплуатации пока сдерживают строительство реакторов на быстрых нейтронах.

Охлаждение активной зоны реактора на быстрых нейтронах осуществляется теплоносителями, слабо замедляющими нейтроны: жидкими металлами (в основном натрий), гелием, водяным паром. Удельное объемное тепловыделение в активной зоне реактора на быстрых нейтронах на порядок выше тепловыделения в реакторах на тепловых нейтронах и может достигать $W_v \approx 10^3$ МВт/м³, или 10^3 кВт/л активной зоны (см. § 2.9).

При относительно малом объеме активной зоны имеет место существенная утечка нейтронов (см. § 2.2). Поэтому применение отражателя в реакторах на быстрых нейтронах дает значительный эффект. Как отмечалось ранее (см. § 2.8), в таких реакторах в качестве материала отражателя используется ядерное сырье, например природные уран, торий. Из отражателя часть быстрых нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ возвращается обратно в активную зону, а оставшаяся часть поглощается с образованием плутония ^{239}Pu или ^{233}U . Обычно большая часть ^{239}Pu накапливается именно в отражателе, который в этом реакторе называют зоной воспроизводства.

Время удвоения. Необходимым условием осуществления расширенного воспроизводства ядерного топлива является условие $K_v > 1$.

Определим скорость образования плутония. Пусть ΔG_9 — количество плутония, выгоревшего за кампанию T_k во всех имеющихся реакторах, тогда $\Delta G_9 K_v$ — количество вновь образовавшегося плутония, а величина $(K_v - 1)\Delta G_9$ составляет чистую прибыль плутония за время T_k . Отсюда скорость образования плутония

$$w_9 = (K_v - 1)\Delta G_9/T_k. \quad (3.26)$$

Из (3.26) видно, что w_9 тем больше, чем больше превышение коэффициента воспроизводства K_v над единицей и чем больше скорость выгорания имеющегося плутония $\Delta G_9/T_k$. Если в данный момент времени полное количество плутония в цик-

ле равно G_0 , то период воспроизводства плутония, т. е. время, за которое будет воспроизведено плутония в n раз больше первоначального количества, оказывается равным

$$\tau = \frac{G_0}{w_p} = \frac{G_0}{(K_B - 1) \Delta G_0 / T_K}, \quad (3.27)$$

и производство плутония во времени $G_0(t)$ определяется зависимостью

$$G_0(t) = G_0(0) \exp(t/\tau), \quad (3.28)$$

где $G_0(0)$ — количество плутония в цикле в некоторый начальный момент времени.

С т тесно связан еще один практически важный показатель расширенного воспроизводства, который называют временем удвоения T_2 , т. е. временем, в течение которого в активной зоне реактора образуется такое количество делящегося вещества, например ^{239}Pu , которого достаточно для компенсации выгорания его в исходном ядерном топливе и, кроме того, для построения еще одного такого же реактора. Когда реакторы достаточно много, время удвоения T_2 связано с периодом τ следующим соотношением:

$$T_2 = \tau \ln 2 = 0,693 G_0 T_K / (K_B - 1) \Delta G_0, \quad (3.29)$$

Из (3.29) видно, что значение T_2 тем меньше, чем больше $K_B - 1$, а также чем больше ΔG_0 , т. е. чем больше плутония выгорает за кампанию. Величина ΔG_0 пропорциональна мощности реактора W , поэтому для получения возможно меньшего времени удвоения необходимо, чтобы номинальная мощность реакторов-размножителей была как можно большей и чтобы реакторы работали постоянно на этой мощности, т. е. в базовом режиме. В мощных реакторах-размножителях $K_B \approx 1,4$; $T_K \approx 4000$ ч; $\Delta G_0 / G_0 \approx 0,1$; тогда из (3.29) следует, что время удвоения

$$T_2 = 0,693 \cdot 4000 / (0,4 \cdot 0,1) \approx 70\,000 \text{ ч} \approx 8 \text{ лет.}$$

В настоящее время для уран-плутониевого цикла считают реализуемыми значения $T_2 \approx 8-10$ лет, а для торий-уранового цикла $T_2 \approx 15-20$ лет. При осуществлении смешанного цикла, используя ^{233}U , ^{239}Pu и ^{238}U в активной зоне, а ^{232}Th — в отражателе (зоне воспроизводства), можно получить $T_2 \approx 10$ лет.

Время удвоения потребления электроэнергии в промышленно развитых странах также составляет 8—10 лет, поэтому развитие ядерной энергетики на базе мощных ре-

акторов-размножителей на быстрых нейтронах с использованием только искусственного ядерного топлива в принципе может покрывать рост потребления электроэнергии. Однако на начальном этапе внедрения реакторов-размножителей, когда их доля в общем производстве электроэнергии незначительна, выработка ядерного топлива в них не сможет обеспечить потребности роста энергетики в целом. Заметное место в энергетике при времени удвоения около 10 лет они смогут занять только через несколько десятилетий с момента их внедрения.

До сих пор широкое внедрение реакторов-размножителей на быстрых нейтронах сдерживалось из-за целого ряда специфических трудностей: сложности работы с натриевым теплоносителем и разработки теплообменников с такими теплоносителем, необходимости создания сложных и дорогостоящих предприятий по переработке ядерного топлива, обладающего высоким ионизирующим излучением и токсичностью, а также необходимости накопления достаточного количества плутония для загрузки первых поколений реакторов-размножителей. При этом это накопление в течение достаточно длительного времени будет обеспечиваться в основном за счет накопления плутония в ядерных реакторах на тепловых нейтронах. Поэтому ядерная энергетика до конца текущего столетия в основном будет базироваться на реакторах на тепловых нейтронах (табл. 3.1). По-видимому в дальнейшей оптимальной структуре ядерной энергетики будет сочетать в себе реакторы-размножители на быстрых нейтронах с $T_2 \approx 6-8$ лет, работающие в базовом режиме, возможно, совместно с гибридными термоядерными реакторами [28], и реакторы на тепловых нейтронах. Следует отметить, что внедрение реакторов-размножителей на быстрых нейтронах может ускориться, если произойдет значительное удорожание природного урана.

Таблица 3.1. Структура ядерной энергетики мира в 1980 г. и ее прогноз на 2000 г.

Тип реактора	Доля установленной мощности ядерной энергетики, %	
	1980 г.	2000 г.
Реакторы на тепловых нейтронах с обычной водой в качестве теплоносителя (ВВЭР, ВК, РБМК и др.)	86,3	90,1
Реакторы на тепловых нейтронах с тяжелой водой в качестве замедлителя и обычной или тяжелой водой в качестве теплоносителя (ТВР)	4,9	7,5
Реакторы на тепловых нейтронах высокотемпературные, охлаждаемые газовым теплоносителем (ВТГР)	—	0,6
Реакторы на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем (БН)	0,7	1,0
Другие типы	8,2	0,8

3.3. ЗАШЛАКОВАНИЕ И ОТРАВЛЕНИЕ РЕАКТОРА

В процессе деления в ядерном топливе образуются новые стабильные или нестабильные нуклиды (осколки деления и продукты их радиоактивного распада). Некоторые из них обладают значительными сечениями поглощения нейтронов в тепловой и резонансной областях и, естественно, непроизводительно поглощают нейтроны. Поэтому с накоплением продуктов деления снижается запас реактивности реактора. При этом если реактор в исходном состоянии находился в критическом состоянии, то в процессе накопления продуктов деле-

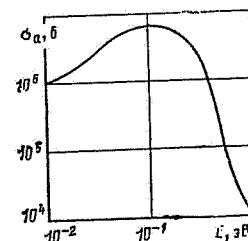


Рис. 3.3. Зависимость микроскопического сечения поглощения ^{135}Xe от энергии нейтронов

ния он становится подкритическим (если отсутствует воздействие органов регулирования) и мощность его начинает самопроизвольно падать.

По характеру воздействия на процесс выгорания ядерного топлива продукты деления удобно разделить на две группы. К первой группе относят радиоактивные ядра с очень высокими сечениями поглощения (^{135}Xe , ^{149}Sm). Поглощение нейтронов такими ядрами называют отравлением реактора. Ко второй группе относят стабильные и долгоживущие ядра со сравнительно малыми сечениями поглощения, которые называют шлаками, а сам процесс поглощения нейтронов такими ядрами называют зашлакованием.

Отравление реактора определяется двумя нуклидами: ксеноном ^{135}Xe , имеющим огромное микроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов $\sigma_{a,\text{Xe}} = 3,5 \cdot 10^6$ б, т. е. более чем в $5 \cdot 10^3$ раз больше, чем у ^{235}U , и самарием ^{149}Sm , у которого $\sigma_{a,\text{Sm}} = 5,3 \cdot 10^4$ б.

Отравление ксеноном. Величина σ_a у ^{135}Xe существенно зависит от энергии нейтронов (рис. 3.3). Видно, что с ростом энергии нейтронов значение σ_a у ^{135}Xe сильно падает, поэтому эффект отравления ^{135}Xe существен только в реакторах на тепловых нейтронах. Схема отравления реактора ^{135}Xe показана на рис. 3.4. Из рисунка видно, что образование ^{135}Xe происходит как не-

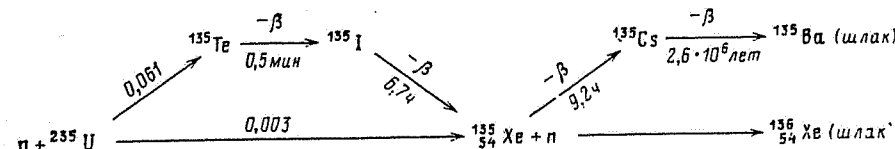


Рис. 3.4. Схема образования, выгорания и распада ^{135}Xe в реакторе

посредственно при делении ядер ^{235}U с удельным выходом $\gamma_{\text{Xe}} = 0,003$ (т. е. на тысячу делений ^{235}U образуется в среднем три ядра ^{135}Xe), так и, главным образом, (95% ядер ^{135}Xe) в результате цепочки β -распадов ядер теллура ^{135}Te и йода ^{135}I . Выход ядер ^{135}Te при делении ^{235}U тепловыми нейтронами весьма велик и составляет $\gamma_{\text{Te}} = 0,061$.

Для ^{135}Te период полураспада $T_{1/2} = 0,5$ мин, что существенно меньше периода полураспада ^{135}I , у которого $T_{1/2} \approx 6,7$ ч, поэтому можно считать, что ^{135}I образуется сразу же при делении ^{235}U . У ^{135}Xe $T_{1/2} = 9,2$ ч, т. е. ^{135}Xe живет примерно в 1,4 раза дольше, чем ^{135}I .

Потерю реактивности за счет поглощения нейтронов в сильных поглотителях удобно характеризовать отравлением — отношением числа нейтронов, поглощенных в поглотителе, к числу нейтронов, поглощенных в ядерном топливе, например уране,

$$q_{\text{п}} = \Phi_{\text{ср}, \text{п}} \Sigma_{\text{ап}} V_{\text{п}} / (\Phi_{\text{ср}, \text{у}} \Sigma_{\text{ау}} V_{\text{у}}),$$

где $\Phi_{\text{ср}, \text{п}}$ и $\Phi_{\text{ср}, \text{у}}$ — соответственно средние плотности потоков нейтронов в поглотителе и уране; $\Sigma_{\text{ап}}$ и $\Sigma_{\text{ау}}$ — макроскопические сечения поглощения в поглотителе и уране; $V_{\text{п}}$ и $V_{\text{у}}$ — объемы, занимаемые соответственно поглотителем и ураном. Продукты деления образуются в объеме, занимаемом ядерным топливом, поэтому $\Phi_{\text{ср}, \text{п}} = \Phi_{\text{ср}, \text{у}}$; $V_{\text{п}} = V_{\text{у}}$ и

$$q_{\text{п}} = \Sigma_{\text{ап}} / \Sigma_{\text{ау}} = \sigma_{\text{ап}} N_{\text{п}} / (\sigma_{\text{ау}} N_{\text{у}}), \quad (3.30)$$

где $N_{\text{п}}$ и $N_{\text{у}}$ — концентрация ядер поглотителя и урана. Отравление вызывает уменьшение коэффициента теплового использования θ , при этом потеря реактивности из-за отравления

$$\rho_{\text{отр}} \approx -\theta q_{\text{п}} \approx -q_{\text{п}}, \quad (3.31)$$

где $\theta \approx 1$ — коэффициент теплового использования в неотравленном реакторе (2.11).

Отравление реактора ксеноном

q_{Xe} определяется концентрацией ^{135}Xe в активной зоне N_{Xe} , которая меняется со временем в зависимости от режима работы реактора — стационарного или переходного.

Изменение концентрации любого нуклида в единицу времени dN/dt равно разности скоростей его образования и убыли. Ядра ^{135}Xe образуются в основном за счет β -распада ядер ^{135}I , отсюда скорость образования ядер ^{135}Xe в активной зоне dN_{Xe}/dt определяется скоростью распада ядер ^{135}I . Поэтому для определения dN_{Xe}/dt необходимо рассмотреть также скорость изменения концентрации ядер ^{135}I в активной зоне dN_{I}/dt .

Рассмотрим случай, когда единственным делящимся нуклидом в активной зоне является ^{235}U . Пусть средняя концентрация ядер ^{235}U в активной зоне равна N_5 . Число делений ядер ^{235}U в 1 м^3 за 1 с равно $\sigma_{\text{f}5} N_5 \Phi_{\text{ср}}$. При делении ^{235}U удельный выход ядер ^{135}I $\gamma = 0,061$, тогда число ядер ^{135}I , образующихся в 1 м^3 активной зоны за 1 с , равно $\gamma \sigma_{\text{f}5} N_5 \Phi_{\text{ср}}$. Образующиеся ядра ^{135}I подвержены радиоактивному распаду с постоянной распада $\lambda_{\text{I}} = \ln 2 / T_{1/2} = 0,693 / 6,7 \text{ ч} \approx 2,9 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, отсюда скорость распада ядер ^{135}I в 1 м^3 активной зоны равна $\lambda_{\text{I}} N_{\text{I}}$. Таким образом, изменение концентрации ядер ^{135}I в единицу времени

$$dN_{\text{I}}/dt = \gamma \sigma_{\text{f}5} N_5 \Phi_{\text{ср}} - \lambda_{\text{I}} N_{\text{I}}. \quad (3.32)$$

В (3.32) пренебрегается процессом выгорания ядер ^{135}I из-за захвата ими нейтронов ввиду его малости.

Изменение концентрации ядер ^{135}Xe в единицу времени dN_{Xe}/dt определяется разностью скоростей притока ядер ^{135}Xe вследствие распада ядер ^{135}I со скоростью $\lambda_{\text{I}} N_{\text{I}}$ (непосредственным выходом ядер ^{135}Xe при делении ^{235}U можно пренебречь) и убыли ядер ^{135}Xe из-за выгорания при захвате ими тепловых нейтронов со скоростью $\sigma_{\text{aXe}} N_{\text{Xe}} \Phi_{\text{ср}}$ и радиоактивного распада ядер ^{135}Xe со скоростью

$\lambda_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}}$, где $\lambda_{\text{Xe}} \approx 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Таким образом,

$$dN_{\text{Xe}}/dt = \lambda_{\text{I}} N_{\text{I}} - \sigma_{\text{aXe}} N_{\text{Xe}} \Phi_{\text{ср}} - \lambda_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}}. \quad (3.33)$$

При заданных начальных условиях и зависимости плотности потока нейтронов от времени система уравнений (3.32) и (3.33) полностью определяет концентрации ^{135}I и ^{135}Xe во времени, а следовательно, потерю реактивности из-за отравления ^{135}Xe .

Отравление реактора в стационарных режимах. Если реактор достаточно длительно работает на постоянном уровне мощности (около 40–60 ч), то наступает равенство между скоростями притока и убыли ядер ^{135}I и ^{135}Xe и устанавливаются стационарные (не зависящие от времени) значения концентраций $(N_{\text{I}})_{\text{ст}}$, $(N_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$. В этом случае выполняется условие $dN_{\text{I}}/dt = dN_{\text{Xe}}/dt = 0$, и из (3.32) и (3.33) можно получить

$$(N_{\text{I}})_{\text{ст}} = \gamma \sigma_{\text{f}5} N_5 \Phi_{\text{ср}} / \lambda_{\text{I}}; \quad (N_{\text{Xe}})_{\text{ст}} = (\gamma \lambda_{\text{I}} \sigma_{\text{f}5} N_5 \Phi_{\text{ср}}) / (\Phi_{\text{ср}} \sigma_{\text{aXe}} + \lambda_{\text{Xe}}), \quad (3.34)$$

где $\gamma \lambda_{\text{I}} \sigma_{\text{f}5} N_5 \Phi_{\text{ср}} = 0,064$ — удельный выход ^{135}I (точнее, ^{135}Te) вместе с ^{135}Xe при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Из (3.30) и (3.34) получаем, что отравление ^{135}Xe в стационарном режиме работы реактора характеризуется выражением

$$(q_{\text{Xe}})_{\text{ст}} = \frac{\gamma \lambda_{\text{I}} \sigma_{\text{f}5} N_5}{\Sigma_{\text{ау}}} \frac{\Phi_{\text{ср}} \sigma_{\text{aXe}}}{(\Phi_{\text{ср}} \sigma_{\text{aXe}} + \lambda_{\text{Xe}})} = \frac{0,064 \Sigma_{\text{f}5}}{\Sigma_{\text{ау}}} \frac{1}{(1 + \lambda_{\text{Xe}} / \Phi_{\text{ср}} \sigma_{\text{aXe}})}, \quad (3.35)$$

где

$$\frac{\Sigma_{\text{f}5}}{\Sigma_{\text{ау}}} = \frac{\sigma_{\text{f}5} N_5}{\sigma_{\text{a5}} N_5 + \sigma_{\text{a8}} N_8} = \frac{\sigma_{\text{f}5}}{\sigma_{\text{a5}} + \sigma_{\text{a8}} (1 - z_5) / z_5}. \quad (3.36)$$

В (3.35) и (3.36) величины λ_{Xe} , σ_{aXe} , $\sigma_{\text{f}5}$, σ_{a5} и σ_{a8} являются физическими постоянными, поэтому стационарное отравление реактора $(q_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$ определяется только обогащением ядерного топлива z_5 и плотностью потока нейтронов $\Phi_{\text{ср}}$. На рис. 3.5 показана зависимость $(q_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$ от $\Phi_{\text{ср}}$ и z_5 ; отсюда видно, что с ростом обогащения z_5 значение $(q_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$ увеличивается. При $\Phi_{\text{ср}} < 10^{15} \text{ нейтр}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ отравление пренебрежимо мало, а при $\Phi_{\text{ср}} > 10^{18} \text{ нейтр}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, когда $\lambda_{\text{Xe}} / (\Phi_{\text{ср}} \sigma_{\text{aXe}}) \ll 1$ и в знаменателе (3.35) этим слагаемым можно пренебречь, стационарное отравление перестает зависеть от $\Phi_{\text{ср}}$ и достигает максимума

5*

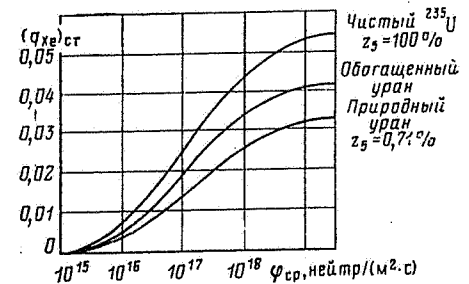


Рис. 3.5. Зависимость стационарного отравления ^{135}Xe от средней плотности потока нейтронов в активной зоне и обогащения ядерного топлива z_5

$$(q_{\text{Xe}})_{\text{ст}}^{\text{макс}} = 0,064 \Sigma_{\text{f}5} / \Sigma_{\text{ау}}.$$

Для чистого ^{235}U отношения $\Sigma_{\text{f}5} / \Sigma_{\text{ау}} = 0,85$ (см. табл. 1.2), поэтому стационарное отравление не может превысить

$$(q_{\text{Xe}})_{\text{ст}}^{\text{макс}} = 0,064 \cdot 0,85 = 0,054.$$

В активных зонах энергетических реакторов на тепловых нейтронах плотности потоков нейтронов обычно составляют $\Phi_{\text{ср}} = 10^{17} - 10^{18} \text{ нейтр}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, поэтому потеря реактивности из-за отравления (рис. 3.5) заметно уменьшает запас реактивности, причем со временем отравление возрастает, так как при выгорании топлива увеличивается плотность потока нейтронов $\Phi_{\text{ср}}$ (см. рис. 3.1.б).

Нестационарное отравление реактора. Резкое изменение мощности реактора приводит к нарушению динамического равновесия между скоростями образования и убыли ^{135}Xe . При увеличении мощности концентрация ^{135}Xe временно уменьшается, а при уменьшении — увеличивается. Это явление связано с тем, что, например, при резком уменьшении мощности в первый момент происходит увеличение концентрации ^{135}Xe , вызванное быстрым уменьшением скорости выгорания ^{135}Xe из-за уменьшения плотности потока нейтронов [уменьшается слагаемое $\sigma_{\text{aXe}} N_{\text{Xe}} \Phi_{\text{ср}}$ в (3.33)], в то же время скорость образования ^{135}Xe [слагаемое $\lambda_{\text{I}} N_{\text{I}}$ в (3.33)] меняется слабо, так как концентрация йода не успевает значительно уменьшаться. В дальнейшем концентрация ^{135}I постепенно уменьшается до нового стационарного значения, что приводит к уменьшению скорости образования ^{135}Xe и концентрации N_{Xe} . Таким образом, концентрация N_{Xe} , или отравление реактора q_{Xe} , пройдя через максимум, выходит на новое стационарное значение, соответствующее сниженной мощности. При увеличении мощности концентрация N_{Xe} , или отравление реактора q_{Xe} , наоборот, проходит через минимум при переходе на новое стационарное значение. Новое стационарное отравление устанавливается в течение нескольких ча-

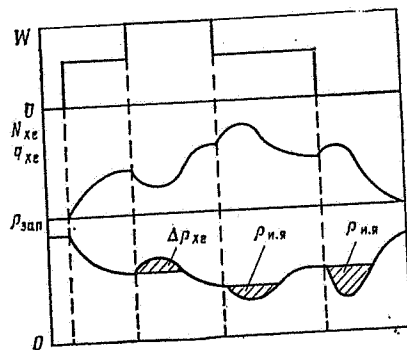


Рис. 3.6. Качественный характер изменения концентрации ^{135}Xe отравления q_{Xe} и запаса реактивности $\rho_{\text{зап}}$ при ступенчатом изменении мощности реактора

сов. На рис. 3.6 показан качественный характер изменения концентрации ^{135}Xe , отравления q_{Xe} и запаса реактивности $\rho_{\text{зап}}$ при ступенчатом изменении мощности реактора W .

Отметим, что эффект увеличения отравления ^{135}Xe в случае резкого уменьшения мощности реактора имеет большое значение при эксплуатации реакторов и называется «иодной ямой». На рис. 3.6 заштрихованные области иллюстрируют изменение $\rho_{\text{зап}}$ из-за эффекта «иодной ямы», где ее глубина равна $\rho_{\text{и.я.}}(t) = \rho_{\text{Xe}}(t) - (\rho_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$; здесь $(\rho_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$ — потеря реактивности вследствие отравления ^{135}Xe в стационарном режиме. Эффект «иодной ямы» проявляется тем сильнее, чем больше разница между начальным и конечным уровнями мощности. После остановки реактора (условие $\Phi_{\text{ст}} \approx 0$) прекращаются выход ^{135}I и выгорание ^{135}Xe [слагаемые $\gamma_1 \sigma_{\text{I}} N_{\text{I}} \Phi_{\text{ст}} \approx 0$ в (3.32) и $\sigma_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}} \Phi_{\text{ст}} \approx 0$ в (3.33)], а накопившиеся к моменту остановки реактора ядра ^{135}I и ^{135}Xe будут продолжать распадаться соответственно со скоростями $\lambda_1 N_{\text{I}}$ и $\lambda_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}}$. В первые моменты после остановки реактора концентрация ^{135}Xe увеличивается, так как сначала скорость рождения ^{135}Xe или, что то же самое, скорость распада ^{135}I больше, чем скорость распада ^{135}Xe ($\lambda_1 N_{\text{I}} > \lambda_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}}$). Когда же концентрация ^{135}Xe превысит $N_{\text{Xe}} \approx \lambda_1 N_{\text{I}} / \lambda_{\text{Xe}} = 1,38 N_{\text{I}}$ (т. е. $\lambda_{\text{Xe}} N_{\text{Xe}} \approx \lambda_1 N_{\text{I}}$), то значение N_{Xe} пройдет через максимум, начнет со временем убывать. В соответствии с изменением $N_{\text{Xe}}(t)$ ведет себя и отравление $q_{\text{Xe}}(t)$. На рис. 3.7 показана зависимость $q_{\text{Xe}}(t)$ при снижении мощности реактора ВВЭР-440. Видно, что с увеличением изменения мощности значение $q_{\text{Xe}}(t)$ (глубина «иодной ямы») резко возрастает. Во всех случаях максимум $q_{\text{Xe}}(t)$ достигается примерно через 8–10 ч после остановки реактора. Максимум $q_{\text{Xe}}(t)$ может существенно превышать стационарное отравление $(q_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$. Для выхода реактора из «иодной ямы» не-

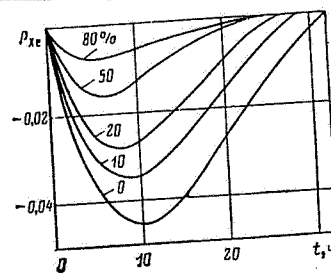
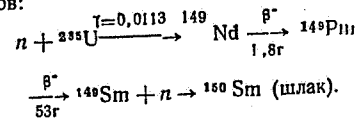


Рис. 3.7. Изменение реактивности реактора ВВЭР-440 вследствие отравления ^{135}Xe (глубина «иодной ямы») после снижения до мощности реактора

обходимо иметь запас реактивности. В противном случае необходимо ждать около 20–30 ч, пока отравление не спадет до прежнего уровня. Отрицательный эффект «иодной ямы» ослабляется, если уменьшается скорость снижения мощности. Таким образом, отравление ^{135}Xe существенно влияет на маневренные свойства ЯЭУ.

Отравление самарием. После ^{135}Xe наибольшее сечение поглощения из продуктов деления имеет ^{149}Sm . Он образуется в результате следующей цепочки β -распадов:



^{149}Sm является стабильным нуклидом, поэтому его убыль происходит только за счет поглощения нейтронов (выгорания). Удельный выход ^{149}Nd $\gamma_{\text{Nd}} = 0,0113$. Из-за малости $T_{1/2}$ ^{149}Nd по сравнению с $T_{1/2}$ ^{149}Pm можно считать, что непосредственным осколком деления является ^{149}Pm с удельным выходом $\gamma_{\text{Pm}} = \gamma_{\text{Nd}}$. Аналогично (3.32) и (3.33) для ^{135}I и ^{135}Xe можно записать уравнения изменения концентрации ^{149}Pm и ^{149}Sm , учитывая только, что ^{149}Sm является стабильным нуклидом.

В реакторах с большой плотностью потока нейтронов $\Phi_{\text{ст}} \approx 5 \cdot 10^{18}$ нейтр./(м²·с) отравление ^{149}Sm достигает 0,1, и если к моменту остановки реактора запас реактивности с учетом высвобождения реактивности при распаде ^{135}Xe недостаточен для компенсации отравления ^{149}Sm , то пуск реактора становится невозможным.

Зашлакование реактора. Так же как при анализе отравления, для простоты предположим, что в активной зоне находится единственный делящийся нуклид ^{235}U . Если промежуточные ядра распадаются достаточно быстро, то можно считать, что шлаки образуются непосредственно в момент деления. Тогда изменение концентрации i -го шлака во времени определяется уравнением, аналогичным (3.32) для ^{135}I ,

$$dN_i/dt = \gamma_i \sigma_{\text{I}} N_{\text{I}}(t) \Phi_{\text{ст}}(t) - \sigma_{\text{ai}} N_i \Phi_{\text{ст}}(t),$$

где первое слагаемое в правой части равно

скорости рождения, а второе — скорости выгорания i -го шлака; γ_i — выход i -го шлака при делении ^{235}U .

Потеря реактивности из-за шлакования существенно зависит от энергетического спектра нейтронов. В реакторах на тепловых нейтронах эта потеря приблизительно в 4 раза меньше потери реактивности из-за выгорания топлива.

3.4. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

В процессе работы реактора на мощности при его пусках и остановках меняется температура активной зоны, следовательно, меняются физические свойства размножающей среды, в частности плотности замедлителя, теплоносителя и других материалов активной зоны, а также эффективные сечения взаимодействия нейтронов с ядрами атомов среды. Соответственно меняются эффективный коэффициент размножения и реактивность реактора. Характер же зависимости реактивности от температуры существенно влияет на устойчивость работы реактора на заданном уровне мощности и на безопасность управления. Для определения степени влияния температуры на реактивность вводятся следующие характеристики: температурный коэффициент реактивности α_T и температурный эффект ρ_T .

Температурный коэффициент реактивности. Температурным коэффициентом реактивности называют изменение реактивности (коэффициента $k_{\text{эф}}$), соответствующее изменению температуры активной зоны на 1 °C. Тогда при $k_{\text{эф}} \approx 1$

$$\alpha_T = d\rho(T)/dT = (1/k_{\text{эф}}^2) dk_{\text{эф}}/dT, \quad (3.37)$$

где T — средняя температура активной зоны. В небольших интервалах температур коэффициент α_T очень часто можно считать практически постоянным, тогда из (3.37) следует, что реактивность ρ линейно зависит от температуры.

$$\rho(T) = \alpha_T (T - T_0), \quad (3.38)$$

где T_0 и T — начальная и текущая средние температуры активной зоны, °C.

Рассмотрим реактор, у которого температура всех материалов активной зоны одинакова и изменяется с одной и той же скоростью. Коэффициент α_T можно найти, если продифференцировать по температуре (2.31) для $k_{\text{эф}}$ с учетом (2.7),

$$\alpha_T = \frac{1}{k_{\text{эф}}} \left[\frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dT} + \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT} + \frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dT} + \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dT} - \frac{B_g^2}{k_{\infty}} \frac{dM^2}{dT} - \frac{M^2}{k_{\infty}} \frac{dB_g^2}{dT} \right]. \quad (3.39)$$

Отсюда видно, что характер зависимости коэффициента α_T от температуры будет определяться составом, компоновкой и геометрией активной зоны.

Анализ показывает, что изменение нейтронно-физических характеристик и плотности материалов активной зоны в зависимости от температуры сложным образом влияет на коэффициент α_T . Для одного и того же реактора знак и значение α_T могут быть различными в разных диапазонах температур активной зоны, т. е. на разных уровнях мощности. Коэффициент α_T может также меняться в зависимости от продолжительности времени работы реактора из-за выгорания топлива и изменения изотопного состава активной зоны.

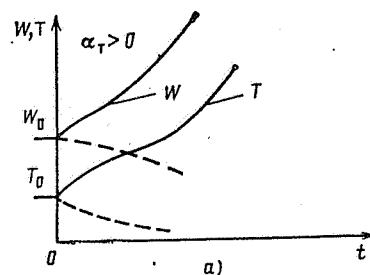
В энергетических реакторах, работающих на мощности, температуры различных элементов активной зоны отличаются друг от друга, особенно при быстром изменении мощности. Температура топлива в твэлах «следит» за изменением мощности практически без запаздывания, а температура теплоносителя отстает на доли секунды, температура замедлителя — на несколько секунд, отражателя — на десятки секунд. Поэтому вводят частные температурные коэффициенты реактивности, отражающие изменение реактивности при изменении температур топлива, теплоносителя, замедлителя и отражателя. Эти слага-

емые в сумме дают полный температурный коэффициент реактивности при некоторой средней эффективной температуре активной зоны $T_{эф}$. Заметим, что само определение $T_{эф}$ является задачей достаточно сложной, и коэффициент α_T часто представляют в виде зависимости от легко определяемой средней температуры теплоносителя.

С точки зрения эксплуатации реакторов удобно вводить коэффициенты реактивности, отражающие изменение реактивности в зависимости от регулируемых режимных параметров реактора, которые воздействуют на реактивность через изменение температуры элементов активной зоны, плотности замедлителя, теплоносителя и других характеристик. Среди них различают: мощный коэффициент реактивности, коэффициент реактивности по давлению теплоносителя, паровой коэффициент реактивности в реакторах с кипением теплоносителя и т. д. Эти коэффициенты определяются экспериментально на реакторе по изменению реактивности при изменении соответствующих параметров на малое значение (единицу измерения). Например, мощный коэффициент реактивности α_W равен изменению реактивности при изменении мощности на 1 МВт

$$\alpha_W = \rho d(W)/dW. \quad (3.40)$$

Энергетические реакторы всегда проектируются с отрицательным



температурным коэффициентом реактивности в интервале рабочих температур, так как при $\alpha_T < 0$ реактор обладает свойством саморегулирования и существенно более устойчиво работает в стационарном режиме. На рис. 3.8 показано изменение мощности реактора и температуры активной зоны при положительных и отрицательных значениях коэффициента α_T . При $\alpha_T > 0$ (рис. 3.8, а) любой случайный рост температуры активной зоны $T > T_0$ в реакторе, работающем на определенном уровне мощности, должен привести к росту реактивности (3.38) и соответственно к росту мощности и дальнейшему росту температуры, и, наоборот, при снижении температуры происходит уменьшение мощности вплоть до остановки реактора. Поэтому при $\alpha_T > 0$ поддержание реактора на заданном уровне мощности возможно только при участии органов управления, но и в этом случае его работа неустойчива. Иначе ведут себя реакторы с $\alpha_T < 0$ (рис. 3.8, б). Здесь повышение температуры $T > T_0$ с ростом мощности приводит к появлению отрицательной реактивности (3.38) и соответственно к снижению мощности до исходного состояния, и, наоборот, снижение температуры активной зоны $T < T_0$ приводит к возникновению положительной реактивности, восстановлению заданной мощности и исходной температуры активной зоны без воздействия системы управления. Таким образом,

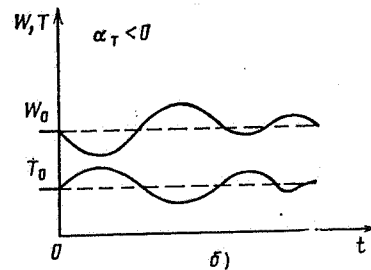


Рис. 3.8. Переходный процесс в реакторе при нарушении равновесия из-за случайного скачка температуры активной зоны при положительном (а) и отрицательном (б) температурном коэффициентах реактивности

реактор с отрицательным температурным коэффициентом реактивности обладает свойством саморегулирования, в результате существенно упрощается система управления и повышается безопасность эксплуатации реактора. Аналогично для безопасной работы ядерный реактор должен иметь и отрицательный мощный коэффициент реактивности.

У реакторов типа ВВЭР в рабочем диапазоне температур $\alpha_T \approx -(1-4) \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, а $\alpha_W \approx -1,25 \cdot 10^{-5} \text{ МВт}^{-1}$ у реакторов с графитовым замедлителем и водяным теплоносителем (типа РБМК) $\alpha_T \approx -(0,3-0,5) \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ и $\alpha_W \approx -(2,5-3) \cdot 10^{-6} \text{ МВт}^{-1}$.

Температурный эффект реактивности. Температурным эффектом реактивности называют изменение реактивности при изменении температуры активной зоны от T_1 до T_2 , тогда

$$\rho_T(T_2, T_1) = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_T(T_{эф}) dT = \int_{T_1}^{T_2} \frac{d\rho}{dT} dT = \rho(T_2) - \rho(T_1) = \frac{k_{эф2} - k_{эф1}}{k_{эф1}k_{эф2}}.$$

На рис. 3.9 показаны возможные типы зависимости температурного эффекта ρ_T от температуры активной зоны T для двух реакторов (кривые 1 и 2). Там же показана

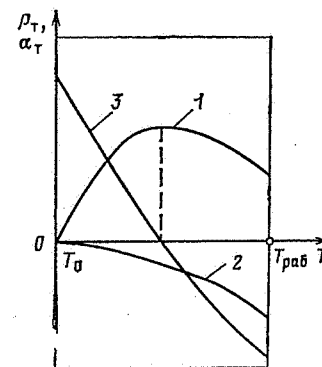


Рис. 3.9. Возможные зависимости температурного эффекта и температурного коэффициента реактивности от температуры активной зоны

зависимость коэффициента α_T от T (кривая 3), соответствующая кривой 1. Видно, что температурный эффект в процессе разогрева реактора до рабочей температуры $T_{раб}$ может существенно измениться. В реакторах типа ВВЭР при $T = T_{раб}$ температурный эффект реактивности отрицательный и составляет $-(0,03-0,05)$.

3.5. КАМПАНИЯ РЕАКТОРА. СОСТАВЛЯЮЩИЕ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ В РЕАКТОРЕ

Как было показано выше, работа реактора на мощности сопровождается различными эффектами, вызывающими потерю реактивности или ее изменение. Поэтому для компенсации этих эффектов активная зона в начале работы в холодном неотравленном состоянии, должна обладать определенным начальным запасом реактивности $\rho_{зап}$ за счет дополнительной загрузки топливом. Величина $\rho_{зап}$ определяет кампанию реактора, т. е. промежутки времени работы реактора от одной полной перегрузки топлива до другой. Кампания реактора измеряется в эффективных сутках $T_{эф}$, сут. При работе реактора на различных уровнях мощности $W_i \leq W_{ном}$ (где $W_{ном}$ — номинальная проектная мощность реактора) в течение T_i календарных суток кампания реактора в эффективных сутках пересчитывается через энергосыработку в реакторе $Q_k = \sum_i W_i T_i = W_{ном} T_{эф}$.

отсюда

$$T_{эф} = (W_{ном})^{-1} \left(\sum_i W_i T_i \right) = Q_k / W_{ном}. \quad (3.41)$$

Кампанию реактора можно выразить также через календарное время пребывания топлива в реакторе

$\sum_i T_i$ и средний за этот промежуток времени коэффициент использования установленной мощности (коэффициент

ентнагрузки) n , равный отношению средней мощности реактора за рассматриваемый промежуток времени к номинальной,

$$n = \frac{W_{\text{ср}}}{W_{\text{ном}}} = \frac{\sum_i W_i T_i}{\sum_i T_i W_{\text{ном}}} \quad (3.42)$$

Подставляя (3.42) в (3.41), получаем

$$T_{\Sigma} = n \sum_i T_i \quad (3.43)$$

Обычно для АЭС $T_{\Sigma} = 1 \div 3$ года и $n = 0,7 \div 0,9$.

Запас реактивности необходим для компенсации во времени следующих эффектов, вызывающих потерю реактивности: выгорания топлива с учетом образования плутония $\rho_{\text{выг}}$; стационарного отравления ксеноном $(\rho_{\text{Xe}})_{\text{ст}}$; стационарного отравления самарием $(\rho_{\text{Sm}})_{\text{ст}}$; зашлакования $\rho_{\text{шл}}$; температурного эффекта $\rho_{\text{т}}$; мощностного эффекта $\rho_{\text{м}}$. Отсюда необходимый начальный запас реактивности, обеспечивающий работу реактора в течение кампании на всех предусмотренных эксплуатационных режимах, должен быть не меньше суммы абсолютных значений рассмотренных потерь реактивности.

Тогда

$$\rho_{\text{зап}} \geq |\rho_{\text{к}}| + |(\rho_{\text{Xe}})_{\text{ст}}| + |(\rho_{\text{Sm}})_{\text{ст}}| + |\rho_{\text{шл}}| + |\rho_{\text{т}}| + |\rho_{\text{м}}| \quad (3.44)$$

где $\rho_{\text{к}} = \rho_{\text{выг}} + \rho_{\text{шл}} + (\rho_{\text{Sm}})_{\text{ст}}$ — суммарная потеря реактивности из-за выгорания топлива зашлакования и стационарного отравления ^{140}Sm . На рис. 3.10 показаны составляющие $\rho_{\text{зап}}$. В энергетических реакторах типа ВВЭР $\rho_{\text{зап}} \approx 0,25$, в реакторах типа РБМК-1000 $\rho_{\text{зап}} \approx 0,17$.

Часть $\rho_{\text{зап}}$, которая определяется эффектами, зависящими от режима работы реактора (температурного, мощностного, стационарного и нестационарного отравления ^{135}Xe), называют оперативным за-

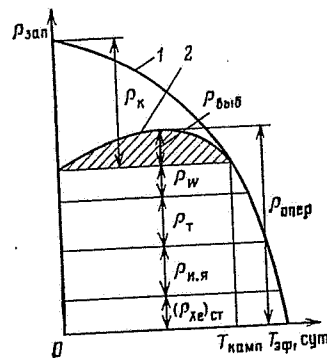


Рис. 3.10. Составляющие запаса реактивности и кривая энерговыработки в реакторе: 1 — без выгорающих поглотителей; 2 — с выгорающими поглотителями

пасом реактивности $\rho_{\text{опер}}$ (рис. 3.10). Изменение $\rho_{\text{к}}$ в зависимости от времени работы реактора, выраженного в эффективных сутках, или энерговыработки называют кривой энерговыработки, $\rho_{\text{к}} = f(T_{\Sigma})$. При использовании выгорающего поглотителя (ВП) для компенсации $\rho_{\text{к}}$ (см. § 3.6) в зависимости от типа и способов размещения его в активной зоне кривая энерговыработки может иметь положительный выбег реактивности $\rho_{\text{выб}}$, который входит в $\rho_{\text{опер}}$ (рис. 3.10). Для компенсации $\rho_{\text{зап}}$, высвобождения его в процессе работы реактора, а также создания необходимой подкритичности в остановленном реакторе в активную зону обычно вводятся вещества-поглотители нейтронов (см. § 3.6). Следует отметить, что чрезмерно большой запас реактивности нежелателен, так как требуется довольно громоздкая система для его компенсации.

3.6. УПРАВЛЕНИЕ И КОНТРОЛЬ ЯДЕРНЫМ РЕАКТОРОМ

Управление реактором осуществляется с помощью системы управления и защиты (СУЗ), которая представляет собой совокупность устройств и приборов обеспечивающих: контроль и управление общей мощностью реактора и распределением энерговыделения

по объему активной зоны (пуск реактора, выход и поддержание заданного уровня мощности, перевод реактора с одного уровня мощности на другой), быстрое и надежное гашение цепной реакции деления при плановых и аварийных остановах реактора. СУЗ является основной системой, обеспечивающей ядерную безопасность реактора, т. е. предохраняет реактор от ядерной аварии — потери управления цепной реакцией в реакторе, приводящей к потенциально опасному облучению людей или к повреждению твэлов сверх допустимых пределов.

Способы управления цепной реакцией деления. Как отмечалось в § 2.10, управление цепной реакцией деления осуществляется изменением эффективного коэффициента размножения $k_{\text{эф}}$. Изменением $k_{\text{эф}}$ можно осуществлять посредством изменения в активной зоне количества делящегося изотопа, утечки или поглощения нейтронов.

Количество делящегося изотопа регулируется изменением концентрации ядерного топлива в активной зоне, например в гомогенных реакторах изменяется концентрация ядер ^{235}U в топливном растворе. 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. Основным недостатком такого способа регулирования — сложность конструкции подвижного стержня.

Утечка нейтронов регулируется подвижным отражателем. Данный способ регулирования применяется только в реакторах с небольшими активными зонами, например в исследовательских ядерных реакторах на быстрых нейтронах, где утечка нейтронов велика и

изменение ее приводит к достаточно большому изменению реактивности.

Поглощение нейтронов можно регулировать изменением в активной зоне числа ядер элементов, сильно поглощающих нейтроны (В, Cd, Hf, Gd и др.). Способы регулирования, основанные на изменении количества поглотителя в активной зоне, получили наиболее широкое распространение. Среди них различают регулирование перемещением в активной зоне стержней или решеток, которые содержат вещества, хорошо поглощающие нейтроны, обычно ^{10}B или Cd; введением в активную зону выгорающих поглотителей (ВП), которые могут добавляться непосредственно в ядерное топливо или представлять собой самостоятельные конструктивные элементы (стержни или пластины); введением жидкого поглотителя, часто раствора борной кислоты H_3BO_3 в теплоноситель или замедлитель.

Борная кислота подходит для этих целей, так как она имеет целый ряд положительных свойств: большое сечение поглощения нейтронов, достаточно хорошую растворимость, устойчивость концентрации в растворе, довольно низкие коррозионные свойства, легко может быть удалена из реактора. Раствор борной кислоты применяется еще и для обеспечения необходимой подкритичности в остановленном реакторе, при перегрузке топлива или других операциях.

Например, в СУЗ реакторов типа ВВЭР используются поглощающие стержни, введение борной кислоты в теплоноситель, а также стержни выгорающего поглотителя.

В результате поглощения нейтронов в стержнях СУЗ (в особенности в борсодержащем стержне) выделяется значительное количество энергии, которое полностью идет на нагрев стержней. Поэтому в реакторе имеется специальная система охлаждения поглощающих стержней. В качестве охлаждаю-

шего агента обычно используется сам теплоноситель.

Эффективность поглощающих стержней. Одним из основных элементов СУЗ является поглощающий стержень или решетка — рабочий орган СУЗ. Он состоит из материала, хорошо поглощающего нейтроны, и защитной оболочки, предохраняющей поглотитель от взаимодействия с теплоносителем. Воздействие поглощающего стержня на коэффициент размножения (реактивность) при введении его в активную зону проявляется в результате, во-первых, поглощения нейтронов самим стержнем, во-вторых, дополнительной утечки их из активной зоны из-за увеличения плотности потока нейтронов вблизи границы активной зоны, вследствие деформации распределения плотности потока нейтронов.

На рис. 3.11 показано распределение плотности потока тепловых нейтронов φ_t в активной зоне с центральным поглощающим стержнем и без него. Видно резкое уменьшение φ_t вблизи стержня и увеличение φ_t на периферии активной зоны, что приводит к увеличению утечки нейтронов, при этом интеграл $\int \varphi_t dV$, пропорциональный мощности реактора, остается без изменения. Эффект утечки в небольших активных зонах может

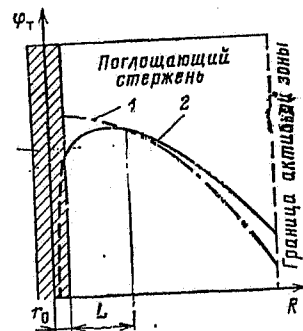


Рис. 3.11. Распределение плотности потока тепловых нейтронов в активной зоне с центральным поглощающим стержнем: 1 — стержень выведен из активной зоны; 2 — стержень введен в активную зону

составлять до 2/3 эффекта поглощения.

Степень воздействия поглощающего стержня на $k_{эф}$ или ρ характеризуется эффективностью стержня, равной реактивности $\rho_{ст}$, которую стержень может компенсировать при полном введении его в активную зону или соответственно высвободить при выводе из активной зоны.

В энергетических реакторах на тепловых нейтронах основной вклад в эффективность стержня дает эффект поглощения нейтронов. 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,

$$\rho_{ст}(r, Z) \sim \varphi^2(r, Z), \quad (3.45)$$

где Z — глубина погружения стержня в активную зону. Условие (3.45) используется для оценок эффективности стержней, расположенных не в центре активной зоны или частично погруженных. Эффективность полностью погруженного стержня, расположенного на расстоянии r от оси активной зоны, $\rho_{ст}(r)$ определяется через эффективность центрального стержня ($\rho_{ст0}$)

$$\rho_{ст}(r) = (\rho_{ст0}) \varphi^2(r) / \varphi_0^2, \quad (3.46)$$

где φ_0 и $\varphi(r)$ — плотность невозмущенного потока нейтронов в центре активной зоны и на расстоянии от центра, равном r .

Общая эффективность нескольких стержней может быть не равна сумме эффективностей отдельных стержней. Каждый стержень влияет на эффективность других стержней. Этот эффект называют интерференцией стержней.

Зависимость эффективности поглощающих стержней от глубины погружения. При регулировании

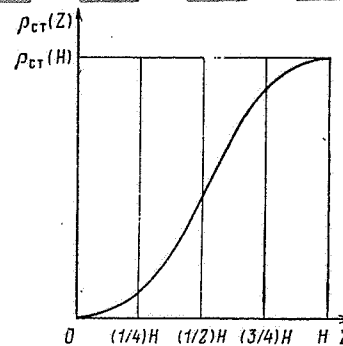
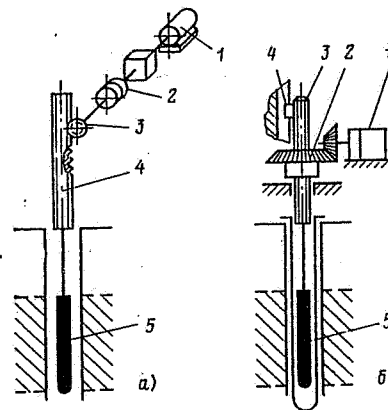


Рис. 3.12. Зависимость эффективности погружающего стержня от глубины его погружения в активную зону

реактора не удастся держать все стержни либо полностью погруженными в активную зону, либо полностью выведенными из нее. Практически всегда имеется некоторое число стержней, частично погруженных в активную зону, хотя они и создают определенные перекосы в распределении плотности потока нейтронов по высоте.

На рис. 3.12 показана зависимость $\rho_{ст}(Z)$. Видно, что при $H/4 < Z < (3/4)H$ зависимость эффективности стержня от глубины его погружения близка к линейной и именно на этом участке происходит основной вклад в эффективность стержня. На начальном ($0 \leq Z < H/4$) и конечном ($(3/4)H < Z < H$) участках регулировочной характеристики эффективность



стержня изменяется сравнительно мало, так как мала плотность потока нейтронов на этих участках. Поэтому обычно регулирующие поглощающие стержни перемещают на линейном участке.

Исполнительные механизмы СУЗ. Перемещение рабочего органа СУЗ в активной зоне с заданной скоростью и в определенных пределах обеспечивается приводом рабочего органа. Часть СУЗ, состоящую из привода, рабочего органа, соединительных элементов и следящей системы, предназначенную для управления реактивностью реактора, называют исполнительным механизмом СУЗ (ИМ СУЗ).

Существуют различные типы приводов, сообщаемые поглощающим стержням возвратно-поступательное движение: электро-механический (в реакторах ВВЭР-440, РБМК-1000), электромагнитный (в реакторе ВВЭР-1000), гидравлический, пневматический и комбинированный. Важным элементом электро-механического и электромагнитного приводов является исполнительный электродвигатель (ИД). В качестве ИД наиболее широкое применение нашли электродвигатели постоянного тока и асинхронные электродвигатели с короткозамкнутым ротором.

На рис. 3.13 приведены кинематические схемы исполнительных механизмов СУЗ. При выполнении механизмов по схеме, изображенной на рис. 3.13, а, поглощающий стержень 5 передвигается от действия электродвигателя 1 при помощи ведущей шестерни 3 и зубчатой рейки 4, при отключении электромагнитной муфты 2 стержень свободно опускается вниз.

При осуществлении кинематической схемы, представленной на рис. 3.13, б, винт 3, связанный с поглощающим стержнем 5, обеспечивает в зависимости от направления вращения конической шестерни-гайки 2, приводимой в движение электродвигателем

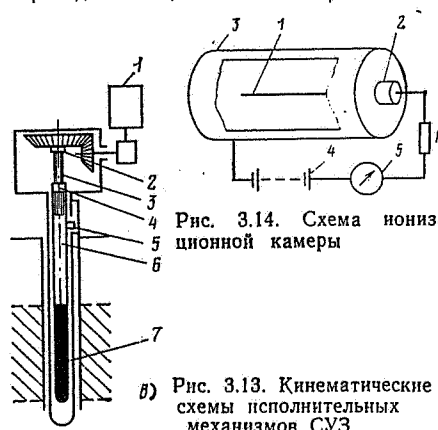


Рис. 3.14. Схема ионизационной камеры

Рис. 3.13. Кинематические схемы исполнительных механизмов СУЗ

1, вертикальное перемещение стержня вверх и вниз. Для предотвращения проворачивания стержня в верхней части винта 3 имеется шпонка 4, которая входит в паз неподвижного кожуха.

На схеме, показанной на рис. 3.13, в дан исполнительный механизм, где передвигание стержня 7 осуществляется вращением конической шестерни 2 и жестко связанного с ним винта 3, который входит в гайку 4, являющуюся частью трубки 6. Шпонка 5 предохраняет стержень от проворачивания.

Приводы СУЗ размещают как сверху, так и снизу активной зоны. При верхнем размещении получается более простая и надежная конструкция ИМ, которую удобнее обслуживать. Основным недостатком верхнего размещения — обилие механизмов на верхней части реактора, что затрудняет перегрузку технологических каналов или тепловыделяющих сборок (ТВС). При нижнем расположении привода этот недостаток отсутствует, однако при этом усложняется конструкция и ухудшается радиационная обстановка в помещениях, где расположены ИМ. В реакторах типов ВВЭР и РБМК все стержни имеют верхнее расположение приводов.

Для сокращения числа приводов несколько стержней СУЗ иногда объединяют в одну группу с общим приводом. В результате удается увеличить число поглощающих стержней по сечению активной зоны, что уменьшает неравномерность теплового выделения по объему активной зоны. Так, в реакторе ВВЭР-1000 имеется около 60 приводов СУЗ, каждый из которых перемещает пучок из 12—18 стержней-поглотителей.

Методы измерения мощности реактора. Для надежного управления энергетическим реактором необходимо постоянно контролировать и измерять его тепловую мощность, а также определять распределение энерговыделения по объему активной зоны. Ранее было показано, что мощность W реактора прямо пропорциональна средней плотности потока нейтронов в активной зоне [см. (2.45)], а распределение удельного теплового выделения по объему активной зоны определяется плотностью потока нейтронов [см. (2.36)].

Таким образом, измеряя плотность потока нейтронов, можно определить мощность и распределение тепловыделения в реакторе. Именно этот способ определения мощности и распределения тепловыделения получил широкое распространение из-за малой инерционности.

Мощность реактора определяют с помощью детекторов плотности потока нейтронов, расположенных в специальных каналах вокруг активной зоны, показания которых пропорциональны средней плотности потока нейтронов в активной зоне или мощности реактора. Плотность потока нейтронов (мощность) в реакторе меняется в очень широком диапазоне (в пределах 10 поряд-

ков). Поэтому приходится использовать несколько типов детекторов, работающих в различных поддиапазонах. В качестве нейтронных детекторов наиболее часто используют ионизационные камеры различных типов.

Ионизационная камера (рис. 3.14) представляет собой газонаполненную камеру с центральным положительно заряженным электродом (анодом 1), отделенным изолятором 2 от электроприводящего корпуса (катодом 3). Между ними поддерживается разность потенциалов с помощью источника напряжения 4. Если заряженная частица или γ -квант попадает внутрь камеры, то происходит ионизация некоторого количества атомов газа, электрическая цепь прибора замыкается и в ней течет электрический ток (или возникает импульс тока), который измеряется гальванометром или счетчиком 5. Сила электрического тока определяется подведенным к электродам напряжением и электрической проводимостью газового пространства, которая пропорциональна интенсивности ионизирующего излучения. Так как нейтроны, не являясь заряженными частицами, не могут непосредственно вызвать ионизацию атомов, то эта ионизация осуществляется вторичными заряженными частицами, образующимися при взаимодействии нейтронов с ядрами в различных ядерных реакциях типов (n, α), (n, p), деление ядер, рассеяние на ядрах водорода. При этом ток в ионизационной камере пропорционален плотности потока нейтронов.

Мощность реактора обычно разбивают на три диапазона: пусковой, промежуточный и энергетический.

В пусковом диапазоне плотность потока нейтронов (мощность) в реакторе изменяется от 10^{-10} до 10^{-4} % номинальной. В этом диапазоне мощность реактора измеряется пусковыми ионизационными камерами и счетчиками импульсов тока.

В промежуточном диапазоне при 10^{-4} — 10^{-3} % номинальной мощности плотность потока нейтронов измеряется ионизационными камерами с компенсированным γ -фоном.

В энергетическом диапазоне 3—110 % номинальной мощности плотность потока нейтронов измеряется некомпенсированными ионизационными камерами. В этом диапазоне энергия влияния γ -излучения на ток в ионизационной камере незначительно.

При использовании ионизационных камер для измерения мощности реактора учитывают, что положение органов регулирования в активной зоне, выгорание топлива, температура в реакторе и т. д. меняют распределение плотности потока нейтронов в месте расположения камеры.

Для определения распределения тепловыделения по объему активной зоны устанавливаются внутризонные детекторы контроля энерговыделения (малогабаритные

камеры деления, ионизационные гамма-камеры, электронно-эмиссионные детекторы нейтронов и т. д.).

Тепловую мощность реактора, охлаждаемого однофазным теплоносителем, при его работе на относительно высоких уровнях мощности можно определять также и по среднему перепаду температуры теплоносителя Δt_p на активной зоне и его расходу (см. § 3.7). Этот метод требует высокой точности измерения Δt_p и является достаточно инерционным, поэтому он не может быть использован при переходных и аварийных режимах работы реактора. Он применяется для градуировки ионизационных камер, т. е. для определения соответствия между их током и тепловой мощностью реактора. Следует отметить, что данный метод контроля мощности неприменим для кипящих реакторов (например, типа РБМК).

Требования к СУЗ энергетических реакторов. СУЗ выполняет следующие функции: регулирует мощность реактора; компенсирует изменения реактивности; обеспечивает аварийные и плановые остановки реактора. При выполнении этих функций система СУЗ должна удовлетворять следующим требованиям: надежно и быстро компенсировать изменения реактивности, связанные с регулированием мощности реактора; компенсировать запас реактивности на выгорание, шлакообразование и отравление реактора, одновременно должны компенсироваться температурный и мощностный эффекты реактивности; прекращать цепную реакцию и исключать возможность неконтролируемого или чрезмерно быстрого роста мощности реактора при всех возможных аварийных ситуациях, при любых вероятных неисправностях в реакторе и в системе СУЗ, включая источники электропитания; исключать области активной зоны, в которых не контролируется тепловыделение; обеспечивать в остановленном реакторе при максимальном запасе реактивности (холодном неотравленном состоянии) активной зоны) безопасную глубину подкритичности; обеспечивать в аварийных режимах скорость ввода отрицательной реактивности, достаточную для остановки реактора в минимально возможное время, опреде-

ляемое отсутствием кризиса теплоотдачи на поверхности оболочек твэлов (см. § 3.7).

Общие требования к СУЗ: максимальная надежность, возможность быстрой замены отдельных элементов и минимальные габаритные размеры.

Обычно СУЗ делится на следующие функциональные подсистемы: автоматического (САР) и ручного (СРР) регулирования мощности реактора с рабочими органами — стержнями автоматического (АР) и ручного (РР) регулирования, систему компенсации реактивности реактора (СКР) с рабочими органами — компенсирующими стержнями (КС); систему аварийной защиты реактора (САЗ) с рабочими органами — стержнями аварийной защиты (стержнями АЗ). Часто одни и те же стержни входят в несколько подсистем. В реакторах типа ВВЭР имеется еще система борного регулирования (СБР), обеспечивающая ввод раствора борной кислоты в теплоноситель.

Система компенсации реактивности. Компенсация запаса реактивности $R_{\text{зап}}$ осуществляется путем введения в активную зону твердого поглотителя (стержней, чехлов кассет) или жидкого поглотителя (борной кислоты).

Например, при пуске реактора ВВЭР-440 в начале кампании при взведенных поглощающих стержнях концентрация борной кислоты в водном теплоносителе составляет 6,4 г на 1 кг воды. В конце кампании она приближается к нулю. Использование борного регулирования является предпосылкой того, что при одном и том же объеме активной зоны может быть увеличена начальная загрузка топлива и соответственно продолжительность работы реактора без перегрузки, уменьшено количество подвижных КС. Применение ВП и борного регулирования позволяет также выравнивать распределение тепловы-

деления по объему активной зоны (см. § 2.8).

Быстро изменяющаяся составляющая реактивности компенсируется подвижными КС, которые по мере выгорания топлива и отравления реактора извлекаются из активной зоны. Суммарная эффективность компенсирующих стержней велика, она в несколько раз превышает эффективную долю запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$. Чтобы удовлетворить требованиям ядерной безопасности реактора, эффективность одного стержня или группы КС, которые могут быть извлечены одновременно, не должна превышать $\beta_{эф}$. При этом скорость высвобождения реактивности не должна превышать $0,07 \beta_{эф} \text{ с}^{-1}$. КС часто перемещают шагами, причем вес одного шага не должен превышать $0,3 \beta_{эф}$.

Система автоматического регулирования. Регулирование мощности энергетического реактора, как правило, осуществляется системой АР. С помощью системы АР обеспечивается автоматическое поддержание мощности реактора с погрешностью не более $\pm 1\%$ относительно заданного уровня и автоматическое изменение уровня мощности реактора. Система АР работает в диапазоне изменения мощности от 1 до 100% номинальной.

При работе реактора под нагрузкой наряду с относительно большими и медленными изменениями реактивности существуют довольно быстрые, но небольшие изменения ее, например при изменении уровня мощности или температуры на входе в активную зону, пуске или отключении циркуляционных насосов и т. п. Компенсация быстрых и небольших изменений реактивности проводится стержнями АР. В соответствии с требованием ядерной безопасности суммарная эффективность стержней АР, которые могут двигаться одновременно, не должна превышать $(0,7 \div 0,8) \beta_{эф}$. В этом случае даже быстрое извлечение их из активной зоны вследствие отказа схемы управления или ошибок

оператора не приведет к разгону реактора на мгновенных нейтронах (см. § 2.10). Система АР мощности реактора оснащается не менее чем двумя независимыми каналами АР, из которых один резервный. Любой из стержней АР может быть использован и для РР, но только с меньшей скоростью перемещения — из соображений ядерной безопасности (в случае ошибки оператора).

Запас реактивности реактора при его работе на мощности непрерывно снижается. Постоянное уменьшение реактивности компенсируется выводом из активной зоны стержней АР. При полном извлечении из активной зоны стержней АР из нее в определенном порядке выводится один или несколько КС настолько, чтобы стержни АР возвратились в среднее по высоте положение. По достижении стержнями АР среднего положения перемещение КС прекращается. Все управление как стержней АР, так и КС автоматизировано. Как только начинается извлечение КС, автоматически, поддерживая нужную реактивность, опускаются стержни АР; увеличение реактивности при подъеме КС за единицу времени должно компенсироваться за это же время погружением стержней АР. При этом в первую очередь из активной зоны извлекаются те КС, около которых плотность потока нейтронов минимальна, т. е. КС, имеющие меньшую эффективность.

На рис. 3.15 показана принципиальная схема АР реактора. Из ак-

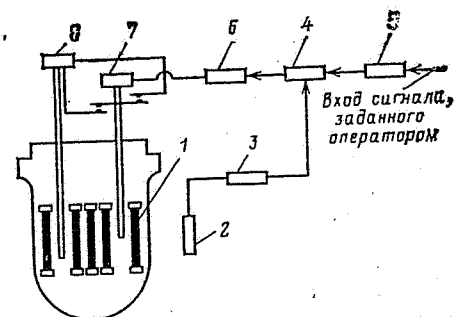


Рис. 3.15. Принципиальная схема автоматического регулирования реакторов

тивной зоны 1 в ионизационную камеру 2 попадает поток нейтронов, в последней вырабатывается электрический ток, пропорциональный мощности реактора. Этот ток через усилитель 3 подается в сравнивающее устройство 4. Если усиленный сигнал от камеры отличается от опорного значения сигнала, задаваемого оператором через задатчик мощности 5 со щита управления, то в сравнивающем устройстве вырабатывается сигнал рассогласования, который через усилитель 6 воздействует на привод стержней АР 7. Перемещение стержня происходит до тех пор, пока не исчезнет сигнал рассогласования. При этом восстанавливается заданный уровень мощности, соответствующий опорному сигналу. Если стержень АР полностью выведен из активной зоны или достиг определенного положения, то происходит замыкание цепи привода 8 КС, и он начинает перемещаться в активной зоне на один — два шага. Для устойчивого управления реактором скорость введения реактивности перемещением КС должна быть ниже скорости изменения реактивности стержнем АР.

Система аварийной защиты. Для быстрого и надежного прекращения цепной реакции при возникновении аварийных ситуаций в реакторе и ЯЭУ в целом, когда дальнейшая эксплуатация ее может привести к аварии, предназначена система аварийной защиты (САЗ). К таким аварийным ситуациям в первую очередь относятся:

1. Превышение сверх допустимого уровня мощности или локальное повышение мощности в активной зоне, создающее опасность перегрева и разрушения оболочек твэлов и, следовательно, попадания в теплоноситель большого количества радиоактивных продуктов деления. В водоохлаждаемых ядерных реакторах опасность перегрева оболочек связана с возникновением кризиса теплоотдачи (см. § 3.7). Поэтому здесь допустимый уровень

мощности определяется запасом до кризиса теплоотдачи. Превышение мощности обычно определяется по превышению плотности потока нейтронов.

2. Уменьшение запаса до кризиса теплоотдачи в случае выхода теплотехнических параметров ЯЭУ за безопасные пределы: повышение или снижение давления и повышение температуры воды в реакторе, уменьшение расхода теплоносителя через активную зону при обесточивании главных циркуляционных насосов (ГЦН), приводящих в движение теплоноситель, или при разрыве трубопроводов контура циркуляции теплоносителя и т. д. (см. § 3.7).

3. Превышение скорости нарастания мощности. Эта аварийная ситуация наиболее вероятна при пуске реактора и характеризуется уменьшением периода реактора по сравнению с заданным (см. § 2.10). Для энергетических реакторов наименьший период увеличения мощности, при котором выдается сигнал на срабатывание АЗ, составляет 10—20 с.

4. Снижение или полное исчезновение электропитания СУЗ, недопустимое для нормального функционирования исполнительных механизмов СУЗ, общее обесточивание собственных нужд.

Для обеспечения надежности САЗ всегда предусматриваются не менее двух полностью независимых САЗ, каждая из которых при любых возможных аварийных ситуациях обеспечивает прекращение цепной реакции. В реакторах типа ВВЭР это требование выполняется применением поглощающих стержней и аварийной подачей борной кислоты в теплоноситель. При этом поглощающие стержни и их приводы унифицированы так, что эти стержни используются как при нормальной работе реактора, так и по сигналу аварийного отключения реактора. В последнем случае скорость перемещения стержней может быть существенно увеличена. Так, в реакторе ВВЭР-440

рабочим органом СУЗ является унифицированная кассета, состоящая из двух частей (верхней — поглотителя нейтронов, нижней — ТВС, см. § 4.4), собранная из твэлов аналогично штатной ТВС. При подъеме такой кассеты поглотитель выводится из активной зоны и его место занимает ТВС, таким образом высвобождается реактивность вследствие как уменьшения поглощения нейтронов, так и увеличения количества топлива в активной зоне. Кассеты СУЗ реактора ВВЭР-440 еще называют кассетами АРК, так как они выполняют и функции аварийной защиты (А), осуществляемой путем быстрого вывода из активной зоны нижней тепловыделяющей части и ввода поглотителя, регулирования (Р) и компенсации медленных изменений реактивности (К) путем частичного или полного введения в активную зону ядерного топлива.

В активных зонах больших энергетических реакторов в холодном состоянии в начале кампании без учета органов СУЗ может содержаться несколько критических объемов (например, в реакторах типа ВВЭР их содержится от 15 до 40). В связи с этим рабочие органы СУЗ и все виды дополнительных поглотителей нейтронов размещают в активной зоне таким образом, чтобы исключить возможность образования локальных критических объемов.

Каждое срабатывание САЗ уменьшает выработку электроэнергии и вызывает дополнительные термические напряжения в оборудовании реактора и твэлах. Как правило, сигналы, которые могут вызвать срабатывание САЗ, по каждому технологическому параметру ЯЭУ вырабатываются несколькими независимыми между собой устройствами. Поэтому для уменьшения числа ложного срабатывания АЗ предусматривается включение АЗ только тогда, когда показания не менее двух измерительных каналов достигают пре-

дельных значений. При нормальной работе реактора стержни АЗ выведены из активной зоны и не оказывают влияния на его работу. В большинстве конструкций реакторов они находятся над активной зоной и удерживаются электромагнитами. При обесточивании электромагниты отключаются и стержни под действием силы тяжести опускаются в активную зону. Для придания стержням необходимой начальной скорости, чтобы уменьшить время введения их в активную зону, используются разгоняющие пружины, гидравлические, пневматические и другие средства. Отметим, что запаздывание сигнала на срабатывание АЗ к моменту появления аварийной ситуации составляет менее 1 с, а полное время введения стержней в энергетических реакторах достигает нескольких десятков секунд (например, в реакторе РБМК-1000 стержни АЗ вводятся в активную зону за 16 с). Для повышения надежности аварийной остановки реактора по аварийному сигналу предусматривается ввод в активную зону всех поглощающих стержней СУЗ: АЗ, АР и КС.

Аварийная остановка крупной ЯЭУ на АЭС крайне нежелательна для энергосистемы и приводит к большим экономическим потерям. При этом далеко не всегда полная остановка реактора является единственно возможной защитной мерой. Например, при отклонении одного-двух ГЦН достаточно снизить мощность реактора до уровня, соответствующего уменьшенному расходу теплоносителя. Поэтому в современных энергетических реакторах проводится дифференциация защитных действий в зависимости от вида аварийной ситуации. Например, на АЭС с реактором РБМК-1000 кроме аварийной остановки в зависимости от аварийных сигналов о неисправности оборудования предусмотрено управляемое с помощью стержней АР и АЗ аварийное сни-

жение мощности с заданной скоростью до 80, 50, 40 и 20 % номинальной с обеспечением устойчивой работы энергоблока на этих уровнях. На АЭС с реакторами типа ВВЭР предусмотрено аварийное снижение мощности с различной скоростью. При этом в случае исчезновения аварийных сигналов движение стержней вниз, вызывающее снижение мощности, прекращается.

Физический пуск реактора. Началу эксплуатации ЯЭУ предшествует пуск, который состоит из двух стадий: физического пуска реактора и энергетического пуска ЯЭУ.

Под физическим пуском реактора понимается достижение реактором критического состояния при загрузке активной зоны штатными ТВС и проведение необходимых экспериментов по проверке нейтронно-физических характеристик активной зоны и органов регулирования СУЗ. При физическом пуске устанавливаются следующие характеристики: 1) минимальное число ТВС, при котором реактор становится критическим при различных комбинациях рабочих органов СУЗ и их положений; 2) физический вес и регулировочные характеристики рабочих органов СУЗ с учетом их интерференции; 3) запас реактивности $\rho_{\text{физ}}$ и критическое положение рабочих органов системы компенсации реактивности при полностью загруженной активной зоне; 4) коэффициенты реактивности; 5) распределение энерговыделения и плотности потоков нейтронов по высоте и радиусу активной зоны; 6) подкритичность реактора при полностью введенных в активную зону поглотителях нейтронов.

Сначала эти характеристики определяются на уровне мощности, при котором нагревом теплоносителя за счет энергии деления можно пренебречь [на минимально контролируемом уровне мощности $W_{\text{мк}} \approx (0,05 \div 0,1 \%) W_{\text{ном}}$] — холодный физический пуск. Для определения температурного и мощностного эффектов реактивности, а также эффективности рабочих органов СУЗ в горячем состоянии проводится разогрев реактора — горячий физический пуск.

Обычно при проектировании реактора и последующих физических экспериментах на критических сборках, часто моделирующих активную зону в полном масштабе, перечисленные выше физические характеристики реактора уже определены. В процессе физического пуска происходит только их уточнение. Проводить эти эксперименты необходимо, соблюдая все меры ядерной безопасности, чтобы не произошла пусковая авария — неконтролируемый рост мощности реактора. Поэтому на всех стадиях пуска

должно быть обеспечено надежное измерение плотности потока нейтронов.

После достижения критического состояния в активную зону вводится часть КС и вновь определяется критическое число ТВС, при этом вблизи критического состояния измеряется эффективность стержней СУЗ. Далее снова вводится часть КС и догружаются ТВС до критического состояния и т. д. до полной загрузки активной зоны. Число ТВС m , создающее запас реактивности в начале кампании, в десятки раз превышает число $m_{\text{кр}}$ ТВС. Так, в реакторе РБМК-1000 $m/m_{\text{кр}} \approx 70$, а в ВВЭР-440 это отношение равно 40. После загрузки реактора уточняется эффективность рабочих органов СУЗ, измеряется распределение тепловыделения по объему активной зоны и температурный коэффициент реактивности. Устанавливается также порядок перемещения рабочих органов СУЗ в процессе эксплуатации реактора.

Энергетический пуск ЯЭУ. Поэтапное повышение мощности ЯЭУ от минимального контролируемого уровня до номинального называют энергетическим пуском ЯЭУ. Во время энергетического пуска проверяется работоспособность систем и оборудования ЯЭУ на различных уровнях мощности; тарируется аппаратура для измерения физических, теплотехнических и электротехнических параметров ЯЭУ; определяются поля энерговыделения в активной зоне при различных положениях стержней СУЗ, теплогидравлические характеристики контуров циркуляции теплоносителя; изучается состояние оболочек твэлов методом радиационно-химического анализа теплоносителя; проверяется радиационная обстановка в помещениях ЯЭУ и окружающей среды; проводятся динамические испытания ЯЭУ с отключением одного или нескольких ГЦН и одной турбины. С физической точки зрения проверяются: запас реактивности, который должен быть достаточен для нормальной работы реактора в течение всей кампании, знак и значение температурного и мощностного коэффициентов реактивности, саморегулируемость реактора.

3.7. ОТВОД ТЕПЛОТЫ ИЗ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА

Более 90 % общей энергии деления W (вся локализованная энергия, см. § 1.3) выделяется в виде теплоты в твэлах. Около 5 % W (часть рассеянной энергии деления, см. § 1.3) превращается в теплоту в замедлителе, теплоносителе и других материалах активной зоны. Итого в активной зоне выделяется более 95 % общей энергии, вырабатываемой в реакторе. Оставшаяся часть рассеянной

энергии деления, в основном обусловленная поглощением γ -излучения, выделяется в отражателе (около 2—3 % W), в корпусе реактора (примерно 1 % W) и биологической защите (около 1 % W).

Теплоносители. Выделяющаяся в ядерном реакторе теплота отводится теплоносителем, циркулирующим через активную зону реактора. К веществам, используемым в энергетических реакторах в качестве теплоносителя, предъявляется ряд специфических требований, которые обусловлены наличием больших удельных тепловых потоков в активной зоне [плотность теплового потока от твэла к теплоносителю достигает $(1-2) \cdot 10^6$ Вт/м² и выше, что существенно больше, чем в экранных трубах современных паровых котлов, где аналогичная величина не превышает $0,5 \cdot 10^6$ Вт/м²], необходимостью повышенной надежности работы оборудования реактора, постоянства физико-химических свойств теплоносителя под действием ионизирующего облучения, радиационной безопасности для персонала и т. д. К этим требованиям в первую очередь относятся: 1) высокие значения теплоемкости и теплопроводности, малая вязкость; 2) высокая термическая и радиационная стойкость; 3) малая коррозионная агрессивность и малое эрозионное воздействие на реакторные материалы, омываемые теплоносителем; 4) небольшое сечение поглощения нейтронов; 5) слабая наведенная радиоактивность (слабая активация); 6) взрывобезопасность, негорючесть и нетоксичность; 7) дешевизна и доступность.

Теплоносители могут быть жидкими и газообразными. Жидкие теплоносители должны также иметь высокую температуру кипения и низкую температуру плавления. Отметим, что все вещества, используемые в качестве теплоносителей, только в той или иной степени удовлетворяют всем перечисленным выше требованиям.

В качестве жидкого теплоносителя применяются: обычная и тяжелая вода с кипением и без кипения в реакторе, жидкие металлы и органические жидкости.

Наиболее распространенным теплоносителем, а также замедлителем в ядерных энергетических реакторах на тепловых нейтронах является обычная вода. Она обладает хорошими теплопередающими и приемлемыми замедляющими свойствами, дешева, хорошо изучена как теплоноситель и рабочее тело в теплоэнергетике. Основное требование, предъявляемое к обычной воде в ядерной энергетике, — ее чистота, ибо обессоленная вода, очищенная от примесей, слабо активируется и обладает невысокой коррозионной агрессивностью. Недостатком воды как теплоносителя является относительно низкая температура кипения при малых давлениях. В связи с этим, чтобы получить высокие температуры (250—350 °C)

и, следовательно, повышенный КПД термодинамического цикла (см. § 4.3), приходится поддерживать очень высокое давление воды внутри реактора (около 10—16 МПа). Все это требует изготовления прочного тяжелого корпуса реактора, резервуаров и трубопроводов, что значительно удорожает стоимость реактора.

Обычная вода имеет значительное сечение поглощения тепловых нейтронов (см. табл. 1.2), поэтому в реакторах при использовании ее в качестве теплоносителя и замедлителя не удается применять природный уран, приходится использовать обогащенное ядерное сырье с содержанием ²³⁵U не менее 1%. Если в качестве замедлителя применять графит, а в качестве теплоносителя обычную воду, то такие реакторы могут работать и на природном уране (см. табл. 2.1).

Наилучшим теплоносителем и замедлителем является тяжелая вода, которая обладает такими же высокими теплопередающими свойствами, что и обычная вода, но имеет чрезвычайно малое сечение поглощения тепловых нейтронов (см. табл. 1.2). Поэтому реакторы с тяжеловодным замедлителем и теплоносителем могут работать на природном уране. Коррозионная агрессивность тяжелой воды меньше, чем обычной, но при использовании ее в качестве теплоносителя несколько повышается радиационное воздействие трития на окружающую среду. Ввиду высокой стоимости (60—66 дол. за 1 кг D₂O по данным 1975 г.) тяжелая вода не получила достаточно широкого распространения.

Под действием осколков деления, нейтронов, β - и γ -излучения вода разлагается на водород и кислород. Кроме того, образуется еще перекись водорода. Смесь этих веществ — взрывоопасна, поэтому разложение воды весьма нежелательно. При повышении температуры и давления разложение воды замедляется, наличие примесей в воде усиливает ее разложение. Удаление взрывоопасных газов из воды проводится продувкой через массу воды гелия или других инертных газов. Иногда для предотвращения накопления взрывоопасной смеси в реакторах устанавливают специальное устройство для сжигания водорода.

Жидкие металлы и сплавы (в основном натрий и сплав натрия с калием) используются в энергетических реакторах на быстрых нейтронах (см. § 3.2), так как они слабо замедляют и поглощают нейтроны, имеют низкую стоимость и обладают высокими теплопередающими свойствами, например коэффициент теплопроводности натрия на два порядка больше, чем воды. В результате теплообмен у поверхности твэлов осуществляется не только конвективным переносом теплоты, но и непосредственно теплопроводностью через жидкий металл. Это обеспечивает высокий теплосъем в активной зоне реактора на быстрых нейтронах, где плотность теплового потока на поверхностях твэлов до-

стигает $2,5 \cdot 10^6$ Вт/м². Важным преимуществом жидких металлов по сравнению с водой является высокая температура кипения и низкие давления насыщенных паров (у натрия $t_{кип} = 883$, у калия 760 °C при атмосферном давлении). Это позволяет на выходе из активной зоны получать относительно высокую температуру теплоносителя (500—600 °C и даже больше) без сколько-нибудь существенного повышения давления в контуре. В результате получается повышенный термический КПД цикла ЯЭУ. Давление же в контуре будет зависеть только от его гидравлического сопротивления и условий эксплуатации.

Основные недостатки натрия и калия: высокая активация нейтронами и способность вступать в бурную химическую реакцию с водой, что вынуждает усложнять тепловую схему ЯЭУ для обеспечения безопасности ее работы. Этим металлам присущи также относительно высокая температура плавления (у натрия 98, у калия 64 °C), повышенная способность к окислению, в результате чего образуются оксиды, которые могут выпадать на поверхности нагрева и в других частях циркуляционного контура.

Органические теплоносители, в основном углеводороды-полифенилы, нашли ограниченное применение в качестве теплоносителей и замедлителей в энергетических реакторах на тепловых нейтронах. Основное достоинство органических теплоносителей — более высокие, чем у воды, температуры кипения. В результате удается получить температуру теплоносителя в контуре около 350—400 °C при давлениях не выше 2 МПа. Кроме того, эти теплоносители слабо активируются, обладают небольшим сечением поглощения нейтронов и малой коррозионной агрессивностью к конструкционным материалам, поэтому в реакторах могут применяться дешевые углеводородные стали.

Основной недостаток органических теплоносителей, который сильно ограничивает их применение в энергетике, является их радиационная и термическая нестойкость: при высоких температурах и интенсивном ионизирующем облучении сложные молекулы распадаются на более простые, происходят полимеризация и разложение жидкости с выделением тяжелых полимеров, что ведет к увеличению вязкости и смолистости. При прохождении органических жидкостей через активную зону они постепенно засмолотятся и забивают проходные сечения тяжелыми полимерами, ухудшая теплоотдачу от твэлов к жидкости. По сравнению с водой у органических жидкостей меньше удельная теплоемкость, хуже теплопередающие свойства, а потому при их применении приходится увеличивать площади поверхностей охлаждения твэлов. Кроме того, у органических жидкостей повышенная вязкость, что требует большого расхода энергии для их перекачки.

Газовые теплоносители нашли определенное распространение в энергетических реакторах, где применяются гелий, углекислый газ, влажный или перегретый водяной пар. Ведутся исследования по использованию в качестве теплоносителя диссоциирующих газов, в частности четырехоксида азота N₂O₄ (однако у N₂O₄ имеется существенный недостаток — высокая токсичность). Газовые теплоносители достаточно доступны и стабильны, слабо поглощают и замедляют нейтроны, мало активируются. Основное достоинство их по сравнению с водой — независимость температуры газов от давления в циркуляционном контуре реактора.

Максимальная температура газовых теплоносителей ограничивается только свойствами материалов активной зоны. Это дает возможность получить, во-первых, повышенный КПД термодинамического цикла АЭС (39—43 %), во-вторых, пар во втором контуре АЭС (см. § 4.3) с параметрами, которые имеют место на обычных ТЭС (это позволяет использовать серийное оборудование ТЭС на АЭС), в-третьих, больший коэффициент воспроизводства, чем в реакторах, охлаждаемых обычной водой. При температуре газового теплоносителя, равной на выходе из активной зоны 750—800 °C, его можно использовать в качестве рабочего тела в газотурбинном цикле ЯЭУ.

К недостаткам газовых теплоносителей следует отнести существенно худшие по сравнению с водой теплопередающие свойства (низкие плотность, объемную теплоемкость и коэффициент теплопроводности). Поэтому для обеспечения необходимого охлаждения активной зоны требуется увеличить площадь поверхности теплообмена, например обработать твэлы или прокачивать через активную зону значительное количество газа.

В результате увеличиваются размеры реактора и затраты энергии на перекачку теплоносителя. Эти затраты заметно больше, чем при охлаждении водой. Для улучшения теплопередающих свойств и уменьшения затрат энергии на перекачку приходится повышать давление в контуре, что усложняет конструкцию реактора и удорожает его эксплуатацию.

Наиболее перспективным среди газовых теплоносителей является гелий. Он практически не активируется, обладает высокой термической и радиационной стойкостью, химически нейтрален по отношению к конструкционным материалам, имеет сравнительно высокие теплопередающие свойства (удельная теплоемкость He в 4—5 раз больше, чем CO₂, а коэффициент теплопроводности больше в 10 раз).

Недостатки гелия — его высокая стоимость и большая текучесть. Поэтому в реакторах с гелиевым теплоносителем предъявляются особые требования к герметичности оборудования и трубопроводов (особенно к их сварным швам).

Распределение температур теплоносителя, оболочки твэла и ядерного топлива по высоте активной зоны. Теплоноситель циркулирует через активную зону по специальным технологическим каналам (см. § 3.9), в которые устанавливаются твэлы. При известном законе изменения удельного тепловыделения по высоте активной зоны $q_v(z)$ из уравнения теплового баланса можно определить изменение температуры некипящего теплоносителя $t(z)$;

$$t(z) = t_{вх} + [1/(G_k c_p)] f_T \int_0^z q_v(z) dz, \quad (3.47)$$

где $t_{вх}$ — температура теплоносителя на входе в технологический канал, °C; G_k — расход теплоносителя через технологический канал, кг/с; c_p — удельная теплоемкость теплоносителя, Дж/(кг·°C); f_T — площадь поперечного сечения топлива в твэле, м².

При симметричном тепловыделении для цилиндрической активной зоны как следует из (2.38), имеет место косинусоидальное удельное объемное тепловыделение по высоте активной зоны

$$q_v(z) = q_{v\max} \cos(\pi z/H_z), \quad (3.48)$$

где $q_{v\max} = q_{v\max} J_0(2,405r/R_z)$ — максимальное удельное тепловыделение в твэле, находящемся на расстоянии r от осевой линии активной зоны.

Топливо в твэле отделено от теплоносителя защитной оболочкой, между оболочкой и топливом имеется зазор, заполненный газом (см. § 3.9). Удельные тепловые потоки с единицы площади поверхности топлива q_T и оболочки твэла $q_{об}$ связаны с удельным объемным тепловыделением соотношениями

$$q_T = q_v f_T / \Pi_T; \quad q_{об} = q_v f_T / \Pi_{об}, \quad (3.49)$$

где Π_T и $\Pi_{об}$ — периметр топлива и оболочки твэла соответственно.

Температура наружной поверхности оболочки твэла $t_{об}(z)$ опре-

деляется из уравнения

$$t_{об}(z) = t(z) + q_{об}(z)/\alpha(z), \quad (3.50)$$

где $\alpha(z)$ — коэффициент теплоотдачи от оболочки к теплоносителю, зависящий от теплофизических свойств вещества, используемого в качестве теплоносителя, его скорости, процесса кипения теплоносителя на поверхности оболочки и других факторов. При отсутствии кипения теплоносителя коэффициент теплоотдачи $\alpha(z)$ меняется мало по высоте технологического канала.

Для условий течения воды в кассетах реакторов типа ВВЭР (в отсутствие кипения) для определения среднего коэффициента теплоотдачи α можно использовать зависимость

$$\alpha = 0,027 (\lambda_f / d_r) Re^{0,4} Pr_f^{0,4}, \quad (3.51)$$

где $Re = v d_r / \mu_f$; v — скорость воды в кассете; λ_f , μ_f и Pr_f — соответственно теплопроводность, динамическая вязкость и число Прандтля для воды при средней температуре потока в кассете $t_f = (t_{вх} + t_{вх\max})/2$; d_r — гидравлический диаметр ($d_r = 8,9 \cdot 10^{-3}$ и $10,6 \cdot 10^{-3}$ м соответственно для кассеты ВВЭР-440 и ВВЭР-1000). Значения α для реакторов типа ВВЭР при работе на номинальной мощности находятся в пределах $(3,3 - 3,5) \cdot 10^4$ Вт/(м²·°C).

Температура наружной поверхности топлива выше температуры наружной поверхности оболочки на перепад температуры по толщине оболочки $\delta_{об}$ и газового зазора δ_z между оболочкой и топливом

$$t_T^{\text{нар}}(z) \approx t_{об}(z) + q_{об}(z) \delta_{об} / \lambda_{об} + q_T(z) \delta_z / \lambda_z, \quad (3.52)$$

где $\lambda_{об}$ и λ_z — соответственно коэффициенты теплопроводности материала оболочки и газа в зазоре.

Распределение температуры по сечению и высоте топливного сердечника определяется уравнением теплопроводности для среды с внутренними источниками тепловыделения интенсивностью $q_v(z)$. Для цилиндрического сердечника радиусом R из решения этого уравнения можно получить

$$t_T(r, z) = t_T^{\text{нар}}(z) + \frac{q_v(z) R^2}{4\lambda_T} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right). \quad (3.53)$$

В центре твэла $r=0$, тогда из (3.53) следует

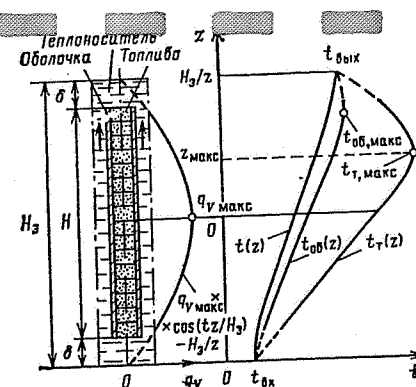


Рис. 3.16. Распределение тепловыделения и температур теплоносителя, наружной поверхности оболочки твэла и ядерного топлива в центре твэла по высоте активной зоны

$$t_T(0, z) = t_T^{\text{нар}}(z) + q_v(z) R^2 / 4\lambda_T. \quad (3.53a)$$

На рис. 3.16 показаны распределения тепловыделения, рассчитанные по (3.48), температуры некипящего теплоносителя, определенные по (3.47), наружной поверхности оболочки твэла (3.50) и ядерного топлива в центре твэла (3.53a). Из рисунка видно, что максимумы температур оболочки и топлива находятся между серединой и концом твэла. Наличие этих максимумов объясняется тем, что в выходном участке твэла значение $q_v(z)$ уменьшается.

Расходы теплоносителя через технологические каналы должны быть выбраны таким образом, чтобы максимальные температуры ядерного топлива и оболочек твэлов ни в одном канале в течение кампании не превышали предельно допустимых значений.

Для ядерного топлива из диоксида урана UO_2 , которое наиболее часто используется в энергетических реакторах, предельно допустимая температура равна 2800 °C. Это температура плавления UO_2 , определяющая начало резкого распухания топлива и выделения газообразных продуктов в результате повышения давления

под давлением 10^6 Па при температуре к разгерметизации ее.

Предельно допустимая температура оболочки твэла определяется из условия сохранения достаточной механической прочности и коррозионной стойкости ее в теплоносителе, а также отсутствием химического взаимодействия материала оболочек с ядерным топливом. При охлаждении твэлов обычной водой предельно допустимая температура для оболочек из циркониевых сплавов составляет 350, для оболочек из нержавеющей стали 600—700 °C.

На рис. 3.17 показано распределение температуры по радиусу твэла с топливом из UO_2 при $q_v \approx 1,6 \cdot 10^9$ Вт/м³ или линейной тепловой нагрузке $q_l = \pi R^2 q_v \approx 80$ кВт/м, которое получено из решения системы уравнений (3.47), (3.50) — (3.53a). Видно, что при такой линейной тепловой нагрузке в центре твэла достигается предельно допустимая температура топлива, равная 2800 °C. В энергетических реакторах расчетная предельная тепловая нагрузка принимается с запа-

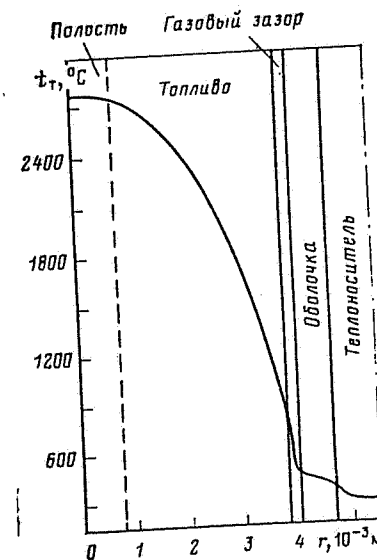


Рис. 3.17. Распределение температуры радиусу в стержневом твэле с топливом UO_2 при $q_v = 1,6 \cdot 10^9$ Вт/м³ ($q_l = 80$ кВт)

сом. Например, для реакторов типа ВВЭР $q_{\text{макс}} \approx 50$ кВт/м, при этом для ВВЭР-440 среднее значение $q_1 \approx 12,5$ кВт/м и для ВВЭР-1000 $q_1 \approx 17,6$ кВт/м. Для реактора РБМК-1000 $q_{\text{макс}} \approx 40$ кВт/м.

Тепловой баланс в реакторе. Тепловая мощность реактора, отводимая некипящим теплоносителем,

$$W_T = G_T c_p [(t_p)_{\text{вых}} - (t_p)_{\text{вх}}] = G_T c_p \Delta t_p, \quad (3.54)$$

где G_T — расход теплоносителя через реактор, кг/с; $(t_p)_{\text{вх}}$ и $(t_p)_{\text{вых}}$ — средние температуры теплоносителя соответственно на входе в активную зону реактора и на выходе из нее, °C; Δt_p — подогрев теплоносителя в реакторе, °C.

Из (3.54) следует, что расход теплоносителя через реактор тепловой мощностью W_T

$$G_T = W_T / (c_p \Delta t_p). \quad (3.55)$$

Определим расход воды, требуемый для охлаждения реактора ВВЭР-1000, работающего в номинальном режиме и имеющего тепловую мощность $W_T = 3000$ МВт. Температура воды на входе в активную зону $(t_p)_{\text{вх}} = 289$ °C, на выходе $(t_p)_{\text{вых}} = 322$ °C, тогда $\Delta t_p = 322 - 289 = 33$ °C. Давление в корпусе реактора $p = 15,7$ МПа, удельная теплоемкость воды при этих параметрах $c_p = 5660$ Дж/(кг·°C). Согласно (3.55) расход охлаждающей воды

$$G_T = \frac{3000 \cdot 10^6}{5660 \cdot 33} \approx 16\,000 \text{ кг/с} \approx 58\,000 \text{ т/ч}.$$

Тепловая мощность, передаваемая от поверхности твэла к теплоносителю

$$W_T = \bar{\alpha} F (\bar{t}_{\text{ог}} - \bar{t}) = \bar{\alpha} F \Delta \bar{t}, \quad (3.56)$$

где $\bar{\alpha}$ — средний по активной зоне коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·°C); F — суммарная площадь наружной поверхности твэлов, м²; $\bar{t}_{\text{ог}}$ — средняя температура наружной поверхности оболочек твэлов, °C; \bar{t} — средняя по активной зоне температура теплоносителя, °C; $\Delta \bar{t}$ — средний по активной зоне температурный напор между поверхностью твэлов и теплоносителем, °C.

Определим значение $\Delta \bar{t}$ в номинальном режиме в активной зоне реактора ВВЭР-1000, у которого $W_T = 3000$ МВт, $F =$

$= 4850$ м² и $\bar{\alpha} \approx 3,5 \cdot 10^4$ Вт/(м²·°C). Отсюда из (3.56) следует

$$\Delta \bar{t} = \frac{3000 \cdot 10^6}{4850 \cdot 3,5 \cdot 10^4} \approx 18^\circ \text{C}.$$

В реакторе типа ВВЭР допускается кипение воды на поверхности твэлов (поверхностное кипение). При этом из-за высокого значения α максимальная температура оболочки всего на 4–5 °C превышает температуру насыщения при рабочем давлении в активной зоне, $t_{\text{ог}}^{\text{макс}} = t_s + 5$ °C. Отсюда $t_{\text{ог}}^{\text{макс}} = t_s + 5$ °C. Отсюда $t_{\text{ог}}^{\text{макс}}$ однозначно определяется давлением в активной зоне. Таким образом, выбор рабочего давления в активной зоне реактора ограничивается сверху допустимой температурой оболочки твэлов, при этом, естественно, учитываются технические возможности изготовления корпуса реактора (см. § 4.5). В реакторе ВВЭР-1000 рабочее давление $p \approx 15,7$ МПа, этому давлению соответствует температура насыщения $t_s = 345$ °C. Отсюда $t_{\text{ог}}^{\text{макс}} = 345 + 5 = 350$ °C, что соответствует предельно допустимой температуре оболочек твэлов, выполненных из циркониевого сплава.

Основное условие надежной работы активной зоны в течение кампании — поддержание баланса между вырабатываемой тепловой мощностью в реакторе (2.45), мощностью, передаваемой от поверхности твэлов к теплоносителю (3.56), и мощностью, отводимой теплоносителем из активной зоны (3.54),

$$\begin{aligned} 3,2 \cdot 10^{-11} \sigma_{\text{f}} N_s V \varphi_{\text{ср}} = \\ = \bar{\alpha} F (\bar{t}_{\text{ог}} - \bar{t}) = G_T c_p \times \\ \times [(t_p)_{\text{вых}} - (t_p)_{\text{вх}}]. \end{aligned} \quad (3.57)$$

Отклонение мощности, температуры, расхода теплоносителя, характеристик теплообмена и других параметров реактора от заданных для данного режима работы приводит к нарушению теплового баланса в активной зоне и может повлечь за собой недопустимый перегрев оболочек твэлов или ядерного топлива. Например, повышение тепловой мощности реактора без увеличения расхода теплоносителя

приводит к увеличению температуры теплоносителя на выходе из активной зоны. Это вызывает увеличение температурного напора $\Delta \bar{t}$ и температуры оболочки твэлов, что может привести к резкому ухудшению режима охлаждения твэлов и наступлению кризиса теплоотдачи.

Режимы теплоотдачи от поверхности твэлов к воде в водоохлаждаемых реакторах. Температурный режим твэлов существенно зависит от коэффициента теплоотдачи от поверхности твэлов к теплоносителю [см. (3.50)]. В водоохлаждаемых реакторах могут иметь место несколько режимов теплоотдачи:

1. Если температура наружной поверхности оболочки твэлов меньше температуры насыщения воды при данном давлении, то имеет место конвективный теплообмен при турбулентном течении некипящей воды при продолжном омывании наружных поверхностей оболочек твэлов. При этом коэффициент теплоотдачи α пропорционален $v^{0,8}$, где v — скорость воды [см. (3.51)]. Из (3.50) следует, что при прочих равных условиях чем выше скорость воды, тем ниже $t_{\text{ог}}$. Однако скорость воды в технологическом канале не должна превышать предельную скорость, примерно равную 6–7 м/с, в противном случае возможно возникновение значительных вибраций твэлов и эрозий (размывания) поверхности оболочек твэлов. В реакторе ВВЭР-1000 максимальная скорость воды в технологическом канале близка к предельной и составляет 5,7 м/с.

2. Если температура поверхности оболочек твэлов становится выше температуры насыщения при данном давлении, то на поверхности оболочки возникает поверхностное пузырьковое кипение. При этом вследствие переноса пузырями пара скрытой теплоты парообразования от поверхности нагрева в ядро потока, а также из-за более интенсивного перемешивания жидкости у поверхности нагрева коэффициент теплоотдачи от твэлов к теплоносителю увеличивается, соответственно при заданном температурном напоре увеличивается и тепловой поток к теплоносителю.

3. При дальнейшем увеличении теплового потока (мощности) интенсивность генерации пузырей пара на поверхности нагрева может превысить интенсивность эвакуации их в ядро потока, и из-за увеличения объемной концентрации пара вблизи поверхности нагрева пузырьковый режим кипения может перейти в пленочный, при котором на поверхности твэла образуется сплошная паровая пленка. При этом количество отводимой от твэла теплоты ограничивается теплопроводностью через паровую пленку. В этом случае коэффициент теплоотдачи падает более чем на порядок по сравнению с коэффициентом при пу-

зырьковом режиме кипения. В связи с этим температура твэлов резко возрастает и может привести к расплавлению оболочки и топлива. Это явление называют кризисом пузырькового кипения. Оно характеризуется критическим тепловым потоком $q_{\text{кр}}$ или критической мощностью технологического канала $W_{\text{кр}}$. Величины $q_{\text{кр}}$ и $W_{\text{кр}}$ имеют сложные зависимости от скорости, давления, температуры, массового расхода паросодержания теплоносителя (отношения расхода пара к общему расходу теплоносителя) и геометрических характеристик технологического канала. Эти зависимости получены на основании многочисленных экспериментов на моделях технологических каналов, используемых в различных типах водоохлаждаемых реакторов. Кризис пузырькового кипения возможен в диапазоне изменения режимных параметров, характерных для реакторов типа ВВЭР. Для расчета $q_{\text{кр}}$ в кассетах таких реакторов можно использовать зависимость

$$\begin{aligned} q_{\text{кр}} = 0,795(1-x)^n (\rho w)^m (1-0,0185p), \\ x = (h-h')/r; \rho w = G_K/S; m = 0,31(1-x) - 0,127; n = 0,105p - 0,5, \end{aligned} \quad (3.58)$$

где x — относительная энтальпия потока; h и h' — соответственно энтальпия потока и воды на линии насыщения, Дж/кг; r — теплота парообразования, Дж/кг; G_K — расход воды через кассету, кг/с; S — площадь проходного сечения кассеты, м²; p — давление, МПа.

Чтобы не допустить пленочного кипения, охлаждение твэлов организуют таким образом, чтобы в самом напряженном твэле имел место запас по критической тепловой нагрузке

$$n = q_{\text{кр}}/q_{\text{макс}} = q_{\text{кр}}/(k v q_v, \text{ср}) > 1.$$

В современных ядерных реакторах $n \approx 1,5$ –2.

В реакторах, охлаждаемых кипящей водой (типа РБМК или ВК, см. § 4.6, 4.7), а также при некоторых переходных режимах в реакторах типа ВВЭР уровень тепловых потоков обычно не столь высок, чтобы могло возникнуть пленочное кипение (кризис пузырькового кипения). В этом случае на некоторой длине технологического канала после начала кипения воды возникает пузырьковый режим течения пароводяной смеси, который далее по потоку переходит в дисперсно-кольцевой режим, характеризующийся движением пара с каплями жидкости в ядре потока и кольцевых пристенных жидких пленок на поверхностях твэлов и корпуса технологического канала. Именно наличие жидких пленок на обогреваемых поверхностях твэлов из-за высокой теплопроводности воды обеспечивает эффективную теплоотдачу с поверхности твэлов. Расход воды в пленках по длине технологического канала из-за кипения и уноса влаги с поверхности их падает. Возможен разрыв жидкой плен-

ки на одном из твэлов, при этом контакт жидкости с поверхностью твэла нарушается, в этом месте теплоотдача от твэла к пароводяной смеси ухудшается и начинается перегрев оболочки твэла, наступает так называемый кризис высыхания. Возникновение такого кризиса (разрыв жидкой пленки) определяется граничным паросодержанием $x_{гр}$, т. е. массовым расходным паросодержанием в месте кризиса теплоотдачи. Значение $x_{гр}$, так же как и $q_{кр}$, определяется экспериментально на моделях технологических каналов со штатными длиной, условиями входа и распределениями тепловыделения по высоте. Для того чтобы исключить возникновение описанного кризиса высыхания, во всех технологических каналах не допускается превышение массового расходного паросодержания над $x_{гр}$ ($x < x_{гр}$). Таким образом, величина $x_{гр}$ ограничивает паропроизводительность технологического канала, его мощность, а следовательно, и мощность всего реактора. Значение $x_{гр}$ можно существенно увеличить, если каким-либо образом усилить приток влаги из ядра потока в жидкую пленку и тем самым затян timer истощение ее и разрыв. Для этой цели в верхние ТВС (см. § 4.6) технологических каналов реактора РБМК-1500 с шагом 80 мм устанавливают специальные интенсификаторы теплообмена, направляющие поток капель к жидким пленкам, текущим по внешним поверхностям оболочек твэлов. Это позволяет увеличить мощность технологического канала в 1,5 раза, а соответственно и тепловую мощность реактора с 3200 до 4800 МВт. Отметим, что другой фактор, определяющий допустимую мощность реактора, — температура топлива в данном случае не препятствует увеличению мощности в 1,5 раза, так как в этом случае максимальная линейная тепловая нагрузка составляет $q_{\text{линейн}} = 60 \text{ кВт/м}$, что меньше допустимой $q_{\text{д}} = 80 \text{ кВт/м}$, соответствующей температуре плавления топлива из UO_2 .

Гидравлическое профилирование реактора. Тепловыделение по сечению активной зоны, несмотря на принимаемые меры по его выравниванию (см. § 2.8), имеет определенную неравномерность. Для увеличения на выходе из активной зоны средней температуры воды ($t_{\text{р}}_{\text{вых}}$ в реакторах типа ВВЭР) или массового расходного паросодержания $x_{\text{вых}}$ (в реакторах, охлаждаемых кипящей водой) применяется гидравлическое профилирование реактора. При этом распределение расхода теплоносителя устанавливается пропорциональным распределению

тепловыделения по сечению активной зоны. Гидравлическое профилирование позволяет увеличить КПД ядерной энергетической установки. Действительно, мощность $W_{\text{ц}}$, необходимая для циркуляции теплоносителя через реактор, пропорциональна произведению гидравлического сопротивления контура циркуляции Δp и расхода теплоносителя $G_{\text{т}}$: $W_{\text{ц}} \sim \Delta p G_{\text{т}}$. В свою очередь $\Delta p \sim G_{\text{т}}^2$, отсюда с учетом (3.55) следует

$$W_{\text{ц}} \sim G_{\text{т}}^3 \sim (\Delta t_{\text{р}})^{-3}. \quad (3.59)$$

КПД ядерной энергетической установки η будет тем больше, чем меньше $W_{\text{ц}}$ — основная составляющая потери мощности на собственные нужды ЯЭУ. Тогда из (3.59) следует, что чем больше $\Delta t_{\text{р}} = (t_{\text{р}})_{\text{вых}} - (t_{\text{р}})_{\text{вх}}$ или при заданной $(t_{\text{р}})_{\text{вх}}$ чем больше $(t_{\text{р}})_{\text{вых}}$, тем выше значение η . Обычные затраты энергии на прокачку теплоносителя составляют 1—3% тепловой мощности реактора.

Простейшим методом гидравлического профилирования является дифференцирование расхода через технологические каналы с тем, чтобы на выходе из них температура теплоносителя была везде одинаковой. Для этого в каналы помещают дроссельные шайбы или клапаны, регулирующие расход. Чтобы уменьшить число типовых размеров шайб, технологические каналы разбивают на несколько групп, в пределах которых они имеют одинаковые шайбы. В реакторах, охлаждаемых кипящей водой, дросселирование теплоносителя через шайбы или клапаны позволяет также обеспечить гидродинамическую устойчивость параллельно работающих технологических каналов.

Отвод теплоты в переходных режимах и после остановки реактора. В ядерных реакторах должен быть обеспечен надежный отвод теплоты из активной зоны во всех эксплуатационных и возможных аварийных режимах. Надежный теплоотвод непосредственно связан

с безопасностью эксплуатации ЯЭУ (см. § 5.1). Особенность теплоотвода из реактора заключается в необходимости поддержания баланса (3.57) между выделяющейся в активной зоне и отводимой из нее теплотой как в номинальных, так и в аварийных режимах, в частности связанных со снижением расхода теплоносителя через активную зону. При этом должны быть предусмотрены специальные меры по обеспечению отвода теплоты при самых маловероятных авариях, связанных с разгерметизацией контура охлаждения реактора [аварии с потерей теплоносителя (АПТ)], когда происходит значительная утечка теплоносителя из контура и соответственно резкое уменьшение расхода теплоносителя через активную зону (см. § 5.1). В аварийных режимах, связанных с уменьшением расхода теплоносителя, для того чтобы исключить недопустимое повышение температуры оболочек и топлива, проводится экстренное автоматическое снижение тепловой мощности реактора до уровня, соответствующего уменьшенному расходу теплоносителя.

При аварийной остановке реактора снижение плотности потока нейтронов определяется временем срабатывания САЗ, при этом скорость спада потока нейтронов в пределе определяется средним временем жизни наиболее долгоживущей группы запаздывающих нейтронов: $\max t_i \approx 80 \text{ с}$. Соответствующий спад тепловой мощности реактора происходит существенно медленнее из-за тепловой инерции активной зоны, определяемой низкой теплопроводностью ядерного топлива, состоящего из UO_2 , и большой теплоемкости элементов активной зоны (твэлов, металла внутриконтурных устройств и т. п.). Этот эффект усиливается из-за остаточного тепловыделения при радиоактивном распаде продуктов деления (см. рис. 1.9). На рис. 3.18 показано уменьшение средней плотности потока нейтронов и тепловой

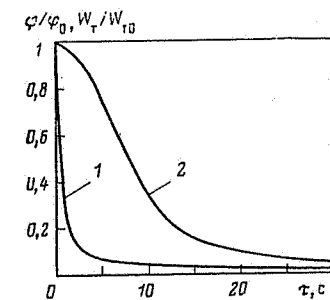


Рис. 3.18. Спад средней плотности потока тепловых нейтронов (кривая 1) и тепловой мощности (кривая 2) при аварийной остановке реактора типа ВВЭР

мощности при остановке ВВЭР. Из рис. 3.18 видно, что даже через 10 с после остановки реактора тепловая мощность уменьшается всего в 2,7 раза, хотя плотность потока нейтронов снизилась более чем на порядок. Поэтому для обеспечения аварийного расхолаживания реактора (отсутствии кризиса теплоотдачи в любом месте активной зоны) необходимо создание надежной системы, обеспечивающей охлаждение реактора даже при нарушениях электропитания собственных нужд АЭС или ЯЭУ и соответствующем отключении ГЦН, приводящих в движение теплоноситель в контуре. В ВВЭР-1000, РБМК-1000 и РБМК-1500 для этой цели применяются ГЦН, снабженные специальными маховыми массами, в результате инерционность таких насосов резко увеличивается, а соответственно скорость снижения расхода теплоносителя уменьшается. Так, ГЦН реактора ВВЭР-100 имеют постоянное время торможения около 30 с, т. е. расход теплоносителя через них уменьшается в 2,7 раза только через 30 с после их отключения. В результате расход теплоносителя через активную зону становится малочувствительным даже к значительным нарушениям электрообеспечения насосов (перерывы электропитания до 3 с). Поэтому обеспечивается безопасное охлаждение активной зоны после

срабатывания аварийной защиты в случае и более длительного прерывания напряжения, которое в энергосистеме происходит крайне редко.

Наличие остаточного тепловыделения из-за радиоактивного распада продуктов деления в активной зоне требует обеспечения длительного охлаждения ее и после остановки реактора. Мощность остаточного тепловыделения $W_{ост}$ регулировать невозможно, она уменьшается со временем по мере распада продуктов деления. Если перед остановкой реактор длительно работал на уровне тепловой мощности W_0 , то для оценки $W_{ост}(t)$ при $t > 10^4$ с, где t — время, прошедшее после остановки реактора, с, можно использовать следующую эмпирическую зависимость:

$$W_{ост} \approx 0,07 W_0 t^{-0,2}. \quad (3.60)$$

Из (3.60) следует, что через 1 ч после остановки реактора мощность остаточного тепловыделения будет составлять около 1,4% W_0 , через сутки около 0,7% W_0 . Например, для реактора ВВЭР-1000, длительно работающего на номинальной мощности, $W_0 = 3000$ МВт, $W_{ост} \approx 20$ МВт ($t = 1$ сут), что составляет достаточно большое значение, чтобы вызвать недопустимый перегрев активной зоны при отсутствии надежного охлаждения. Поэтому категорически запрещен слив теплоносителя из работавшей некоторое время активной зоны, а надежное охлаждение остановленного реактора чаще всего осуществляется организацией устойчивой естественной циркуляции теплоносителя в контуре, иногда используются специальные насосы с малой подачей для расхолаживания реактора.

3.8. УСТРОЙСТВО ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

Принципиальная схема ядерного энергетического реактора. Ядерным энергетическим реактором называют аппарат, в котором осуществляется управляемая

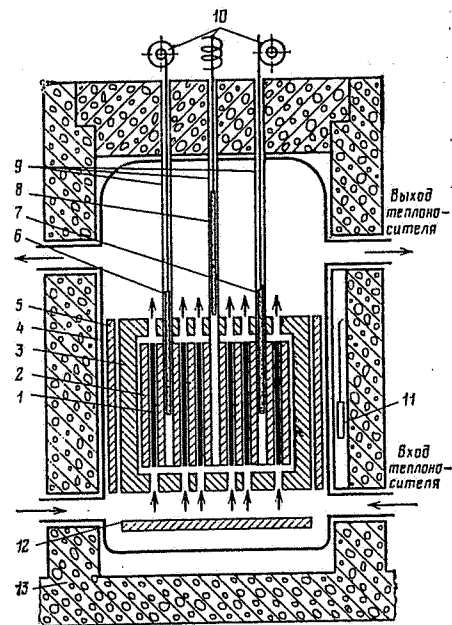


Рис. 3.19. Принципиальная схема ядерного энергетического реактора

самоподдерживающаяся цепная реакция деления тяжелых нуклидов и главным назначением которого является выработка энергии. На рис. 3.19 показана принципиальная схема ядерного энергетического реактора. Центральной частью реактора, где происходит управляемая цепная реакция деления, является активная зона. Она представляет собой набор технологических каналов 1, каждый из которых окружен замедлителем 2, если это реактор на тепловых нейтронах. В технологических каналах находятся ТВС, образующие единую конструкцию из твэлов. В твэлах размещается ядерное топливо и происходит непосредственно реакция деления с выделением теплоты.

Отвод теплоты из твэлов осуществляется посредством омывания поверхности оболочек твэлов потоком теплоносителя, который подается в технологические каналы. Протекая через технологические каналы, теплоноситель нагревается и

уносит теплоту для дальнейшего использования. Движение теплоносителя организуется в специальном контуре циркуляции.

Активная зона энергетических реакторов окружена отражателем нейтронов 3, предназначенным для снижения утечки нейтронов из активной зоны и выравнивания тепловыделения по ее объему (см. § 2.8). В отражателе происходит замедление и поглощение нейтронов и поглощение γ -излучения; поэтому он нагревается. Охлаждается отражатель также циркулирующим через него теплоносителем.

Активная зона, отражатель и другие элементы часто устанавливаются внутри прочного герметичного корпуса 4 (корпусной тип реактора). Между корпусом и отражателем размещаются боковой 5 и торцевой 12 тепловые экраны, предохраняющие корпус реактора от чрезмерного облучения потоками нейтронов и γ -излучения, которые в свою очередь вызывают местный перегрев корпуса и возникновение в нем температурных напряжений.

Управление реактором, поддержание мощности на заданном уровне, изменение распределения энергетического выделения по объему активной зоны, пуск и остановка, защита при различного рода аварийных ситуациях осуществляются СУЗ. Рабочими органами СУЗ являются подвижные управляющие стержни 6, 7 и 8. Они устанавливаются в каналах СУЗ 9 и приводятся в движение приводами СУЗ 10. Каналы СУЗ располагаются в активной зоне или отражателе. В специальных каналах, в толще отражателя или за ним устанавливаются ионизационные камеры 11 (детекторы плотности потока нейтронов).

Весь реактор размещается внутри толстостенного бетонного защитного устройства — первичной биологической защиты 13, которая предназначена для защиты персонала и окружающего реактор пространства от весьма мощных пото-

ков нейтронов, α -, β - и γ -излучения. Она обеспечивает снижение потоков излучений до допустимого уровня. Толщина биологической защиты достигает нескольких метров. Между корпусом и биологической защитой часто устанавливают тепловую изоляцию корпуса, предохраняющую бетонную биологическую защиту от перегрева и радиационных повреждений.

Классификация ядерных реакторов. Ядерные реакторы классифицируют: по оновному целевому назначению, по уровню энергии нейтронов, участвующих в реакции деления, по расположению в реакторе топлива и замедлителя, по виду вещества, применяемого в качестве замедлителя, по виду и агрегатному состоянию вещества, применяемого в качестве теплоносителя, а также по конструктивному признаку (корпусной и каналный).

В зависимости от целевого назначения ядерные реакторы бывают энергетические, промышленные, исследовательские, экспериментальные и многоцелевые.

По степени воспроизводства нового по изотопному составу ядерного топлива по сравнению со сжигаемым (из ^{235}U — ^{239}Pu , ^{232}Th — ^{233}U) реакторы делят на конвертеры, где производится новое ядерное топливо в количествах меньших, чем сжигаемое, и размножители, где производится ядерное топливо в количествах больших, чем сжигаемое.

В зависимости от уровня энергии нейтронов, определяющих основную долю деления ядер топлива, реакторы подразделяют на реакторы на тепловых, быстрых и промежуточных нейтронах.

По принципу расположения в реакторе ядерного топлива и замедлителя реакторы делят на гомогенные и гетерогенные (§ 2.4). В гомогенном реакторе вся активная зона находится внутри стального сферического или цилиндрического корпуса и состоит из смеси топлива и замедлителя в виде суспензии или жидкого раствора, который одновременно выполняет и функцию теплоносителя. Ядерное топливо равномерно распределяется по всему объему замедлителя. В качестве топлива может быть использован раствор солей обогащенного урана или взвесь оксидов урана UO_2 , UO_3 . Замедлителем может служить тяжелая или обычная вода. Отвод теплоты проводится циркулирующей смесью топливного раствора и замедлителя через теплообменник, расположенный либо вне реактора, либо внутри корпуса реактора. Вокруг корпуса гомогенного реактора располагают отражатель.

Большим неудобством при эксплуатации гомогенного реактора является непосредственная циркуляция в контуре высококордиоактивного топливного раствора или суспензии, что вызывает повышенную коррозию и эрозию в стенках резервуара активной зоны, в трубопроводах, теплообменниках и циркуляционных насосах. Все это сильно усложняет биологическую защиту, а также ремонт и эксплуатацию реактора и предъявляет особо жесткие требования к надежности оборудования. Поэтому гомогенные реакторы не получили развития, создание их оказалось весьма трудной и сложной проблемой.

В гетерогенных реакторах топливо применяется в твердом состоянии и располагается в виде блоков, окружающих замедлитель. В таких реакторах ядерное топливо сосредоточено в герметичных твэлах, поэтому у них в нормальных условиях отсутствует непосредственный контакт топлива с замедлителем и теплоносителем. Отсюда существенно уменьшается радиационная опасность, упрощаются биологическая защита и условия эксплуатации по сравнению с гомогенными реакторами. В настоящее время эксплуатируются и строятся для энергетических целей только гетерогенные реакторы.

В реакторе ядерное топливо может находиться в твердом, жидком и газообразном состояниях. В гетерогенных реакторах применяется только твердое топливо.

В зависимости от вида вещества, применяемого в качестве замедлителя, энергетические реакторы на тепловых нейтронах делят на водяные, тяжеловодные, графитовые и органические. По виду теплоносителя реакторы бывают водяные, тяжеловодные, газовые, жидкометаллические и органические. Реакторы, охлаждаемые обычной водой, в активных зонах которых не происходит кипения воды, называют реакторами с водой под давлением, а если имеет место кипение — кипящими реакторами. В активных зонах кипящих реакторов часть воды непосредственно превращается в пар.

По конструкционным признакам энергетические реакторы на тепловых нейтронах делят на корпусные и каналные. В корпусных реакторах активная зона находится в стальном корпусе, способном выдержать термические нагрузки и давление теплоносителя. Отметим, что в настоящее время эксплуатируются несколько газоохлаждаемых реакторов с корпусами из предварительно напряженного железобетона, рассчитанные на давление, равное нескольким мегапаскалям. Водоохлаждаемые реакторы с железобетонным корпусом, рассчитанным на давление около 10 МПа, находятся на стадии научно-исследовательских и проектно-конструкторских разработок.

Корпусные реакторы достаточно компактны и относительно просты в эксплуатации. Однако с ростом мощности растут размеры реактора, внутренний диаметр корпуса достигает 4—8 м, поэтому возрастают трудности при изготовлении как собственно корпуса, так и трубопроводов контура циркуляции теплоносителя, максимальный диаметр которых равен 0,7—0,8 м, усложняются системы обеспечения безопасности АЭС при авариях, связанных с разрывом крупных трубопроводов. Отсюда возникают ограничения по мощности реактора.

Отмеченных недостатков в значительной мере лишен каналный реактор, у которого отсутствует прочный корпус. Активная зона такого реактора представляет собой набор одинаковых технологических каналов с внутренним диаметром около 0,1 м, рассчитанных на полное давление теплоносителя, в которых находятся ТВС. В каналах движется теплоноситель и охлаждает твэлы. Между каналами располагается замедлитель. Канальный принцип конструкции реактора позволяет набирать активную зону практически любой необходимой мощности, повышать параметры теплоносителя, осуществлять ядерный перегрев пара, проводить непрерывную перегрузку ядерного топлива на работающем реакторе без снижения его мощности, иметь гибкий топливный цикл. Достоинством каналных реакторов является возможность изготовления его основного оборудования на общемашиностроительных заводах. Главным недостатком каналного реактора — разветвленность и громоздкость контура циркуляции теплоносителя, а отсюда усложнение эксплуатации и увеличение удельных капитальных затрат. К недостаткам каналных реакторов следует отнести также сравнительно большое количество конструкционных материалов в активной зоне, так как корпус технологического канала нагружен полным давлением теплоносителя.

Энергетические реакторы с водяным теплоносителем. В ближайшие десятилетия АЭС будут базироваться в основном на энергетических реакторах на тепловых нейтронах, охлаждаемых обычной водой (см. табл. 3.1). При этом получат распространение два основных типа энергетических реакторов:

Водо-водяные корпусные реакторы, в которых и теплоносителем и замедлителем является обычная вода. Они делятся на две группы: водо-водяные реакторы с водой под давлением (ВВЭР) [за рубежом такие реакторы называют PWR (Pressure Water Reactor)] и водо-водяные

кипящие реакторы (ВК) [за рубежом такие реакторы называют BWR (Boiling Water Reactor)].

Канальные реакторы, которые также делятся на две группы: водо-графитовые реакторы, охлаждаемые кипящей водой и имеющие графитовый замедлитель (иногда их называют уран-графитовыми реакторами), и тяжеловодные реакторы (ТВР), охлаждаемые кипящей или некипящей обычной или тяжелой водой с некипящим тяжеловодным замедлителем [за рубежом тяжеловодные реакторы называют HWR (Heavy Water Reactor)].

Другие типы энергетических реакторов, в том числе высокотемпературные газоохлаждаемые корпусные реакторы (ВТГР), в которых в качестве теплоносителя обычно используется гелий, а в качестве замедлителя графит [за рубежом такие реакторы называют HTGR (High Temperature Gas-cooled Reactor)], и реакторы на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением (БН) [за рубежом такие реакторы называют LMFBR (Liquid Metal Fast Breeder Reactor)], не смогут оказать в ближайшие десятилетия заметного влияния на выработку электроэнергии (см. табл. 3.1).

В нашей стране исторически получили развитие два типа водоохлаждаемых энергетических реакторов: ВВЭР и водо-графитовый каналный энергетический реактор, охлаждаемый кипящей водой. За рубежом получили развитие водо-водяные реакторы с водой под давлением и водо-водяные кипящие реакторы. Отметим, что во всем мире на работающих АЭС доля водо-водяных корпусных реакторов на начало 1980-х годов составляла около 80%.

3.9. ТЕПЛОУДЕЛЯЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ, СБОРКИ И КАССЕТЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ

Твэлы. Основным конструктивным элементом активной зоны ре-

актора является твэл. В нем непосредственно размещается топливо (обычно в твердом состоянии), происходит выделение основной части тепловой энергии и передача ее теплоносителю.

Твэлы работают в весьма тяжелых тепловых режимах, в их ограниченном объеме выделяется большое количество теплоты. Условия работы твэлов усложняются наличием мощных потоков нейтронов и γ -излучения, высокой температурой поверхности твэлов, достигающей 300—600 °C, возможностью тепловых ударов, благоприятными условиями для коррозии. К твэлам предъявляются довольно жесткие требования: механическая устойчивость и прочность в потоке теплоносителя, обеспечивающая длительное сохранение формы, размеров и герметичности в течение всего запроектированного срока работы (несколько лет). Повреждение твэла влечет за собой радиоактивное загрязнение теплоносителя продуктами деления. Нарушение геометрической формы (распухание твэла) может ухудшить условия теплоотдачи от твэла к теплоносителю, вызвать локальный перегрев оболочки твэла, а также затруднить перегрузку ядерного топлива.

Конструкционно твэлы (рис. 3.20) могут быть выполнены стержневыми 1, пластинчатыми 2, гофрированными 3, трубчатыми 4, шарообразными 5, перфорированными 6, кольцевыми с профилированной закруткой 7 и т. п. Наибольшее распространение в энергетических реакторах получили стержневые твэлы, стержневыми твэлами снабжены и серийные отечественные реакторы типа ВВЭР-440 (рис. 3.21,а), ВВЭР-1000 (рис. 3.21,б) и РБМК-1000 (рис. 3.21,в).

Стержневой твэл с твердым ядерным топливом (рис. 3.21) состоит из следующих основных частей: сердечника — ядерного топлива 1, оболочки 2 и концевых заглушек 3.

Сердечник является основной частью твэла и обычно представляет со-



Рис. 3.20. Конструкционные схемы твэлов

печивает большую радиационную стойкость, лучше предохраняет топливо от растрескивания и коробления, оболочка такого твэла претерпевает меньше механических воздействий. Кроме того, технология изготовления таблеток проще, чем цельных топливных стержней. В качестве материала таблеток наиболее широкое распространение получил спрессованный и спеченный диоксид урана (средняя плотность которого составляет около $10,5 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$). Для реакторов на быстрых нейтронах используется также смесь UO_2 и PuO_2 . Спекание топливных таблеток проводится при температуре 1600°C .

Диоксид урана стабилизируют под облуче-

бой набор топливных таблеток высотой 10—30 мм. При наборе сердечника из таблеток к ним можно предъявлять более жесткие требования на сохранение необходимых плотности и размеров; замена отдельной таблетки гораздо дешевле, чем всего твэла, использование таблеток обес-

нием в широком диапазоне температур, химически устойчив в воде, водяном паре, органических жидкостях, углекислом газе, хорошо совместим с большинством конструкционных материалов до температуры 600°C . Существенный недостаток диоксида урана — низкая теплопроводность (сильно зависящая от температуры), которая приводит к возникновению больших температурных градиентов (см. рис. 3.17), а следовательно, к значительным термическим напряжениям, которые могут вызвать растрескивание топливных таблеток. Поэтому часто таблетки выполняют с центральным сквозным отверстием диаметром $(1,0 \div 1,8) \cdot 10^{-3} \text{ м}$, что способствует снижению температуры в центральной части таблетки, уменьшает возможность ее расплавления, снижает общее линейное удлинение столба таблеток при нагревании, а также создает дополнительный компенсирующий объем для газообразных продуктов деления.

Топливные таблетки помещают в оболочку, которая сверху и снизу герметизируется заглушками 3 (рис. 3.21). При этом особое внимание уделяется качественному соединению заглушек с оболочками, для того чтобы исключить возможность возникновения негерметичности соединения. Для фиксации положения топливных таблеток внутри оболочки используются различные конструктивные элементы, например две разрезные втулки — верхняя и нижняя (рис. 3.21, б), которые удерживаются в заданном положении за счет натяга $0,05\text{--}0,08 \text{ мм}$ между втулками и внутренней поверхностью оболочки, либо пружины 4, сжимающие таблетки (рис. 3.21, в).

Оболочка и заглушки предохраняют ядерное топливо от химического воздействия и вымывания его теплоносителем, удерживают радиоактивные продукты деления, включая газообразные, от попадания их в теплоноситель, обеспечивают механическую прочность твэла. Основные требования, предъявляемые к оболочкам, — длительное сохранение герметичности по отношению к продуктам деления, они должны выдерживать повышенные давления, возникающие внутри твэла из-за выделения газообразных продуктов деления, большие термические напряжения, обладать высокой коррозионной стойкостью при рабочих температурах теплоносителя.

Герметичные твэлы выполняются с различными типами оболочек. Высокопрочная герметичная оболочка непосредственно воспринимает внешнее давление теплоносителя без существенной деформации, такая оболочка требует повышенного количества материала, толщина оболочки может достигать $0,1$ диаметра сердечника. При этом обеспечивается высокая надежность твэлов. Тонкостенная герметичная оболочка способна деформироваться внутри до соприкосновения с сердечником и таким образом передавать внешнее давление

теплоносителя сердечнику. По мере выгорания топлива таблетки распухают и деформируют оболочку в обратном направлении. Тонкостенная оболочка служит лишь для защиты топлива от воздействия теплоносителя. Высокопрочная герметичная оболочка употребляется чаще; в частности в отечественных энергетических реакторах используются твэлы только с высокопрочной герметичной оболочкой.

Материалы, применяемые для изготовления оболочек, должны иметь малое сечение поглощения нейтронов для уменьшения потерь нейтронов (повышения коэффициента теплового использования θ , см. § 2.4), высокие теплопроводность и температуру плавления, совместимость с ядерным топливом и продуктами деления, высокие прочность и пластичность. Обычно в качестве материала оболочки для твэлов водоохлаждаемых реакторов используют циркониевые сплавы (за рубежом — циркалой-2, циркалой-4, в отечественных твэлах — сплав $\text{Zr} - 1\% \text{ Nb}$), что объясняется невысоким микроскопическим сечением поглощения тепловых нейтронов у циркония ($\sigma_a = 0,1856$, см. табл. 1.2). Основным недостатком циркониевых сплавов — невысокая максимальная рабочая температура, которая не превышает 350°C . При более высоких температурах у них сильно снижаются прочностные характеристики и падает коррозионная стойкость в воде и паре.

Наряду с оболочками из циркониевых сплавов в энергетических реакторах достаточно широко применяются твэлы оболочками из высоколегированной нержавеющей хромоникелевой аустенитной стали, которая по сравнению с циркониевыми сплавами обладает существенно более высокой прочностью и коррозионной стойкостью при высоких температурах. Сталь дешевле, но имеет существенно большее сечение поглощения тепловых нейтронов ($\sigma_a = 2,86$), чем сплавы на основе циркония, поэтому требуется более высокое обогащение топлива. Отметим также повышенное коррозионное растрескивание оболочек из нержавеющей стали из-за присутствия в охлаждающей воде хлоридов и кислорода при переменных напряжениях в материале оболочки. Поэтому для обеспечения работоспособности твэлов с такими оболочками необходимо поддерживать очень низкое содержание хлоридов и кислорода в воде.

Оболочки твэлов реакторов на быстрых нейтронах изготавливают из высоколегированной аустенитной нержавеющей стали, сплавов никеля и жаропрочных сплавов, у этих материалов сечение поглощения быстрых нейтронов невелико, при этом максимально допустимая температура оболочки достигает 700°C , что очень важно для высоконапряженных активных зон быстрых реакторов. Оболочки из таких материалов способны выдержать особенно большие напряжения, возникающие в ре-

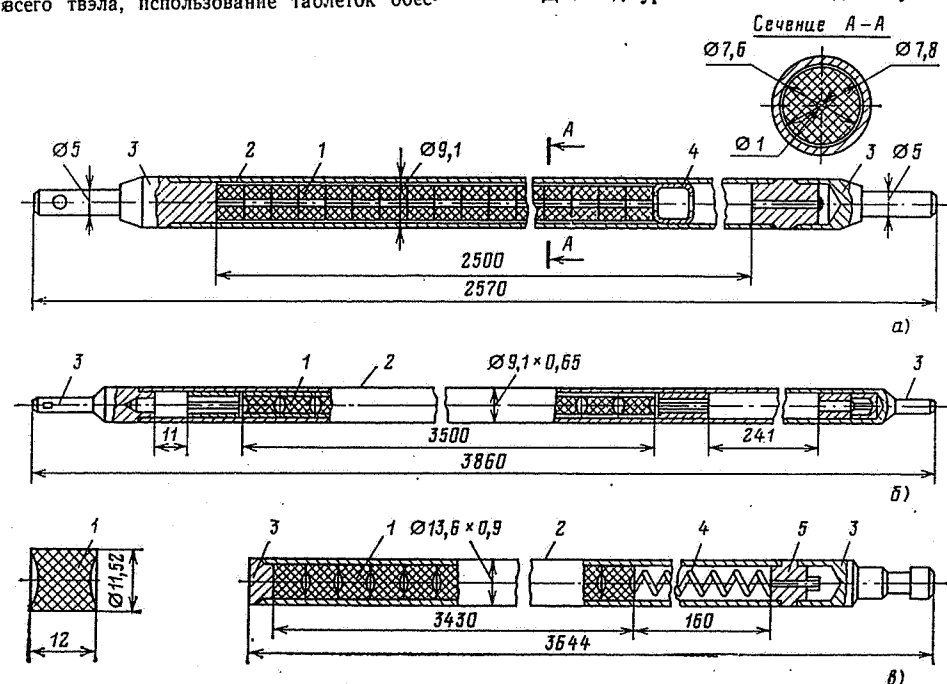


Рис. 3.21. Цилиндрические стержневые твэлы реакторов

зультате увеличения объема топлива при его глубоких выгораниях (давление под оболочкой твэла реактора на быстрых нейтронах в конце кампании может достигать 10—15 МПа).

Между ядерным топливом и оболочкой (рис. 3.21) обычно устанавливается небольшой зазор, равный $(0,13 \pm 0,3) \times 10^{-3}$ м. Уменьшить зазор при изготовлении твэла технологически трудно, кроме того, он необходим на случай некоторого увеличения размеров (распухания) топлива при его облучении и выгорании в процессе работы реактора. Для обеспечения надежного термического контакта между топливом и оболочкой, который существенно влияет на максимальную температуру топлива, и улучшения передачи теплоты от ядерного топлива к теплоносителю этот зазор заполняется под давлением хорошо проводящим теплоту инертным газом (чаще всего гелием или смесью гелия с аргоном, как в твэле реактора РБМК-1000).

При выгорании топлива из него выделяются газообразные продукты деления, которые вызывают повышение давления под оболочкой и усиление механических напряжений в ней. Для снижения давления принимаются следующие меры: в центре топливных таблеток предусматривается сквозное отверстие, таблетки делаются с вогнутыми торцевыми поверхностями и, таким образом, между соседними таблетками образуются свободные полости (рис. 3.21, б, в), в верхней и нижней частях твэла организуются свободные объемы — сборники выделяющихся газов. Отметим, что одновременно эти меры служат для компенсации общего линейного удлинения столба таблеток топлива в аксиальном направлении.

ТВС и кассеты. Топливная загрузка энергетических реакторов состоит из большого числа твэлов. Например, в реакторе ВВЭР-440 топливную загрузку составляют 44 000 твэлов, в ВВЭР-1000 — 48 000, в РБМК-1000 — 61 000. Для обеспечения необходимой жесткости стержневых твэлов, а также удобства монтажа, перегрузки, транспортировки и организации направленного потока теплоносителя для эффективного охлаждения твэлов их комбинируют группами. Эти группы составляют единую конструкцию ТВС. Число твэлов в ТВС может составлять от нескольких штук до нескольких десятков или даже сотен. Твэлы в ТВС жестко связываются между собой с помощью двух концевых и нескольких дистанционирующих решеток,

установленных с определенным шагом по высоте ТВС. В результате обеспечиваются малая вибрация твэлов и строгое соблюдение зазоров между ними для прохода теплоносителя. ТВС включает в себя также входной и выходной коллекторы и тракт распределения потока теплоносителя, установочные детали — хвостовики, кожух или каркас, защитные пробки и детали транспортно-технологического назначения.

Активная зона реактора корпусной конструкции собирается из кассет, каждая из которых включает в себя сборку тепловыделяющих и поглощающих элементов, окруженных наружным корпусом — трубчатых (в серийном реакторе ВВЭР-1000 чехол отсутствует), жестко связанным с конструктивными элементами сборки. Корпус кассеты разгружен от внутреннего давления теплоносителя и подвержен только перепаду давления на активной зоне.

Тепловыделяющая сборка либо кассета устанавливается в технологический канал ядерного реактора, в котором осуществляются подвод, отвод и организация направленного потока теплоносителя, омывающего твэлы, обеспечивается возможность загрузки и выгрузки ТВС или кассет. Технологический канал, в котором отсутствует разделительная труба между замедлителем и теплоносителем (например, в водо-водяных реакторах), называют беструбным каналом. В этом случае отдельные ТВС или кассеты устанавливаются непосредственно в замедлитель, заполняющий активную зону.

При несовместимости материалов замедлителя и теплоносителя (например, при использовании графитового замедлителя и водяного теплоносителя) в технологическом канале имеется разделительная труба между замедлителем и теплоносителем, нагруженная внутренним давлением теплоносителя. Каналы реактора, образованные

разделительными трубами давления и конструктивно связанные с корпусом реактора неразъемными соединениями, называют трубными технологическими каналами реактора. Такие каналы применяются в реакторах канальной конструкции, например в реакторах типа РБМК.

Тепловыделяющие сборки, кассеты и технологические каналы яв-

ляются одним из наиболее ответственных конструктивных элементов ядерного реактора. Они должны обладать длительной работоспособностью в стационарных и переходных режимах работы реактора и обеспечивать надежное охлаждение твэлов. Конкретные конструкции ТВС и кассет рассмотрены в гл. 4 при описании конструкций отдельных типов реакторов.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ТИПЫ ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК И ИХ ОСНОВНОЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Ядерная энергетическая установка представляет собой комплекс аппаратов, систем, устройств и механизмов, предназначенных для преобразования ядерной энергии, освобождающейся в результате сжигания ядерного топлива, в электрическую, механическую или тепловую энергию. ЯЭУ состоит из двух частей: реакторной установки, в которой в результате деления делящихся нуклидов в ядерном топливе выделяется теплота и передается рабочему телу (веществу, совершающему работу, преобразующую теплоту в механическую энергию), и турбинной установки (турбогенератора), в которой тепловая энергия рабочего тела превращается в механическую (и электрическую). В зависимости от вида рабочего тела (водяной пар или газ) турбинная установка называется паротурбинной (ПТУ) или газотурбинной (ГТУ).

На АЭС рабочим телом является только водяной пар (газотурбинные установки пока не нашли распространения на АЭС). Реакторную установку, предназначенную для получения водяного пара в качестве рабочего тела, называют ядерной паропроизводящей установкой (ЯППУ). В общем случае ЯППУ включает в себя ядерный энергетический реак-

тор с системой управления и защиты и первичной биологической защитой, контур циркуляции теплоносителя вместе со своим оборудованием и ГЦН, парогенераторы (ПГ) и вспомогательные системы и устройства, а также вторичную биологическую защиту.

В настоящее время ЯЭУ используются главным образом на конденсационных АЭС и в качестве судовых энергетических установок. В последнее время начато практическое использование ЯЭУ на атомных теплоэлектроцентралях (АТЭЦ), где выработка электроэнергии сочетается с выработкой теплоты для нужд теплофикации, и на АСТ, где производится только низкопотенциальная теплота для отопления.

Важным перспективным направлением использования ЯЭУ является применение ЯЭУ с высокотемпературным газоохлаждаемым ядерным реактором для производства высокотемпературной теплоты.

4.1. ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

По принципу работы ЯЭУ или АЭС ничем не отличается от обычной теплоэнергетической установки (ТЭУ) или ТЭС на органическом топливе. Главное отличие АЭС от ТЭС состоит в том, что на АЭС

источником теплоты является не паровой котел, в котором в процессе горения органического топлива химическая энергия превращается в теплоту, а ядерный энергетический реактор, где в процессе деления ядер ^{235}U или ^{239}Pu происходит превращение ядерной энергии в тепловую. Этим определяются основные особенности ЯЭУ, среди которых в первую очередь отметим следующие:

1. Чрезвычайно высокую калорийность ядерного топлива (см. § 1.3), в результате чего на АЭС расходуется топлива намного меньше, чем на ТЭС. Например, ТЭС электрической мощностью 1000 МВт, работающая на каменных углях Экибастузского бассейна, потребляет ежесуточно около 12 500 т угля, а АЭС той же электрической мощностью с реактором ВВЭР-1000 — всего около 80 кг слабообогащенного урана.

Вследствие высокой калорийности ядерного топлива производство его из урановых руд с концентрацией урана более 0,1% существенно дешевле добычи угля, нефти и газа, а объем перевозок ядерного топлива, включая перевозки отработавшего радиоактивного топлива, оказывается значительно меньше, что требует существенно меньших затрат, чем перевозки органического топлива для ТЭС. При этом само топливное хозяйство на АЭС гораздо меньше, чем на ТЭС. Поэтому АЭС, АТЭС и АСТ можно размещать вблизи мест потребления энергии, что существенно облегчает решение проблемы энергообеспечения промышленных центров, удаленных от топливдобывающих районов.

Высокая калорийность ядерного топлива позволяет также создавать судовые ЯЭУ большой мощности, не нуждающиеся в запасах топлива, что обеспечивает практически любую дальность плавания, увеличивает возможность для повышения грузоподъемности и скорости судов.

2. Невозможность полного «сжигания» всех делящихся нуклидов за один цикл пребывания ядерного топлива в реакторе. «Сжигается» только та часть делящихся нуклидов, которая превышает критическую загрузку (см. § 3.5). В этом состоит принципиальное отличие использования ядерного топлива на АЭС по сравнению с использованием органического топлива на ТЭС. Это отличие существенно влияет на экономику АЭС.

3. Возможность частичного, а в реакторах на быстрых нейтронах расширенного воспроизводства делящихся нуклидов, например изотопов плутония ^{239}Pu , ^{241}Pu (см. § 3.2). При этом значительная их часть непосредственно делится в реакторе, тем самым улучшая топливный баланс и увеличивая выгорание первичного топлива. Другая часть накапливается в отработавшем топливе. Поэтому всегда имеется возможность получения дополнительного ядерного топлива из воспроизводящих нуклидов (^{235}U и ^{232}Th), что повышает степень использования природного топлива в 30—40 раз и более (при расширенном воспроизводстве).

4. Существенно меньшее, чем ТЭС той же мощности, воздействие АЭС на окружающую среду, так как «сжигание» ядерного топлива в реакторе происходит без окислителей. В то же время на ТЭС при сжигании органического топлива происходит почти трехкратное (по массе) потребление атмосферного кислорода с непрерывным выбросом в атмосферу продуктов сгорания — дымовых газов, содержащих токсичные оксиды серы и азота, металлы и золу (при сжигании угля). Поэтому, для того чтобы снизить вредное воздействие ТЭС на окружающую среду, требуется сооружение специальных защитных установок, стоимость которых может достигать 25% общих расходов на строительство ТЭС.

5. Образование большого количества высокорadioактивных про-

дуктов деления и связанное с этим длительное остаточное тепловыделение в активной зоне после остановки реактора (см. § 3.7), наличие мощного ионизирующего излучения, вызывающего сильную наведенную радиоактивность материалов активной зоны и теплоносителя, которая не полностью локализуется в пределах активной зоны, а вместе с теплоносителем в определенной степени распространяется по всему контуру циркуляции теплоносителя; необходимость решения специфической проблемы — обеспечения ядерной и радиационной безопасности АЭС, т. е. предотвращения облучения персонала и радиоактивного загрязнения окружающей среды выше допустимых норм; использование специальных дорогостоящих систем, устройств, оборудования, приборов и материалов, которые не применяются на ТЭС. К таким специфическим системам и сооружениям, в частности, относятся: мощная биологическая защита от ионизирующего излучения, специальные машины для дистанционной загрузки и перегрузки топлива, бассейны для охлаждения и выдержки отработавшего топлива, выгружаемого из реактора, система специальной очистки теплоносителя от радиоактивных продуктов деления, система специальной вентиляции и фильтрации радиоактивных газов, система контроля герметичности твэлов, устройства для дезактивации оборудования при ремонтах, устройства для переработки радиоактивных отходов и хранения для них и т. д.; организация на АЭС специальных служб по радиационному контролю в помещениях станции и вне ее, учету доз ионизирующего излучения, получающего персонал.

6. Проявление особых требований к обеспечению надежного охлаждения, вызванных высокой теплонапряженностью активной зоны, а также наличием длительного остаточного тепловыделения в твэлах при остановленном реакторе;

необходимость обеспечения надежного охлаждения активной зоны во всех эксплуатационных и возможных аварийных режимах, в частности при потере электропитания ГЦН, а также маловероятных авариях, вызванных мгновенным разрывом контура циркуляции теплоносителя. В противном случае может произойти недопустимое повышение температуры твэлов, нарушение герметичности оболочек твэлов, расплавление топлива и как следствие интенсивный выход радиоактивных продуктов в теплоноситель с возможным попаданием их в помещения АЭС, а далее — в окружающую среду (АЭС в этом случае надолго выходит из строя, как это случилось на американской АЭС «Три Майл Айленд» в 1979 г., когда экономический ущерб составил сотни миллионов долларов; необходимость установки дополнительных автономных источников электроснабжения (дизель-генераторов, аккумуляторных батарей и т. д.), действующих независимо от внешних источников электропитания, и специальных систем аварийного охлаждения активной зоны (САОЗ), а также специальных локализующих систем, препятствующих распространению радиоактивных продуктов в окружающую среду (например, защитной оболочки, в которой размещаются реакторная установка и все радиоактивное оборудование АЭС, бассейнов барботеров, спринклерных систем, ледовых конденсаторов и т. д.).

7. Трудность организации ремонтных работ и замены вышедшего из строя оборудования реакторной установки из-за высокой радиоактивности в реакторе и контуре циркуляции теплоносителя, а также остаточного тепловыделения в остановленном реакторе; необходимость использования дистанционных и автоматизированных устройств; возможность более длительного простоя оборудования, чем это обычно имеет место на ТЭС. Отсюда необходимо обеспечение повышенной

надежности и безотказности работы систем и оборудования АЭС и соответственно предъявление более жестких требований к качеству изготовления, монтажу и уровню эксплуатации оборудования АЭС, чем оборудования ТЭС.

8. Возникновение специфической проблемы длительного и безопасного хранения высокорadioактивных отходов АЭС и ЯЭУ, так как при работе АЭС образуется большое количество радиоактивных отходов, среди которых имеются радиоактивные нуклиды (^{90}Sr , ^{137}Cs и др.), сохраняющие высокую активность в течение сотен и более лет. Отсюда необходимость проведения интенсивных разработок по способам захоронения таких отходов, среди которых технически наиболее разработаны методы цементирования, битумирования и остекловывания отходов с последующим захоронением их в подземных хранилищах в стабильных геологических формациях, где твердые блоки могут хранить радиоактивные отходы в течение нескольких тысяч лет.

9. Требование для АЭС с водоохлаждаемыми реакторами значительно больших (в 1,5—2 раза) по сравнению с ТЭС количеств воды для охлаждения конденсаторов турбин. Объясняется это следующими факторами: во-первых, тем, что КПД современных АЭС (около 33 %) ниже КПД ТЭС (около 40 %) из-за использования в турбинах АЭС пара с более низкими параметрами, чем в турбинах ТЭС; во-вторых, тем, что часть теплоты, выделяемой при сжигании органического топлива (около 15 %), поступает через дымовую трубу станции непосредственно в атмосферу вместе с газообразными продуктами сгорания органического топлива, а тепловой сброс АЭС в окружающую среду происходит только при охлаждении водой конденсаторов турбин. Данное обстоятельство ограничивает выбор мест размещения АЭС вблизи естественных водоемов, так как превышение темпе-

ратуры воды в них на 3 летом и на 5 °С зимой нежелательно и запрещено в законодательном порядке. Поэтому приходится организовывать оборотную систему водоснабжения АЭС, что требует дополнительных капитальных затрат.

Таким образом, обеспечение безопасности и надежности эксплуатации АЭС предъявляет особые требования (пп. 5—7), которые не имеют аналогий в обычной теплоэнергетике. Их удовлетворение (с учетом пп. 8, 9) в основном и вызывает существенное увеличение (в 1,5—2 раза) удельных капитальных вложений в АЭС по сравнению с вложениями в ТЭС. Однако топливная составляющая стоимости электроэнергии, вырабатываемой АЭС, например, в европейской части страны, существенно ниже стоимости электроэнергии, вырабатываемой ТЭС (в соответствии с пп. 1, 3), поэтому АЭС по своим экономическим показателям превосходят ТЭС, причем по воздействию на окружающую среду они значительно «чище», чем ТЭС (п. 4).

4.2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ЯЭУ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ РЕАКТОРОВ

Классификация ЯЭУ по числу контуров. В системе любой ЯЭУ теплоноситель проходит через реактор, отводит теплоту и отдает его рабочему телу. При этом он активируется и его протечки могут создать серьезную радиационную опасность для обслуживающего персонала. Поэтому циркуляционный контур теплоносителя является замкнутым. В замкнутом контуре удастся также обеспечить весьма жесткие требования к чистоте теплоносителя, которые необходимо удовлетворять для снижения наведенной активности теплоносителя и предотвращения любых отложений на внешних поверхностях твэлов и коррозии конструкций реакторной установки.

Требования к чистоте рабочего тела также высоки, поэтому экономически целесообразно контур ра-

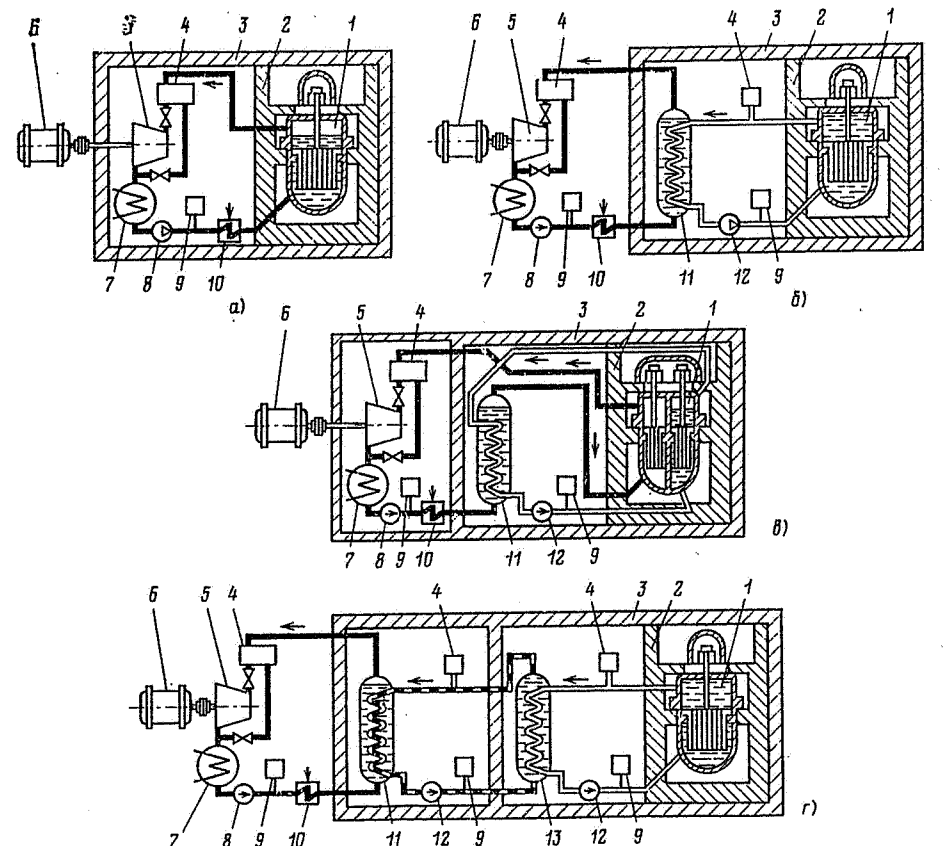


Рис. 4.1. Классификация ЯЭУ в зависимости от числа контуров:

а — одноконтурная; б — двухконтурная; в — не полностью двухконтурная; 1 — ядерный реактор; 2 — первичная биологическая защита; 3 — вторичная биологическая защита; 4 — регулятор давления в контуре; 5 — паровая или газовая турбина; 6 — электрогенератор; 7 — конденсатор или латор давления в контуре; 8 — питательный насос или компрессор; 9 — резервная емкость для пополнения теплоносителя или рабочего тела; 10 — регенеративный теплообменник; 11 — ПГ; 12 — циркуляционный насос или газодувка; 13 — промежуточный теплообменник

бочего тела делать также замкнутым.

Основная классификация ЯЭУ проводится по числу контуров в ней. Выделяют одноконтурные, двухконтурные, не полностью двухконтурные и трехконтурные ЯЭУ. При установлении числа циркуляционных контуров в ЯЭУ определяющим является тип реактора, применяемый теплоноситель, его ядерно-физические свойства, степень радиоактивности теплоносителя и его пригодность для использования в качестве рабочего тела. Включение про-

межуточных контуров связано с появлением дополнительных необратимых потерь в цикле, т. е. с уменьшением КПД ЯЭУ.

В одноконтурных ЯЭУ контуры теплоносителя и рабочего тела совпадают (рис. 4.1, а). В таких ЯЭУ может быть использован водо-водяной или водо-графитовый кипящий или высокотемпературный газоохлаждаемый реактор. В реакторе происходит парообразование или нагрев газа, далее пар (газ) направляется в турбину, где, расширяясь, совершает работу, которая в электрогенераторе превращается в

электроэнергию. После конденсации всего пара в конденсаторе конденсат насосом или газ компрессором через регенеративные теплообменники подается в реактор. При прочих равных условиях одноконтурные ЯЭУ получают наиболее экономичными и простыми по составу оборудования. Однако в процессе ее работы на оборудовании появляются радиоактивные отложения, что существенно усложняет эксплуатацию ЯЭУ, требует развитой биологической защиты.

В двухконтурных ЯЭУ, получивших наибольшее распространение, контуры теплоносителя и рабочего тела разделены (см. рис. 4.1,б). Соответственно контур теплоносителя называется первым, а контур рабочего тела — вторым. В двухконтурных ЯЭУ могут применяться энергетические реакторы практически всех типов, кроме реакторов с жидкометаллическим теплоносителем. В таких ЯЭУ нагретый в реакторе теплоноситель поступает в ПГ (теплообменник), где теплота через поверхность нагрева передается рабочему телу — воде второго контура. В ПГ эта вода кипит, образуется пар, который направляется в турбину. Первый контур является радиоактивным и целиком находится внутри биологической защиты. Особенно надежную и эффективную защиту имеет реактор. Второй контур, как правило, радиационно безопасен, так как радиоактивный теплоноситель нигде не смешивается с рабочим телом. Поэтому с циркулирующим паром и водой второго контура можно обращаться, как на обычных ТЭС. Однако наличие обязательно элемента двухконтурной ЯЭУ — ПГ усложняет схему ЯЭУ. Кроме того, для осуществления передачи теплоты в ПГ необходимо, чтобы температура теплоносителя была выше температуры кипящей воды второго контура. Отсюда в реакторах с водяным теплоносителем, например типа ВВЭР, чтобы избежать кипения воды в ак-

тивной зоне, необходимо иметь давление в первом контуре значительно выше, чем во втором. Соответственно КПД такой ЯЭУ всегда меньше КПД одноконтурной ЯЭУ с тем же давлением в реакторе.

В реакторах с газовым или органическим теплоносителем давление в первом контуре может быть ниже, чем во втором.

Ядерная энергетическая установка может быть не полностью двухконтурная (рис. 4.1,в). В этом случае имеется самостоятельный первый контур теплоносителя, а также совмещенный контур теплоносителя со вторым контуром. Теплоноситель поступает в ПГ и отдает свою теплоту воде второго контура, образовавшийся в ПГ насыщенный пар направляется для перегрева в реактор, т. е. становится теплоносителем, а далее проходит по всему второму контуру. Таким образом, первый и второй контуры оказываются совмещенными по пару. Пар активизируется существенно меньше, чем вода, поэтому здесь оборудование парового (второго) контура работает в условиях значительно более слабой радиоактивности, чем в одноконтурной ЯЭУ. Это упрощает эксплуатацию установки.

В трехконтурных ЯЭУ контуры теплоносителя и рабочего тела отделяются друг от друга промежуточным контуром с нерадиоактивным теплоносителем (рис. 4.1,г). Трехконтурные ЯЭУ применяются с реакторами, охлаждаемыми жидкими щелочными металлами, например натрием (см. § 3.7). Натрий, циркулируя через активную зону, становится высокорadioактивным вследствие активации нейтронами. Кроме того, он загрязняется радиоактивными продуктами коррозии и протечками продуктов деления из твэлов, потерявших герметичность. Щелочные металлы вступают в бурную химическую реакцию с водой или водяным паром. Для того чтобы исключить контакт радиоактивного теплоносителя с водой при

возможных неплотностях в ПГ, и создается промежуточный контур. В первом контуре циркулирует радиоактивный натрий. Из-за высокой температуры кипения натрия давление в первом контуре низкое (около 1 МПа) и определяется только гидравлическим сопротивлением контура. Теплота от радиоактивного натрия в промежуточном теплообменнике передается нерадиоактивному теплоносителю — также натрию. В промежуточном контуре создается более высокое давление, чем в первом, чтобы исключить протечку радиоактивного натрия из первого контура в промежуточный через возможные дефекты в теплообменнике. Промежуточный контур нерадиоактивен. Натрий промежуточного контура отдает свою теплоту рабочему телу — воде и водяному пару в ПГ, в котором допускается перегрев пара до температуры около 450—570 °С без повышения давления теплоносителя в реакторе. По капитальным затратам трехконтурные ЯЭУ получают наиболее дорогостоящими.

Основные направления развития ЯЭУ. В настоящее время и в ближайшей перспективе основной областью применения стационарных ЯЭУ является выработка электрической энергии на конденсационных АЭС (КАЭС), которые стали более экономичными по сравнению с обычными ТЭС при постройке реакторов большой мощности. Именно для крупной энергетики ЯЭУ особенно перспективны. Тепловая мощность существующих реакторов достигает 3000—5000, а электрическая мощность ЯЭУ—1500 МВт. Значительное развитие получают также судовые ЯЭУ, конкурентоспособность которых существенно повышается с ростом грузоподъемности, скорости и мощности транспортных судов и ледоколов.

Направление развития АЭС характеризуется увеличением единичной мощности реактора, глубины

выгорания ядерного топлива, улучшением и удешевлением изготовления оборудования, созданием серийных агрегатов и ростом КПД. АЭС, так же как и современные ТЭС, обычно комплектуются из нескольких однотипных ЯЭУ (энергоблоков). Например, Ленинградская АЭС, электрическая мощность которой равна 4000 МВт, состоит из четырех энергоблоков с серийными водо-графитовыми канальными реакторами РБМК-1000. Число в обозначении типа реактора указывает суммарную электрическую мощность (в мегаваттах), работающих в блоке с реактором турбогенераторов (например, для РБМК-1000—2×500 МВт).

В Советском Союзе постоянно увеличивается единичная мощность энергоблоков АЭС и ТЭС. Это объясняется тем, что с ростом единичных мощностей улучшаются экономические показатели энергетики в целом, повышается концентрация людских и материальных ресурсов, увеличивается производительность труда. Рост единичных мощностей в СССР возможен благодаря наличию мощных объединенных энергосистем, в составе которых могут работать крупные энергоблоки. В настоящее время и в ближайшие годы главным направлением развития АЭС в нашей стране является сооружение крупных электростанций мощностью 4000—6000 МВт. При этом широкое распространение получили и получают двухконтурные ЯЭУ с серийными водо-водяными реакторами типа ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 и одноконтурные ЯЭУ с серийными водо-графитовыми канальными реакторами РБМК-1000 и РБМК-1500. Для комбинированного производства электроэнергии и теплоты на АТЭС могут быть также использованы эти реакторы. В частности, на ныне строящейся Одесской АТЭС применяются ЯППУ с реакторами типа ВВЭР-1000.

За рубежом для производства электроэнергии на АЭС широкое

распространение получили двухконтурные ЯЭУ с реакторами типа ВВЭР и одноконтурные ЯЭУ с реакторами типа ВК тепловой мощностью 3000—3800 МВт (электрической мощностью 1000—1300 МВт).

В качестве судовых энергетических установок, например на ледоколах «Ленин», «Леонид Брежнев» и «Сибирь», широко используются двухконтурные ЯЭУ с реакторами типа ВВЭР.

В нашей стране для производства теплоты для отопления жилых домов в городах предусматривается также строительство АСТ с трехконтурными ЯЭУ, где будут использованы специализированные водо-водяные корпусные реакторы, производящие низкотемпературную теплоту (около 70—170 °C).

Для производства электроэнергии и воспроизводства нового ядерного топлива продолжатся опытно-промышленное освоение и разработка трехконтурных ЯЭУ с ядерными реакторами-размножителями на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением типа БН. В 1980 г. на Белоярской АЭС им. И. В. Курчатова был пущен энергоблок с реактором БН-600. В настоящее время ведется разработка усовершенствования ЯЭУ с реакторами-размножителями на быстрых нейтронах БН-800 и БН-1600. Предполагается, что в будущем они могут стать основой серийных энергоблоков для АЭС.

Принципиально важное значение в нашей стране и за рубежом придается разработке АЭС с двухконтурной ЯЭУ с ВТГР для производства электроэнергии и высокопотенциальной теплоты. Эту теплоту можно использовать в металлургии для получения железа прямым восстановлением из оксидов в химической промышленности для производства аммиака, газификации угля и крекинга жидких углеводородов, а также для производства водорода, который обладает универсальными свойствами как тепло- и энергоноситель.

4.3. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ И РАБОЧЕГО ТЕЛА В ЯЭУ

Взаимосвязь параметров теплоносителя и рабочего тела в двух- и трехконтурных ЯЭУ. Параметры теплоносителя и рабочего тела в контурах ЯЭУ взаимосвязаны и существенно влияют на КПД установки, ее удельные капитальные затраты, надежность, безопасность и удобство в эксплуатации.

Рассмотрим взаимосвязь параметров теплоносителя и рабочего тела на примере двухконтурной ЯЭУ с водяным паром в качестве рабочего тела. Для данного рассмотрения наличие промежуточного контура в трехконтурной ЯЭУ принципиально. В рассматриваемой технологической схеме ЯЭУ имеется ПГ, который, так же как и парогенератор ТЭС или ТЭУ, состоит из следующих основных зон: экономайзерной, испарительной и пароперегревательной.

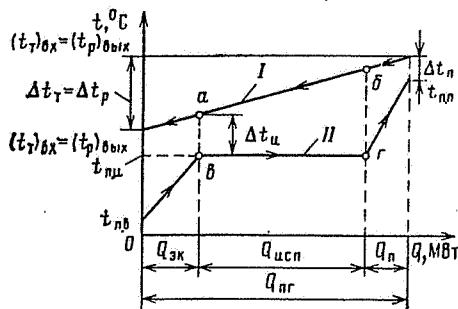


Рис. 4.2. t, Q -диаграмма ПГ: I — температура теплоносителя; II — температура рабочего тела (водяного пара)

Связь параметров теплоносителя и рабочего тела определяется условиями теплообмена в ПГ, и ее можно проанализировать по t, Q -диаграмме ПГ [рис. 4.2], построенной на основании уравнений теплового баланса в отдельных зонах и во всем ПГ в целом. По оси ординат диаграммы отложены температуры теплоносителя и рабочего тела — водяного пара, а по оси абсцисс — количество переданной теплоты от теплоносителя к рабочему телу как в отдельных зонах, так и во всем ПГ

$$Q_{ПГ} = G_T c_p [(t_r)_{вх} - (t_r)_{вых}] \approx W_T, \quad (4.1)$$

где $Q_{ПГ}$ — количество теплоты, переданной

от теплоносителя к рабочему телу в ЯЭУ ПГ, т. е. тепловая мощность ПГ, которая без учета тепловых потерь в циркуляционных трубопроводах и подогрева в насосах равна тепловой мощности реактора W_T ; G_T — расход теплоносителя через ПГ, кг/с; c_p —

удельная теплоемкость теплоносителя, Дж/(кг·°C); $(t_r)_{вх}$ и $(t_r)_{вых}$ — температура теплоносителя на входе в ПГ и выходе из него соответственно, °C. Из (4.1) с учетом (3.54) следует $(t_r)_{вх} = (t_r)_{вых}$; $(t_r)_{вых} = (t_r)_{вх}$, где $(t_r)_{вх}$, $(t_r)_{вых}$ — температура теплоносителя на входе из реактора и на входе в него соответственно.

Из t, Q -диаграммы видно, что температура пара на выходе из ПГ $t_{п,к}$ зависит от $(t_r)_{вых}$ и температурного напора на выходе из пароперегревательного участка Δt_n . Давление генерируемого пара в ПГ определяется температурой $t_{п,н}$ в точке перелома линии II (точка б на рис. 4.2), что соответствует точке начала закипания воды второго контура. Температура воды, поступающей в испаритель, $t_{п,н}$ определяется температурным напором Δt_n между теплоносителем и рабочим телом на входе в испарительную зону (здесь Δt_n минимально) и температурой теплоносителя в точке а, которая в свою очередь зависит от температуры теплоносителя на выходе из реактора $(t_r)_{вых}$ и степени охлаждения его в ПГ $\Delta t_p = (t_r)_{вх} - (t_r)_{вых}$ или, что то же самое, от степени подогрева его в реакторе $\Delta t_r = \Delta t_p = (t_r)_{вых} - (t_r)_{вх}$.

Увеличение температурных напоров Δt_n и Δt_p позволяет уменьшить площадь поверхности теплообмена в ПГ, а следовательно, снизить габаритные размеры, массу и стоимость ПГ. Вместе с тем при фиксированных значениях $(t_r)_{вх}$ и $(t_r)_{вых}$ это ведет к снижению температуры и давления генерируемого пара, а следовательно, влечет за собой уменьшение термического КПД паротурбинной установки (см. ниже).

Характеристики реактора и ПГ существенно зависят от подогрева теплоносителя в реакторе Δt_r . Значение Δt_r при заданной тепловой мощности реактора $W_T \approx Q_{ПГ}$ определяет расход теплоносителя через реактор (3.55) и мощность $W_{пг}$, необходимую для циркуляции теплоносителя (3.59). Чем больше Δt_r , тем меньше G_T и $W_{пг}$. Это ведет к увеличению КПД установки. Однако увеличение Δt_r при фиксированном значении $(t_r)_{вых}$ и давления пара в ПГ $P_{ПГ}$ приводит к уменьшению Δt_n и росту площади поверхности теплообмена в ПГ либо в случае сохранения фиксированного значения Δt_n вызывает снижение давления генерируемого пара, а следовательно, уменьшает КПД ЯЭУ. Поэтому выбор параметров теплоносителя и рабочего тела осуществляется на основе оптимизационных технико-экономических расчетов ЯППУ и АЭС в целом.

Диапазон изменения параметров теплоносителя и рабочего тела в ЯЭУ различных типов. Тип реакторной установки и в первую очередь теплофизические свойства теплоносителя определяют начальные параметры (давление и температуру) используемого в турбине пара.

В ЯЭУ с реакторами, охлаждаемыми газом или жидкими металлами, температура теплоносителя на выходе из реактора достигает 600 °C и более, соответственно на входе в ПГ температура теплоносителя будет приблизительно такой же (наличие промежуточного теплообменника в трехконтурной ЯЭУ снижает температуру греющей среды в ПГ всего на 15—25 °C). В этом случае параметры пара выбираются близкими к параметрам ТЭС на докритическом давлении: температура около 500—540 °C, давление 13—17 МПа. Этому давлению соответствует $t_{п,н} = 330+350$ °C в точке а tQ -диаграммы. Отсюда температурные перепады ПГ равны $\Delta t_n = 100+200$ °C, $\Delta t_p = 50+100$ °C. При таких перепадах получаются достаточно приемлемые размеры ПГ. В реакторах данного типа температура теплоносителя жестко не связана с давлением в первом контуре, которое для газоохлаждаемых реакторов обычно не превышает 4—6 МПа, а для реакторов с жидкометаллическим теплоносителем на порядок меньше. Поэтому температура теплоносителя ограничивается предельно допустимой температурой оболочек твэлов (см. § 3.7) и других материалов активной зоны.

В ЯЭУ с ВВЭР ситуация иная: здесь температура теплоносителя определяется давлением в первом контуре. В реакторах типа ВВЭР обычно не допускается кипения теплоносителя в активной зоне, поэтому температура теплоносителя на выходе из реактора (на входе в ПГ) $(t_r)_{вых}$ всегда ниже температуры насыщения t_s при давлении воды в первом контуре. Пары воды обладают высоким парциальным давлением, поэтому даже сравнительно низкие температуры (310—340 °C) соответствуют значительным давлениям насыщения (10—16 МПа). Теоретически температура теплоносителя на выходе из реактора не может быть выше критической (374,1 °C), которая соответствует критическому давлению (22,1 МПа). Практически давление теплоносителя обычно выбирают равным 12—16 МПа. При более высоких давлениях заметно снижаются критические тепловые потоки (см. § 3.7), а вместе с ними уменьшаются и допустимые удельные тепловыделения в активной зоне. Переход на более высокие давления ограничивается также предельно допустимой температурой оболочек твэлов из циркониевых сплавов (см. § 3.7). Кроме того, что самое главное, давление в реакторе ограничивается технологическими возможностями изготовления оборудования первого контура, и в первую очередь корпуса реактора при заданной единичной мощности установки. К настоящему времени для реакторов типа ВВЭР такое предельное давление составляет 16 МПа.

Температура воды на выходе из реактора обычно ниже температуры насыщения, соответствующей давлению в контуре, на некоторое значение $\Delta t_s = 15+25$ °C, называемое недогревом или запасом до

температуры кипения. Этот перегрев необходим не столько для того, чтобы предотвратить кипение в активной зоне, сколько для повышения критического теплового потока $q_{кр}$ (см. § 3.7) с тем, чтобы исключить возможность возникновения кризиса теплоотдачи в наиболее напряженных ТВС в переходных режимах и при вероятных отклонениях мощности реактора. Таким образом, температура теплоносителя на выходе из реактора не превышает 320–325 °C. В ПГ температура теплоносителя уменьшается и составляет около 290 °C в точке a на t, Q -диаграмме (рис. 4.2). Для получения более высоких параметров генерируемого в ПГ пара необходимо осуществлять работу ПГ при малых температурных напорах, которые обычно составляют $\Delta t_n = 5 \pm 20$ °C, $\Delta t_{in} = 10 \pm 20$ °C. Следовательно, в ЯЭУ с реакторами типа ВВЭР возможно получение только слабонагретого пара (до 270–300 °C) или насыщенного пара при давлениях до 6,5 МПа.

Выбор начальных и конечных параметров пара для паротурбинных установок ЯЭУ с водоохлаждаемыми реакторами. В ЯЭУ с водоохлаждаемыми реакторами параметры пара перед турбиной зависят не только от характеристик реактора, но также определяются и требованиями получения насыщенного термического КПД цикла ЯЭУ. В таких ЯЭУ в турбину обычно

поступает не перегретый, а насыщенный пар, что объясняется чисто термодинамическими соображениями. Оказывается, что при заданном верхнем уровне температур цикла, как было показано выше, этот уровень не превышает 300 °C, что соответствует докритическим давлениям пара. Отметим, что цикл насыщенного пара обладает более высоким термическим КПД, чем цикл перегретого пара для того же верхнего уровня температур. Это наглядно видно на рис. 4.3, где на T, s -диаграмме водяного пара показаны идеальные циклы насыщенного и перегретого пара при одинаковом верхнем уровне температуры пара, равном 254 °C (температура пара для ЯЭУ с реактором ВВЭР-440) [12]. Отметим, что давление перегретого пара при $t = 254$ °C соответствует температуре насыщения по линии 2–4 на рис. 4.3, а не по линии 2'–3'.

Отношения площадей 1–1'–2'–3–3'' к 1''–1'–2'–3–3'' и 1–1'–2–4–5–5' к 1''–1'–2–4–5–5'' представляют собой термические КПД соответствующих циклов. Видно, что в первом случае КПД оказывается более высоким. Действительно, выигрыш в работе на перегретом паре равен площади 3'–4–5–5'–3'', которая меньше площади 2–2'–3–3', соответствующей термической потере из-за снижения давления в работе, к тому же этот выигрыш вызывает дополнительный отвод теплоты в холодном

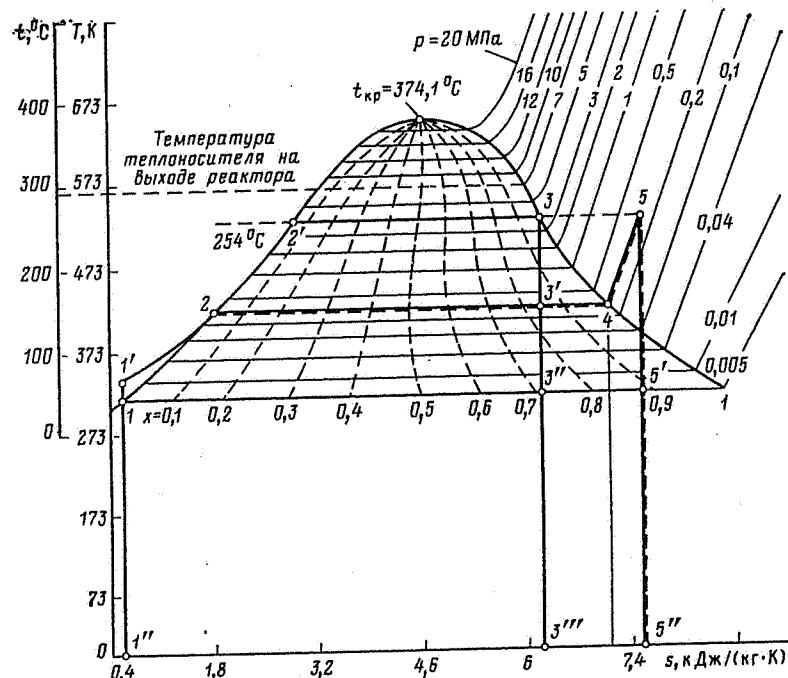


Рис. 4.3. Сопоставление циклов на перегретом и насыщенном паре при одинаковом верхнем уровне температур пара

источнике (конденсаторе), равный площади 3''–3'–5'–5''.

В ЯЭУ на насыщенном паре не удается полностью использовать цикл, показанный на рис. 4.3. В процессе расширения насыщенного пара в турбине его влажность непрерывно растет и начинает превышать значения $[(1-x) \leq 0,13 \div 0,16]$, допустимые по условиям эрозийного воздействия капель влаги на металл проточной части турбины. Одновременно с увеличением влажности снижается КПД турбины. Поэтому в турбине влажный пар после цилиндра высокого давления отводится в специальный сепаратор - пароперегреватель (СПП), где он осушается и перегревается. Последнее осуществляется конденсацией части пара начальными параметрами. В результате удается обеспечить допустимую влажность пара в последних ступенях турбины даже при его глубоком расширении.

Рассмотрим теперь причины, ограничивающие начальное давление (температуру) насыщенного пара в отношении повышения термического КПД цикла. На рис. 4.4 показана зависимость термического КПД цикла от начального давления для турбины на насыщенном паре при измененном давлении за турбиной (0,004 МПа). Видно, что существенный рост КПД происходит с ростом давления только до $p = 7,5$ МПа, при дальнейшем росте давления этот рост замедляется. Так, при увеличении начального давления насыщенного пара с 3 до 7 МПа термический КПД цикла возрастает приблизительно на 5 %, а при увеличении давления с 7 до 15 МПа — всего на 2 %, при $p > 15$ МПа КПД падает. При этом значения температуры насыщения возрастают соответственно с 236 до 284 и с 284 до 340 °C. К тому же при увеличении начального давления пара свыше 7 МПа возникают трудности принципиального характера при создании ЯППУ. Выше это было показано для ЯППУ с реакторами типа ВВЭР, где в настоящее время максимальное давление насыщенного пара на выходе из ПГ не может превышать 6,5 МПа. Соответственно за счет гидравлических потерь в паропроводах максимальное давление пара перед турбиной будет равно около 6 МПа.

Для ЯППУ с водо-графитовыми канальными реакторами (см. § 3.8), охлаждаемыми кипящей водой и обычно работающими в составе одноконтурной ЯЭУ, полное давление теплоносителя воспринимают стенки технологических

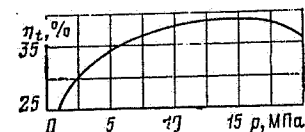


Рис. 4.4. Зависимость термического КПД цикла от начального давления для турбины на насыщенном паре

каналов, изготовленные из циркониевого сплава. Также из циркониевого сплава изготавливаются оболочки твэлов, предельно допустимая температура которых равна 350 °C (см. § 3.7). Поэтому по условиям охлаждения твэлов можно было бы принять давление теплоносителя около 10 МПа ($t_s = 310$ °C). Однако увеличение давления теплоносителя свыше 7 МПа приводит к существенному росту толщины стенки канала и соответственно к увеличению производственного расхода нейтронов (падает коэффициент использования тепловых нейтронов 0, см. § 2.4), в результате ухудшается экономичность реактора (требуется больше обогащения ядерного топлива). Поэтому давление теплоносителя (пароводяной смеси) в реакторе ограничивается значением, равным 7 МПа, что отвечает температуре смеси 284 °C. Соответственно пар после сепарации перед турбиной имеет давление 6,5 МПа.

В ЯППУ другого типа с широко используемым за рубежом водо-водяными корпусными кипящими реакторами типа ВК, работающими тоже в составе одноконтурной ЯЭУ, по технико-экономическим соображениям и возможности технологии изготовления стального корпуса рабочее давление теплоносителя принимается также на уровне 7 МПа. При увеличении давления насыщенного пара в реакторе выше 7 МПа рост КПД термодинамического цикла замедляется (рис. 4.4), в то же время заметно снижаются критические тепловые нагрузки. Следовательно, удельные тепловые потоки и энергонапряженность активной зоны падают, что при фиксированной мощности реактора вызывает увеличение размеров корпуса и всего контура циркуляции, в результате растут их стоимость. В итоге из технико-экономических соображений оптимальным оказывается давление теплоносителя, равное 7 МПа. Соответственно насыщенный пар перед турбиной будет иметь давление также около 6,5 МПа.

Таким образом, для наиболее распространенных ЯЭУ с водоохлаждаемыми реакторами паротурбинные установки работают на насыщенном паре средних давлений. Отсюда следует, что современные АЭС с водяным теплоносителем имеют термический КПД, приблизительно в 1,5 раза меньший, чем КПД современных энергоблоков ТЭС, работающих на паре сверхкритических параметров. Соответственно на АЭС примерно в 1,5 раза больше удельный расход теплоты и удельный расход пара. Получить более высокий КПД в ЯЭУ с водоохлаждаемыми реакторами можно, если организовать перегрев насыщенного пара в реакторе (ядерный перегрев), температура которого могла бы выбираться независимо от давления. Такой перегрев можно осуществить только в канальных реакторах. В нашей стране были построены энергоблоки с водо-графитовыми канальными реакторами с ядерным перегревом пара (I и II

блочки Белоярской АЭС). В таких реакторах парообразование происходит в испарительных каналах, а перегрев пара — в отдельных пароперегревательных каналах. Параметры пара на выходе из пароперегревательных каналов равны: $p=9$ МПа, $t=510^\circ\text{C}$. При такой высокой температуре пара в качестве материала оболочек твэлов в пароперегревательных каналах вместо циркониевых сплавов используют аустенитную нержавеющей сталь (см. § 3.9), что заметно ухудшает баланс нейтронов в активной зоне и требует большего обогащения ядерного топлива.

Небольшой перегрев пара ($20\text{--}25^\circ\text{C}$) без снижения начального давления можно получить и в ПГ ЯЭУ с реакторами типа ВВЭР за счет снижения температурного напора на входе в ПГ. Этот перегрев облегчает условия работы турбины и несколько повышает ее КПД. Слабо перегретый пар получается в ПГ некоторых зарубежных АЭС с реакторами типа ВВЭР.

Выше рассматривался термический КПД цикла при условии фиксированных конечных параметров пара — давления за турбиной (в конденсаторе). Однако чем ниже это давление, тем больше производимая работа и тем выше термический КПД цикла. В современных энергоблоках ТЭС сверхкритических параметров расчетное давление в конденсаторах p_k принимается приблизительно равным 0,0035 МПа. В турбинах АЭС на насыщенном паре конечное давление принимается не ниже $p_k=0,0040$ МПа, а для мощных энергоблоков еще выше (0,0055—0,006 МПа). Это связано с тем, что уменьшение p_k приводит к росту площадей проходных сечений последующих ступеней турбины и как следствие к увеличению числа цилиндров низкого давления и соответственно к росту металлоемкости и стоимости оборудования машины.

4.4. РЕЖИМЫ РАБОТЫ И РЕГУЛИРОВАНИЕ МОЩНОСТИ ЯЭУ

Режимы работы ЯЭУ. В общем случае все режимы работы ЯЭУ можно разделить на две группы: режимы нормальной эксплуатации и аварийные. Режимы нормальной эксплуатации в свою очередь делят на стационарные и переходные. Стационарные режимы характеризуются неизменностью параметров установки или очень медленными их изменениями, в то время как переходные режимы характеризуются достаточно быстрым изменением параметров во времени. Переходные режимы обусловлены пуском и остановкой энер-

гоблока, переходом с одного уровня мощности на другой и т. п. К аварийным режимам относят такие режимы, когда происходит незапланированное изменение нормальных условий и схемы работы основного оборудования ЯЭУ. Среди этих режимов в первую очередь выделяют такие, которые могут привести к повреждению твэлов и к радиоактивному загрязнению помещений станции и другим последствиям, влияющим на ядерную и радиационную безопасность ЯЭУ (см. § 3.6). К числу таких режимов относят: 1) изменение реактивности из-за неконтролируемого извлечения касет СУЗ или стержней поглотителей, изменения концентрации жидкого поглотителя в теплоносителе и т. п.; 2) аварийное сокращение расхода теплоносителя через активную зону или отдельные технологические каналы; 3) появление неплотностей (течей) в трубопроводах главных циркуляционных контуров теплоносителя и в оборудовании реактора; 4) нарушение герметичности оболочек твэлов и увеличение активности теплоносителя; 5) повреждение главных паропроводов; 6) потеря электрического питания (обесточивание) собственных нужд ЯЭУ; 7) работа ЯЭУ при непредвиденных сбросах и сбросах электрической нагрузки.

В настоящее время основным эксплуатационным режимом энергоблоков АЭС является стационарный режим, когда заданная мощность блока остается постоянной в течение длительного времени (базисный режим работы АЭС в энергосистеме).

Однако в энергосистеме необходимо иметь энергоблоки, работающие и в переменном режиме (режиме регулирования), когда заданная мощность изменяется во времени и соответствует суточному или недельному графику нагрузки энергосистемы. Опыт эксплуатации АЭС в нашей стране и за рубежом показывает, что они в принципе могут работать в режиме

недельного регулирования. Но длительная работа АЭС в таком режиме приводит к ухудшению технико-экономических показателей станции. Отметим, что действующие и ныне строящиеся АЭС пока не приспособлены к работе в режиме суточного регулирования, так как здесь возникает много сложных технических проблем. При изменении мощности реактора температура оболочек твэлов меняется незначительно, а температура топливных таблеток — существенно (на несколько сотен градусов). В результате возникают дополнительные термические напряжения в твэлах, которые могут вызвать их деформацию и разгерметизацию. Поэтому на АЭС, работающей в переменном режиме, необходимо иметь специальные твэлы, выдерживающие существенно большие циклы нагружения, чем это позволяют твэлы действующих АЭС. Другая проблема — преодоление нестационарного отравления реактора ^{135}Xe (см. § 3.3), которые вынуждают использовать топливо повышенного обогащения, чтобы иметь значительный запас реактивности в течение большей части кампании реактора. При переменных режимах работы энергоблока необходимо также учитывать допустимые скорости прогрева толстостенного оборудования и малоцикловую усталость металла.

Регулирование мощности ЯЭУ. Сущность автоматического регулирования любого энергоблока — поддержание равенства между энергией, генерирующейся в ядерном реакторе, и энергией, переданной рабочему телу.

Рассмотрим принципы регулирования мощности ЯЭУ на примере энергоблока с реактором типа ВВЭР. Изменение мощности энергоблока вызывает изменение параметров (температуры и давления) в первом и втором контурах. Характер этих изменений можно задавать заранее в соответствии с программой регулирования. Действительно,

тепловая мощность реактора, передаваемая в ПГ рабочему телу,

$$W_T = KF(t_1 - t_{11}), \quad (4.2)$$

где K — коэффициент теплопередачи; F — площадь поверхности теплообмена в парогенераторе; t_1 , t_{11} — средние температуры воды соответственно со стороны первого и второго контуров в ПГ. Приближенно t_{11} равно температуре насыщения $t_s(p_{\text{ПГ}})$ при давлении в корпусе ПГ. Для ПГ, вырабатывающих насыщенный пар, приближенно можно считать, что $KF \approx \text{const}$ и не зависит от мощности. Тогда из (4.2) следует, что пропорционально изменению мощности изменяется разность температур $t_1 - t_s(p_{\text{ПГ}}) \approx \Delta t_{\text{ПГ}}$. Изменение $\Delta t_{\text{ПГ}}$ можно осуществлять по следующим программам регулирования, которые получили распространение в ЯЭУ с ВВЭР: 1) с постоянной средней температурой теплоносителя в первом контуре ($t_1 = \text{const}$); 2) с постоянным давлением, а следовательно, и с постоянной температурой насыщения пара во втором контуре [$t_s(p_{\text{ПГ}}) = \text{const}$]; 3) по компромиссной программе с умеренным изменением средней температуры теплоносителя и давления во втором контуре; 4) по компромиссной программе с поддержанием постоянной средней температуры теплоносителя в первом контуре при высоких уровнях мощности и постоянстве давления во втором контуре при низких уровнях мощности.

Поддержание постоянной температуры теплоносителя при изменении мощности ЯЭУ позволяет обеспечить более надежную работу оборудования первого контура, не приходится компенсировать изменения реактивности за счет температурного эффекта, соответственно сокращается воздействие регулирующих органов реактора в переходном процессе. Объем теплоносителя в первом контуре остается постоянным, в результате уменьшаются размеры компенсаторов давления

(объема) и облегчаются условия работы их систем регулирования. Однако эта программа имеет и существенные недостатки, связанные с усложнением работы второго контура. Так, снижение нагрузки на турбогенераторе должно повлечь за собой снижение тепловой мощности ПГ, а следовательно, согласно (4.2) при $t_1 = \text{const}$ должны расти температура пара в ПГ $t_s(p_{\text{ПГ}})$ и соответствующее ей давление во втором контуре. Поэтому приходится либо утяжелять ПГ, либо снижать давление на номинальном режиме ниже допустимого по условиям работы второго контура. Это обуславливает низкое значение термического КПД цикла на всех уровнях мощности.

Программа же с постоянным давлением во втором контуре $p_{\text{ПГ}} = \text{const}$, а значит, и $t_s(p_{\text{ПГ}}) = \text{const}$ наиболее благоприятна для второго контура, и ее достоинства и недостатки взаимно обратны достоинствам и недостаткам программы с $t_1 = \text{const}$. В этом случае из (4.2) следует, что в процессе регулирования мощности энергоблока меняется t_1 . Это приводит к дополнительному изменению реактивности, которая должна быть компенсирована СУЗ реактора. Система компенсации давления (объема) теплоносителя должна реагировать на все изменения t_1 , что существенно усложняет ее работу и может привести к увеличению размеров компенсатора давления. Часто применяются компромиссные программы регулирования, в которых стремятся сбалансировать достоинства и недостатки программ, рассмотренных выше.

4.5. АЭС с водо-водяными энергетическими реакторами с водой под давлением

Общие сведения. В реакторе типа ВВЭР обычная некипящая вода одновременно является теплоносителем и замедлителем и находится под высоким давлением (7—

16 МПа). Такой реактор может работать только в системе двухконтурной ЯЭУ. Высокое давление теплоносителя вынуждает помещать активную зону реактора внутри массивного толстостенного стального корпуса, который может изготавливаться только на специализированных заводах. В нашей стране в г. Волгодонске специально построен один из крупнейших в мире завод атомного машиностроения («Атоммаш») по изготовлению корпусов и оборудования для ЯЭУ с реакторами типа ВВЭР. Для этих же целей проведена реконструкция некоторых заводов.

Реакторы типа ВВЭР наиболее освоены в производстве и эксплуатации. По своим габаритным размерам ЯЭУ с реактором типа ВВЭР получают компактные и конструктивно относительно простые. Реакторы такого типа обладают высокой удельной мощностью, поэтому они получили распространение не только на АЭС, но и в судовых ЯЭУ.

В Советском Союзе первый энергетический реактор этого типа ВВЭР-210 (3×70) тепловой мощностью 760 МВт пущен в сентябре 1964 г. на Нововоронежской АЭС (I блок НВАЭС). Следующим был введен в эксплуатацию реактор ВВЭР-365 в 1969 г. (II блок НВАЭС). С использованием опыта создания I и II блоков НВАЭС был разработан серийный реактор ВВЭР-440 (2×220) тепловой мощностью 1375 МВт. Начиная с 1971 г. реакторы этой серии успешно эксплуатируются на III и IV блоках НВАЭС, на Кольской, Армянской и Ровенской АЭС. Они были построены или строятся с помощью Советского Союза и для АЭС за рубежом (Болгария — «Козлодуй», ГДР — «Норд», Венгрия — «Пакиш», Финляндия — «Ловиса»; такие реакторы устанавливаются также на АЭС в Польше, ЧССР, Кубе). Дальнейшее развитие в нашей стране реакторы этого типа получили в серийном реакторе

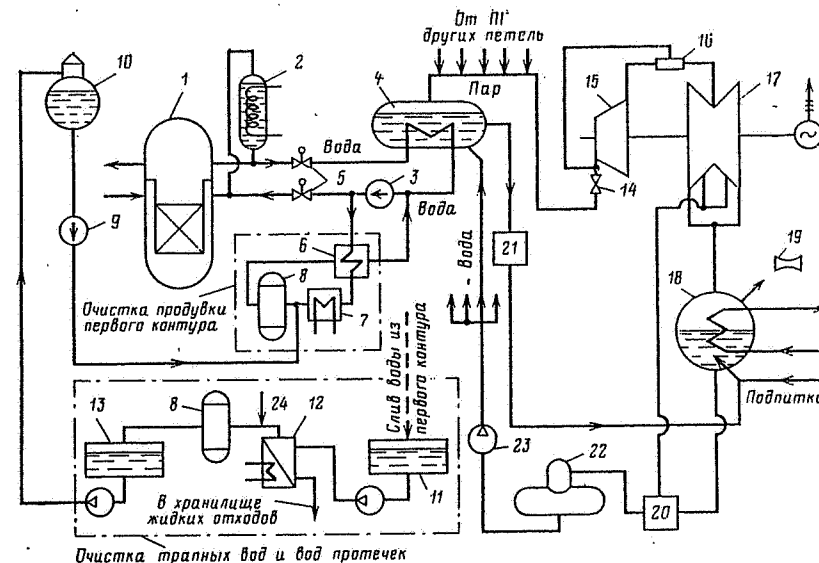


Рис. 4.5. Принципиальная технологическая схема энергетического блока АЭС с реактором ВВЭР-440:

1 — реактор; 2 — компенсатор давления; 3 — ГЦН; 4 — ПГ; 5 — главные запорные задвижки; 6 — регенеративный теплообменник; 7 — доохладитель продувки; 8 — фильтровальная группа; 9 — подпиточный насос; 10 — деаэрактор подпитки; 11 — бак «грязного» конденсата; 12 — выпарной аппарат; 13 — бак «чистого» конденсата; 14 — стонорный клапан турбины; 15 — цилиндр высокого давления; 16 — пароперегреватель; 17 — цилиндр низкого давления; 18 — конденсатор; 19 — эжектор; 20 — регенеративные подогреватели питательной воды; 21 — специодоочистка второго контура; 22 — деаэрактор; 23 — питательный насос; 24 — из бака транших вод

В ВЭР-1000 (2×500 или 1×1000) тепловой мощностью 3000 МВт. Головной реактор этой серии был пущен на Нововоронежской АЭС в 1980 г. — V блок НВАЭС, имеющий два турбогенератора мощностью по 500 МВт (серийный энергоблок с реактором ВВЭР-1000 имеет один турбогенератор мощностью 1000 МВт).

За рубежом также проводится стандартизация и начато широкое внедрение на АЭС серийных реакторов типа ВВЭР большой тепловой мощностью.

Технологическая схема энергоблока АЭС с реактором ВВЭР. Рассмотрим принципиальную технологическую схему энергоблока АЭС с реактором ВВЭР на примере ЯЭУ с реактором ВВЭР-440 (рис. 4.5); у других ЯЭУ с реакторами этого типа, например с реактором ВВЭР-1000, принципиальных отличий нет. ЯЭУ с реактором

ВВЭР-440 двухконтурная и состоит из ЯППУ, двух турбогенераторов электрической мощностью 220 МВт каждый и вспомогательных систем.

Для повышения надежности теплоотвода от активной зоны реакторов технологическую схему ЯППУ обычно разделяют на несколько самостоятельных циркуляционных контуров (петель). В результате в случае внезапного выхода из строя одного-двух ГЦН не произойдет значительного подогрева теплоносителя в течение некоторого времени (обычно нескольких десятков секунд), пока мощность реактора не снизится до уровня, соответствующего суммарной подаче работающих насосов. Несколько циркуляционных петель обеспечивают хорошую эксплуатационную гибкость установки, позволяют на работающем реакторе отключить любую из петель и провести необходимый ремонт оборудования. Од-

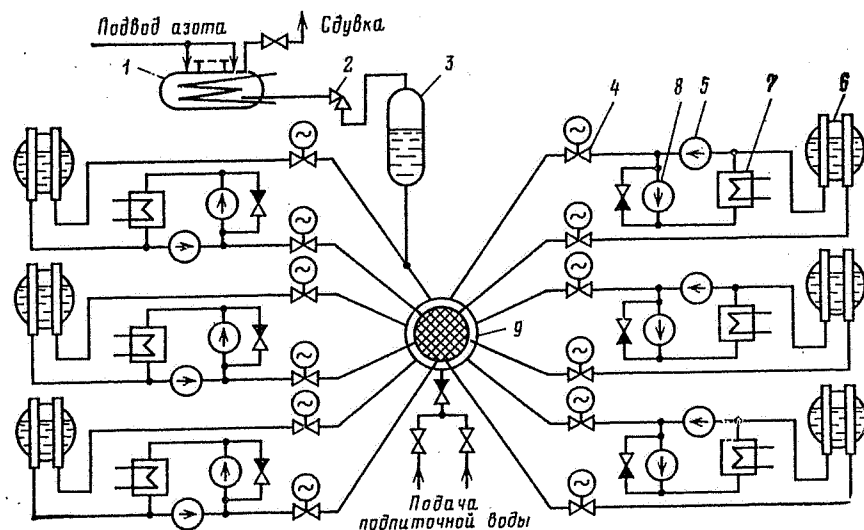


Рис. 4.6. Принципиальная технологическая схема ЯППУ с реактором ВВЭР-440:
1 — барботажный бак; 2 — предохранительный клапан компенсатора давления; 3 — компенсатор давления; 4 — главная запорная задвижка; 5 — ГЦН; 6 — ПГ; 7 — теплообменник автономного контура охлаждения подшипников ГЦН; 8 — вспомогательный насос автономного контура; 9 — реактор

нако несобоснованное увеличение числа петель усложняет технологическую схему ЯППУ, затрудняет ее эксплуатацию, увеличивает капитальные затраты. ЯППУ с реактором ВВЭР-440 имеет шесть петель, ЯППУ с реактором ВВЭР-1000 является четырехпетлевой. Отсюда видна тенденция, характеризующая современное развитие ядерной энергетики — укрупнение оборудования ЯЭУ, что позволяет повысить экономичность установок.

ЯППУ с реактором ВВЭР-440 (рис. 4.6) состоит из реактора, шести циркуляционных петель, каждая из которых имеет ГЦН, горизонтальный ПГ, две главные запорные задвижки с электроприводами: одна на линии входа — «холодной» нитке, вторая на линии выхода — «горячей» нитке теплоносителя из реактора и циркуляционные трубопроводы, соединяющие между собой оборудование первого контура. Для компенсации изменения объема воды из-за изменения температуры

сатор давления с электроподогревателем. Технологическая схема предусматривает возможность проведения различных технологических операций (расхолаживания, опорожнения и заполнения) раздельно для каждой петли.

Водо-водяной энергетический реактор ВВЭР-440. Рассмотрим более подробно основные конструкционные особенности реакторов типа ВВЭР на примере реактора ВВЭР-440. Другие реакторы этого типа принципиально не отличаются от него.

На рис. 4.7 показан реактор ВВЭР-440 в сборе. Реакторы типа ВВЭР состоят из следующих основных конструктивных узлов: корпуса, в котором размещены внутрикорпусные устройства с активной зоной — кассеты с твэлами. Сверху на корпус реактора установлен верхний блок с крышкой и приводами СУЗ.

Корпус предназначен для размещения в нем внутрикорпусных устройств с активной зоной. Он

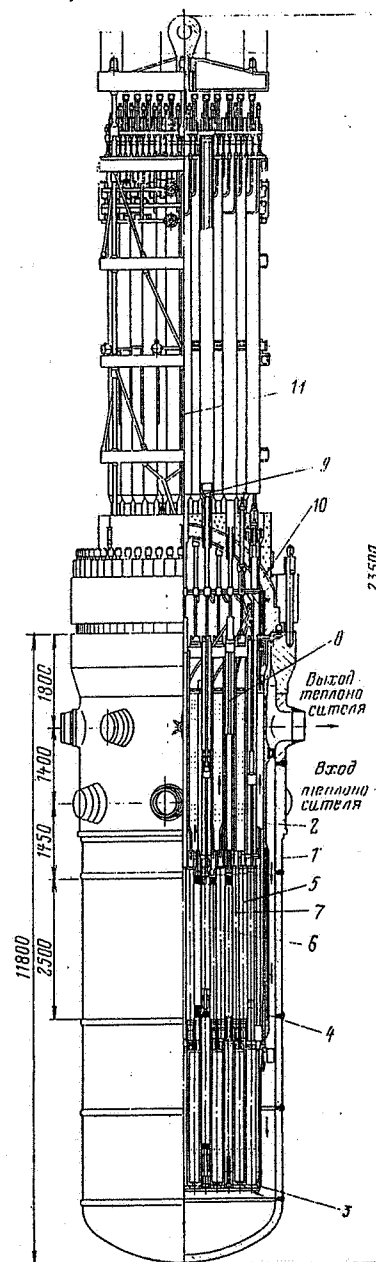


Рис. 4.7. Реактор ВВЭР-440 (продольный разрез):

1 — корпус; 2 — шахта; 3 — днище шахты; 4 —

из фланца, зоны патрубков, опорной обечайки и цилиндрической части с эллиптическим днищем. В верхней части корпуса имеются два ряда по шести патрубков внутренним диаметром $D_v=500$ мм. Через нижние патрубки вода (теплоноситель) поступает в реактор, опускается по кольцевому зазору в нижний смесительный объем, проходит снизу вверх через активную зону, нагревается в ней, охлаждая твэлы, и выходит из реактора через верхний ряд патрубков. Нижние патрубки расположены на 1500 мм выше наивысшей отметки активной зоны. Это делается для избежания случайного обезвоживания активной зоны.

Высота корпуса более чем в 2 раза больше его диаметра, поскольку над активной зоной необходимо размещать поглощающие кассеты СУЗ. Основные геометрические размеры корпусов и другие характеристики реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 приведены в табл. 4.1.

Корпус является наиболее ответственной и дорогостоящей частью конструкции реактора, обычно ресурс его работы как в отечественных, так и зарубежных реакторах рассчитывается на срок не менее 30 лет. В течение этого срока он должен работать бесшумно и без капитальных ремонтов, так как проведению ремонта препятствует наведенная активная в металле корпуса. Условия работы корпуса сложны. Он претерпевает одновременное воздействие высоких давлений и температур, коррозионное и эрозийное воздействия теплоносителя, а также потоков нейтронов и γ -излучения, которые приводят к повышению твердости и охрупчиванию металла корпуса. Кроме того, существует опасность охрупчивания металла корпуса при насыщении его водородом, который образуется в процессе радиолитической воды под действием ионизирующего излучения. Одновременно вблизи активной зо-

Таблица 4.1. Основные технические характеристики энергоблоков с реакторами ВВЭР-440 и ВВЭР-1000

Характеристика	ВВЭР-440	ВВЭР-1000
Общие технические параметры		
Тепловая мощность реактора, МВт	1375	3000
Электрическая мощность, МВт	2×220	2×500(1×1000)
Тип турбины	K-220-44/3000	K-500-60/3000 (K-1000-60/1500)
КПД (брутто), %	31,3	33,7
Давление теплоносителя в первом контуре на выходе из реактора, МПа	12,4	15,7
Температура теплоносителя на входе (выходе) реактора, °C	268(301)	289(322)
Расход теплоносителя через реактор, м³/с (м³/ч)	11,7(42 000)	22,2(80 000)
Давление (температура) перед турбиной, МПа/°C	4,4/256	6,0/276
Корпус реактора		
Высота (без верхней крышки), м	11,8	10,88
Максимальный диаметр, м	4,27	4,535
Внутренний диаметр, м	3,56	4,07
Масса, т	201	304(323)*
Активная зона		
Размеры активной зоны, м:		
высота	2,5	3,56
эквивалентный диаметр	2,88	3,12(3,16)*
Число тепловыделяющих кассет, шт.	349	151(163)*
Шаг тепловыделяющих кассет в активной зоне, мм	147	241
Число регулирующих органов СУЗ	37	109(61)*
Число твэлов в кассете, шт.	126	317(312)*
Диаметр твэла, мм	9,1	9,1
Площадь поверхности теплоотдачи от твэлов, м²	3150	4850
Средний удельный тепловой поток, Вт/м²	380·10³	550·10³
Число поглощающих элементов (ПЭЛ) в кассете, шт.	—	12(18)*
Размеры тепловыделяющей кассеты:		
„под ключ“/высота, мм	144/3210	238/4665
Максимальная скорость теплоносителя в тепловыделяющей кассете, м/с	4,1	5,7
Коэффициент неравномерности тепловыделения по объему активной зоны	2,4	2,35
Средняя объемная мощность активной зоны, МВт/м³ (кВт/л)	83	111
Средняя удельная топливная мощность, кВт/кг U (металл)	33	45,5
Загрузка урана, т	42	66
Среднее начальное обогащение урана, %	3,5	3,3(4,4)**
Количество перегруженного урана, т/год	14	33(22)**
Среднее время работы между перегрузками топлива, ч	7000	6500—7000
Средняя глубина выгорания топлива, МВт·сут/т	28 000	30 000(40 000)
Кампания топлива, эф. сут	900	900
Оборудование ЯПЛУ (кроме ПГ)		
Число циркуляционных петель	6	4
Внешний диаметр и толщина стенки главных циркуляционных трубопроводов, мм	560×30	960×55 990×70
Подача ГЦН, м³/с (м³/ч)	6×1,95(7000)	4×5,55(20 000)
Напор ГЦН, МПа	0,5	0,74
Объем компенсатора давления (объема) общий (паровой фазы, на номинальном режиме), м³	44(16)	79(24)
Общий объем емкостей системы аварийного охлаждения активной зоны (объем жидкой фазы), м³	4×70(40)	4×70(60)

Примечание*. Для серийного энергоблока. Первая загрузка реактора имеет меньшее обогащение.

** Для двухгодичного (трехгодичного) цикла.

ций дополнительные термические напряжения. Все это предъявляет к корпусной стали специфические требования: высокие механические, пластические и термические свойства при температуре до 350 °C, отсутствие склонности к тепловой и водородной хрупкости, циклическая прочность, радиационная и коррозионная стойкость при облучении потоками нейтронов и γ -излучений.

Внутрикорпусные устройства служат для размещения активной зоны, устройств температурного и нейтронно-физического контроля, а также в качестве направляющих для перемещения органов регулирования и организации потока теплоносителя в реакторе. К ним относятся шахта с днищем, корзина, блок защитных труб (рис. 4.7). Внутрикорпусные устройства изготавливаются из аустенитной стали 0X18H10T и выполняются съемными, т. е. их можно разбирать и извлекать для ревизии из корпуса.

Шахта предназначена для разделения пространства между входным и выходным патрубками реактора, организации опускного движения теплоносителя в кольцевом пространстве между корпусом и шахтой и подачи его на вход в активную зону. Шахта является также составной частью защиты металла корпуса реактора от воздействия потока нейтронов и γ -излучения, исходящих из активной зоны, а также служит опорой для активной зоны.

Корзина предназначена для размещения в ней кассет и состоит из цельноко-

паной нижней решетки толщиной 300 мм и приваренной к ней цилиндрической обечайки толщиной 35 мм. В решетке имеются специальные гнезда, расположенные с шагом 147 мм, для образования нижней опоры кассет. В верхней части корзины приварен граненый пояс для установки на нем блока защитных труб и уменьшения всплеска энерговыделения на границе с отражателем. Он также ограничивает положение головок рабочих кассет периферийного ряда и является опорой для нажимной решетки, которая осуществляет дистанционирование кассет, а также предохраняет их и корзину от всплывания. Масса корзины равна 21 300 кг.

Блок защитных труб предназначен для фиксации головок рабочих кассет с помощью ловителей, удержания их от всплывания во всех эксплуатационных и аварийных режимах, защиты штанг органов регулирования от поперечных потоков теплоносителя, размещения системы внутриреакторных измерений, а также для равномерного выхода теплоносителя из шахты и входа в выходные патрубки.

Верхний блок предназначен для создания замкнутого объема и рабочего давления в реакторе, удержания от всплывания блока защитных труб, размещения приводов и электрооборудования СУЗ. Блок состоит из крышки и металлоконструкций. Крышка реактора сферическая, толщина стенки равна 220 мм, изготавливается из хромомолибденованадиевой стали 15X2MФ, как и корпус.

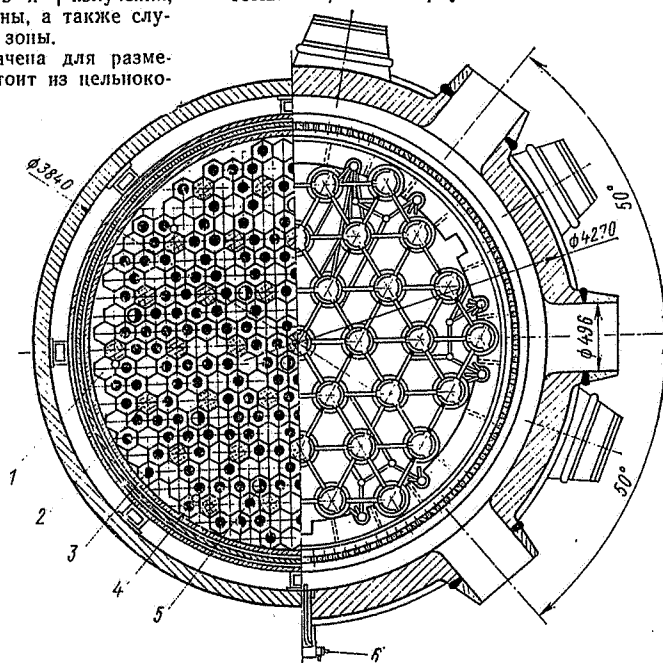


Рис. 4.8. Активная зона реактора ВВЭР-440 (вид сверху):

1 — рабочая кассета; 2 — подвижная кассета АРК; 3 — канал температурного контроля кассет; 4 — канал объемного термодатчика; 5 — канал измерения плотности потока нейтронов; 6 — штуцер для измерения перепада давления теплоносителя в активной зоне

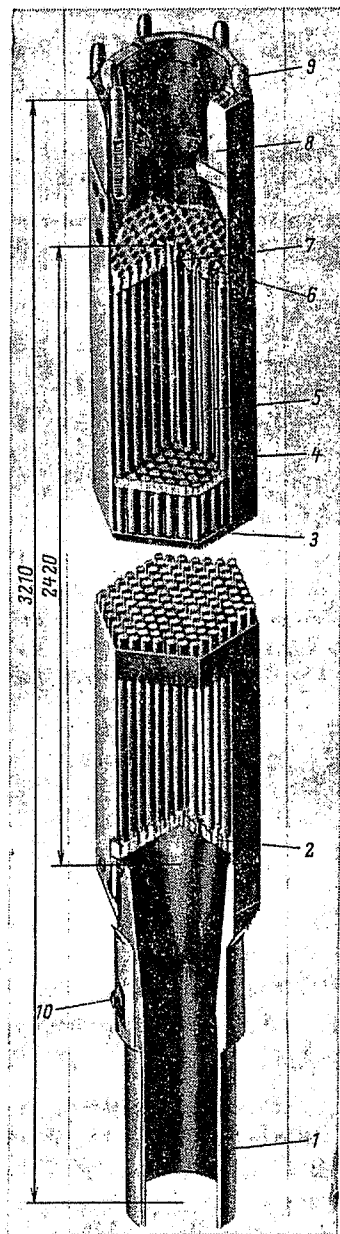


Рис. 4.9. Рабочая кассета реактора ВВЭР-440:

1 — хвостовик; 2, 3 — нижняя и средняя дистанционирующие решетки; 4 — труба-чехол кассеты; 5 — твэл; 6 — верхняя дистанционирующая решетка; 7 — центральная трубка; 8 — головка; 9 — пружинные фиксаторы, 10 — штырь

К крышке припаяны 37 патрубков АРК, 12 патрубков температурного контроля и 6 патрубков контроля энерговыделения.

Активная зона высотой 2,5 и диаметром 2,88 м собирается из 349 тепловыделяющих шестигранных кассет, из которых 312 — рабочие (неподвижные), а 37 — подвижные кассеты СУЗ — кассеты АРК (см. § 3.6). Расположение рабочих кассет, кассет АРК, каналов температурного контроля, контроля энерговыделения и объемного термодатчика показано на рис. 4.8. Кассеты в активной зоне располагаются по треугольной решетке с шагом 147 мм, размер шестигранных кассет «под ключ» составляет 144 мм. Пространство между кассетами заполнено водой, которая является замедлителем. Замедлитель, нагреваясь за счет энергии замедляющихся нейтронов, поглощаемого γ -излучения, проходит в межкассетное пространство через неплотности в гнездах кассет и лабиринтное уплотнение кассет АРК.

Общий вид рабочей кассеты показан на рис. 4.9. Она состоит из хвостовика, головки и шестигранной трубы-чехла, с помещенными в ней 126 твэлами, которые расположены по треугольной решетке с шагом 12,2 мм. Фиксация твэлов в кассете осуществляется дистанционирующими решетками: нижней (несущей), верхней и средними направляющими решетками, выполненными из нержавеющей стали. Эти решетки механически связаны между собой центральной трубой из циркониевого сплава. Нижние концы твэлов жестко закреплены в нижней несущей решетке, верхние концы входят в отверстия верхней решетки без закрепления для обеспечения их свободного температурного расширения. В головке кассеты имеется шесть пружинных фиксаторов для удержания ее от всплытия и компенсации температурных расширений. Конструкция хвостовика обеспечивает ориентировку и фиксацию кассеты по углу

в плане и посадку ее в гнезде корзины. Масса рабочей кассеты 220, масса UO_2 в кассете 127 кг.

Общий вид кассеты АРК, являющейся рабочим органом СУЗ, показан на рис. 4.10. Она состоит из ТВС и поглощающей части (надставки). Тепловыделяющая сборка АРК по конструкции аналогична рабочей кассете. Единственным ее отличием является наличие в хвостовике цилиндра для демпфера, который при падении кассеты садится на штырь дна шахты. Демпфирование происходит вследствие сочленения штыря с цилиндром и выдавливания при этом объема воды через образующуюся щель. Это устройство обеспечивает демпфирование кассеты при срабатывании аварийной защиты реактора.

Поглощающая надставка АРК состоит из шестигранной трубы-чехла из нержавеющей стали с размером «под ключ» 144 мм, в которой находится поглотитель — шестигранные вкладыши из бористой стали (массовое содержание бора 2 %). Надставка с помощью хвостовика соединяется с головкой ТВС. Для прохода охлаждающей воды предусмотрены отверстия. Общая длина кассеты АРК в сборе 5700 мм, масса кассеты АРК 296 кг.

Управление и регулирование мощности реактора ВВЭР-440 проводится перемещением в активной зоне рабочей группы кассет АРК со скоростью 2 см/с, в аварийных ситуациях — опусканием всех кассет АРК со скоростью 20—30 см/с до нижних концевых выключателей. При остановке реактора ТВС кассеты АРК выводятся из активной зоны и в нее вводится надставка с поглотителем. При работе реактора поглотитель выводится из активной зоны, а их место занимает ТВС АРК. Степень их ввода регулируется органами АР. Используется также система борного регулирования, основанная на изменении концентрации борной кислоты в теплоносителе (см. § 3.6).

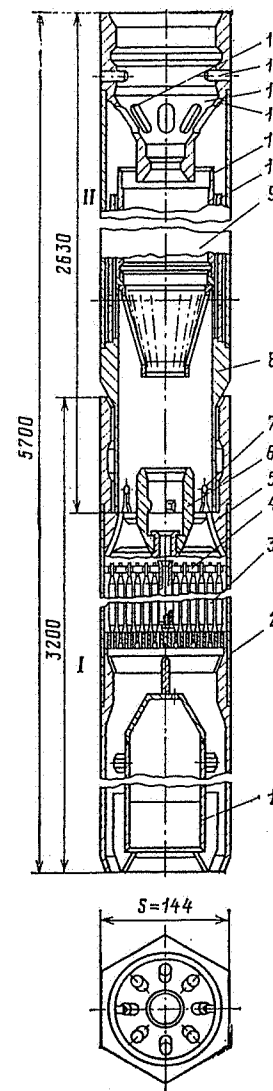


Рис. 4.10. Кассета АРК реактора ВВЭР-440:

1 — тепловыделяющая часть кассеты (ТВС); 11 — поглощающая часть кассеты (надставка); 1 — хвостовик с цилиндром для демпфера; 2 — чехол ТВС; 3 — твэлы; 4 — верхняя дистанционирующая решетка; 5 — головка ТВС; 6 — центральная головка захвата привода СУЗ; 7 — пальцы, дистанционирующие надставку; 8 — хвостовик надставки; 9 — чехол надставки; 10 — поглотитель из бористой стали; 11 — центральная труба; 12 — головка надставки; 13 — направляющая штанги СУЗ; 14 — пальцы для захвата перегрузочной машинной; 15 — отверстия для прохода охлаждающей воды

Водо-водяной энергетический реактор ВВЭР-1000. Наиболее перспективным направлением развития энергетических реакторов для АЭС является укрупнение оборудования и увеличение единичной мощности энергоблока. При этом снижаются удельные капитальные затраты, уменьшается численность эксплуатационного персонала на единицу мощности и соответственно падают эксплуатационные расходы. Все это ведет к удешевлению себестоимости вырабатываемой электроэнергии.

В связи с этим в Советском Союзе разработан и создан более мощный и совершенный серийный водо-водяной энергетический реактор ВВЭР-1000 для энергетического блока электрической мощностью 1000 МВт (рис. 4.11). Повышение мощности реактора ВВЭР-1000 более чем в 2 раза по сравнению с реактором ВВЭР-440, достигнуто

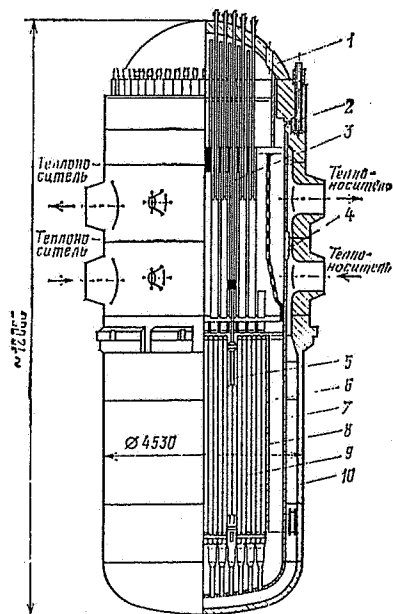


Рис. 4.11. Продольный разрез реактора ВВЭР-1000 (стрелками обозначено направление движения теплоносителя):

1 — крышка корпуса; 2 — уплотнение крышки; 3 — привод кластера; 4 — уплотнение шахты; 5 — корпус; 6 — теплоноситель; 7 — активная зона; 8 — направляющая трубка; 9 — головка; 10 — корпус

при незначительном увеличении диаметра корпуса (см. табл. 4.1) благодаря рациональному использованию внутрикорпусного объема, снижению неравномерности тепловыделения в активной зоне, увеличению давления и температуры как в первом, так и во втором контурах. Реактор ВВЭР-1000 состоит из тех же конструктивных узлов, что и реактор ВВЭР-440, поэтому ниже будут рассмотрены только отличительные особенности конструкции реактора ВВЭР-1000 по отношению к реактору ВВЭР-440.

Корпус имеет два ряда по четыре патрубка $D_y=850$ мм, на уровне верхнего и нижнего ряда этих патрубков выполнено по два патрубка $D_y=300$ для присоединения трубопроводов САОЗ. Корпус изготавливается из перлитной стали 15Х2НМФА с плакированием слоем нержавеющей стали.

Активная зона высотой 3,56 м и диаметром 3,16 м собирается из 163 тепловыделяющих шестигранных кассет (рис. 4.12). Кассета состоит из 331 стержня — из 312 твэлов, 18 направляющих трубок, предназначенных либо для пучка регулирующих стержней СУЗ, либо для стержней с выгорающим поглотителем, одного канала для установки датчика контроля энерговыделения и центральной трубки для крепления дистанционирующих решеток. Твэлы в кассетах расположены по треугольной решетке с шагом 12,75 мм. Чехол кассеты шестигранный с размером «под ключ» 234 мм (в серийном реакторе чехол отсутствует). Высота кассеты равна 4,66 м. Между кассетами имеется водяной зазор толщиной 1,5 мм. В активной зоне кассеты расположены по треугольной решетке с шагом 241 мм. Масса кассеты 735, масса UO_2 в кассете 488 кг.

В целях более экономичного использования высоты корпуса в ВВЭР-1000 отказались от установки на нижней части регулирующих кассет перемещающихся топлив-

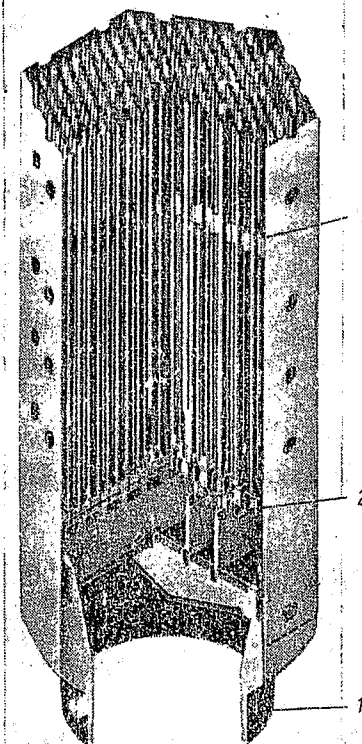
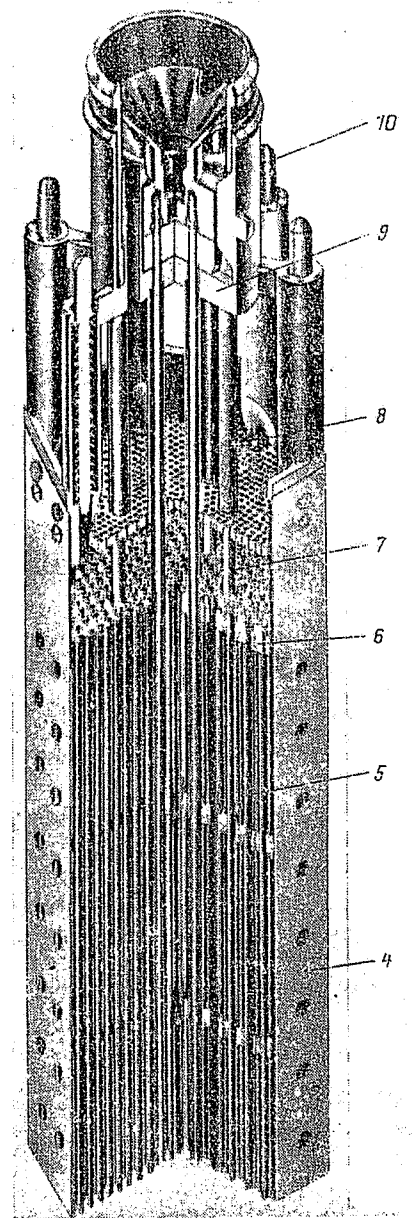


Рис. 4.12. Кассета с твэлами реактора ВВЭР-1000:

1 — хвостовик; 2, 3 — нижняя и средняя дистанционирующие решетки; 4 — труба-чехол (в серийном реакторе отсутствует); 5 — твэл; 6 — верхняя дистанционирующая решетка; 7 — стержень-поглотитель; 8 — направляющая трубка; 9 — головка; 10 — пружинные фиксаторы

Механическая СУЗ состоит из 109 приводов (61 привод на серийном реакторе), каждый из которых перемещает в пределах активной зоны в специальных направляющих трубках внутри тепловыделяющей кассеты пучок (кластер) из 18 стержней-поглотителей, изготовленных из В₄С. Приводы СУЗ объединяются в группы, в пределах каждой группы кластеры перемещаются одновременно.

ных сборок. Это позволило при незначительном увеличении диаметра корпуса уменьшить высоту его и сохранить транспортабельность корпуса реактора по железным дорогам СССР.

Медленное изменение реактивности так же, как и в реакторе ВВЭР-440, осуществляется системой борного регулирования (см. § 3.6). На случай аварийных ситуаций имеется быстродействующая система аварийного впрыска раствора борной кислоты.

Парогенераторы ЯППУ с реакторами ВВЭР. Парогенераторы ЯППУ с реакторами типа ВВЭР предназначены для работы в системе первого и второго контуров ЯЭУ и служат для выработки сухого насыщенного или слегка перегретого пара из воды второго контура. Они могут быть горизонтальными и вертикальными, с естественной циркуляцией рабочего тела и прямоточными. Невысокие значения минимального температурного напора в испарительной зоне $\Delta t_{\text{н}}$ (см. рис. 4.2) приводят к тому, что в ПГ мощных ЯЭУ с реакторами типа ВВЭР получаются чрезмерно большие площади поверхности теп-

лообмена, в результате изготовление ПГ в одном корпусе оказывается невозможным. Невозможно создание и одного ГЦН с таким большим расходом. Размеры же ПГ, так же как и реактора, ограничены возможностью транспортировки его по железной дороге. В ЯППУ с реактором ВВЭР-440 число ПГ равно шести, в ЯППУ с реактором ВВЭР-1000 — четырем.

Парогенераторы ЯППУ с реакторами ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 представляют собой горизонтальные однокорпусные двухконтурные теплообменные аппараты с погруженной поверхностью теплообмена (трубным пучком), встроенными сепарационными устройствами и естественной циркуляцией рабочего тела. Основные теплотехнические и конструктивные характеристики этих ПГ даны в табл. 4.2. В горизонтальных ПГ удается обеспечить большую площадь зеркала испаре-

Таблица 4.2. Характеристики ПГ ЯППУ с реакторами ВВЭР

Характеристика	ВВЭР-440	ВВЭР-1000
Теплотехнические характеристики		
Число парогенераторов в ЯППУ, шт.	6	4
Тепловая мощность ПГ, МВт	6×225	4×750
Паропроизводительность, кг/с (т/ч)	6×125(452)	4×400(1469)
Температура теплоносителя на входе (выходе) в ПГ, °С	301(268)	322(289)
Расход теплоносителя через ПГ, м³/с (м³/ч)	1,95(7000)	5,55(20 000)
Температура питательной воды, °С	226	225
Давление МПа, температура насыщенного пара, °С	4,7/259	6,4/278
Допустимая влажность пара на выходе из ПГ, %	0,2	0,2
Температурный напор минимальный (максимальный), °С	10(41)	11(44)
Площадь поверхности теплообмена, м²	2510	5200(6115)*
Коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·°С)	4330	6420
Удельная плотность теплового потока, Вт/м²	93·10³	153·10³
Паросъем с 1 м² поверхности нагрева, кг/(м²·с)	0,05	0,079
Конструктивные характеристики		
Внутренний диаметр корпуса, мм	3210	4000
Длина корпуса, мм	11 950	15 000(13 840)
Число, шт./диаметр трубок, мм	5146/16×1,4	11 000/16×1,4
Средняя длина U-образных трубок, мм	8700	8900
Скорость теплоносителя в трубках, м/с	2,7	4,89
Максимальная высота трубного пучка, мм	1900	2200
Масса сухого ПГ, т	145	265(205)*

* Для серийного энергоблока.

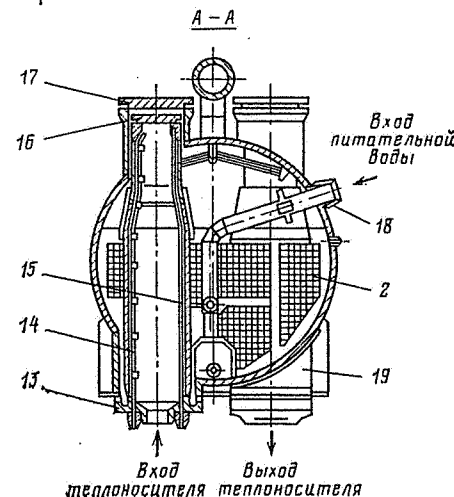
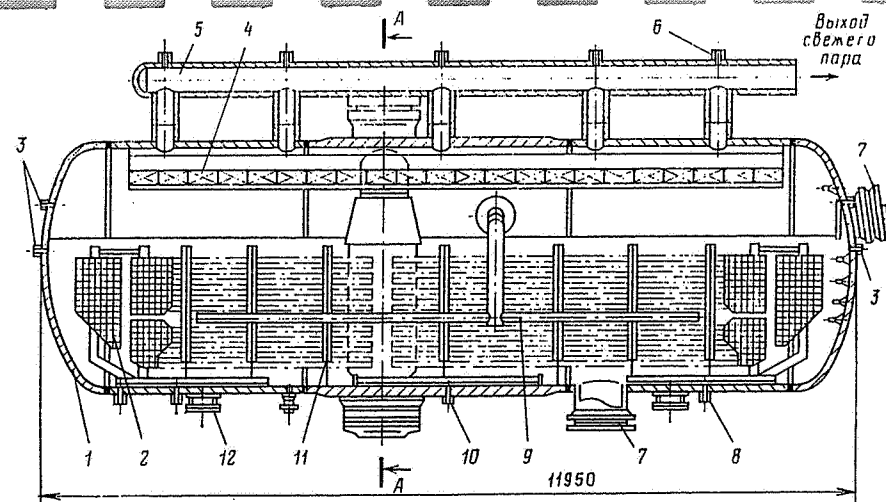


Рис. 4.13. Горизонтальный парогенератор для ЯППУ с реактором ВВЭР-440:

1 — корпус; 2 — пучок U-образных трубок; 3 — штуцер уровня; 4 — сепаратор жидкостный; 5 — паровой коллектор; 6 — воздушник; 7 — выход свежего пара; 8 — штуцер непрерывной продувочной воды; 9 — раздаточный коллектор питательной воды; 10 — опора для дистанционирования трубок; 11 — опора для дистанционирования трубок; 12 — опора ПГ; 13 — входной раздаточный коллектор теплоносителя; 14 — трубка воздушника; 15 — трубка отвода утечек; 16 — крышка люка; 17 — крышка люка; 18 — входной патрубков питательной воды; 19 — выходной собирающий коллектор теплоносителя

ными U-образными трубками из аустенитной нержавеющей стали 08X18H10T размером 16×1,4 мм, образующими два горизонтальных коридорных пучка. В межтрубном пространстве ПГ происходит естественная циркуляция воды (пароводяной смеси) второго контура с поперечным омыванием U-образных трубок, в которых движется теплоноситель первого контура. Для обеспечения высокой герметичности трубок по отношению к воде второго контура их тщательно вальцуют и обваривают торцы. В верхней части вертикальных коллекторов имеются фланцевые разъемы, через которые можно осматривать места вальцовки и обварки, а при необходимости производить заглушку негерметичных трубок. Теплоноситель первого контура поступает в вертикальный коллектор ПГ снизу. В верхней части ПГ расположено пять па-

ния, что облегчает сепарацию влаги из пара, естественная циркуляция рабочего тела повышает надежность работы установки, хотя и приводит к некоторому увеличению размеров ПГ.

Конструкция парогенератора ЯППУ с реактором ВВЭР-440 показана на рис. 4.13. Он состоит из следующих основных узлов: корпуса, выполненного в виде горизонтального барабана из углеродистой стали 22К, в котором имеются входной и выходной вертикальные трубные коллекторы теплоносителя первого контура с закреплен-

трубков для отвода пара, объединенных горизонтальным паровым коллектором. Сепарация пара в ПГ осуществляется двумя последовательными этапами: гравитационная, осадительная сепарация пара в паровом объеме, а далее сепарация в жалюзи. Жалюзийный сепаратор представляет собой набор пакетов жалюзи с паровым дырчатым листом.

Питательная вода второго контура подводится внутрь ПГ по раздающему коллектору на «горячую» сторону трубного пучка, что позволяет выравнивать паровую нагрузку зеркала испарения. Таким образом, теплотехническая схема ПГ выполнена без пароперегревателя и водяного экономайзера. Отсутствие последнего уменьшает стоимость и габаритные размеры ПГ. Подогрев питательной воды до температуры насыщения $t_{н.п.}$ при давлении в корпусе ПГ происходит в испарительной зоне вследствие конденсации некоторого количества пара.

Для поддержания нормального солевого режима в ПГ предусмотрены непрерывные и периодические продувки. Для этого в нижней части корпуса ПГ под трубным пучком имеются коллекторы для отвода продувочной воды.

Парогенератор ЯППУ с реактором ВВЭР-1000 идентичен описанной, только он имеет несколько большие размеры (табл. 4.2), хотя паропроизводительность в 3 раза выше. Для этого были приняты меры по существенному увеличению площади поверхности теплообмена и его интенсификации: увеличено число и уменьшен диаметр U-образных трубок, увеличена скорость теплоносителя в трубках, повышено давление парообразования. В результате удалось более чем в 1,5 раза увеличить коэффициент теплоотдачи и при том же температурном напоре значительно повысить удельную плотность теплового потока.

Большое преимущество горизонтального ПГ — возможность компоновки его с реактором таким образом, чтобы во время перегрузки реактора (верхний блок удален) активная зона оставалась затопленной, соответственно для расхолаживания реактора можно использовать основной контур. Вертикальный ПГ такую возможность исключает, в этом случае для перегрузки реактора требуется создавать специальный контур расхолаживания.

Горизонтальный ПГ ЯППУ с реактором ВВЭР-1000 имеет предельные размеры, допустимые по условиям транспортировки по железной дороге. Возможности же интенсификации теплообмена и увеличения площади поверхностей нагрева в нем практически исчерпаны. Поэтому дальнейший рост единичных мощностей ПГ, по-видимому, пойдет по пути использования вертикальных ПГ, в которых возможно существенное увеличение единичных мощностей; в них также легче организовать начальный перегрев пара. За рубежом для мощных ЯППУ с реакторами типа ВВЭР широко используются вертикальные ПГ как с естественной циркуляцией воды второго контура, так и прямоточные. Причем в прямоточных ПГ отпадает необходимость в сепарационных устройствах, облегчаются вопросы транспортировки, более просто осуществляется перегрев пара.

В настоящее время в нашей стране проводится разработка вертикального прямоточного ПГ для ЯППУ с реактором типа ВВЭР.

Главные циркуляционные насосы. Движение теплоносителя в первом контуре ЯЭУ обеспечивается ГЦН, которые являются одними из важнейших агрегатов ЯЭУ. К конструкции ГЦН предъявляются следующие специфические требования: 1) высокая надежность, так как прекращение циркуляции теплоносителя в работающем реакторе приводит к резкому уменьшению теплоотвода от активной зоны [кризису теплоотдачи (см. § 3.7)] и соответственно возможному массовому выходу из строя твэлов; 2) отсутствие утечки теплоносителя или сведение ее к минимальному

и контролируемому уровню, так как перекачиваемая среда радиоактивна, а отсюда также требование простоты ремонта и дистанционности управления.

В ЯППУ с реакторами ВВЭР в качестве ГЦН используются центробежные насосы двух типов: герметичные (бессальниковые) и с гидромеханическим уплотнением вала с установленным маховиком.

На первых ЯППУ с серийными реакторами ВВЭР-440 применялись вертикальные герметичные бессальниковые насосы центробежного типа (ГЦН-310). Достоинство насоса данного типа — отсутствие протечек радиоактивного теплоносителя в помещении АЭС, однако у него имеются существенные недостатки — это прежде всего малая инерция маховых колес и невозможность увеличения ее посредством установки дополнительного маховика. Поэтому эти насосы весьма чувствительны даже к кратковременным понижениям питающего напряжения и имеют незначительное время выбега (время вращения насоса после обесточивания электродвигателя). Наличие же достаточного выбега у насоса позволяет поддерживать необходимый расход теплоносителя через активную зону при авариях с потерей электроснабжения собственных нужд ЯЭУ (см. § 3.7). Поэтому для электропитания герметичных насосов приходится применять дополнительные вспомогательные генераторы собственных нужд и использовать механический выбег основного турбогенератора в аварийных режимах. Кроме того, эти насосы дорогостоящи, имеют существенно меньший КПД (60—65 %) по сравнению с КПД насосов с гидромеханическим уплотнением вала (75—80 %).

Перечисленные выше недостатки герметичных насосов привели к тому, что на всех разрабатываемых новых ЯЭУ, в частности с реакторами ВВЭР-1000, РБМК-1000 и РБМК-1500 и некоторыми реакторами ВВЭР-440, стали применять ГЦН с гидромеханическим уплотнением вала, контролируемой протечкой и вынесенным электродвигателем, снабженным маховиком. Установка маховика позволяет существенно увеличить время выбега насоса (до 120—130 вместо 2—4 с), соответственно удается обеспечить достаточный для охлаждения активной зоны расход теплоносителя даже при значительных нарушениях электроснабжения насосов (см. § 3.7). В результате облегчаются требования к надежности электроснабжения, применяется простая схема электропитания. Вынесенный электродвигатель не находится в радиоактивной воде, поэтому ремонт его упрощается.

На рис. 4.14 показан ГЦН-195, устанавливаемый в ЯППУ с реактором ВВЭР-1000. В нем обеспечены контролируемые утечки нерадиоактивной воды. Для того чтобы исключить протечку радиоактивной воды по валу из корпуса насоса наружу, предусмотрена подача в уплотнение лизне под некоторым избыточным да-

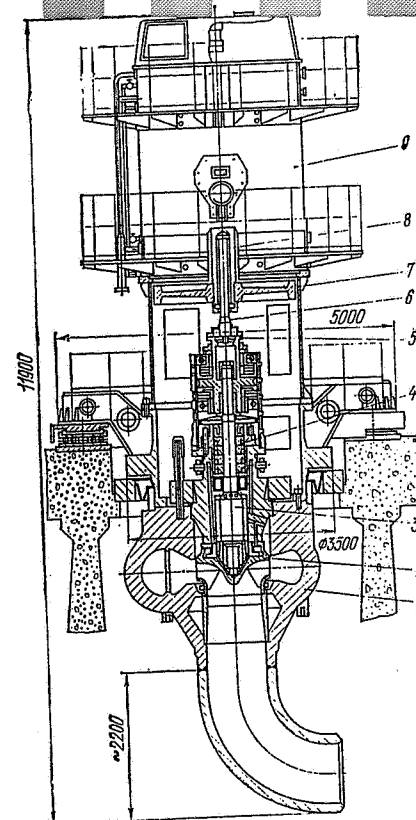


Рис. 4.14. Главный циркуляционный насос ЯППУ с реактором ВВЭР-1000:

1 — корпус насоса; 2 — рабочее колесо; 3 — вал насоса; 4 — узел уплотнения; 5 — соединительная муфта; 6 — торсионный вал; 7 — маховик; 8 — вал электродвигателя; 9 — электродвигатель

лением чистой нерадиоактивной воды. Для этого имеется специальный контур запитывающей воды.

Основные данные ГЦН, применяемых в ЯППУ с реакторами ВВЭР и РБМК, приведены в табл. 4.3.

Основные вспомогательные системы ЯППУ с реакторами ВВЭР. Нормальная эксплуатация ЯППУ с реакторами ВВЭР обеспечивается вспомогательными системами: компенсации давления (объема), очистки продувки первого контура, подпитки первого контура, промежуточного контура охлаждения, разводки и расхолаживания, газоочистки, дезактивации, вентилиции помещений, очистки вод на АЭС. Кроме того, на АЭС имеются еще системы безопасности, описание которых дается в § 5.2.

Система компенсации давления (объема) — автономная система ЯППУ, подключаемая к первому контуру для компенсации температурных изменений объема воды в контуре и создания и под-

Таблица 4.3. Основные характеристики ГЦН для ЯППУ с реакторами ВВЭР-440 (ГЦН-317), ВВЭР-1000 (ГЦН-195), РБМК-1000 и РБМК-1500 (ЦВН-8)

Основной показатель	Тип насоса		
	ГЦН-317	ГЦН-195	ЦВН-8
Расход, м ³ /с (м ³ /ч)	1,98(7100)	5,55(20 000)	2,22(8000)
Давление на выходе, МПа	0,4±0,025	0,675±0,025	1,56
Рабочая температура воды, °С	270	300	270
Давление на всасе, МПа	12,5	15,6	7,0
Протекла, м ³ /ч	0—0,3	0,3—3	0,1—0,5
Потребляемая мощность, МВт	1,4	5,3	4,8
Частота вращения, с ⁻¹	25	16,7	16,7
Размеры в плане, мм	3400×3820	4700×5000	3670×2750
Высота, мм	9300	11 500	9550
Масса (с электродвигателем), т	55	118	106

держания давления в контуре в стационарных и переходных режимах работы ЯЭУ. Чрезмерное снижение давления может вызвать вскипание теплоносителя, возникновение кризиса теплоотдачи и выхода из строя твэлов, а повышение давления сверх номинального недопустимо по условиям прочности оборудования ЯППУ. Кроме того, колебания давления отрицательно воздействуют на устойчивость работы реактора.

Применяется газовая или паровая система компенсации давления. На современных АЭС используется только паровая система, которая включает в себя (рис. 4.15) компенсатор давления (объема), барботажный бак, предохранительные клапаны, запорную арматуру, трубопроводы. Основным элементом системы является компенсатор давления (объема) (КД), представляющий собой вертикально расположенный сосуд высокого давления, изготовленный из перлитной стали с плакировкой внутренних поверхностей аустенитной нержавеющей сталью. Характеристики

КД для ЯППУ с реакторами ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 приведены в табл. 4.1. В рабочем состоянии КД заполняется до некоторого уровня водой, а выше этого уровня — паром. Создание паровой подушки обеспечивается с помощью встроенных электронагревателей, установленных в нижней (водяной) части объема компенсатора давления. Сам компенсатор давления подключается к одной из петель ЯППУ до главной запорной задвижки (в неотключаемой части), по возможности ближе к реактору. Нижняя часть его соединяется с помощью двух трубопроводов с «горячей» ниткой петли, а верхняя (паровая) часть подсоединена также с помощью двух трубопроводов к «холодной» нитке циркуляционной петли. По этой линии происходит впрыск воды в паровое пространство КД через специальные распылительные устройства. На ней же установлены регулировочный и запорный клапаны. Такое присоединение КД позволяет использовать разность давлений между точками присоединения для вытеснения тепло-

носителя в паровой объем. Регулируемыми параметрами КД являются давление и уровень воды в нем. Регулятор давления воздействует на регулировочный клапан впрыска или на регулировочный автотрансформатор электронагревателей.

Уровень воды в КД устанавливается в зависимости от мощности реактора с помощью регулятора уровня, который управляет работой подпиточного насоса.

В верхней (паровой) части КД имеются предохранительные клапаны, которые срабатывают, когда давление превышает предельное значение.

Система очистки теплоносителя. В процессе эксплуатации и стоянки ЯЭУ теплоноситель загрязняется, в нем появляются взвешенные и растворенные примеси. Основными источниками загрязнения являются прежде всего процессы коррозии и эрозии внутренних поверхностей оборудования ЯППУ, соприкасающихся с теплоносителем. Часть примесей попадает в теплоноситель также вместе с подпиточной водой из системы подпитки реактора. Дополнительные газовые примеси в теплоноситель образуются в результате радиолитического деления ядерного топлива при возможных в эксплуатации нарушениях герметичности оболочек твэлов. При прохождении через активную зону примеси активируются, т. е. становятся радиоактивными. Поэтому уровень радиоактивности теплоносителя будет определяться как количеством и составом примесей, так и радиоактивными продуктами деления ядерного топлива, попадающими в теплоноситель.

Наличие примесей в теплоносителе может вызвать отложения их на элементах оборудования ЯППУ. Наиболее опасны отложения на поверхностях оболочек твэлов, где они могут привести к ухудшению теплоотдачи, повышению температуры поверхностей нагрева, вплоть до разгерметизации оболочек и значительной активации теплоносителя из-за попадания в него продуктов деления. Отложение примесей на других элементах оборудования ЯППУ может ухудшить их работу, вызвать повышенную радиоактивность, затруднить обслуживание и ремонт. Прием основная загрязненность оборудования определяется радиоактивными нуклидами ⁶⁰Co, ⁵⁸Co, ⁵⁴Mn, ⁵⁹Fe — продуктами коррозионных процессов в конструктивных материалах. С течением времени количество продуктов коррозии непрерывно растет и может достигнуть недопустимо высокой концентрации. Удаление продуктов коррозии и поддержание необходимой чистоты теплоносителя обеспечиваются посредством непрерывного отвода части теплоносителя (продувочной воды) и последующей ее очистки в ионообменных и механических фильтрах и возвратом в первый контур. Все это образует систему очистки продувки первого кон-

тура (см. рис. 4.5). Расход теплоносителя, направляемого на очистку, определяется из условия соблюдения норм на качество продувочной воды. Для ЯППУ с реактором ВВЭР он составляет обычно доли процента общего расхода теплоносителя через реактор (20—40 т/ч для ЯППУ с реактором ВВЭР-440).

В ионообменных фильтрах наолиентелями служат анионитовые и катионитовые органические смолы, которые могут работать только при температурах не выше 60 °С. Поэтому продувочная вода перед поступлением в фильтры предварительно охлаждается до 45—50 °С в регенеративном теплообменнике и доохладителе продувки, где происходит доохлаждение ее конденсатом (см. рис. 4.5). Существуют системы высокого и низкого давления очистки продувки на фильтрах. В ЯППУ с реактором ВВЭР-440 используется система высокого давления, т. е. очистка в фильтрах происходит под полным давлением первого контура. При этом для прокачивания продувочной воды через систему очистки используется перепад давления на ГЦН. Недостаток такой системы — работа фильтров при высоком давлении и дороговизна установки. Поэтому на ЯППУ с реактором ВВЭР-1000 принята система очистки при пониженном давлении ($p \approx 2$ МПа). В такой системе при аналогичном по составу оборудовании предусматривается предварительное снижение давления продувочной воды в специальном дроссельном устройстве, а возврат очищенного теплоносителя в первый контур осуществляется через регенеративный теплообменник с помощью непрерывно работающих подпиточных насосов.

Система очистки продувки первого контура реакторов типа ВВЭР наряду с удалением примесей выполняет функции регулятора pH.

Система подпитки первого контура предназначена для компенсации организованных и неорганизованных протечек теплоносителя, поддержания заданного водного режима в первом контуре. Эта система также используется для проведения гидропрессовки оборудования и систем первого контура. Постоянный контроль за количеством теплоносителя в первом контуре осуществляется по показаниям уровнемеров в компенсаторе давления.

4.6. АЭС с ВОДО-ГРАФИТОВЫМИ КАНАЛЬНЫМИ КИПЯЩИМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ РЕАКТОРАМИ

Общие сведения. В водо-графитовом канальном реакторе теплоносителем является кипящая вода, а замедлителем графит. Теплоноситель циркулирует в трубных технологических каналах, стенки которых воспринимают полное давление

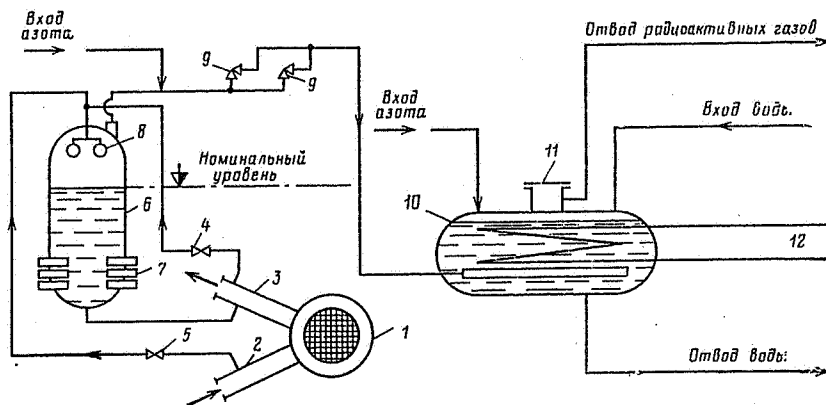


Рис. 4.15. Принципиальная схема системы паровой компенсации давления (объема):

1 — реактор; 2 — «холодная» нитка петли первого контура; 3 — «горячая» нитка петли первого контура; 4 — регулирующий клапан; 5 — компенсатор давления (объема); 6 — блоки электронагревателей; 7 — барботажный бак; 8 — распылительное устройство; 9 — предохранительные клапаны; 10 — взрывной клапан; 11 — охлаждающий змеевик

теплоносителя. Отсутствие в канальных реакторах массивного дорогостоящего стального корпуса расширяет возможности сооружения реакторов большой мощности и позволяет привлечь к их производству промышленность, не связанную с изготовлением крупных корпусов. Технологические схемы канальных реакторов с графитовым замедлителем получаются, однако, более разветвленными по сравнению со схемами реакторов типа ВВЭР. Достоинства и недостатки канальных реакторов рассмотрены в § 3.8.

Наибольшее развитие водо-графитовые каналные энергетические реакторы получили в нашей стране, начиная с реактора Первой АЭС (электрической мощностью 5 МВт), пущенной в 1954 г. Следующим этапом развития реакторов этого типа был пуск Белоярской АЭС суммарной электрической мощностью 300 МВт. Первый блок этой станции электрической мощностью 100 МВт (тепловой мощностью 280 МВт) был пущен в 1964 г., второй блок электрической мощностью 200 МВт (тепловой мощностью 530 МВт) вступил в строй в 1967 г. В этих реакторах впервые была продемонстрирована возможность ядерного перегрева пара в промышленных масштабах.

Дальнейшее развитие водо-графитовые энергетические реакторы получили в серийном реакторе РБМК-1000 (реактор большой мощности, кипящий) тепловой мощностью 3200 МВт. Головной реактор из этой серии был пущен на Ленинградской АЭС им. В. И. Ленина (ЛАЭС) в 1973 г. В настоящее время эти реакторы успешно работают на Ленинградской АЭС (4 блока), Курской АЭС (3 блока), Чернобыльской АЭС (3 блока), Смоленской АЭС (1 блок). В 1983 г. вошла в строй первая очередь Игналинской АЭС с более мощными реакторами РБМК-1500 (тепловая мощность реактора 4800 МВт), на которой устанавливаются два турбогенератора мощностью по 750 МВт. На этой

станции будет смонтировано 4 энергоблока с реакторами РБМК-1500, общая электрическая мощность всей станции составит 6 млн. кВт. Основные технические характеристики энергоблоков с реакторами РБМК-1000 и РБМК-1500 приведены в табл. 4.4.

Следует отметить также возможность водо-графитовых канальных кипящих реакторов работать в режиме АТЭЦ, которая впервые была осуществлена на Билибинской АЭС в 1974 г. Тепловая мощность каждого из четырех реакторов этой станции равна 62 МВт, электрическая мощность составляет 12 МВт при одновременном отборе теплоты до 29 МВт.

Технологическая схема энергоблока с реактором РБМК. Рассмотрим принципиальную технологическую схему энергоблока АЭС с водо-графитовым каналным кипящим реактором на примере ЯЭУ с реактором РБМК-1000 (рис. 4.16); у других ЯЭУ с реакторами этого типа принципиальных отличий нет. ЯЭУ с реактором РБМК-1000 одноконтурная и состоит из ЯППУ, двух турбогенераторов электрической мощностью 500 МВт каждый и вспомогательных систем.

ЯППУ с реактором РБМК-1000 предназначена для выработки сухого насыщенного пара давлением 7 МПа, температурой 284 °С, паропроизводительность установки 1560 кг/с (5600 т/ч).

В реакторе РБМК, так же как и в кипящих реакторах других типов, пар непосредственно образуется в активной зоне, далее, после сепарации (в барабанах-сепараторах) направляется в турбины, имеющие цилиндры высокого и низкого давления. Частично отработавший в цилиндре высокого давления пар с давлением 0,35 МПа и температурой около 140 °С направляется в сепаратор-пароперегреватель, где осушается и перегревается до 260 °С. Далее с давлением 0,3 МПа пар поступает в цилиндр низкого давления турбины, а после него в

Таблица 4.4. Основные технические характеристики энергоблоков с реакторами типа РБМК

Характеристика	РБМК-1000	РБМК-1500
Общие технологические параметры		
Тепловая мощность реактора, МВт	3200	4800
Электрическая мощность, МВт	2×500	2×750
Турбина	К-500-65/3000	К-750-65(3000)
КГД (брутто)	31,3	31,3
Температура теплоносителя на входе (выходе) реактора, °С	270(284)	270(284)
Расход теплоносителя через активную зону, м³/с (м³/ч)	10,4(37 500)	8,9(32 000)
Среднее массовое расходное паросодержание на выходе из испарительных каналов, %	14,5	30
Паропроизводительность реактора, кг/с(т/ч)	1560(5600)	2450(8800)
Давление пара в сепараторах, МПа	6,9	6,9
Давление, МПа температура пара перед турбиной, °С	6,4/280	6,4/280
Допустимая влажность пара на выходе из барабанов-сепараторов, %	Менее 0,1	Менее 0,1
Активная зона		
Размеры активной зоны, м:		
высота	7,0	7,0
эквивалентный диаметр	11,8	11,8
Объем активной зоны, м³	760(66,4*)	760(65*)
Число технологических каналов (испарительных)	1693	1661
Число каналов СУЗ, шт.	179	235
Число ТВС в технологическом канале, шт.	2	2
Число твэлов в ТВС, шт.	18	18
Диаметр (толщина) оболочки твэлов в испарительном канале, мм	13,6(0,9)	13,6(0,9)
Материалы оболочек твэлов	Циркониевый сплав	Циркониевый сплав
Максимальная мощность технологического испарительного канала, кВт	3000	4500
Коэффициенты неравномерности тепловыделения:		
по радиусу реактора	1,2—1,33	1,4
по высоте	1,25—1,35	1,4
Суммарная площадь теплопередающей поверхности твэлов, м²	9070	8850
Средние удельные тепловые потоки с единицы поверхности твэла в испарительном канале, Вт/м²	350·10³	540·10³
Средняя удельная объемная мощность активной зоны, МВт/м³(кВт/л)	48*(4,2)	74*(6,3)
Средняя удельная топливная мощность, кВт/кг U (металл)	17,8	25,4
Загрузка урана, т	192	189
Среднее обогащение (стационарная загрузка), %	1,8	1,8
Средняя глубина выгорания (стационарная загрузка), МВт·сут/т	18 500	21 000
Кампания топлива, сут	1080	690
Оборудование ЯППУ		
Число циркуляционных испарительных петель, шт.	2	2
Внешний диаметр и толщина стенки коллекторов	1025×62,5	1025×62,5
Число ГЦН, шт.	8	8
Число барабанов-сепараторов, шт.	4	4
Паропроизводительность барабана-сепаратора, т/ч	1450	2200
Размеры барабана-сепаратора, м:		
диаметр	2,3	2,6
длина	30,7	34
Масса барабана-сепаратора (в сухом состоянии), т	216,5	292
Общий объем емкости аварийного охлаждения активной зоны (объем жидкой фазы), м³	12×25(13)	12×25(13)
Давление в емкости САОР, МПа	10	10

* Если объемом активной зоны считать сумму активных объемов всех технологических каналов $D_y=80$ мм и $h=7000$ мм.

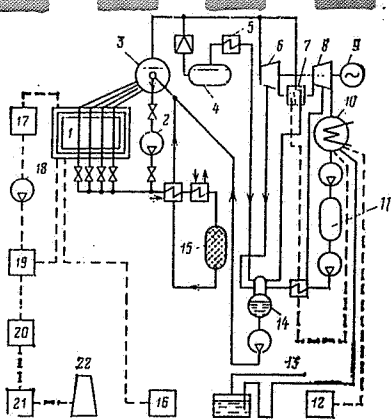


Рис. 4.16. Принципиальная технологическая схема энергетического блока с реактором РБМК-1000:

1 — реактор; 2 — ГЦН; 3 — барабан-сепаратор; 4 — барботер; 5 — технологический конденсатор; 6 — цилиндр высокого давления турбины; 7 — сепаратор-наповерхностный; 8 — цилиндр низкого давления турбины; 9 — электрогенератор; 10 — основной конденсатор турбины; 11 — фильтр конденсатоочистки; 12 — газоочистка; 13 — добавка химически очищенной воды; 14 — деаэрактор; 15 — фильтр; 16 — азотная установка; 17 — азотный фильтр; 18 — компрессор; 19 — адсорбер CO_2 , CO , H_2 , NH_3 ; 20 — газгольдер для выдержки газа; 21 — аэрозольный фильтр; 22 — вентиляционная труба

основной конденсатор турбина, где конденсируется. При охлаждении технической водой отработавшего пара в трубах конденсатора происходит отложение продуктов коррозии и солей жесткости; при нарушении плотности труб эти отложения вместе с охлаждающей водой могут попасть в конденсат, а далее — в реактор. Поэтому для поддержания требуемого водно-химического режима в контуре циркуляции теплоносителя весь конденсат проходит полную очистку на ионообменных и механических фильтрах конденсатоочистки, а некоторая часть контурной воды постоянно очищается в системе очистки продувочной воды. После конденсатоочистки конденсат поступает в подогреватели низкого давления системы регенерации, где нагревается до 155°C и подается в деаэраторы, откуда питательными насосами направляется в барабаны-сепараторы. Перед поступлением в ба-

рабаны-сепараторы питательная вода смешивается с очищенной водой, температура которой равна 255°C , поступающей после системы очистки продувочной воды, в результате питательная вода подогревается до температуры около 168°C .

Контур многократной принудительной циркуляции. Для повышения надежности теплоотвода от активной зоны реактора в технологической схеме ЯППУ с реактором РБМК организованы два самостоятельных симметричных контура многократной принудительной циркуляции (КМПЦ): левый и правый (рис. 4.17). Этот контур оказывается существенно сложнее контура циркуляции теплоносителя реактора ВВЭР.

Вода при температуре 270°C и давлении около 8 МПа по индивидуальным трубопроводам $D_y = 50$ мм нижних водяных коммуникаций поступает на вход 846 трубных технологических каналов реактора (всего в реакторе 1693 технологических канала), в которых находится ТВС (см. § 3.9). Омывая твэлы, вода нагревается до температуры насыщения $t \approx 284^\circ\text{C}$, затем частично испаряется и пароводяная смесь со средним массовым расходным паросодержанием $x = 14,5\%$ попадает в индивидуальные трубопроводы пароводяных коммуникаций. В связи с парообразованием в реакторе объем теплоносителя существенно возрастает, и для того чтобы снизить скорость теплоносителя в каналах, каждая труба водяных коммуникаций с $D_y = 50$ мм переходит в трубу с $D_y = 70$ мм пароводяных коммуникаций. Далее пароводяная смесь поступает в один из двух горизонтальных барабанов-сепараторов, где смесь под действием гравитации разделяется на пар и воду. В целях обеспечения минимальной разности уровней в двух соседних сепараторах их соединяют уравнительными трубопроводами $D_y = 300$ мм: двумя по водя-

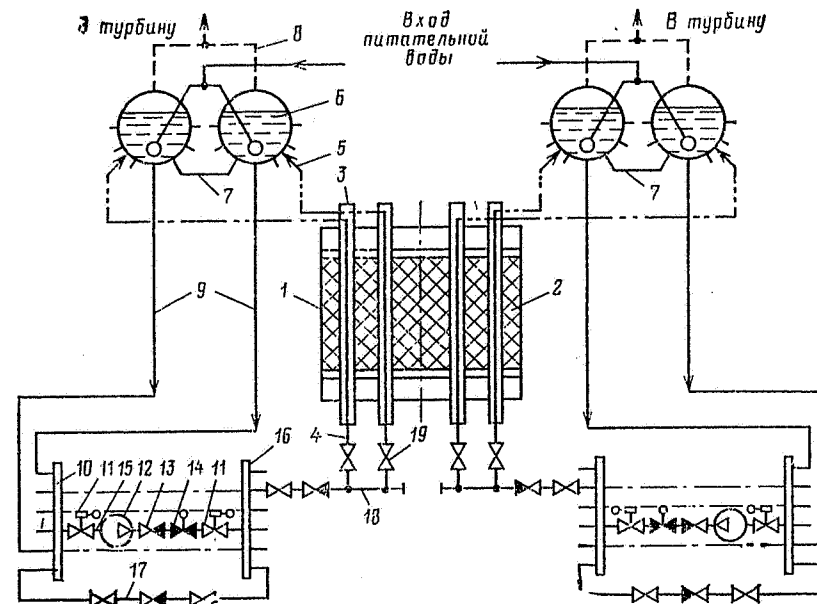


Рис. 4.17. Принципиальная схема контура многократной и принудительной циркуляции ЯППУ с реактором РБМК-1000:

1 — левая половина реактора; 2 — правая половина реактора; 3 — технологический канал; 4 — нижние водяные коммуникации ($67 \times 3,5$ мм, $n = 1693$); 5 — пароводяные коммуникации (76×4 , $n = 1693$); 6 — барабан-сепаратор ($n = 4$); 7 — уравнительный трубопровод по водяному объему ($D_y = 300$ мм, $n = 4$); 8 — уравнительный трубопровод по паровому объему ($D_y = 300$ мм, $n = 10$); 9 — опускные трубопроводы ($D_y = 300$ мм, $n = 48$); 10 — всасывающий коллектор ГЦН ($D_y = 900$ мм, $n = 4$); 11 — главная запорная задвижка ($n = 20$); 12 — ГЦН ($n = 8$); 13 — обратный клапан ($n = 8$); 14 — дроссельный клапан с дистанционным управлением ($n = 8$); 15 — соединительный трубопровод ($D_y = 760$ мм, $n = 10$); 16 — напорный коллектор ГЦН ($D_y = 900$ мм, $n = 4$); 17 — байпас между всасывающим и напорным коллекторами ГЦН; 18 — раздаточный групповой коллектор ($D_y = 295$ мм, $n = 44$); 19 — запорно-регулирующий клапан ($n = 1693$)

ному объему и пятью по паровому объему.

После барабанов-сепараторов пар с влажностью не более $0,1\%$ направляется в турбины. Такое жесткое требование связано с повышением экономичности работы турбины, уменьшением эрозийного износа лопаток турбины и главным образом со снижением уровня радиоактивного загрязнения оборудования машинного зала [турбины, конденсаторов, регенеративных подогревателей, деаэраторов, питательных насосов и всего тракта теплоносителя (рабочего тела)] за турбиной. Пар в турбины направляется по паропроводам $D_y = 600$ мм (на каждую турбину по два паропровода), конструкция паропроводов позволяет при необхо-

димости направлять пар из всех четырех барабанов-сепараторов только на одну турбину. Вода из нижней части барабана-сепаратора поступает в 24 опускных трубопровода $D_y = 300$ мм. Она предварительно смешивается в специальных смесителях на выходе из сепараторов с питательной водой, которая подается внутрь барабанов-сепараторов по трубопроводам питательной воды $D_y = 400$ мм при температуре около 168°C . Далее вода, охлажденная в смесителе до $t = 270^\circ\text{C}$, по опускным трубопроводам поступает во всасывающий коллектор 900 мм, а из него — в четыре всасывающих трубопровода ГЦН $D_y = 750$ мм. На каждом всасывающем трубопроводе установлены по две запорные задвижки с

дистанционным управлением до ГЦН и после него. На каждом напорном трубопроводе ГЦН $D_y=750$ мм установлены также обратный и дроссельный клапаны с дистанционным управлением.

Из напорных трубопроводов вода поступает в напорный коллектор

$D_y=900$ мм, откуда через 22 раздаточных групповых коллектора (РГК) с $D_y=300$ мм вода подается в индивидуальные трубопроводы нижних водяных коммуникаций, а далее в трубные технологические каналы реактора. Расход через каждый технологический канал ус-

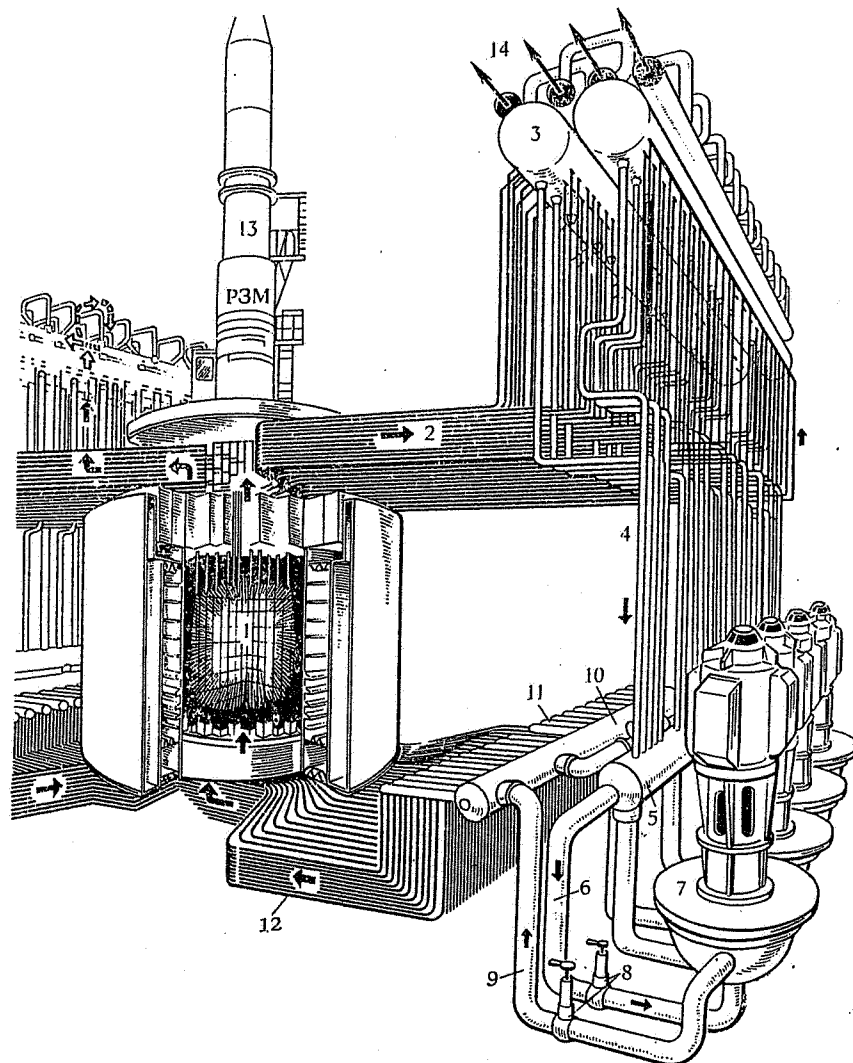


Рис. 4.18. Компоновка КМЩ реактора РБМК-1000:

1 — реактор; 2 — индивидуальные трубопроводы пароводяных коммуникаций; 3 — горизонтальные барабаны-сепараторы; 4 — опускные трубопроводы; 5 — всасывающий коллектор ГЦН; 6 — всасывающий трубопровод ГЦН; 7 — запорные задвижки; 8 — напорный трубопровод ГЦН; 9 — напорный коллектор ГЦН; 10 — раздаточно-групповые коллекторы; 11 — индивидуальные трубопроводы водяных коммуникаций; 12 — разгрузочно-загрузочная машина; 13 — паропроводы; 14 — паропроводы

танавливается индивидуально с помощью запорно-регулирующего клапана и показаний шарикового расходомера. Это позволяет осуществлять гидравлическое профилирование активной зоны реактора (см. § 3.7).

На рис. 4.18 показана компоновка контура МПЦ реактора РБМК-1000.

Водо-графитовый каналный кипящий энергетический реактор РБМК-1000. Рассмотрим более по-

дробно основные конструктивные особенности водо-графитовых канальных кипящих энергетических реакторов на примере реактора РБМК-1000. Другие реакторы этого типа принципиально не отличаются от него. На рис. 4.19 показан реактор РБМК-1000. Он состоит из собственно реактора и биологической защиты. Сам реактор состоит из активной зоны, бокового отражателя, верхнего и нижнего торцевых отражателей. Реактор вместе

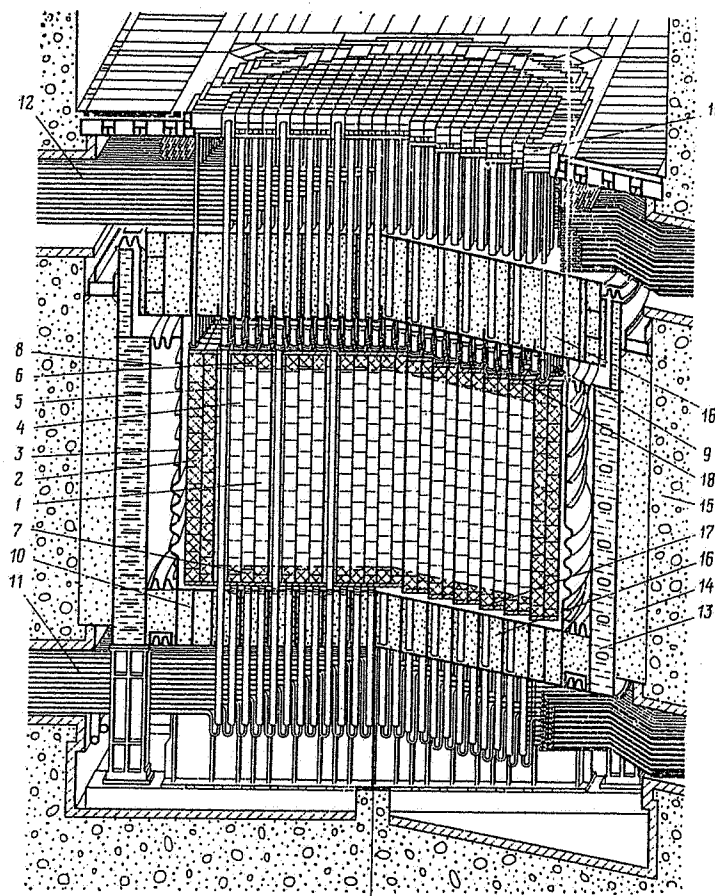


Рис. 4.19. Поперечный разрез реактора РБМК-1000:

1 — активная зона; 2 — боковой отражатель; 3 — кожух; 4 — графитовая кладка; 5 — трубный технологический канал; 6 — верхний торцевой отражатель; 7 — нижний торцевой отражатель; 8 — кольцевая газовая полость; 9 — верхняя металлоконструкция; 10 — нижняя металлоконструкция; 11 — индивидуальные каналы водяных коммуникаций; 12 — боковая изоляция из песка; 13 — бетонная шахта реактора; 14 — защита из серпентинита в коробчатой металлоконструкции; 15 — нижние блоки защиты из стали; 16 — верхние блоки защиты из стали; 17 — титановый настил из железобетонного серпентинитового цемента

с биологической защитой размещается в бетонной шахте размером $21,6 \times 21,6 \times 25,5$ м и опирается на бетон с помощью металлоконструкций. Стальные плиты верхней и нижней металлоконструкций вместе с цилиндрическим кожухом образуют герметичную полость — реакторное пространство. В нем размещена графитовая кладка (замедлитель нейтронов) цилиндрической формы массой 1760 т, состоящая из собранных в колонны блоков сечением 250×250 мм со сквозными цилиндрическими отверстиями диаметром 114 мм. В этих отверстиях устанавливаются трубные технологические каналы и каналы СУЗ. Они крепятся к верхней и нижней металлоконструкциям, для чего в них вварены специальные тракты — трубы.

В графитовой кладке за счет ослабления ионизирующего излучения (потока нейтронов и γ -квантов) происходит выделение теплоты. Эта теплота отводится теплоносителем, текущим в технологических каналах.

Для предотвращения окисления графита, а также улучшения теплопередачи от графита к технологическим каналам пространство между графитовой кладкой и кожухом заполняется смесью газов гелия и азота (около 80 % $\text{He} + 20$ % N_2 по массе). Гелий используют из-за его высоких теплопередающих свойств (см. § 3.7).

Активная зона реактора имеет форму вертикального цилиндра с эквивалентным диаметром 11,8 и высотой 7 м. Она окружена боковым отражателем толщиной около 90 см, которая равна предельной толщине отражателя из графита (см. § 2.8), и верхним и нижним торцевыми отражателями толщиной по 50 см. В состав активной зоны входят 1693 технологических канала, расположенных в графитовом замедлителе в ячейках квадратной решетки с шагом 250 мм и 179 каналов СУЗ, расположенных также в квадратной ре-

шетке с шагом 700 мм, повернутой относительно решетки технологических каналов на 45° .

Трубный технологический канал показан на рис. 4.20. Корпус сварен из нескольких частей. Средняя часть, находящаяся в активной зоне, представляет собой трубу размером 88×4 мм, изготовленную из сплава циркония с ниобием ($\text{Zr} + 2,5$ % Nb). Эта

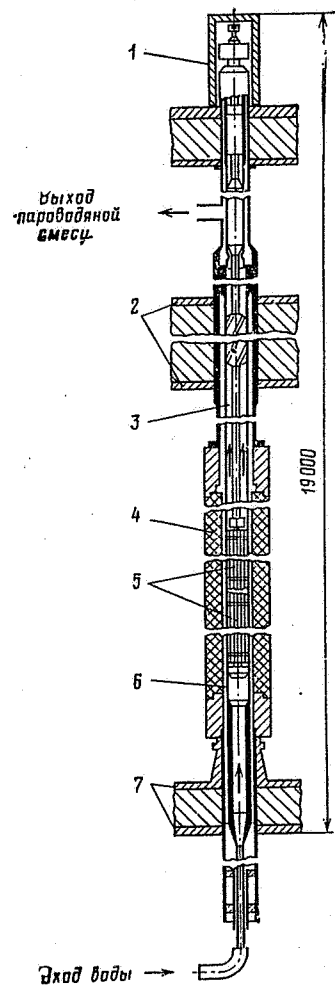


Рис. 4.20. Технологический канал реактора РБМК-1000:

1 — верхняя объемная биологическая защита; 2 — верхняя защитная металлоконструкция; 3 — технологический канал; 4 — графитовая кладка; 5 — ТВС; 6 — центральная труба технологического канала; 7 — нижняя опорная металлоконструкция

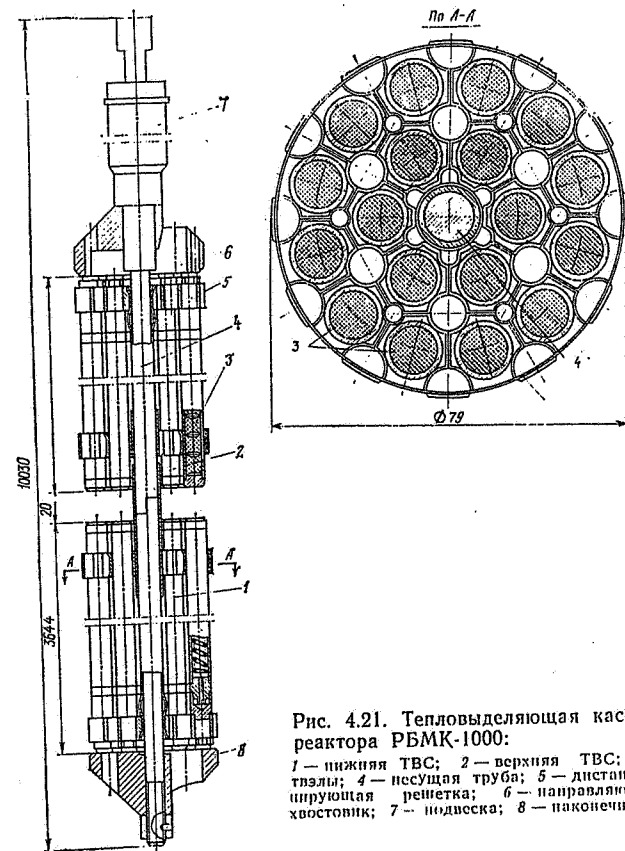


Рис. 4.21. Тепловыделяющая кассета реактора РБМК-1000:

1 — нижняя ТВС; 2 — верхняя ТВС; 3 — ТВЭЛ; 4 — несущая труба; 5 — дистанционирующая решетка; 6 — направляющий хвостовик; 7 — подвеска; 8 — наконечник

труба соединяется с верхней и нижней концевыми частями, выполненными из нержавеющей стали 08Х18Н10Т, специальными переходниками из стали и циркония, изготовленными диффузионной сваркой. Срок службы корпуса технологического канала рассчитан на 25—30 лет.

В технологический канал на специальной подвеске вставляется тепловыделяющая кассета (см. рис. 4.21), представляющая собой последовательно соединенные нижнюю и верхнюю ТВС, каждая длиной около 3,5 м. ТВС состоит из 18 стержневых ТВЭЛов. Общий вид ТВЭЛ реактора РБМК-1000 показан на рис. 3.21 (см. § 3.9). Ядерное топливо реактора — диоксид урана UO_2 с обо-

гащением 1,8 или 2 % ^{235}U . ТВЭЛы дистанционируются и крепятся к центральной несущей трубе с помощью десяти стальных дистанционирующих решеток сотового типа. Центральная труба размером $15 \times 1,25$ мм изготавливается из циркониевого сплава, внутри нее проходит либо центральный несущий стержень, либо несущая труба, выполненные также из циркониевого сплава. В эту трубу вставляется датчик контроля энерговыделения реактора (см. § 3.6). Вся кассета крепится на подвеске. Масса кассеты 185, масса UO_2 в кассете 130 кг.

В каждый канал теплоноситель подается снизу, на экономайзерном участке длиной около 2,5 м он нагревается до температуры насыщения, а выше имеет место развитое



Рис. 4.22. Конструкция стержня реактора РБМК-1000:

1 — трос; 2 — штанга; 3 — звено поглотителя; 4 — шток; 5 — звено вытеснителя

кипение. Мощность наиболее напряженного технологического канала составляет 3000 кВт. Массовое расходное паросодержание на выходе из такого канала 20 %, что при данной мощности и расходе теплоносителя через канал обеспечивает необходимый запас до кризиса теплоотдачи (см. § 3.7). Среднее паросодержание смеси на выходе из активной зоны, как отмечалось выше, составляет 14,5 %. Максимальная скорость смеси в канале равна 20 м/с.

Среднее выгорание ядерного топлива в реакторе составляет $18,5 \cdot 10^3$ МВт·сут/т, а длительность пребывания кассеты в активной зоне 3 года. В реакторе предусмотрена непрерывная перегрузка кассет на рабо-

тающем реакторе с помощью разгрузочно-загрузочной машины (см. рис. 4.20). Ежесуточно перегружаются две—три кассеты.

Каналы стержней СУЗ, как и технологические каналы, изготовляются из циркониевого сплава.

В каналах размером 88×3 мм размещаются стержни-поглотители различных функциональных групп. Стержни приводятся в движение индивидуальными сервоприводами, расположенными над активной зоной. Конструкция поглощающего стержня показана на рис. 4.22.

Регулирующие органы обеспечивают уменьшение потока нейтронов и соответственно мощности реактора с максимальной скоростью около 4 % за 1 с, и в аварийных случаях реактор может быть остановлен в течение 12—16 с.

Вспомогательные автономные гидравлические системы охлаждения. К этим системам относятся: система охлаждения каналов СУЗ, датчиков контроля энерговыделения, боковой биологической защиты, аварийного охлаждения реактора (последняя система будет описана в § 5.2).

Системы технологического контроля реактора РБМК-1000. Нормальная эксплуатация реактора РБМК обеспечивается системами технологического контроля, которые дают информацию о работе отдельных технологических каналов и всего реактора в целом, формируют необходимые сигналы в СУЗ и системе аварийной сигнализации. К этим системам относятся: система физического контроля энерговыделения по высоте и радиусу реактора, которая контролирует распределение плотности нейтронного потока по радиусу и высоте активной зоны с помощью детекторов прямой зарядки; контроля герметичности оболочек твэлов в каждом технологическом канале (система КГО); контроля целостности технологических каналов; контроля расхода воды в технологических каналах; контроля температуры графита и металлоконструкций. Вся информация, получаемая от этих систем, обрабатывается автоматизированной системой контроля энергоблока.

Газовый контур реактора РБМК предназначен для обеспечения циркуляции гелиево-азотной смеси через реакторное пространство и циркуляции азота через внутренние полости металлоконструкций, контроля целостности корпусов каналов в пределах реакторного пространства, очистки гелиево-азотной смеси от примесей и сушки графитовой кладки. После очистки она глубоко охлаждается, при этом азот сжижается, а гелий снова направляется в графитовую кладку.

Барaban-сепаратор. В ЯППУ с реактором РБМК-100 в состав КМПП входят два горизонтальных барабана-сепаратора (всего их в реакторе четыре), предназначенных для сепарации и осушки пара из пароводяной смеси и создания оперативного запаса воды в контуре (см. рис. 4.19). Конструкция барабана-сепаратора показана на рис. 4.23. Он представляет собой горизонтальный цилиндрический сосуд длиной 30,7 и внутренним диаметром 2,3 м, в последующих модификациях 2,6 м, установленный на четырех подвижных опорах; пятая опора (средняя) неподвижна в горизонтальной плоскости, но имеет возможность перемещаться в вертикальной плоскости. Объем парового пространства барабана-сепаратора достаточен, чтобы для сепарации пара можно было использовать гравитационную сепарацию, при этом сам сепаратор снабжается простыми сепарационными устройствами — погруженным и пароприемным дырчатыми листами. Этих устройств достаточно, чтобы обеспечить влажность

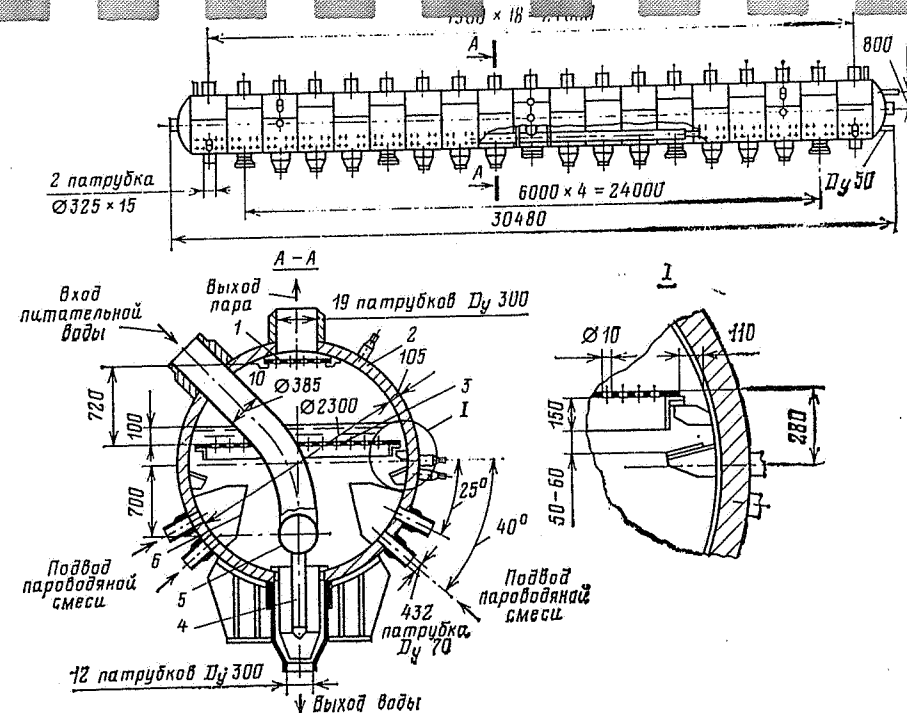


Рис. 4.23. Конструкция барабана-сепаратора реактора РБМК-1000:

1 — пароприемный дырчатый лист; 2 — корпус; 3 — погружной дырчатый лист; 4 — смеситель питательной и контурной воды; 5 — коллектор раздачи штатной воды; 6 — короб

пара не выше 0,1 % на выходе из сепаратора.

Для измерения уровня воды в барабанах-сепараторах предусмотрены три группы уровнемеров: с пределами измерений ± 200 мм, подключенных к патрубкам в середине корпуса барабана; с пределами измерений ± 315 мм, подключенных к концам барабана; с пределами измерений ± 800 мм, подключенных к патрубкам из днища сепаратора.

Регулирование уровня в барабанах-сепараторах осуществляется автоматически с помощью импульсной системы, работающей по сигналам: от изменения уровня воды в сепараторах; от расходомеров, установленных на паропроводах сепаратора; от расходомеров на линиях подвода питательной воды.

Главный циркуляционный насос. В качестве ГЦН в КМПП реактора РБМК-1000 используются центробежные насосы с гидромеханическим уплотнением вала (ЦВН-8) (см. § 4.5). Характеристики этого насоса даны в табл. 4.3. Чтобы исключить протечку радиоактивной воды вдоль вала, из корпуса насоса на уплотнение вала подается запирающая вода с давлением на 0,25 МПа выше давления на всасе ГЦН. Для этого имеется специальный контур, общий для

всех восьми ГЦН. В него входят бак чистого конденсата, насосы, регулятор давления и мультигидроциклон, который используется для очистки уплотняющей воды от механических примесей.

ГЦН не могут работать без запирающей воды, поэтому насосы контура запирающей воды подключены к системе надежного питания. При потере энергии на собственные нужды станции до момента включения дизель-генераторов вода в уплотнения ГЦН в течение 10 мин подается от аварийного гидроаккумулятора.

Реактор РБМК-1500. Опыт эксплуатации первых энергоблоков с реакторами РБМК-1000 показал достаточно надежную и эффективную их работу и позволил выявить дополнительные резервы в конструкции реактора этого типа, которые были затем использованы при разработке более мощного энергоблока с реактором РБМК-1500.

Максимальная тепловая мощность, выделяемая в активной зоне реактора типа РБМК, обусловлена

следующими тремя факторами: допустимым запасом до кризиса теплоотдачи в ТВС, предельно допустимыми температурами оболочек твэлов из циркониевого сплава (350 °C) и топливного сердечника из UO_2 (2800 °C) (см. § 3.7), а также максимальными температурами графита (750 °C) и металлоконструкций (350 °C).

Анализ параметров активной зоны реактора РБМК-1000 показал наличие значительных резервов по температурам оболочек твэлов, топлива, графита и металлоконструкций, которые позволяют увеличить мощность реактора в 1,5 раза. Единственным фактором, лимитирующим это повышение, является допустимый запас до кризиса теплоотдачи в ТВС. Выше было показано (см. § 3.7), что установка в верхние ТВС специальных интенсификаторов теплообмена — решеток, закручивающих пароводяной поток, позволяет увеличить критическую мощность в технологическом канале более чем в 1,5 раза при сохранении входных параметров теплоносителя. Таким образом, без существенного изменения конструкции реактора РБМК-1000, применяя только интенсификаторы теплообмена в верхних ТВС, удастся увеличить мощность реактора в 1,5 раза, что и было реализовано в реакторе РБМК-1500 (2×750) тепловой мощностью 4800 МВт. Основные технические характеристики этого энергоблока приведены в табл. 4.4.

4.7. АЭС, АТЭЦ и АСТ с водо-водяными корпусными кипящими реакторами

1. Общие сведения. В водо-водяном корпусном кипящем реакторе (ВК) теплоносителем и замедлителем, также как и в реакторе типа ВВЭР, является обычная вода. В отличие от ВВЭР теплоноситель подогревается до температуры насыщения уже на начальном (экономичном) участке активной зоны, а далее имеет место объемное кипение.

На выходе из активной зоны массовое расходное паросодержание пароводяной смеси может достигать 10—20 %. По конструкции, спектру нейтронов и материалам, используемым в активной зоне, реактор типа ВК мало отличается от реактора типа ВВЭР.

Важным преимуществом реактора типа ВК по сравнению с ВВЭР является возможность работы в системе одноконтурной ЯЭУ, когда пар, пройдя несколько ступеней сепарации, обычно устанавливаемых непосредственно в корпусе реактора, подается сразу в турбину. В результате по сравнению с двухконтурной ЯЭУ уменьшаются капитальные затраты на сооружение, так как упраздняется некоторая часть дорогостоящего оборудования (ПГ, система циркуляционных трубопроводов, арматура и др.). Однако из-за их радиоактивного загрязнения (так же как в ЯЭУ с реакторами типа РБМК) усложняются эксплуатация и ремонт оборудования машинного зала. Рабочее давление теплоносителя в реакторе ВК составляет около 7 МПа, что объясняется технико-экономическими соображениями (см. § 4.3). Реакторы типа ВК могут работать либо при естественной, либо при принудительной циркуляции теплоносителя.

В настоящее время реакторы типа ВК с принудительной циркуляцией достаточно широко используются за рубежом (США, ФРГ, Япония). В 1980 г. в этих странах число энергоблоков с реакторами типа ВК составляло около 1/3 общего числа энергоблоков с реакторами ВВЭР и ВК. В нашей стране реакторы типа ВК для производства электроэнергии на АЭС не получили широкого распространения.

В 1965 г. в Димитровграде был пущен в опытно-промышленную эксплуатацию энергоблок с реактором ВК-50 тепловой мощностью 150—250 МВт (электрической мощностью 50 МВт), работающий на естественной циркуляции теплоноси-

теля внутри корпуса. Опыт эксплуатации реакторов ВК показывает, что ЯЭУ с реактором этого типа выгоднее применять на АТЭЦ и АСТ.

Использование ЯЭУ для целей теплофикации. В настоящее время в нашей стране в общем энергобалансе потребления доля тепловой энергии составляет около 75, а электроэнергии менее 25 %. При этом на долю централизованного теплоснабжения расходуется 20 % органического топлива, в основном наиболее дефицитного газомазутного. Поэтому применение ЯЭУ в качестве мощных источников тепловой энергии для нужд централизованного теплоснабжения позволит значительно сократить расход нефтегазопродуктов, сжигаемых на ТЭЦ и в котельных, при практически полном отсутствии загрязнения воздушного бассейна.

По технико-экономическим оценкам ядерные источники теплоты целесообразно строить в европейской части страны, в первую очередь для теплоснабжения крупных городов. Для этого можно использовать как теплоту, отбираемую от турбин АЭС, так и одноцелевые специализированные отопительные котельные на ядерном топливе (АСТ). При этом экономически более эффективной является комбинированная выработка теплоты и электроэнергии. В районах, где потребность в теплоте значительно превышает потребность в электроэнергии, выгодно строить АСТ. Для АТЭЦ могут быть использованы ЯЭУ с уже освоенными типами реакторов, например ВВЭР и РБМК. На первых АТЭЦ, например на строящейся Одесской АТЭЦ, принято решение использовать ЯЭУ с реактором ВВЭР-1000 с двумя теплофикационно-конденсационными турбинами ТК-500-60/3000 и отборами теплоты от каждого блока. АТЭЦ должны располагаться вблизи крупных городов, однако исходя из требований по обеспечению безопасности их приходится строить

на расстояниях не менее 25 км от границы городской застройки, что вызывает дополнительные затраты на сооружение дорогостоящих теплотрасс. Перспективным является создание АТЭЦ с реакторами типа ВК с естественной циркуляцией теплоносителя в корпусе из предварительно напряженного железобетона. Внутри корпуса находятся ПГ, сепаратор и компенсатор давления (интегральная компоновка), что существенно повышает безопасность установки и позволяет располагать такую АТЭЦ значительно ближе к городской черте.

В настоящее время в первую очередь предполагается использование реакторов типа ВК также с интегральной компоновкой и естественной циркуляцией теплоносителя для АСТ, предназначенных для отпуска низкопотенциальной теплоты на отопление в виде горячей воды с температурой не выше 150 °C. Для АСТ потребовалась разработка специального реактора с низкими параметрами, что позволило резко удешевить и упростить его конструкцию. АСТ для удобства теплоснабжения должны быть размещены вблизи или в пределах городской черты. Близость АСТ к потребителям определяется высокой безопасностью этих станций. Она обеспечивается достаточно приемлемыми средствами благодаря низким параметрам теплоносителя в первом контуре. Следует также отметить, что для АСТ по сравнению с АЭС и АТЭЦ требуются минимальные площади застройки и не нужны большие расходы технической воды, необходимые для охлаждения конденсаторов турбин. В нашей стране начато сооружение двух головных АСТ: под г. Горьким и г. Воронежем (на расстоянии 1,5—2 км от городской черты). Общая мощность станции, состоящей из двух энергоблоков АСТ-500 с водо-водяными корпусными реакторами тепловой мощностью 500 МВт (430 Гкал/ч), равна 1000 МВт. Наличие двух энергоблоков на АСТ принято из соображений

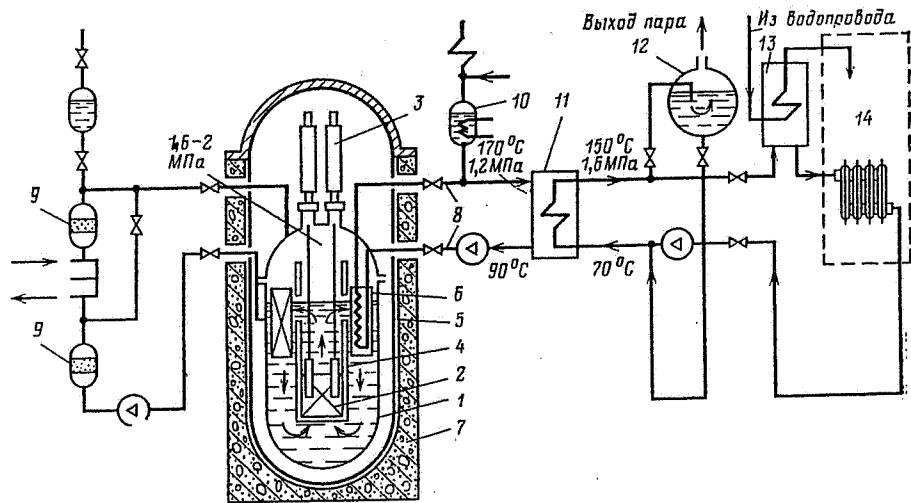


Рис. 4.24. Принципиальная схема энергоблока АСТ-500:

1 — корпус реактора; 2 — активная зона; 3 — привод СУЗ, 4 — шахта контура естественной циркуляции; 5 — страховочный корпус; 6 — теплообменник второго контура; 7 — железобетонная шахта; 8 — трубопроводы второго контура; 9 — вспомогательные системы первого контура (системы очистки теплоносителя и ввода раствора борной кислоты); 10 — компенсатор давления теплоносителя второго контура; 11 — сетевой теплообменник; 12 — система аварийного расхолаживания реактора; 13 — тепловой пункт; 14 — потребители теплоты

ний резервирования источников теплоты.

Технологическая схема энергоблока АСТ-500. Принципиальная схема энергоблока АСТ-500 показана на рис. 4.24. Для того чтобы полностью исключить попадание радиоактивных веществ к потребителю, предусмотрена трехконтурная технологическая схема ЯЭУ с реактором АСТ-500. Она состоит из первого (реакторного), промежуточного и сетевого контуров. Давление в первом контуре на номинальном режиме работы равно 1,6, в промежуточном 1,2 МПа, что ниже, чем в сетевом контуре (1,6 МПа). Это полностью исключает протечки в сетевую воду. Вода — теплоноситель первого контура — движется за счет естественной циркуляции, что повышает надежность установки и упрощает ее обслуживание. Для повышения надежности и безопасности принята интегральная компоновка реактора, когда в корпусе реактора кроме активной зоны размещены также теплообменники второго контура. Для осуществления естественной

циркуляции они расположены выше активной зоны. Для повышения движущего напора циркуляции допускается небольшое кипение теплоносителя на выходе из активной зоны. При этом конденсация образовавшегося пара происходит в паровых модулях, расположенных в верхней части теплообменников второго контура. Таким образом, теплоноситель первого контура (рис. 4.24) из активной зоны поднимается по цилиндрической шахте — пространству над активной зоной — далее, в межтрубное пространство теплообменников второго контура, а затем по кольцевому пространству между активной зоной и корпусом реактора подается на вход в активную зону. В качестве компенсатора давления первого контура используется паровой объем, равный 30 м³, в верхней части корпуса реактора. К вспомогательным системам первого контура относятся: система продувки и ввода борного раствора для аварийной остановки реактора, система аварийного расхолаживания реакторной установки и другие системы.

Промежуточный контур состоит из трех петель, что обеспечивает работу на мощности около 50 % номинальной при отключении одной петли. В промежуточном контуре осуществляется принудительная циркуляция теплоносителя — некипящей воды с общим расходом 5500 т/ч (1530 кг/с). Давление в контуре поддерживается паровым компенсатором давления. При номинальной мощности температура теплоносителя на входе в теплообменники второго контура равна 90, а на выходе 170 °С. При аварийном отключении насосов промежуточного контура реактор достаточно быстро останавливается и охлаждается естественной циркуляцией воды как в первом, так и в промежуточном контурах.

Пониженное давление в промежуточном контуре по сравнению с сетевым создает «барьер по давлению», гарантирующий в номинальных режимах отсутствие протечек из промежуточного контура в сетевой. Однако эти протечки могут иметь место в аварийных режимах, например при резком падении давления в сетевом контуре. Поэтому при эксплуатации установки необходимо следить, чтобы в промежуточном контуре не было радиоактивных продуктов. Для этого предусмотрена специальная система обнаружения межконтурной негерметичности, которая контролирует целостность теплообменников промежуточного контура, расположенных в корпусе реактора. При появлении радиоактивности дефектная секция теплообменника отключается.

Реактор АСТ-500 — это водоводяной реактор корпусного типа (рис. 4.25). Внутри корпуса на опоре установлена шахта, в которой размещена активная зона. Выше активной зоны расположен блок труб и устройств, представляющий собой конструкцию из блоков тяговых труб, тягово-соединительных устройств и пужин. Тягово-соединительные устройства предназначены

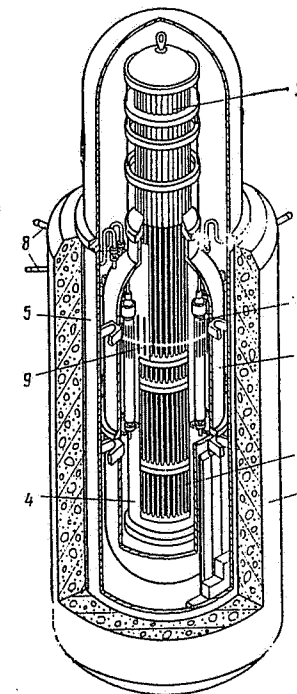


Рис. 4.25. Ядерный реактор водо-водяного типа для АСТ-500:

1 — корпус реактора; 2 — активная зона; 3 — приводы СУЗ; 4 — шахта контура естественной циркуляции; 5 — страховочный корпус; 6 — теплообменник второго контура; 7 — железобетонная шахта; 8 — трубопроводы второго контура; 9 — блок труб и тягово-соединительных устройств

ны для объединения регулирующих стержней соседних ТВС в группы и соединения этих групп с приводами СУЗ. Шахта в верхней части имеет окна для перелива теплоносителя в опускную часть контура циркуляции. В кольцевом зазоре между шахтой и корпусом размещены модули теплообменников промежуточного контура. На крышке реактора расположены приводы СУЗ, выполненные по типу приводов СУЗ реактора ВВЭР-440, а также патрубки для ионизационных камер и устройств внутриреакторного контроля. Активная зона набирается из шестигранных ТВС, содержащих стержневые твэлы. Невысокая энергонапряженность активной зоны (около 30 кВт/л, что в 3—4 раза меньше, чем в реакторах типа

ВВЭР), а также низкая средняя температура топлива (400°C), существенно уменьшают выход в теплоноситель радиоактивных продуктов деления.

Корпус реактора размещен внутри второго герметичного металлического страховочного корпуса. Он обеспечивает сохранение уровня воды выше активной зоны при всех авариях, включая разрыв корпуса реактора. Весь первый контур расположен внутри основного и страховочного корпусов реактора. За ними находятся трубопроводы диаметрами 50—80 мм вспомогательных систем первого контура. В случае разрыва этих трубопроводов для локализации выходящей радиоактивной жидкости предусмотрены защитная оболочка АСТ и спринклерная система, при этом защитная оболочка обеспечивает тенеую защиту систем безопасности от взрывов, падения самолетов и т. д.

4.8. АЭС С ГАЗООХЛАЖДАЕМЫМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ РЕАКТОРАМИ

Общие сведения. В ЯЭУ с газоохлаждаемыми реакторами замедлителем и отражателем является графит, а теплоносителем — газ (обычно углекислый газ или гелий).

Основные достоинства и недостатки газоохлаждаемых реакторов связаны со свойствами газообразных теплоносителей, которые рассмотрены в § 3.7.

На начальном этапе развития АЭС в Великобритании и Франции широкое распространение получили двухконтурные ЯЭУ с газоохлаждаемыми реакторами. При этом использовались газо-графитовые корпусные реакторы с углекислым газом в качестве теплоносителя и твэлами из природного урана в оболочке из сплава магния — магнокса. Поэтому такие реакторы называют еще магноксовыми. В них на выходе из активной зоны температура CO_2 достигает 410°C . Для реактора этого типа была разработана технология изготовления корпусов высокого давления из

предварительно напряженного железобетона (ПНЖБ), что важно для развития различных типов корпусных реакторов. Следующим этапом в развитии АЭС с газоохлаждаемыми реакторами явились разработанные в Великобритании усовершенствованные газоохлаждаемые реакторы (Advanced Gascooled Reactor — AGR), в которых в качестве топлива вместо естественного металлического урана используется обогащенный диоксид урана UO_2 , а магноксовые оболочки твэлов заменены оболочками из нержавеющей стали. Повышение температуры CO_2 выше $650\text{—}700^{\circ}\text{C}$ вызывает интенсивную коррозию оболочек твэлов, элементов циркуляционного контура и ПГ. Поэтому в настоящее время работы по совершенствованию реакторов AGR прекращены. Во Франции сейчас проводится широкое строительство АЭС с реакторами типа ВВЭР, в Великобритании аналогичная программа строительства находится в стадии обсуждения.

Важное преимущество газоохлаждаемого реактора — возможность получения на выходе из него высокой температуры теплоносителя (до 1000°C и выше) независимо от давления в реакторе. Такая высокотемпературная теплота требуется для многих технологических процессов, например для газификации и коксования угля, конверсии метана в смесь $\text{H}_2 + \text{CO}$, которая может быть использована для прямого восстановления железа из руды, производства аммиака, синтетического газа и т. д. На эти нужды тратится более 15% органического топлива. Поэтому в настоящее время все большее внимание уделяется созданию ЯЭУ с газоохлаждаемыми реакторами, где получают высокотемпературную теплоту. Для таких ЯЭУ наиболее подходящими оказались высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы (ВТГР) с графитовым замедлителем и гелиевым теплоносителем, который по сравнению с другими га-

зовыми теплоносителями обладает существенными достоинствами, особенно при высоких температурах (см. § 3.7). Топливом служит смесь высокообогащенного урана в виде окисного или карбидного соединения. Широкое внедрение реакторов типа ВТГР связывается также с развитием ядерно-водородной энергетики, предусматривающей крупномасштабное производство электроэнергии и водорода. При этом водород сам является высококачественным топливом и ценным химическим сырьем.

Основной недостаток газоохлаждаемых реакторов — низкая удельная мощность активной зоны (до 10 МВт/м^2), что на порядок меньше мощности реакторов типа ВВЭР (см. табл. 4.1). Это связано с тем, что газовые теплоносители имеют невысокие теплопередающие свойства (см. § 3.7).

Использование химически инертного гелия снимает проблему коррозии в активной зоне и во всем первом контуре. Кроме того, по возможному радиационному воздействию на окружающую среду ВТГР является наиболее безопасным типом реактора, поскольку оборудование первого контура заключается в корпусе из ПНЖБ, а высокая теплоемкость большой массы графита обеспечивает достаточно медленное и контролируемое изменение температуры активной зоны. Следует отметить, что ядерные промышленные станции теплоснабжения на

базе реакторов типа ВТГР дают возможность при сохранении эффективности получить большую экономичность и обеспечить требуемые показатели по безопасности.

Технологические схемы энергоблоков с реакторами ВТГР. Рассмотрим принципиальную технологическую схему двухконтурной АЭС с реактором типа ВТГР и паротурбинным циклом на примере энергоблока с реактором ВТГР-1160 (США) мощностью 1160 МВт и двумя турбогенераторами по 600 МВт (рис. 4.26). В состав энергоблока входят шесть главных циркуляционных петель и три вспомогательные петли (для аварийного расхолаживания). Первый контур полностью помещен в корпус из ПНЖБ. Внешний диаметр корпуса равен 30,5 и высота 28 м, толщина стенок составляет 5,6—9,7 м. Внутренняя поверхность корпуса облицована герметичной стальной оболочкой с теплоизоляцией. Активная зона диаметром 6,3 и высотой 8,5 м расположена в центральной полости корпуса. После активной зоны на входе в ПГ температура гелия равна 740°C при давлении 4,9 МПа. В ПГ образуется перегретый пар с параметрами 510°C 17,2 МПа, который подается в цилиндр высокого давления турбины, а далее в турбопривод газодувки. Затем пар возвращается в нижнюю секцию ПГ, где подогревается до 540°C при 4 МПа, после чего направляется в цилиндры среднего, а затем низ-

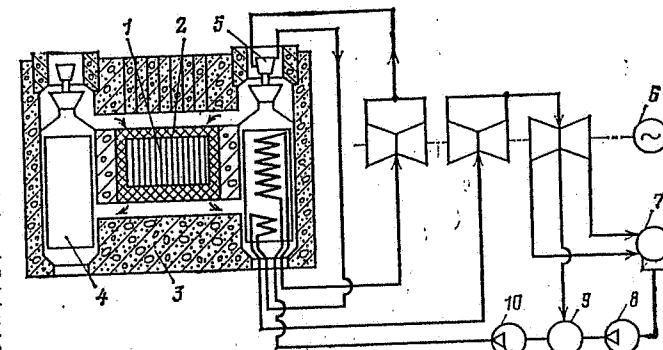


Рис. 4.26. Принципиальная технологическая схема энергоблока с реактором ВТГР-1160 США: 1 — активная зона; 2 — отражатель; 3 — корпус из ПНЖБ; 4 — ПГ; 5 — гелиевая газодувка; 6 — турбогенератор; 7 — конденсатор; 8 — конденсатный насос; 9 — подогреватель питательной воды; 10 — питательный насос

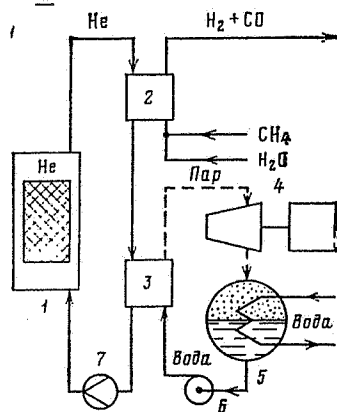


Рис. 4.27. Схема атомной энерготехнологической установки с ВТГР для производства электроэнергии и конверсии метана в восстановительную смесь:

1 — реактор; 2 — конвертор; 3 — ПГ; 4 — турбогенератор; 5 — конденсатор; 6 — насос; 7 — газодувка

кого давления турбины; КПД такой АЭС составляет около 40%.

На рис. 4.27 и 4.28 показаны некоторые принципиальные схемы [28] ЯЭУ с реактором типа ВТГР двухцелевого назначения. В таких установках гелий с температурой 900—950 °С поступает из реактора в конвертор (рис. 4.27), где и осуществляется конверсия метана CH_4

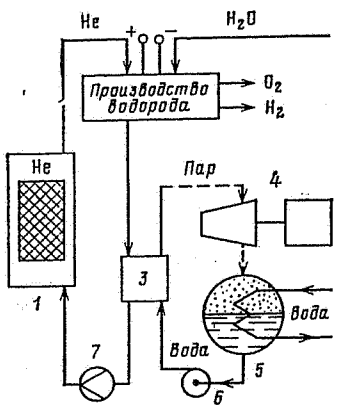


Рис. 4.28. Схема атомной энерготехнологической установки с ВТГР для производства электроэнергии и водорода с термохимическим, термоэлектрохимическим или высокотемпературным электролизом (обозначения см. на рис. 4.29)

и водяных паров в восстановленную смесь $\text{H}_2 + \text{CO}$. После очистки и подогрева восстановительный газ поступает в печь, где происходит восстановление руды и получение губчатого железа. Часть гелия из реактора направляется в ПГ второго контура для выработки электроэнергии. ЯЭУ с реактором типа ВТГР тепловой мощностью 500 МВт без производства электроэнергии может обеспечить работу металлургического комплекса для производства 3—3,5 млн. т железа в год.

В нашей стране разработан проект энергохимической опытно-промышленной установки с реактором ВТГР-50 (рис. 4.29) тепловой мощностью 137 МВт — первой отечественной ЯЭУ с реактором типа ВТГР. Она предназначена для выработки электроэнергии, а также обеспечения γ -излучения мощностью 300 кВт для реализации радиационных процессов (получения полиэтилена, стерилизации белковых соединений и т. д.). Установка может работать в двух режимах — энергетическом и энергохимическом. Она состоит из двухконтурной ЯППУ и радиационно-химической установки (РХУ).

ЯППУ включает в себя реактор, два контура охлаждения шаровых твэлов и четыре петли, каждая из которых состоит из ПГ с встроенной в него газодувкой и двойного трубопровода типа «труба в трубе», соединяющего его с реактором. Теплоноситель — гелий при давлении 4 МПа нагревается в реакторе до 810 °С, далее поступает в ПГ по внутренним трубам двойных трубопроводов, где охлаждается до 280 °С, отдавая свою теплоту рабочему телу — водяному пару. Обратный гелий возвращается в реактор по кольцевому зазору двойных трубопроводов. Образующийся в ПГ пар с давлением 10 МПа и температурой 540 °С поступает в турбину типа К-50-90 мощностью 50 МВт.

РХУ включает в себя четыре петли циркуляции твэлов и систему их пневмоподъема. Шаровые твэлы

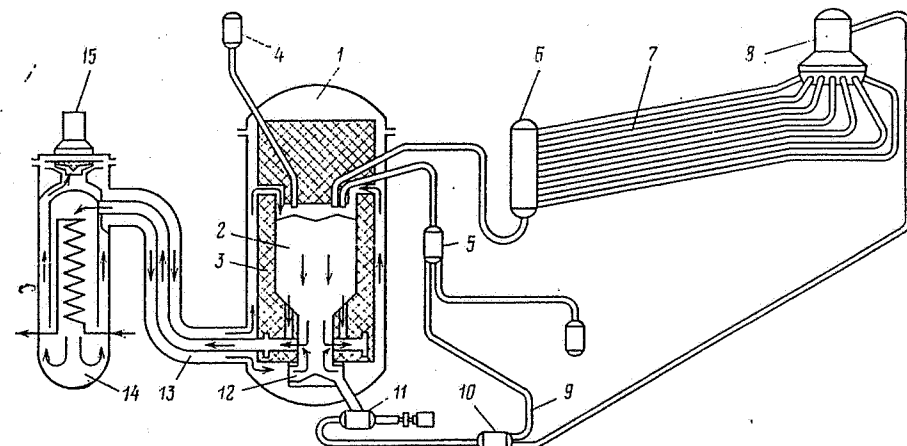


Рис. 4.29. Схема первого контура энергохимической установки ВТГР-50:

1 — реактор ВТГР-50; 2 — активная зона; 3 — отражатель; 4 — устройство для загрузки свежих твэлов; 5 — механизм разгрузки; 6 — облучатель; 7 — облучатель; 8 — механизм раздачи; 9 — шаропровод; 10 — механизм отбраковки и нагнетания; 12 — раздающее устройство реактора; 13 — двойной трубопровод; 14 — ПГ; 15 — центробежная газодувка

после активной зоны направляются в облучатель, а затем вновь возвращаются в реактор. В облучателе происходит обработка различных материалов γ -излучением твэлов.

Реактор ВТГР. Реакторы ВТГР по форме используемых в них твэлов можно разделить на два вида: с призматическими и шаровыми твэлами (рис. 4.30). Призматические твэлы, точнее ТВС, изготовляются из графитовых призматических блоков размером под ключ 350—600 мм, пронизанных каналами для топливных стержней и циркуляции охлаждающего гелия. Перегрузка реактора с призматиче-

скими твэлами производится при остановленном реакторе. Призматическими твэлами оснащен, например, реактор ВТГР-1160 (США).

Шаровой твэл представляет собой графитовый шар диаметром 30—70 мм, внутрь графита введено большое количество топливных микрочастиц диаметром 0,3—0,4 мм из диоксида или карбида урана. Внешние защитные слои из пирографита и карбида кремния практически полностью «удерживают» твердые и газообразные продукты деления. Эти меры обеспечивают малую активность газового теплоносителя при глубоком выгорании (до 100—150 тыс. МВт·сут/т) и температуре топлива до 1500 °С. В реакторах с шаровыми твэлами активная зона сверху заполняется твэлами и шаровыми поглощающими элементами (пэлами), и по мере работы реактора эти шары под действием собственного веса опускаются к каналу выгрузки (рис. 4.29) и удаляются в специальные емкости выгоревших твэлов. В результате во время работы реактора происходит непрерывная перегрузка ядерного топлива, что примерно в 1,4 раза увеличивает глубину его выгорания. При этом ядерная безопасность

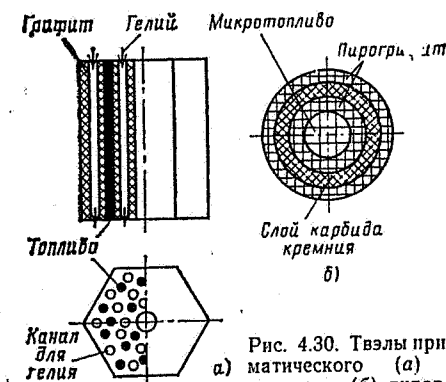


Рис. 4.30. Твэлы призматического (а) и шарового (б) типов

реактора повышается, так как отпадает необходимость компенсировать существенную начальную избыточную реактивность системой СУЗ. Шаровыми твэлами оснащен реактор ВТГР-50. Активная зона его с эквивалентным диаметром 2,8 и высотой 5 м засыпана шаровыми твэлами диаметром 60 мм, общее число которых достигает 120 000. Она окружена торцевыми графитовыми отражателями и боковой графитовой кладкой с каналами, в которых перемещаются стержни СУЗ.

4.9. АЭС С РЕАКТОРАМИ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Общие сведения. Впервые идея создания реакторов на быстрых нейтронах для осуществления расширенного воспроизводства ядерного топлива была выдвинута советским ученым А. И. Лейпунским в конце 40-х годов. Применение таких реакторов на АЭС позволяет полностью вовлечь в цикл энергетического использования добываемый уран (см. § 3.2). Среди различных вариантов реакторов-размножителей наибольшее распространение получил реактор корпусного типа на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем типа БН. Использование натрия в качестве теплоносителя обусловлено его относительно хорошими физическими свойствами и низкой стоимостью. ЯЭУ с реакторами типа БН имеют трехконтурную схему (см. § 4.2). В корпусе реактора размещаются активная зона, зона воспроизводства, хранилище, система перегрузки, привода и механизмы СУЗ и других агрегатов, нейтронная и тепловая защита и т. д. В нем удерживается теплоноситель и ограничивается циркуляция натрия через активную зону. Толщина стенок корпуса невелика, поскольку давление теплоносителя небольшое и корпус нагружен главным образом весом теплоносителя. Конструкция корпуса зависит от схемы компоновки оборудования первого конту-

ра. Применяются петлевая и интегральная схемы компоновки. При петлевой компоновке в реакторах типа БН так же, как в реакторах типа ВВЭР, имеется несколько автономных циркуляционных петель, вынесенных за пределы корпуса реактора, каждая из которых состоит из ГЦН, промежуточного теплообменника и другого оборудования, соединенных с корпусом реактора трубопроводами. В этом случае каждую петлю можно размещать в отдельном бетонном боксе. Отсюда имеется возможность ремонтировать и заменять оборудование на каждой петле после ее отключения от общего контура и дренирования. При интегральной компоновке ГЦН и теплообменники заключены в кожухи, направляющие поток теплоносителя, и помещены вместе с активной зоной и общим корпусом, заполненным натрием. При такой компоновке повышается надежность охлаждения активной зоны в аварийных режимах, облегчается отвод остаточного тепловыделения из-за высокой теплоемкости оборудования и жидкого металла в корпусе.

В Советском Союзе первая экспериментальная АЭС с реактором на быстрых нейтронах — БОР-60 тепловой мощностью 60 МВт с натриевым теплоносителем начала работать в 1969 г. в Димитровграде. Опыт эксплуатации реактора БОР-60 и широкий комплекс работ, проведенных на нем, позволили разработать реактор БН-350 тепловой мощностью 1000 МВт, который был введен в строй в 1973 г. на АЭС в г. Шевченко. Она имеет электрическую мощность 350 МВт, из которых 150 МВт — собственно мощность вырабатываемой электроэнергии, остальные 200 МВт идут на опреснение морской воды ($1,2 \cdot 10^5$ т в сутки пресной воды). Таким образом, АЭС с реактором БН-350 имеет трехцелевое назначение: производство электроэнергии, вы-

работку пресной воды и получение вторичного ядерного топлива ^{239}Pu . Следующим реактором на быстрых нейтронах был БН-600 тепловой мощностью 1470 МВт, который был установлен в 1980 г. на III блоке Белоярской АЭС. На пути освоения реакторов типа БН имеется еще ряд сложных технических проблем. Они обусловлены (см. § 3.2) высокой энергонапряженностью активной зоны, необходимостью глубокого выгорания топлива, обеспечением стойкости твэлов при длительной работе реактора, сложностью и дорогостоящей технологией работы с натриевым теплоносителем. Однако накопленный опыт работы энергоблоков АЭС с реактором данного типа показывает, что эти проблемы разрешимы. В настоящее время затраты на выработку электроэнергии на АЭС с реактором типа БН значительно выше, чем с ВВЭР и РБМК. Это объясняется в первую очередь более высокими капитальными затратами. Так, удельные капи-

тальные затраты на энергоблоке с реактором БН-600 выше аналогичных затрат на V блоке Нововоронежской АЭС с ВВЭР-1000 в 1,6 раза. В настоящее время разработан проект еще более мощного реактора БН-1600. Основные технические характеристики АЭС с реакторами БН-350, БН-600 и БН-1600 приведены в табл. 4.5.

За рубежом также построено или строится несколько опытно-промышленных энергоблоков АЭС с реакторами типа БН двухцелевого назначения — для производства электроэнергии и плутония.

Технологическая схема энергоблока АЭС с реактором БН-350. Рассмотрим принципиальную технологическую схему энергоблока АЭС с реактором БН-350 (рис. 4.31). Компоновка первого контура реактора петлевая, имеется шесть независимых натриевых петель (из них одна резервная) с отдельно расположенным оборудованием, каждая из которых состоит из промежуточного теплообменника и цир-

Таблица 4.5. Основные характеристики реакторов на быстрых нейтронах [5]

Характеристика	Реактор		
	БН-350	БН-600	БН-1600
Тепловая мощность, МВт	1000	1470	4000
Электрическая мощность, МВт	150+120 тыс. т опресненной воды в сутки	600	1600
Диаметр активной зоны, мм	1500	2050	3300
Высота активной зоны, мм	1060	750	1000
Максимальная плотность тепловыделения (объемная удельная мощность активной зоны), кВт/л	500—780	840	710
Максимальная плотность потока нейтронов, нейтр/(см ² ·с)	$0,8 \cdot 10^{15}$	10^{16}	10^{16}
Коэффициент воспроизводства	1,0—1,4	0,9—1,3	1,3—1,4
Глубина выгорания топлива, МВт·сут./т	50 000—60 000	100 000	100 000
Время работы между перегрузками, сут	55	150	120—150
Температура натрия в первом контуре, °C:			
на входе в реактор	300	380	350
на выходе из реактора	500	550	530—550
Температура натрия второго контура, °C:			
на входе в ПГ	453	520	505
на выходе из ПГ	273	320	310
Параметры пара:			
давление, МПа	5	13—14	14
температура, °C	435—440	510	490—510
Загрузка ^{235}U , т	1,05	1,26	Топливо $\text{PuO}_2 + \text{UO}_2$

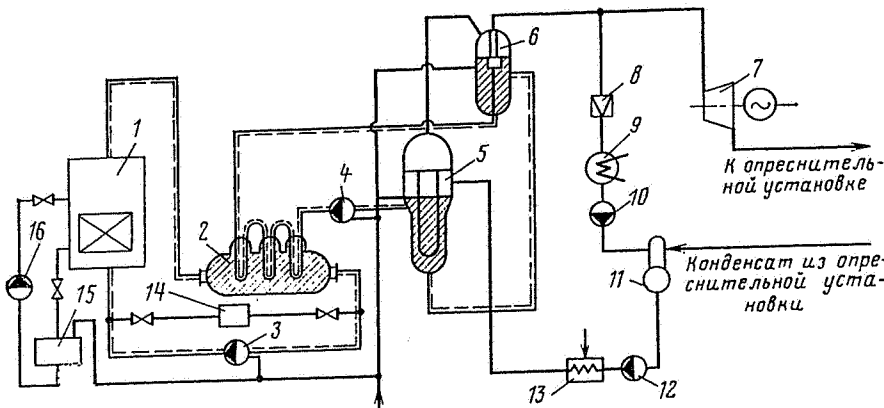


Рис. 4.31. Принципиальная технологическая схема АЭС с реактором БН-350:

1 — реактор; 2 — промежуточный теплообменник; 3 — циркуляционный насос первого контура; 4 — циркуляционный насос второго контура; 5 — ПГ; 6 — пароперегреватель; 7 — турбина; 8 — редукционная установка; 9 — конденсатор; 10 — конденсатный насос; 11 — деаэрактор; 12 — питательный насос; 13 — подогреватель; 14 — фильтр-ловушка; 15 — сливной бак; 16 — электромагнитный насос

куляционного насоса первого контура. Каждая петля первого контура расположена в изолированном бетонном боксе. Через промежуточный теплообменник она связана с автономной петлей второго контура. Циркуляция натрия в первом и втором контурах осуществляется центробежными насосами консольного типа. Натрий первого контура нагревается в реакторе с 300 до 500°C и отдает теплоту в промежуточном теплообменнике натрию второго контура, температура которого повышается в теплообменнике с 273 до 453°C. Натрий второго контура поступает в ПГ, состоящий из двух секций испарителя и двух секций пароперегревателя, где генерируется пар с температурой 440°C и давлением 5 МПа. Далее этот пар поступает в три турбогенератора мощностью 50 МВт каждый. После турбин пар под давлением 0,6 МПа направляется в опреснительные установки, там охлаждается и в виде конденсата с температурой около 100°C поступает в деаэрактор, а далее питательными насосами направляется в подогреватель и ПГ.

В циркуляционном контуре реакторов типа БН имеются устрой-

ства для очистки натрия от кислорода, который является наиболее агрессивным агентом по отношению к аустенитной нержавеющей стали. Его массовое содержание в натрии не должно превышать 0,001%.

Реактор БН-350. Продольный разрез реактора БН-350 показан на рис. 4.32. Корпус реактора представляет собой сосуд, выполненный из нержавеющей стали, высотой 12,6 м с различным по высоте диаметром (наибольший диаметр равен 6 м) и толщиной стенки 30 мм. Нижняя часть корпуса (диаметр 2,2 м, толщина стенки 40 мм) образует напорную камеру, в которую по трубопроводам поступает натрий. Пройдя снизу вверх через активную зону и зону воспроизводства, он нагревается и, протекая через верхнюю смесительную камеру, поступает по трубопроводам в теплообменники. Корпус реактора находится внутри стального защитного кожуха, толщина стенки которого равна 10 мм. Кожух предотвращает утечку натрия и соприкосновение его с воздухом в случае разгерметизации. Такая мера необходима, так как при попадании натрия в воздух может произойти взрыв и разброс радиоактивного

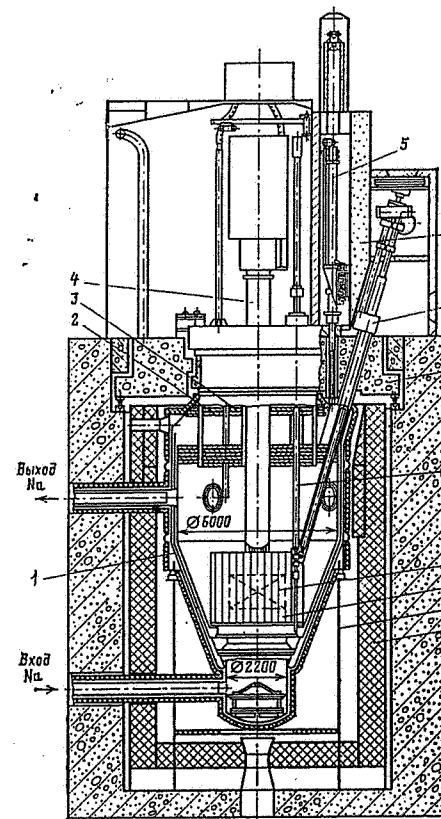


Рис. 4.32. Схема реактора БН-350 (продольный разрез):

1 — корпус реактора; 2 — большая поворотная пробка; 3 — малая поворотная пробка; 4 — центральная колонна с механизмами СУЗ; 5 — механизм передачи кассет; 6 — перегрузочный бокс; 7 — элеватор загрузки-выгрузки; 8 — верхняя неподвижная защита; 9 — перегрузочный механизм; 10 — активная зона; 11 — зона воспроизводства вторичного ядерного топлива (плутония); 12 — опора реактора; 13 — боковая защита

натрия в окружающую среду. Расход натрия через активную зону составляет около 16 000 м³/ч (15 500 т/ч). Корпус охлаждается натрием, проходящим в кольцевом зазоре между стенками корпуса и тепловым экраном. На верхней крышке реактора имеются две поворотные пробки, обеспечивающие наведение механизма перегрузки на кассету активной зоны или зоны воспроизводства. С помощью механизма перегрузки переставляются также топливные кассеты внутри

реактора. В корпусе реактора на уровне натрия во избежание его окисления имеется газовая полость, заполненная аргоном при давлении 0,19 МПа.

Активная зона реактора, имеющая диаметр 1,5 и высоту 1,06 м, набрана из 201 шестигранной тепловыделяющей кассеты (рис. 4.33) размером «под ключ» 96 мм. Полная длина кассеты равна 3,5 м. В каждой кассете имеется 169 твэлов стержневого типа диаметром 6,1 мм с оболочкой из нержавеющей стали толщиной 0,35 мм. В качестве топлива используются таблетки из диоксида высокообогащенного урана. В целях выравнивания тепловыделения в активной зоне применяется обогащение топлива двух степеней: 17 и 26% по ²³⁵U. Активная зона по торцам и вокруг окружена экраном — зоной воспроизводства, состоящей из диоксида обедненного урана. Торцевые экраны расположены на концах кассет активной зоны. Боковой экран состоит из 400 кассет зоны воспроизводства.

Управление реактором осуществляется с помощью СУЗ, содержащей 12 стержней, расположенных в центральной части активной зоны: два стержня АР, три стержня АЗ, один стержень для компенсации температурного и мощностного эффектов реактивности и шесть компенсирующих кассет для компенсации потери реактивности при выгорании.

Технологическая схема энергоблока АЭС с реактором БН-600. В энергоблоке с реактором БН-600 по сравнению с установкой БН-350 улучшены следующие технико-экономические характеристики: увеличена мощность энергоблока; повышена температура натрия на выходе из реактора до 550°C, в 2 раза увеличена глубина выгорания и почти в 3 раза увеличено время работы между перегрузками (с 55 до 150 сут, см. табл. 4.5). В результате удается получить пар оптимальных параметров, используемых на серийных турбинах, и повысить

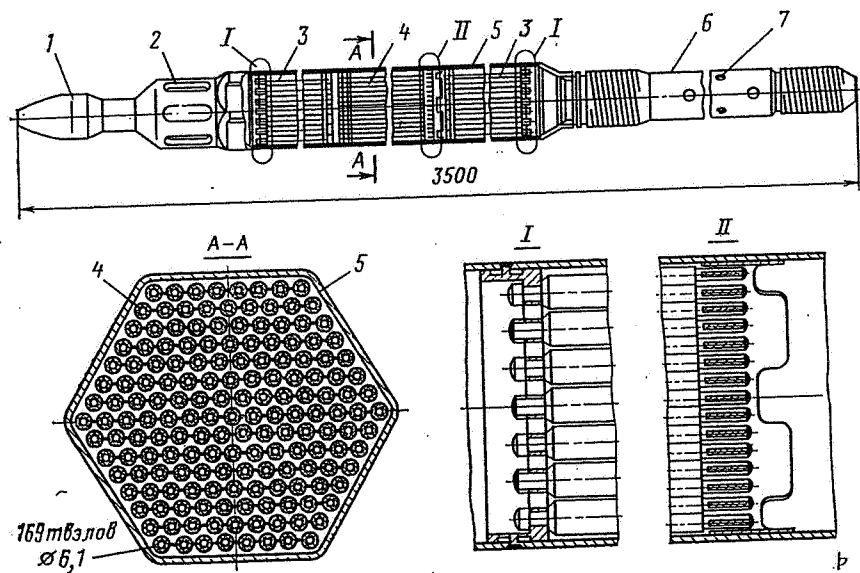


Рис. 4.33. Тепловыделяющая кассета активной зоны реактора БН-350:

1 — верхняя головка под захват; 2 — окно для выхода теплоносителя; 3 — твэлы верхней и нижней торцевых зон воспроизводства; 4 — твэлы активной зоны; 5 — шестигранный корпус; 6 — хвостовик; 7 — отверстие для подвода теплоносителя

КПД энергоблока до 41 %. Принципиальная технологическая схема энергоблока с реактором БН-600 показана на рис. 4.34. Компонировка первого контура установки интегральная: циркуляционные насосы

и теплообменники размещены внутри корпуса реактора. Натрий первого контура циркулирует по трем параллельным петлям, каждая из которых включает в себя два промежуточных теплообменника и цир-

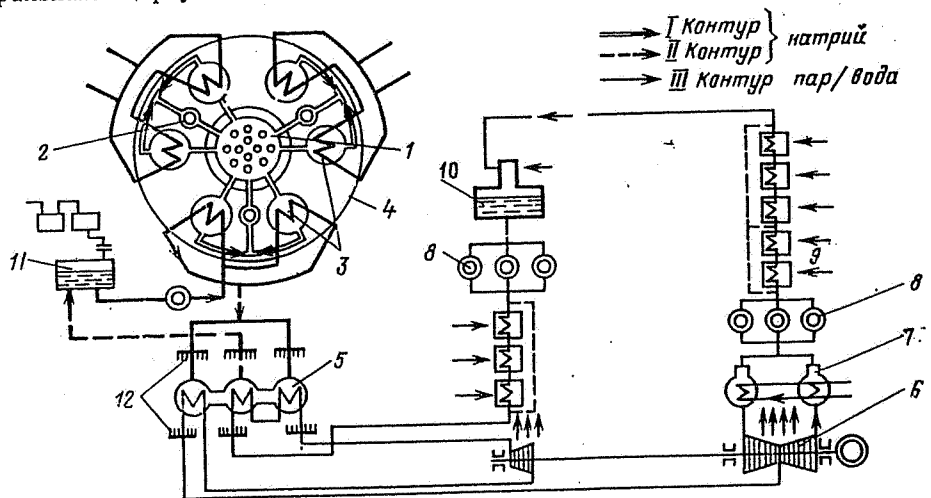


Рис. 4.34. Принципиальная технологическая схема АЭС с реактором БН-600:

1 — активная зона и зона воспроизводства топлива; 2 — ГЦН; 3 — теплообменники; 4 — корпус реактора; 5 — секционные ПГ; 6 — турбогенераторы; 7 — конденсатор; 8 — насос; 9 — регенеративные теплообменники; 10 — деаэратор; 11 — система подпитки; 12 — коллекторы

куляционный центробежный насос с электроприводом. Насосами натрий направляется в напорную камеру реактора, а далее, снизу в активную зону и зону воспроизводства, где нагревается от 370 до 550 °С. Затем, пройдя каналы в нейтронной защите, он направляется сверху вниз в межтрубное пространство промежуточных теплообменников, охлаждаясь до 380 °С. После выхода из теплообменников натрий поступает в сливные камеры корпуса. Натрий второго контура в промежуточных теплообменниках движется снизу вверх и нагревается от 322 до

520 °С. Циркуляция его осуществляется центробежными насосами по трем автономным петлям. В каждой петле имеется ПГ, где образуется перегретый пар при давлении 14 МПа и температура 505 °С. Три ПГ обеспечивают паром три серийных турбогенератора электрической мощностью 200 МВт каждый.

Реактор БН-600. Продольный разрез реактора БН-600 показан на рис. 4.35. Корпус реактора цилиндрический с эллиптическим днищем, диаметр корпуса 12,8, высота 12,5 м. В конической верхней части корпуса имеется шесть отверстий

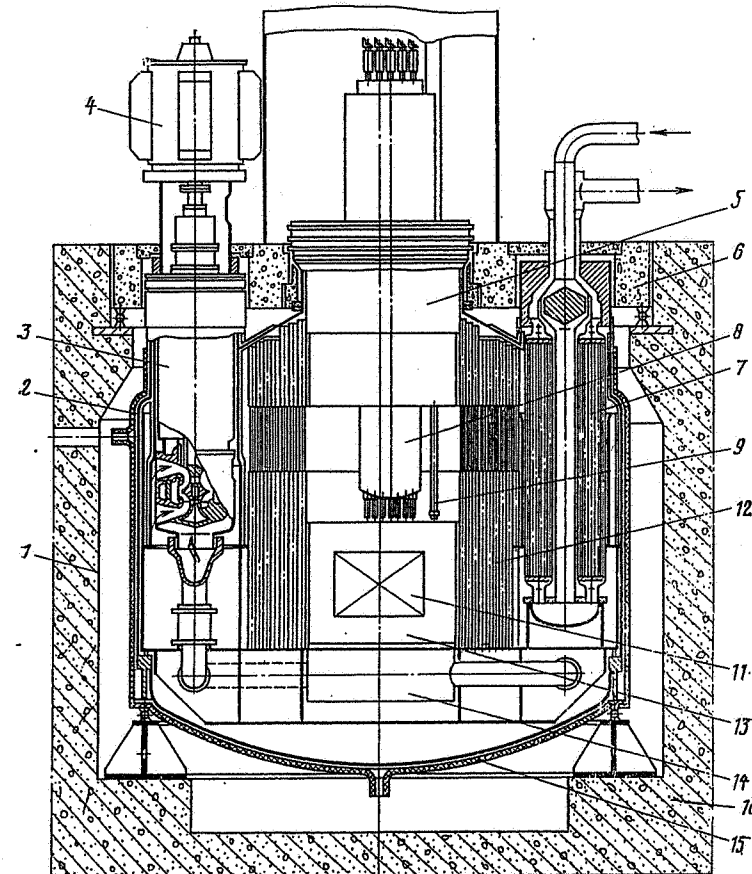


Рис. 4.35. Схема реактора БН-600 (продольный разрез):

1 — опорный пояс; 2 — корпус реактора; 3 — ГЦН первого контура; 4 — электродвигатель насоса; 5 — поворотная пробка; 6 — верхняя неподвижная защита; 7 — теплообменник; 8 — центральная колонна с механизмами СУЗ; 9 — перегрузочный механизм; 10 — плита фундамента; 11 — активная зона; 12 — нейтронная защита; 13 — зона воспроизводства; 14 — напорная камера; 15 — защитный кожух с теплоизоляцией

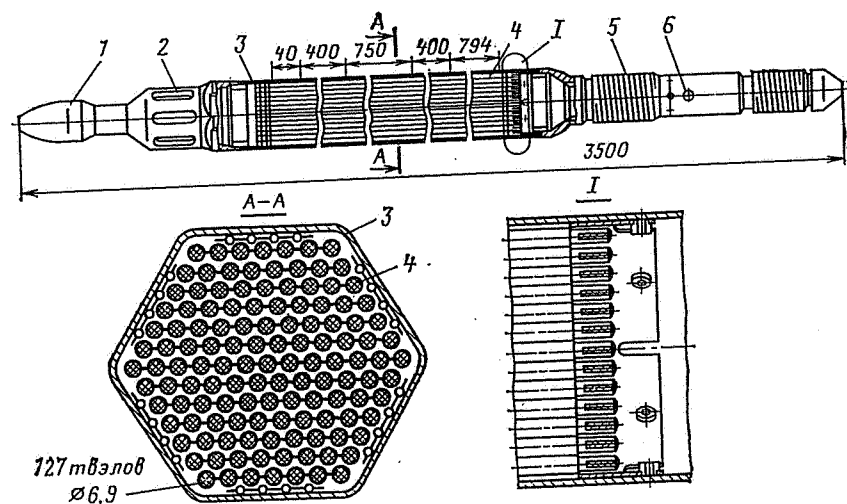


Рис. 4.36. Тепловыделяющая кассета активной зоны реактора БН-600:

1 — верхняя головка под захват; 2 — окно для выхода теплоносителя; 3 — корпус кассеты; 4 — ТВЭЛы активной зоны; 5 — хвостовик; 6 — отверстие для подвода теплоносителя

для установки теплообменников и три для насосов. Там же находятся поворотные пробки для подведения механизма перегрузки к кассетам. Конструкция механизма перегрузки такая же, как у реактора БН-350. Корпус через катковые опоры устанавливается на фундаментную плиту. Стенки корпуса изнутри охлаждаются относительно холодным теплоносителем из напорного коллектора. Ожидаемый коэффициент воспроизводства в реакторе БН-600 равен 1,3. Все газовые полости над уровнем натрия в корпусе реактора и в насосах соединены между собой и заполнены аргоном под давлением 0,14 МПа.

Активная зона состоит из 370 шестигранных тепловыделяющих кассет (рис. 4.36), 26 стержней СУЗ и одной кассеты с фотонейтронными источниками. В каждой кассете содержится 127 ТВЭЛов. Диаметр ТВЭЛа 6,9, длина 2450 мм, оболочки ТВЭЛов толщиной 0,4 мм изготовлены из нержавеющей стали. Допустимая максимальная температура оболочек ТВЭЛов составляет 710°C. Чтобы выравнять тепловыделение, в активной зоне уста-

навливают кассеты с различным обогащением до ^{235}U (21,0 и 29,4%); 162 периферийные кассеты активной зоны образуют зону большего обогащения, остальные — центральную зону меньшего обогащения. Размеры тепловыделяющих кассет те же, что и у реактора БН-350. Диаметр активной зоны 2,05, высота 0,75 м, т. е. активная зона реактора БН-600 более плоская, чем у реактора БН-350.

Вокруг активной зоны имеется зона воспроизводства из диоксида обедненного урана. Кассеты зоны воспроизводства также шестигранные, внешние габаритные размеры у них такие же, как и у кассет активной зоны. Толщина зоны воспроизводства составляет 400 мм. Как снизу, так и сверху активной зоны установлены торцевые экраны из диоксида обедненного урана.

Корпус реактора, так же как у реактора БН-350, находится во внешнем защитном кожухе.

СУЗ реактора БН-600 состоит из трех частей: 18 исполнительных органов системы компенсации реактивности, двух стержней АР и шести стержней АЗ.

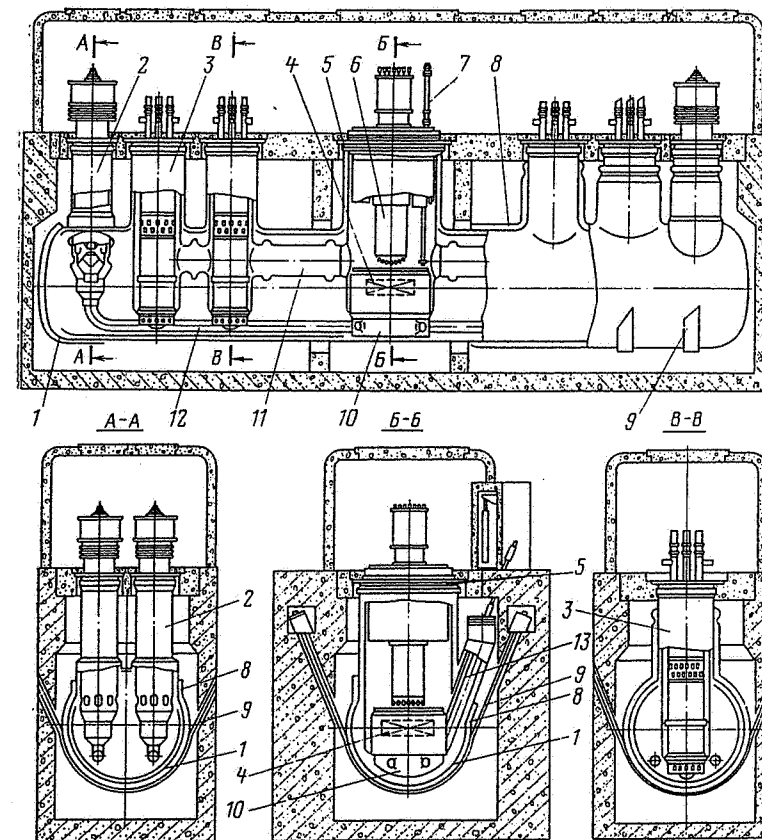


Рис. 4.37. Вертикальный разрез реактора БН-1600 (второй вариант):

1 — корпус реактора; 2 — ГПН; 3 — промежуточный теплообменник; 4 — активная зона; 5 — поворотные пробки; 6 — центральная колонна с механизмами СУЗ; 7 — механизм перегрузки; 8 — страховочный кожух; 9 — подвеска корпуса; 10 — напорная камера; 11 — «горячий короб»; 12 — напорный трубопровод

Реактор БН-1600. Дальнейшее развитие ЯЭУ с реакторами типа БН идет по пути увеличения воспроизводства ядерного топлива и единичной мощности реактора. В настоящее время разрабатывается реактор БН-1600 с тепловой мощностью 4000 МВт. Электрическая мощность энергоблока составляет 1600 МВт. Она вырабатывается двумя турбогенераторами мощностью 800 МВт каждый. Начальные параметры пара перед турбиной: дав-

ление 4 МПа, температура 490—510°C. Основные характеристики энергоблока приведены в табл. 4.5. Компоновка оборудования первого контура интегральная. Рассматриваются два варианта компоновки. Первый вариант аналогичен компоновке реактора БН-600, второй вариант показан на рис. 4.37. Здесь активная зона и основное оборудование первого контура размещены в горизонтальном цилиндрическом баке.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ БЕЗОПАСНОСТИ ЯЭУ

5.1. ПРОБЛЕМА БЕЗОПАСНОСТИ ЯЭУ

Обеспечению безопасности ЯЭУ придается особое значение. Это объясняется тем, что в процессе работы в ядерном реакторе накапливается большое количество радиоактивных продуктов деления (в реакторе тепловой мощностью 3000 МВт суммарная активность продуктов деления достигает 10^{19} Бк, или 10^{10} Ки), становятся радиоактивными теплоноситель и другие материалы, расположенные как в самой активной зоне, так и вблизи нее, образуются радиоактивные отходы и, наконец, реактор является мощным источником ионизирующего излучения. Все это представляет собой потенциальную опасность для людей и окружающей среды: Поэтому все специфические вопросы обеспечения безопасности АЭУ или АЭС связаны с радиационной безопасностью.

Безопасность ЯЭУ — это способность обеспечить защиту обслуживающего персонала и населения от радиационного воздействия, а защиту окружающей среды — от загрязнения радиоактивными веществами в пределах допустимых норм как при ее нормальной эксплуатации, так и в аварийных режимах.

Для защиты от ионизирующего излучения реактор и технологические контуры ЯЭУ окружаются мощной биологической защитой, за пределами которой создаются безопасные условия работы персонала. Предусматриваются специальные меры безопасности при обращении с радиоактивными отходами.

Необходимыми условиями надежной и безаварийной работы ЯЭУ являются качественное выполнение систем и устройств, обеспечивающих нормальную эксплуатацию ЯЭУ, повышение контроля качества оборудования при его изготовлении, монтаже и ремонте, проведение наблюдений и периодического контро-

ля в процессе эксплуатации за состоянием металла и оборудования, и прежде всего за корпусом реактора, местами его соединения с патрубками и трубопроводами контура циркуляции теплоносителя, сварными соединениями трубопроводов; выполнение комплекса профилактических противоаварийных мероприятий по всем технологическим системам ЯЭУ, наличие в ЯЭУ и АЭС надежных и эффективных предохранительных устройств и защит, проведение специальных противоаварийных мероприятий как на территории АЭС, так и на окружающей местности.

В условиях нормальной эксплуатации ЯЭУ или АЭС выходу радиоактивных продуктов в окружающую среду препятствует несколько защитных барьеров: топливная композиция в твэле, удерживающая продукты деления там, где они образовались, герметичная оболочка твэла, герметичный контур циркуляции теплоносителя, который удерживает продукты деления, поступившие в него из негерметичных твэлов, и, наконец, герметичные ограждения реакторной установки; например герметичные боксы с оборудованием, которые удерживают продукты деления при нарушении герметичности контура циркуляции теплоносителя. На случай нарушения защитных барьеров на АЭС предусмотрены локализирующие устройства, предотвращающие распространение радиоактивных веществ в окружающую среду: защитные оболочки, системы охлаждения и снижение давления в помещениях.

До тех пор пока в активной зоне обеспечен достаточный теплосъем, до 98 % радиоактивных веществ удерживается в твэлах. Значительный выход этих веществ в контур циркуляции теплоносителя возможен только в тех случаях, когда ядерное топливо сильно перегрето

и происходит частичное расплавление оболочек твэлов и самого топлива, а это происходит только тогда, когда энерговыделение в активной зоне превышает теплоотвод из нее (см. § 3.7). Аварийные режимы работы ЯЭУ, при которых это возможно, сводятся к двум характерным ситуациям: внезапное повышение энерговыделения при неизменном теплоотводе и внезапное ухудшение теплоотвода при постоянной мощности. Рост энерговыделения выше допустимого является ядерной аварией (см. § 3.6), а ухудшение теплоотвода — аварией, связанной с отказом оборудования и потерей теплоносителя. Первая ситуация возникает в результате бесконтрольного увеличения реактивности (например при заклинивании регулирующих стержней СУЗ или невозможности ввода их в активную зону), резкого изменения температуры и состава теплоносителя и т. д. Основные причины внезапного ухудшения теплоотвода — отключение ГЦН или газодувки, разгерметизация контура охлаждения с истечением теплоносителя, уменьшение проходного сечения для теплоносителя в параллельных каналах активной зоны из-за разрушения каких-либо узлов внутрикорпусных устройств, в результате чего возможна полная или частичная закупорка отдельных каналов.

Сохранность других защитных барьеров, и прежде всего герметичности контура циркуляции теплоносителя препятствует дальнейшему распространению радиоактивных веществ. В этом случае после извлечения поврежденных негерметичных твэлов теплоноситель (вода) очищается с помощью байпасных фильтров.

Наиболее серьезные аварии в ЯЭУ — это аварии с потерей теплоносителя (АПТ) при разгерметизации трубопроводов контура охлаждения реактора, включая мгновенный разрыв самого крупного трубо-

провода с двусторонним истечением теплоносителя из разрыва. Следует отметить, что сразу же после разрыва реактор немедленно автоматически останавливается путем сброса стержней аварийной защиты. Например, в реакторах типа ВВЭР это делается по сигналу уменьшения давления в контуре. Аварии, связанные с разгерметизацией трубопроводов, сопровождаются значительной или полной потерей теплоносителя в контуре. Ситуация еще более усугубляется, если одновременно происходит обесточивание ЯЭУ. В результате резко ухудшается охлаждение активной зоны, возможно повреждение твэлов и расплавление топлива из-за остаточного теплового деления. Попавшие в теплоноситель радиоактивные продукты могут через разрыв проникнуть в помещение АЭС. Пар, образующийся при истечении вскипающего теплоносителя из разрыва, вызывает повышение давления в боксах и под защитной оболочкой ЯЭУ. Если эти помещения локализации будут разрушены, то газообразные продукты деления попадут в окружающую среду. Хотя вероятность разрыва самого крупного трубопровода контура охлаждения реактора оценивается очень маленькой величиной — один случай на 10^6 реакторо-лет, при проектировании АЭС такой разрыв рассматривается как максимальная проектная авария (МПА), и все защитные и локализирующие устройства на АЭС рассчитываются на предотвращения МПА или локализацию ее последствий. Следует отметить, что большие разрывы сосудов давления, таких как корпус реактора или ПГ, обычно не рассматриваются при оценке безопасности ЯЭУ (кроме реактора АСТ). Это связано с тем, что требования высокого качества, предъявляемые к корпусам на стадии проектирования, изготовления и эксплуатации, а также постоянный контроль за состоянием их металла обуславливают пренебрежимо малую вероятность разрыва этих корпусов.

рентгена — бэр (1 бэр = 10^{-2} Зв). Эквивалентная доза в поле различных видов ионизирующих излучений

$$H = \sum_{i=1}^N D_i Q_i \quad (5.1)$$

где D_i и Q_i — соответственно поглощенная доза и коэффициент качества i -го излучения.

Поглощенная доза и эквивалентная доза, отнесенные к единице времени, называются соответственно мощностью поглощенной дозы и мощностью эквивалентной дозы \dot{H} . Единицами этих величин соответственно являются: 1 Гр/с = 1 Дж/(с·кг) = 1 Вт/кг и 1 Зв/с.

Биологическое действие ионизирующих излучений. Действие ионизирующего излучения вызывает эффекты, которые могут проявиться как у самого облученного человека, так и у его потомства. В первом случае эффекты называют соматическими (телесными, лучевой болезнью), во втором — генетическими (наследственными). Соматический эффект проявляется тогда, когда поглощенная доза превышает определенное пороговое значение. При этом тяжесть поражения нелинейно зависит от эквивалентной дозы H и определяется условиями облучения (однократного, хронического, внешнего, внутреннего).

При малых дозах, не превышающих пороговых для соматического эффекта (менее 300 мЗв/год), могут проявляться вероятностные эффекты двух типов: соматико-стохастический и генетический. Первый эффект определяет вероятность возникновения злокачественных новообразований через десятки лет после облучения из-за малых изменений в облученных клетках и тканях, второй — вероятность наследственных заболеваний у потомства. Для оценки ущерба от этих двух эффектов при облучении большой группы людей в количестве N чел. со средней индивидуальной дозой \bar{H} часто используется специальный

количественный показатель — коллективная доза $S = N\bar{H}$. В СИ коллективная доза измеряется в человеко-зивертах (чел·Зв).

Отдаленные последствия воздействия ионизирующего излучения оцениваются с помощью беспороговой линейной зависимости между дозой и эффектами. Коэффициенты пропорциональности в этих зависимостях определяют по данным о случаях смерти из-за злокачественных новообразований и генетических дефектов у первых двух поколений потомства лиц, облученных большими дозами (более 1 Зв). Эти коэффициенты выражаются в виде ожидаемого числа n (число случаев/10⁴ чел·Зв, смертельных случаев из-за злокачественных новообразований и генетических дефектов) отнесенного к коллективной дозе $S = 10^4$ чел·Зв. Кроме того, для оценки воздействия излучения часто используют параметр риска r , Зв⁻¹, равный средней индивидуальной вероятности смерти в результате отдаленных последствий облучения, отнесенной к дозе, равной 1 Зв. Параметр риска r связан с ожидаемым числом в случае смерти n по простой зависимости $r = 10^{-4} n$. Параметр риска смерти r при внешнем равномерном облучении всего тела принят равным [28] $1,25 \cdot 10^{-2}$ Зв⁻¹ из-за злокачественных новообразований и $0,4 \cdot 10^{-2}$ Зв⁻¹ в результате генетических эффектов, а параметр полного риска равен $1,65 \cdot 10^{-2}$ Зв⁻¹.

Индивидуальный риск R смерти от указанных беспороговых эффектов линейно возрастает с увеличением средней индивидуальной дозы \bar{H}

$$R = r\bar{H} \quad (5.2)$$

Аналогично если известна коллективная доза облучения S , то ожидаемое число случаев смерти N в группе облученных людей определяется зависимостью [28]

$$N = 10^{-4} nS \quad (5.3)$$

Воздействие длительного облучения при постоянной мощности эквивалентной дозы \dot{H} удобно оцени-

вать вероятностью или риском смерти, отнесенной к единице времени,

$$\dot{R} = r\dot{H} \quad (5.4)$$

Средняя индивидуальная эквивалентная мощность дозы облучения человека за счет естественного радиационного фона равна приблизительно 1 мЗв/год. Тогда из (5.4) следует, что индивидуальный риск смерти в год из-за естественного радиационного фона оценивается величиной $\dot{R} = 1,65 \cdot 10^{-5}$ чел·год⁻¹. Отметим, что усредненный по всему населению нашей страны индивидуальный риск смерти в год от раковых заболеваний оценивался в 1979 г. [28] в 10^{-3} чел·год⁻¹. По (5.4) можно оценить индивидуальный риск смерти в условиях профессионального облучения на АЭС. Средняя доза облучения персонала АЭС примерно равна 10 мЗв в год. Тогда индивидуальный риск смерти из-за злокачественных новообразований в среднем будет составлять $\dot{R} \approx 10^{-4}$ чел·год⁻¹. При этом следует иметь в виду, что профессиональному облучению человек подвергается только после начала трудовой деятельности (20—25 лет). Поэтому с учетом латентного периода для раковых заболеваний (около 20 лет) они могут возникнуть только к 40—45-летнему возрасту. Отметим, что индивидуальный риск смерти от раковых заболеваний [28] в СССР для данной возрастной группы равен 10^{-2} чел·год⁻¹. Следовательно, риск R для персонала АЭС в результате профессионального облучения составляет около 1% «естественного» риска смерти от раковых заболеваний.

Основные принципы и нормы радиационной безопасности. В нашей стране основными нормативными документами, определяющими условия работы при воздействии ионизирующих излучений, являются: «Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излуче-

ний» (ОСП), регламентирующие требования по обеспечению радиационной безопасности, и «Нормы радиационной безопасности при работе на установках с ионизирующими излучениями» (НРБ), определяющие уровни воздействия ионизирующих излучений на организм человека. Эти документы периодически перерабатываются и подтверждаются Минздравом СССР. На основании их разрабатываются ведомственные и отраслевые Правила, например «Санитарные правила проектирования и эксплуатации АЭС» (СП-АЭС-79), «Общие положения обеспечения безопасности АЭС при проектировании, сооружении и эксплуатации» (ОПБ-82) и т. д.

В действующих в настоящее время нормативных документах ОСП-72/80 и НРБ-76 положены в основу следующие основные принципы: непревышение установленного основного дозового предела; исключение всякого необоснованного облучения; снижение дозы облучения до минимально возможного уровня. При определении основных дозовых пределов в НРБ-76 установлены три категории облучаемых лиц: категория А — персонал; категория Б — ограниченная часть населения, т. е. отдельные лица, проживающие вблизи предприятия с источниками излучения и которые могут подвергаться воздействию ионизирующего излучения от этих источников или от сбросов и выбросов радиоактивных веществ, применяемых на предприятии; категория В — население в целом.

Основным дозовым пределом для лиц категории А является предельно допустимая доза (ПДД), для лиц категории Б — предел дозы (ПД); облучение всего населения (категории В) не нормируется. По отношению ко всему населению основной принцип радиационной защиты сводится к необходимости ограничить уровни возможного облучения.

При внешнем облучении всего тела или облучении наиболее радиочувствительных органов (красный костный мозг, гонады) годовые значения ПДД и ПД установлены равными 50 и 5 мЗв/год соответственно. Риск, связанный с облучением ПДД, не превышает риска смерти от профессиональных причин на нерадиационных производствах с низкой степенью опасности работ, а риск смерти от ПД соответствует риску смерти от таких редких природных явлений, как наводнение или землетрясение.

Отметим, что индивидуальные дозы облучения персонала АЭС повсеместно существенно ниже ПДД и, как отмечалось выше, $R = 10$ мЗв/год, а фактическое облучение населения, проживающего около АЭС, из-за выбросов радиоактивных веществ в окружающую среду оказывается в несколько десятков раз меньше, чем допустимые уровни, установленные НРБ-76. Поэтому в санитарных правилах СП-АЭС-79 введены новые ПД для населения, проживающего около АЭС, которые ужесточены в 20 раз по сравнению с ПД в НРБ-76.

В соответствии с СП-АЭС-79 для каждой АЭС предусматриваются санитарно-защитная зона (СЗЗ) и зона наблюдения (ЗН). В СЗЗ (обычно радиусом 3—5 км вокруг промышленной площадки АЭС) возможно облучение выше ПД, поэтому в пределах этой зоны запрещается проживание населения. Внутри ЗН (до 20—30 км от АЭС) облучение может достигнуть ПД.

Для предотвращения облучения населения при чрезвычайно маловероятном событии — аварии на АЭС с выходом радиоактивных продуктов деления в окружающую среду, промышленная площадка АЭС электрической мощностью 440 МВт и выше должна располагаться не ближе 25 км от городов с населением 0,3 млн. человек и не ближе 40 км от городов с населением 1 млн. человек и более.

Контроль радиационной безопасности ЯЭУ. Для обеспечения радиационной безопасности ЯЭУ или АЭС необходимо проведение радиационного технологического, дозиметрического и радиационного контроля внешней среды. К первому виду относится контроль за источниками излучений, источниками образования радиоактивных отходов и возможными путями распространения радиоактивных нуклидов. Ко второму виду относится контроль за радиационной обстановкой на АЭС или ЯЭУ и индивидуальный дозиметрический контроль персонала (определение уровня облучаемости персонала). Третий вид — контроль за радиационной обстановкой внешней среды, окружающей АЭС в пределах зоны наблюдения.

Основной задачей радиационного технологического контроля является определение состояния активной зоны и герметичности оболочек твэлов — первого защитного барьера, препятствующего попаданию в теплоноситель радиоактивных продуктов деления. По измерению концентрации продуктов деления в теплоносителе можно оценить степень разгерметизации оболочек твэлов и прогнозировать состояние активной зоны в процессе эксплуатации. Допустимое по проекту количество дефектных твэлов в реакторах типа ВВЭР и РБМК составляет 1% — с дефектами типа газовой неплотности и 0,1% от числа твэлов — среды, окружающей АЭС.

Кроме того в задачу радиационного технологического контроля входит наблюдение за активными продуктами коррозии в теплоносителе и отложениями на поверхностях оборудования — основными источниками излучения на АЭС, определяющих радиационную обстановку и уровень облучаемости персонала в условиях нормальной эксплуатации.

Все виды контроля осуществляются службой радиационной безопасности АЭС с помощью специальной дозиметрической и радиометрической аппаратуры.

5.3. СИСТЕМЫ БЕЗОПАСНОСТИ И ЗАЩИТЫ ЯЭУ

Комплекс систем безопасности и защиты ЯЭУ или АЭС представляет собой совокупность приборов и устройств, предназначенных для поддержания состояния ЯЭУ в предусмотренных безопасных пределах, а если эти пределы нарушены, то для уменьшения последствий аварий. Этот комплекс условно можно разделить на две группы: средства предупреждения аварий и средства ограничения масштаба аварии.

К средствам предупреждения аварии относится многоканальная система контроля нейтронно-физических и теплотехнических параметров активной зоны и САЗ (см. § 3.6). Система контроля параметров регистрирует период реактора, распределение плотности потока нейтронов по активной зоне и в отражателе, уровень радиоактивности в помещениях АЭС и вне ее, температуру топлива и теплоносителя (например в реакторе ВВЭР-1000 — на входе в каждую ТВС и выходе из нее), расход и давление теплоносителя в каждой из петель, расход, давление и температуру рабочего тела во втором контуре, тепловую мощность ЯЭУ в целом, уровень воды в компенсаторе давления, ПГ или барабанах-сепараторах, наличие электропитания для работы ГЦН. К средствам предупреждения аварии относятся также следующие системы: контроля герметичности оболочек твэлов, контроля целостности технологических каналов в реакторе РБМК, контроля металла и оборудования, надежного электропитания на собственные нужды, а также другие системы, предупреждающие об отклонении работы АЭС от нормального режима или предотвращающие развитие аварии. В случае отклонения любого из перечисленных выше параметров за допустимые пределы, а также обесточивания ГЦН система контроля вырабатывает управляющий электрический импульс, вы-

зывающий быстрый ввод стержней аварийной защиты, остановку реактора и введение в действие соответствующей противоаварийной системы, например при обесточивании ГЦН — автоматическое подключение ГЦН к независимому источнику питания — внешней электрической сети или к резервному дизель-генератору. Время запуска последнего до момента приема нагрузки составляет около 20 с. В течение этого времени ГЦН обычно работают за счет инерции маховых масс (см. § 3.7).

Одно из основных условий обеспечения безопасности ЯЭУ или АЭС — надежное электропитание собственных нужд, так как возможен аварийный режим полного обесточивания станции. Все потребители АЭС по допустимости перерыва в электропитании по условиям безопасности делятся на четыре группы. К первой группе относятся приводы СУЗ, системы питания контрольно-измерительных приборов и автоматики, аварийное освещение. Потребители этой группы практически не допускают обесточивания. Ко второй группе относятся потребители, требующие обязательного электропитания после срабатывания аварийной защиты реактора. Сюда входят все механизмы, обеспечивающие расхолаживание реактора. Здесь допускается перерыв в электропитании на несколько десятков секунд. Безопасность ЯЭУ обеспечивается потребителями первых двух групп. Для них кроме обычного электроснабжения от сети собственных нужд дополнительно предусматривается система надежного электропитания. К ней относятся: аккумуляторные батареи, дизель-генераторы, являющиеся одним из важнейших элементов системы безопасности ЯЭУ, основные и резервные секции распределительных устройств и щитов, основные и резервные трансформаторы, система автоматического ввода резервного электропитания.

К средствам ограничения масштаба аварии относятся аварийные

системы расхолаживания, защитные оболочки с различными системами снижения давления в них, система фильтров для улавливания радиоактивных продуктов деления и т. д. В первую очередь эти средства предназначены для ограничения масштаба аварии с потерей теплоносителя. При этом они выполняют следующие функции (рис. 5.1):

1) остановку реактора — прекращение процесса деления, что резко снижает выделение теплоты в активной зоне; 2) аварийное охлаждение активной зоны для уменьшения выхода радиоактивных веществ из топлива в боксы и другие помещения ЯЭУ или АЭС; 3) сбор и удаление радиоактивных веществ после аварии из помещений АЭС; 4) предотвращение выхода радиоактивных веществ в окружающую среду, для чего сооружаются герметичная защитная оболочка или герметичные боксы; 5) охлаждение помещений АЭС и объема под защитной оболочкой для предотвращения повышения давления в них выше допустимого предела.

Система аварийного расхолаживания реактора предназначена для предотвращения повреждения твэлов и расплавления топлива во всех авариях с потерей теплоносителя вплоть до МПА. В результате гарантируется сохранение геометрии активной зоны и возможность послеаварийной перегрузки топлива. Эта система выполняет следующие функции: частичную или полную компенсацию потери теплоносителя из контура циркуляции в начальный момент аварии; обеспечение длительного отвода остаточного тепловыделения в активной зоне после остановки реактора (см. § 3.7). При этом для повышения надежности система аварийного расхолаживания имеет двойное и большей кратности резервирование и автономные источники энергии для приводов собственных циркуляционных устройств.

На рис. 5.2 показаны принципиальная схема САОЗ и система локализации аварии энергоблока с реак-

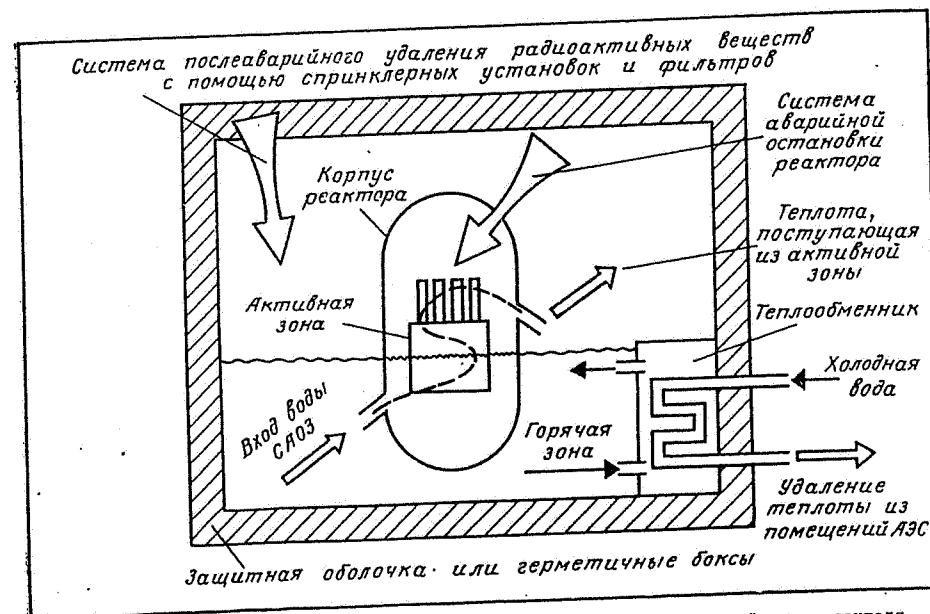


Рис. 5.1. Функции средств ограничения масштаба аварии с потерей теплоносителя

тором ВВЭР-1000. САОЗ состоит из двух подсистем — пассивной и активной. В качестве пассивной подсистемы используются четыре независимые гидроемкости (гидроаккумуляторы) с запасом воды с присадкой борной кислоты, находящимся под определенным давлением азот-

та. Они присоединены к первому контуру трубопроводами с обратными клапанами. В качестве активных подсистем, т. е. таких, которые требуют для своего функционирования подвода энергии от посторонних источников, используются высоконапорные насосы аварийной подпитки

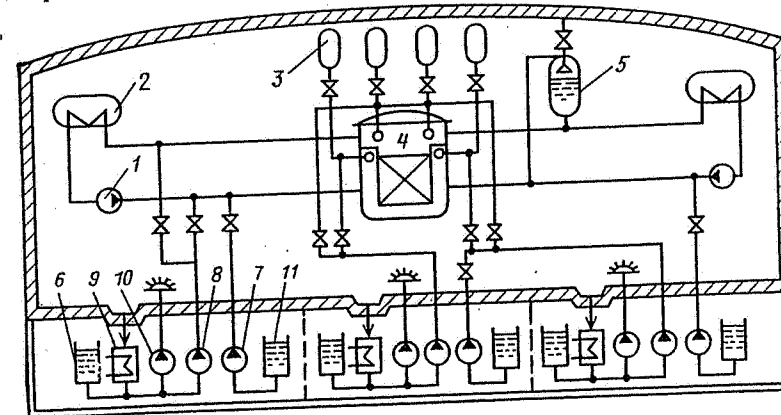


Рис. 5.2. Принципиальная схема системы САОЗ и локализации аварии энергоблока с реактором ВВЭР-1000: 1 — ГЦН; 2 — ПГ; 3 — гидроаккумулирующие емкости; 4 — реактор; 5 — компенсатор давления; 6 — бак запаса концентрированного раствора борной кислоты; 7 — высоконапорные насосы аварийной подпитки; 8 — низконапорные насосы длительного расхолаживания; 9 — теплообменник-охладитель аварийного расхолаживания; 10 — спринклерные насосы; 11 — бак аварийного запаса борной кислоты

зко...ные...сы...для...
тельного расхолаживания.

Система пассивного впрыска предназначена для компенсации потери теплоносителя при разрывах крупных трубопроводов. Она срабатывает при снижении давления в первом контуре до 4—6 МПа, в этом случае открываются обратные клапаны и под действием перепада давления между гидроаккумуляторами и реактором вода подается одновременно и сверху и снизу активной зоны. Присадка борной кислоты к воде системы расхолаживания добавляется для поддержания надежной подкритичности реактора. Еще до полного опорожнения гидроемкостей автоматически включаются низконапорные насосы для длительного расхолаживания. Первые 15—30 мин они подают охлаждающую воду в реактор из баков запаса борной воды. После опорожнения баков питание насосов осуществляется из приемков герметичных помещений через теплообменники-охладители — режим для

тельного расхолаживания. Насосы аварийной подпитки используются для компенсации потери теплоносителя в случае малых течей, когда не происходит большого снижения давления в первом контуре.

В энергоблоках с реакторами РБМК наиболее опасны разрывы больших трубопроводов КМПЦ между насосами и активной зоной, так как в этом случае может сразу прекратиться подача воды в большую группу технологических каналов. При этом в качестве МПА рассматривается одна из двух аварий: полный разрыв общего напорного коллектора или разрыв раздаточного группового коллектора после обратного клапана. Система аварийного охлаждения реактора (САОР) РБМК-1000 показана на рис. 5.3. Она обеспечивает независимую подачу воды в активную зону аварийной и неаварийной половин реактора, и осуществляется аварийное расхолаживание реактора — отвод остаточного тепловыделения при разрыве любого трубопровода од-

ного из двух КМПЦ (см. § 4.6), включая полный разрыв напорного коллектора диаметром 900 мм. Отметим, что при разрывах трубопроводов диаметром 300—900 мм аварийное отключение реактора (срабатывание аварийной защиты) происходит при совпадении двух независимых сигналов: повышения давления в помещениях, где находятся трубопроводы, и резкого снижения уровня воды в любом из барабанов-сепараторов до значений, превышающих его отклонение в переходных режимах.

По своему функциональному назначению САОР подразделяется на две основные части: систему мгновенного действия и систему длительного расхолаживания. Первая предназначена для подачи воды только в аварийную половину реактора в первоначальный момент до подключения надежного электропитания. Она состоит из двух баллонных подсистем 1, 2 и одной подсистемы с подачей воды от питательных электронасосов (ПЭН), используемых в период МПА как часть защитной системы реактора. Каждая подсистема осуществляет подачу около 50 % воды, потребной для аварийного охлаждения реактора, и является независимой от двух других подсистем, что позволяет даже при отказе во время МПА одной из трех подсистем обеспечить надежное охлаждение активной зоны.

Баллонная подсистема САОР представляет собой группу из шести гидроаккумулирующих емкостей, заполненных водой и азотом под давлением 9,8 МПа для перекачивания воды в реактор и объединенных трубопроводом $D_T=300$ мм — 3, имеющим ответвления на обе половины реактора.

Система длительного расхолаживания обеспечивает подачу охлаждающей воды в реактор в заключительный период работы системы мгновенного действия, а также после отключения баллонных подсистем вследствие опорожнения

гидроаккумуляторов. В аварийную половину реактора, на которой произошла разгерметизация КМПЦ, охлаждающая вода подается тремя группами насосов охлаждения аварийной половины (НОАП) 11 высокого давления, каждая из которых имеет 50 %-ную производительность. Питание водой НОАП осуществляется из бассейна-барботера. Для охлаждения воды, подаваемой к НОАП, на входе в каждую группу из двух насосов установлен теплообменник. При включении САОР происходит открытие одной из двух задвижек 18, что обеспечивает подачу воды от НОАП только на аварийную половину реактора. Подача воды в неаварийную половину реактора реализуется тремя насосами охлаждения неаварийной половины реактора (НОНП) 7, каждый из которых имеет также 50 %-ную производительность.

Включение САОР происходит по сигналу МПА при совпадении сигнала повышения давления в помещениях трубопроводов КМПЦ с любым из двух сигналов: снижения уровня в барабанах-сепараторах (аварийной половины) на 700 мм номинального или уменьшения перепада давления между барабанами-сепараторами и напорным коллектором ГЦН 9 до 0,4—0,5 МПа. Первый из вышеперечисленных пар сигналов является признаком разрыва трубопровода КМПЦ, а второй (один из двух) — признаком аварийной половины реактора, на которой произошел этот разрыв. По сигналу МПА выдается импульс на открытие соответствующих быстродействующих задвижек напорных магистралей баллонных подсистем и подсистемы ПЭН, подключенных к аварийной половине реактора, и на закрытие быстродействующих задвижек САОР на трубопроводах подачи питательной воды от ПЭН в барабаны-сепараторы. Время полного открытия (закрытия) указанных задвижек составляет 17—18 с, электрообеспечение привода от независимых источников надежного пи-

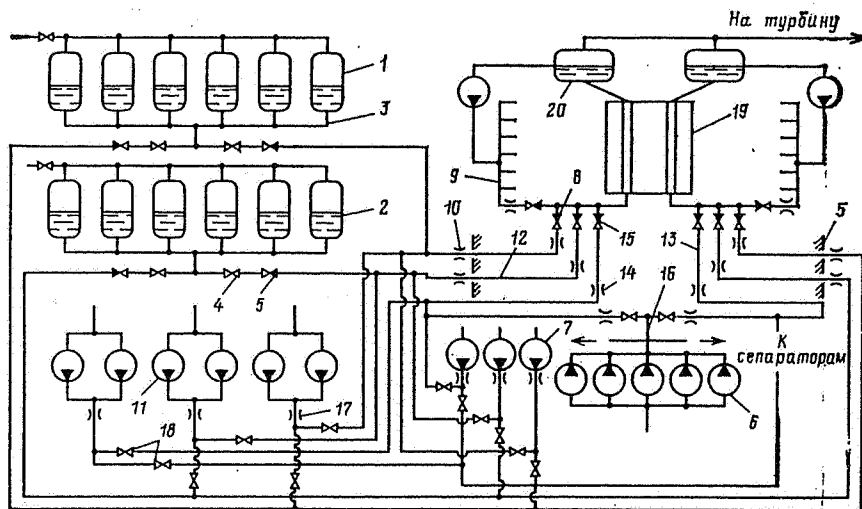


Рис. 5.3. Принципиальная схема САОР реактора РБМК-1000:

1, 2 — баллонные подсистемы; 3 — трубопровод $D_T=300$ мм; 4 — нормально закрытая задвижка; 5 — обратный клапан; 6 — группа питательных электронасосов; 7 — насосы охлаждения неаварийной половины реактора; 8 — ГЦН; 9 — РГК; 10 — вставки-ограничители течи; 11 — насосы охлаждения аварийной половины реактора; 12 — раздаточный коллектор; 13 — трубопровод $D_T=70$ мм; 14 — вставки-ограничители течи; 15 — обратные клапаны; 16 — трубопровод; 17 — вставки-ограничители; 18 — задвижка; 19 — правая и левая половины реактора

тания (аккумуляторов). Одновременно формируется импульс на запуск резервных дизель-генераторов, время полного разворота которых составляет 12—15 с, после чего выдается импульс на открытие соответствующих напорных задвижек НОНП и НОАП. Полное включение САОР происходит на 35-й секунде с появлением надежного питания потребителей собственных нужд.

Система локализации аварии предназначена для обеспечения сохранности строительных конструкций здания АЭС и локализации выбросов радиоактивных веществ при аварии с потерей теплоносителя. Она является последним барьером на пути распространения радиоактивных веществ в окружающую среду.

Рассмотренные выше системы САОЗ и САОР позволяют в случае разрыва трубопровода контура циркуляции теплоносителя предотвратить расплавление активной зоны и избежать попадания в теплоноситель основной массы радиоактивных продуктов деления. Однако из-за быстрого опорожнения реактора возможна разгерметизация некоторой части твэлов и попадание в теплоноситель газообразных продуктов деления. При разрыве контура циркуляции теплоносителя происходит резкое снижение давления в реакторе; в водоохлаждаемых реакторах это приводит к вскипанию теплоносителя. Из разрыва вскипающая вода или пароводяная смесь вместе с радиоактивными веществами поступает в помещения АЭС. В результате в воздухе этих помещений появляются радиоактивные газы и аэрозоли, суммарная активность которых существенно превышает допустимые санитарные нормы. Для локализации этих выбросов существуют два инженерных решения: либо все оборудование контура циркуляции теплоносителя заключают в герметичную оболочку, либо применяется система герметичных боксов, где в своих боксах располагаются основное оборудование

реакторного контура и трубопроводы большого диаметра. В нашей стране на АЭС с реакторами ВВЭР-440, РБМК-1000 и РБМК-1500 используется система герметичных боксов, а на АЭС с ВВЭР-1000 — защитная оболочка.

В герметичных помещениях происходит рост давления из-за образования пара при вскипании теплоносителя. Для снижения этого давления, что позволяет уменьшить толщину и снизить стоимость строительных конструкций, применяются специальные устройства для конденсации пара: спринклерные (разбрызгивающие) установки, барботажные или ледяные конденсаторы, специальные сухие или мокрые камеры и т. д. Герметичные помещения оборудуются также системами и средствами послеаварийной дезактивации для удаления газообразных, жидких и твердых радиоактивных веществ.

На АЭС с реактором ВВЭР-1000 весь реакторный контур вместе с ПГ размещен внутри защитной цилиндрической оболочки из ПНЖБ внутренним диаметром 45 и высотой 67,5 м; она для герметичности облицовывается изнутри листовой сталью (верхняя часть оболочки, рис. 5.2). Оболочка рассчитана для локализации аварии в случае разрыва любого трубопровода вплоть до МПа и выдерживает внутреннее давление паровоздушной смеси до 0,5 МПа. Для снижения давления внутри оболочки предусмотрены спринклерные установки. Вода, собирающаяся на полу в помещениях защитной оболочки, через теплообменники - охладители поступает в насосы спринклерных установок; таким образом, обеспечивается их длительная работа до полного расхолаживания реактора.

При аварии с потерей теплоносителя возможно появление летящих предметов — разрушенных элементов оборудования, строительных конструкций, которые могут нарушить герметичность оболочки. Поэтому основное оборудование конту-

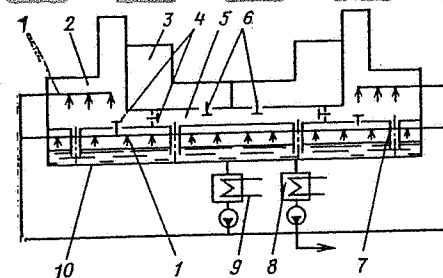


Рис. 5.4. Принципиальная схема системы локализации реактора типа РБМК:

1 — спринклерные установки; 2 — боксы; 3 — помещения для нижних водяных коммуникаций; 4 — клапаны; 5 — парораспределительный коридор; 6 — обратные клапаны; 7 — трубы; 8 — теплообменник САОЗ; 9 — теплообменник спринклерной системы; 10 — бассейн-барботер

ра защищено железобетонными перегородками, креплениями, растяжками, амортизаторами и другими устройствами для предотвращения его разрушения, а также разлета частей разрушенного оборудования. Защитная оболочка предохраняет также оборудование первого контура от таких внешних воздействий, как землетрясение, торнадо, падение самолета или его частей, влияние внешней ударной волны, возникающей при взрыве, и т. п.

На АЭС с реакторами РБМК-1000 и РБМК-1500 из-за разветвленности КМПЦ и необходимости больших объемов для их размещения практически невозможно соорудить защитную оболочку. Поэтому здесь для локализации аварии применяется система из двух прочных герметичных боксов (по одному на каждую половину реактора, рис. 5.4). Все проходки из этих боксов уплотнены, они закрыты герме-

тичными дверями и оборудованы спринклерными системами. Из боксов пароводяная смесь через специальные клапаны и парораспределительный коридор сбрасывается в бассейн-барботер, расположенный внизу в подреакторном помещении. В бассейне-барботере нижняя часть объема заполнена обессоленной водой, а верхняя — воздухом. Бокс, коридор и помещение бассейна-барботера рассчитаны на избыточное давление 0,45 МПа. При разрыве трубопровода КМПЦ давление в аварийном боксе повышается, открываются клапаны между этим боксом и парораспределительным коридором и паровоздушная смесь по раздающим трубам поступает под уровень в водяной объем барботера. Пар при барботеже смеси через слой воды полностью конденсируется, а воздух поступает в воздушное пространство барботера. В результате давление в барботере повышается: перепускные клапаны, расположенные под неаварийной половиной бокса, открываются, и часть воздуха из барботера перетекает в неаварийный бокс, что приводит к снижению давления в барботере. При этом обратные клапаны, клапаны аварийного бокса и клапаны панелей, разделяющих коридор и неаварийный бокс, остаются закрытыми.

В барботер поступает не весь пар, некоторая его часть конденсируется на теплообменных поверхностях конденсатора, расположенного в парораспределительном коридоре и на струях воды, вытекающих из спринклерных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А. И. Основы ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1983. 250 с.
2. Воронин Л. М. Особенности проектирования и сооружения АЭС. М.: Атомиздат, 1980, 192 с.
3. Воронин Л. М. Особенности эксплуатации и ремонта АЭС. М.: Энергоиздат, 1981, 168 с.
4. Дементьев Б. А. Ядерные энергетические реакторы: Учебник для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1984. 280 с.
5. Доллежал Н. А., Емельянов И. Я. Канальный ядерный энергетический реактор РБМК. М.: Атомиздат, 1980. 280 с.
6. Егоров Ю. А. Основы радиационной безопасности атомных электростанций: Учебное пособие для вузов/ Под общей ред. акад. Н. А. Доллежала. М.: Энергоиздат, 1982. 272 с.
7. Емельянов И. Я., Ефанов А. И., Константинов Л. В. Научно-технические основы управления ядерными реакторами: Учебное пособие для вузов/ Под общей ред. акад. Н. А. Доллежала. М.: Энергоиздат, 1981, 360 с.
8. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П. Справочник по теплогидравлическим расчетам: Ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы/ Под общей ред. П. Л. Кириллова. М.: Энергоатомиздат, 1984. 296 с.
9. Климов А. Н. Ядерная физика и ядерные реакторы: Учебник для вузов. 2-е изд. перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1985. 352 с.
10. Конструирование ядерных реакторов: Учебное пособие для вузов/ И. Я. Емельянов, В. И. Михаил, В. И. Солонин, Р. С. Демешев, Н. Ф. Рекшня; Под общей ред. акад. Н. А. Доллежала. М.: Энергоиздат, 1982. 400 с.
11. Левин В. Е. Ядерная физика и ядерные реакторы. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1979. 288 с.
12. Маргулова Т. Х. Атомные электрические станции: Учебник для вузов. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Высшая школа, 1984. 304 с.
- 12а. Маргулова Т. Х., Подушко А. А. Атомные электрические станции: Учебник для техникумов. М.: Энергоиздат, 1982. 264 с.
13. Маргулова Т. Х., Мартынова О. И. Водные режимы тепловых и атомных электростанций: Учебник для вузов. М.: Высшая школа, 1981. 320 с.
14. Меррей Р. Атомная энергетика: Пер. с англ./ Под общей ред. Э. Э. Шпильрайна. М.: Энергия, 1979. 280 с.
15. Нигматуллин И. Н. Современные ядерные реакторы. М.: Знание, 1971, 96 с.
- 15а. Нигматуллин И. Н. Будущее тепловых энергетик. М.: Знание, 1975. 64 с.
16. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: Учебное пособие для вузов/ Г. Г. Бартоломей, Г. А. Бать, В. Д. Байбаков, М. С. Алхутов; Под ред. Г. А. Батя. М.: Энергоиздат, 1980. 511 с.
17. Пуско-наладочные работы на АЭС с реакторами типа ВВЭР/ А. П. Волков, Б. А. Трофимов, Е. И. Игнатенко и др. М.: Атомиздат, 1980.
18. Рассохин Н. Г. Парогенераторные установки атомных электростанций: Учебник для вузов. 2-е изд., М.: Атомиздат, 1980. 360 с.
19. Рудик А. П. Физические основы ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1979. 120 с.
20. Сидоренко В. А. Вопросы безопасности работы реакторов ВВЭР. М.: Атомиздат, 1977. 216 с.
21. Синев Н. М., Батуров Б. Б. Экономика атомной энергетики. Основы технологии и экономики ядерного топлива: Учебное пособие для вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1984. 392 с.
22. Стерман Л. С., Шарков А. Т., Тевлин С. А. Тепловые и атомные электростанции: Учебник для вузов/ Под ред. Л. С. Стермана. 2-е изд., испр. и доп. М.: Энергоиздат, 1982. 456 с.
23. Стырикович М. А., Шпильрайн Э. Э. Энергетика. Проблемы и перспективы. М.: Энергия, 1981. 192 с.
24. Судовые ядерные энергетические установки/ А. М. Головинин, В. А. Кузнецов, Б. Г. Положих и др.; Под ред. В. А. Кузнецова. М.: Атомиздат, 1976. с. 376.
25. Тепловые и атомные электрические станции: Справочник/ Под общей ред. В. А. Григорьева и В. М. Зорина. М.: Энергоиздат, 1982. 624 с.
26. Эксплуатационные режимы водородных энергетических ядерных реакторов/ Ф. Я. Овчинников, Л. И. Голубев, В. Д. Добрынин и др. М.: Атомиздат, 1979. 288 с.
27. Экономичность и безопасность атомных электростанций (реакторы ВВЭР): Учебное пособие/ Г. Аккерманн, Э. Адам, Л. П. Кабанов и др.; Под ред. Т. Х. Маргуловой. М.: Высшая школа, 1984. 224 с.
28. Ядерная энергетика, человек и окружающая среда/ Н. С. Бабаев, В. Ф. Демин, Л. А. Ильин и др.; Под ред. А. П. Александрова. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.
29. Ядерные энергетические установки: Учебное пособие для вузов/ Б. Г. Ганчев, Л. Л. Калышевский, Р. С. Демешев и др.; Под общей ред. акад. Н. А. Доллежала. М.: Энергоатомиздат, 1983. 504 с.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Авария:
максимальная проектная 153
с потерей теплоносителя 89, 153
связанная с отказом оборудования 153
- Активная зона 35, 90:
критическая нагрузка 48
критические размеры 47
критический объем 47
критическая нагрузка 48
- Активность радиоактивного образца 13
— удельная 13
- Альbedo 50
- Антинейтрино 11
- Атомное число 9
- Атомный номер 9
- Безопасность ЯЭУ 152
- Беккерель 13
- Биологический эквивалент рентгена 154
- Вероятность избежать резонансного захвата 36
— — утечки быстрых нейтронов 36
— — — тепловых нейтронов 37
- Возраст тепловых нейтронов 29
- Время удвоения 64
- Выгорание:
глубина 59
степень 58
- Грей 154
- Гидравлическое профилирование реактора 88
- Деление на быстрых нейтронах 35
— — промежуточных нейтронах 35
— — тепловых нейтронах 35
- Дефект массы 9
- Диффузия нейтронов 27
- Длина:
диффузии 29
миграции 29
переноса 31
поглощения 17
рассеяния 17
- Доза 154
— коллективная 154
— предел 156
— предельно допустимая 156
- Закон радиоактивного распада 12
- Замедление нейтронов 27
- Замедляющая способность вещества 30
- Запас реактивности 54
- Зашлаковывание реактора 65
- Зиверт 154
- Зона воспроизводства 52, 63
— наблюдения 156
— санитарно-защитная 156
- Изотоп 9
- Ионная яма 68
- Ионизационная камера 76
- Ионизирующее излучение 12
- Кампания реактора 71
- Квадрат длины замедления 29
- Компенсатор давления 110, 124
- Комптон-эффект 12
- Коэффициент:
внутреннего отражения 50
воспроизводства 62
диффузии нейтронов 31
использования тепловых нейтронов 38
— установленной мощности 71
замедления нейтронов 31
нагрузки 71
неравномерности 49
плутониевый 62
размножения избыточный 54
— на быстрых нейтронах 36
— эффективный 35
реактивности мощный 70
умножения 57
- Кривая энерговыработки 72
- Кризис:
высыхания 88
пузырькового кипения 87
теплоотдачи 87
- Критическая сборка 80
- Критическое уравнение реактора 46
- Кюри (Ки) 13
- Линейный коэффициент ослабления γ -излучения 12
- Массовое число 9
- Мгновенно-критичный реактор 57
- Мощность реактора:
приходящаяся на единицу массы делящегося вещества 53
тепловая 50
удельная объемная 53
— топливная 53
- Нейтрино 11
- Нейтрон 9
- Нейтроны:
быстрые 18
замедляющиеся 18
запаздывающие 22
мгновенные 22
надтепловые 18
промежуточные 18
резонансные 18
тепловые 18
- Нуклид 9
— делящийся 20
- Нуклон 9
- Оболочка атома 9
- Относительная атомная масса 8
— молекулярная масса 8
- Отравление реактора 65, 66
- Отражатель нейтронов 50, 91
— — предельная толщина 51
- Параметр:
геометрический 44
материальный 44

Параметр риска 155
 Парогенератор 120
 Период:
 воспроизводства плутония 64
 полураспада 13
 реактора 56
 Плотность:
 нейтронов 16
 объемного тепловыделения 53
 потока нейтронов 16, 52
 тока нейтронов 31
 Поглотитель:
 выгорающий 73
 жидкий 50
 твердый 50
 Поглощающий стержень 77
 интерференция 74
 эффективность 74
 Подкритичность реактора 57
 Позитрон 11
 Постоянная радиоактивного распада 12
 Потеря реактивности 66
 Пробег:
 средний свободный до поглощения 17
 — — — рассеяния 17
 Продукты деления 22
 Протон 9

 Рад 154
 Радиоактивность 10
 Размножающая система 34
 Рассеяние 14
 Реактивность 54
 выбег 72
 запас 54
 оперативный запас 72
 Реакция деления 14, 33
 — экзотермическая 14
 — эндотермическая 14
 Резонансное поглощение нейтронов 18, 40

 Семейство 11
 Сепаратор-пароперегреватель 107
 Сечение:
 макроскопическое эффективное реакций 17
 микроскопическое эффективное реакций 16
 Система:
 аварийного расхолаживания реактора 158
 борного регулирования 77
 локализации аварии 162
 компенсации давления 123
 надежного электропитания 158
 управления и защиты реактора (СУЗ) 72, 75
 Состояние:
 критическое 35
 надкритическое 35
 подкритическое 35
 Среднее время жизни 13, 35
 Степень обогащения ядерного топлива 34

 Температурный эффект 69
 Тепловыделяющая кассета 96, 132
 — сборка 96

Тепловыделяющий элемент (ТВЭЛ) 38, 93
 Теплоноситель 82, 83
 Технологический канал 84, 96, 97, 132
 Топливо ядерное 20, 61
 Транспортная длина свободного пробега 31

Физический пуск реактора 80
 Флюенс нейтронов 16
 Формула четырех сомножителей 38
 Фотоэффект 12

Цикл воспроизводства:
 торий-урановый 61
 уран-плутониевый 61

Электрон-вольт 8
 Элемент 9
 Энергетический пуск ЯЭУ 80
 Энергия:
 возбуждения составного ядра 14
 локализованная 24
 порога деления 20
 пороговая 14
 рассеянная 24
 связи ядра 9, 10
 Эффективная добавка 51
 доля запаздывающих нейтронов 57
 Эффективные сутки 71
 Эффективный резонансный интеграл 40

Ядерная авария 72, 153
 — безопасность 72
 — паропроизводящая установка 97
 Ядерное сырье 20
 — топливо 20

Ядерный реактор:
 высокотемпературный газоохлаждаемый 93, 141
 газовый 92
 графитовый 92
 гетерогенный 38, 91
 гомогенный 38, 91
 графитовый 92
 жидкометаллический 92
 исследовательский 91
 канальный 91, 92
 кипящий 92
 конвертор 91
 корпусной 91, 92
 многозонный 50
 многоцелевой 91
 на быстрых нейтронах 34, 91
 на промежуточных нейтронах 91
 на тепловых нейтронах 91
 органический 92
 промышленный 91
 размножитель 63, 91
 с водой под давлением 92
 с натриевым охлаждением 93, 144
 тяжеловодный 92
 экспериментальный 91
 энергетический 91

Ядро атома 9

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3	3.4. Температурные эффекты	69
Сокращения и условные обозначения	4	3.5. Кампания реактора. Составляющие запаса реактивности в реакторе	71
Введение	5	3.6. Управление и контроль ядерным реактором	27
Глава первая. Физические основы ядерной энергетики	8	3.7. Отвод теплоты из активной зоны реактора	81
1.1. Строение атомов, атомных ядер и их устойчивость	8	3.8. Устройство ядерных реакторов и их классификация	90
1.2. Радиоактивность	10	3.9. Тепловыделяющие элементы, сборки и кассеты энергетических реакторов	93
1.3. Ядерные реакции	13		
1.4. Замедление и диффузия нейтронов	27		
Глава вторая. Ядерный реактор	33		
2.1. Цепная реакция деления ядер	33	Глава четвертая. Типы ядерных энергетических установок и их основное технологическое оборудование	97
2.2. Коэффициент размножения	35	4.1. Особенности ядерных энергетических установок	97
2.3. Коэффициент размножения и нейтронный цикл в реакторе на тепловых нейтронах	36	4.2. Технологические схемы ЯЭУ с различными типами реакторов	100
2.4. Особенности процесса размножения в гомогенном и гетерогенном реакторах	38	4.3. Выбор параметров теплоносителя и рабочего тела в ЯЭУ	104
2.5. Зависимость эффективного коэффициента размножения от обогащения ядерного топлива	42	4.4. Режимы работы и регулирование мощности ЯЭУ	108
2.6. Критические параметры, размеры и плотность потока нейтронов в реакторе без отражателя	43	4.5. АЭС с водо-водяными энергетическими реакторами с водой под давлением	110
2.7. Коэффициент неравномерности распределения плотности потока нейтронов и тепловыделения в активной зоне реактора без отражателя	48	4.6. АЭС с водо-графитовыми канальными кипящими энергетическими реакторами	125
2.8. Выравнивание тепловыделения по активной зоне	50	4.7. АЭС, АТЭЦ и АСТ с водо-водяными корпусными кипящими реакторами	136
2.9. Тепловая мощность ядерного реактора. Средняя плотность потока нейтронов в активной зоне	52	4.8. АЭС с газоохлаждаемыми энергетическими реакторами	140
2.10. Физические основы управления цепной реакцией деления	54	4.9. АЭС с реакторами на быстрых нейтронах	144
Глава третья. Физические процессы в активной зоне реактора. Классификация реакторов	58	Глава пятая. Обеспечение безопасности ЯЭУ	152
3.1. Выгорание ядерного топлива	58	5.1. Проблема безопасности ЯЭУ	152
3.2. Воспроизводство ядерного топлива	61	5.2. Основы радиационной защиты от ионизирующих излучений в ЯЭУ и на АЭС	154
3.3. Зашлакование и отравление реактора	65	5.3. Системы безопасности и защиты ЯЭУ	157
		Список литературы	164
		Предметный указатель	165

ВНИМАНИЮ

СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ И ПРЕПОДАВАТЕЛЕЙ ВУЗОВ, РАБОТНИКОВ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИХ БИБЛИОТЕК, ИНЖЕНЕРОВ-ЭНЕРГЕТИКОВ
ВСЕХ ПРОФИЛЕЙ!

Энергоатомиздат выпустит в 1987 г.
учебную литературу для вузов:

Теплоэнергетика и теплотехника

- Гаврилов Е. И. Топливно-транспортное хозяйство и золоудаление на ТЭС. — (II кв.). — 13 л., 45 к.
Лебедев И. К. Гидродинамика паровых котлов. — (III кв.). — 15,5 л., 70 к.
Орлова М. П., Погорелова О. Ф., Улыбин С. А. Низкотемпературная термометрия. — (I кв.). — 17 л., 90 к.
Паровые и газовые турбины: Сборник задач/ Г. С. Самойлович, Б. М. Трояновский, В. В. Нитусов, А. И. Занин; Под ред. Г. С. Самойловича и Б. М. Трояновского. — 3-е изд., перераб. — (IV кв.). — 16 л., 85 к.
Рихтер Л. А., Елизаров Д. П., Лавыгин В. М. Вспомогательное оборудование тепловых электростанций. — (I кв.). — 21 л., 1 р.
Тепловые электрические станции/ В. Я. Рыжкин, В. Я. Гиршфельд, И. Н. Тамбиева и др.; Под ред. В. Я. Гиршфельда. — 3-е изд., перераб. — (III кв.). — 42 л., 1 р. 70 к.

Электротехника и электрические измерения

- Вольнский Б. А., Зейн Е. Н., Шатерников В. Е. Электротехника. — (III кв.). — 26 л., 1 р. 20 к.
Основы метрологии и электрические измерения/ Под ред. Е. М. Душина. — 6-е изд., перераб. и доп. — (II кв.). — 31 л., 1 р. 30 к.
Технология электроаппаратостроения/ Под ред. Ю. А. Филиппова. — (III кв.). — 21 л., 1 р. 10 к.
Терехов В. А. Элементы автоматизированного электропривода. — (II кв.). — 15 л., 70 к.

Электроэнергетика и гидроэнергетика

- Кучинский Г. С., Кизеветтер В. Е., Пинталь Ю. С. Изоляция установок высокого напряжения. — (IV кв.). — 21,5 л., 1 р.
Федоров А. А. Учебное пособие для курсового и дипломного проектирования по электроснабжению промпредприятий. — (III кв.). — 21 л., 1 р.
Электрическая часть электростанций/ Под ред. С. В. Усова. — 2-е изд., перераб. и доп. — (I кв.). — 40 л., 1 р. 60 к.
Гидроэлектрические станции/ Н. Н. Аршеневский, М. Ф. Губин, В. Я. Карелин и др. — 3-е изд., перераб. и доп. — (IV кв.). — 44 л., 1 р. 80 к.

Автоматика и вычислительная техника

- Коршунов Ю. М. Математические основы кибернетики. — 3-е изд., перераб. и доп. — (II кв.). — 32 л., 1 р. 40 к.
Корячко В. П., Курный В. М., Норенков И. П. Теоретические основы САПР. — (III кв.). — 27 л., 1 р. 30 к.
Ларионов А. М., Майоров С. А., Новиков Г. И. Вычислительные системы, комплексы и сети. — (II кв.). — 25 л., 1 р. 20 к.
Чураков Е. П. Оптимальные и адаптивные системы. — (I кв.). — 16 л., 85 к.

Атомная наука и техника

- Галин Н. М., Кириллов П. Л. Теплопередача. — (III кв.). — 25 л., 1 р. 10 к.
Ляпидевский В. К. Методы детектирования излучений. — (II кв.). — 25 л., 1 р. 10 к.
Марковец М. П. Прочность конструкционных материалов АЭС. — (IV кв.). — 20 л., 1 р.
Минералогия и геохимия редких и радиоактивных металлов/ Н. И. Егоров, И. М. Баюшкин, Д. А. Минеев, В. Я. Терехов. — (II кв.). — 20 л., 1 р.
Ободовский И. М. Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики. — (II кв.). — 20 л., 1 р.
Рассохин Н. Г. Парогенераторные установки атомных электростанций. — 32 л., 1 р. 40 к.
Строительство атомных электростанций/ В. Б. Дубровский, В. С. Коняиз, А. П. Кириллов и др.; Под ред. В. Б. Дубровского. — (III кв.). — 32 л., 1 р. 40 к.

С аннотациями на эти книги Вы можете ознакомиться в тематическом плане выпуска литературы Энергоатомиздата на 1987 г., который поступает во все магазины, распространяющие научно-техническую литературу.

Предварительные заказы на эти книги принимают все магазины научно-технической литературы.
Для получения книг по предварительным заказам покупателю необходимо оставить в книжном магазине почтовую открытку с указанием обратного адреса, автора и названия книги, номера книги по плану.

Организации могут заказать книги через магазины гарантийными письмами.

Книжные магазины принимают предварительные заказы до 1 ноября 1986 г.

Своевременное оформление заказов — гарантия того, что Вы приобретете интересующую Вас книгу.