

А.А. Дорофеев

Ядерные ракетные двигатели и энергетические установки

Введение в теорию,
расчет и проектирование

Под редакцией чл.-кор. РАН И.И. Федика

*Допущено Учебно-методическим объединением вузов
по университетскому политехническому образованию
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений, обучающихся по направлению
подготовки бакалавров и магистров 160400.62.68
«Ракетные комплексы и космонавтика» и инженеров
по специальности 160700.65 «Проектирование
авиационных и ракетных двигателей»*

2-е издание



Москва 2013

УДК 621.456(075.8)

ББК 39.65

Д69

Р е ц е н з е н т ы:

Заслуженный деятель науки и техники,

д-р техн. наук, проф. *Н.И. Леонтьев*;

д-р техн. наук, проф. кафедры «Ядерные реакторы и установки»

Московского государственного технического университета

им. Н.Э. Баумана *В.И. Солонин*

Дорофеев А.А.

Д69 Ядерные ракетные двигатели и энергетические установки. Введение в теорию, расчет и проектирование : учеб. пособие / под ред. чл.-кор. РАН И.И. Федика. — 2-е изд. — М. : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. — 342, [2] с. : ил.

ISBN 978-5-7038-3727-6

Изложены элементарные основы качественной теории нейтронно-физических и теплофизических рабочих процессов в ракетных двигателях и космических энергетических установках с ядерными источниками энергии. Приведены методики предпроектной оценки параметров тепловыделяющих сборок и радиационной защиты ядерных реакторов ракетных двигателей с твердой активной зоной с системой управления, а также сведения о конструировании и проектировании их газожидкостных систем в системной методологии тетрады «функция — конструкция — материал — технология» при приоритете радиационной ядерной безопасности.

Для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки бакалавров и магистров «Авиационная и ракетно-космическая техника», и дипломированных специалистов по специальности «Проектирование авиационных и ракетных двигателей» направления «Двигатели летательных аппаратов».

УДК 621.456(075.8)

ББК 39.65

*В оформлении обложки использовано
фото ЯРД РД-0410 разработки ОАО КБХА (Воронеж)*

© Дорофеев А.А., 2013

© Дорофеев А.А., 2012

© Оформление. Издательство МГТУ
им. Н.Э. Баумана, 2013

ISBN 978-5-7038-3727-6

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Основные условные обозначения	10
Основные сокращения	12
Введение	13
Часть 1. Ядерный ракетный двигатель как техническая система	27
<i>Глава 1. ЯРД в системном представлении</i>	27
<i>Глава 2. Ядерные энергетические и энергодвигательные установки</i>	37
<i>Глава 3. Радиоизотопные источники теплоты, двигатели и энергоустановки на их основе</i>	47
<i>Глава 4. Связь тепловой мощности ядерного источника энергии и параметров теплового ЯРД</i>	55
Часть 2. Нейтронно-физические рабочие процессы	62
<i>Глава 5. Взаимодействие нейтрона и ядра</i>	62
5.1. Основные свойства нейтрона	64
5.2. Замедление нейтронов	72
5.3. Спектр нейтронов в реакторе	75
<i>Глава 6. Получение и регистрация нейтронов</i>	78
<i>Глава 7. Взаимодействие нейтронов с материалами</i>	83
7.1. Макроскопические эффективные сечения взаимодействия.....	83
7.2. Замедление нейтронов и равновесная диффузия	86
7.3. Поглощение нейтронов	92
<i>Глава 8. Процессы в замедлителе и отражателе</i>	95
<i>Глава 9. Радиационные эффекты</i>	103
<i>Глава 10. Цикл размножения нейтронов в ядерном реакторе. Формула четырех сомножителей</i>	111
<i>Глава 11. Условия критичности активной зоны реактора</i>	121
<i>Глава 12. Элементарное уравнение кинетики и регулирование ядерного реактора</i>	135
<i>Глава 13. Конструктивные решения реактора ЯРД с твердой активной зоной. Гомогенная и гетерогенная схемы</i>	139
<i>Глава 14. Тепловыделение в активной зоне реактора ЯРД</i>	151
Часть 3. Тепловые и газодинамические рабочие процессы	159
<i>Глава 15. Поле температуры и температурные напряжения в твэлах</i>	159
<i>Глава 16. Задача теплового расчета ТВС как основного агрегата реактора ЯРД</i>	169

<i>Глава 17.</i> Расчет температуры рабочего тела, теплоотдающей поверхности и плоскости симметрии твэлов в ТВС с осевым течением теплоносителя	173
<i>Глава 18.</i> Максимальная мощность ТВС и пути ее возможного повышения	184
<i>Глава 19.</i> Расчетная оценка потерь давления при осевом течении сжимаемого охладителя в ТВС	187
<i>Глава 20.</i> Теплоперенос в активной зоне реактора ЯРД. Расчет поля температур с учетом изменения характеристик теплопереноса и свойств теплоносителя	199
<i>Глава 21.</i> Работа нагревной секции твэлов с радиальным сопряженным тепломассопереносом	203
<i>Глава 22.</i> Поле температур в транспирационно охлаждаемом твэле ...	214
<i>Глава 23.</i> Расчет параметров потока в ТВС с радиально-осевым течением рабочего тела	224
Часть 4. Конструкция и схемы газожидкостных систем ЯРД ...	239
<i>Глава 24.</i> Конструктивная схема и гидравлическое профилирование активной зоны реактора	239
<i>Глава 25.</i> Материалы ЯРД	245
25.1. Материалы и технологии изготовления твэлов и других элементов, работающих при высоких температурах	245
25.2. Материалы замедлителя и отражателя	257
25.3. Материалы исполнительных органов СУЗ	263
25.4. Конструкционные материалы	266
<i>Глава 26.</i> Радиационная защита ЯРД	270
<i>Глава 27.</i> Рабочие тела тепловых ракетных двигателей с радиоизотопным источником теплоты и ЯРД	282
<i>Глава 28.</i> Газожидкостные системы двигательных установок с ЯРД	299
28.1. Особенности проектирования газожидкостных систем ЯРД	299
28.2. Примерная схема газожидкостной системы ЯРДУ	311
Заключение	320
Вопросы и задания для самоконтроля	323
Вопросы для контроля остаточных знаний	329
Литература	331
Термины и определения	334
Предметный указатель	340
Именной указатель	343

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемое учебное пособие представляет собой расширенный конспект лекций по дисциплине «Теория, расчет и проектирование ядерных ракетных двигателей и энергетических установок», которая преподается на кафедре «Ракетные двигатели» МГТУ им. Н.Э. Баумана с середины 60-х годов прошлого века. За это время объем дисциплины сократился примерно в три раза при почти неизменном перечне содержательных рубрик учебной программы. При этом сохранялась основная цель усвоения знаний — обеспечить профессиональную компетентность инженера-механика и инженера-теплотехника при проектировании, конструировании, экспериментальной доводке и эксплуатации ядерных двигательных и энергосиловых установок.

Полученные необходимые знания о нейтронно-физических основах ядерной техники должны быть достаточными для того, чтобы специалист по ракетным двигателям, работающим на химическом топливе, мог сознательно их применять в своей работе. Кроме того, дипломированные специалисты должны уметь применять усвоенные высокоэффективные технические и материаловедческие решения, в том числе и не доведенные до практической апробации в отечественной ядерной ракетно-космической технике, и в других наукоемких областях при различных параметрах процессов. Таким образом, целью изучения дисциплины является, как правило, не только знание методик расчета и умение применять их, но и понимание основных взаимосвязей на качественном уровне при приоритете вопросов радиационной ядерной безопасности.

Первыми составителями учебной программы по данной дисциплине являлись разработчики отечественных космических ядерных энергетических установок и ракетных двигателей — В.В. Талаквадзе, И.И. Федик, В.А. Штоколов и другие ученые, которые в качестве основы дисциплины рассматривали характерные для теплотехнической научно-педагогической школы МГТУ им. Н.Э. Баумана прикладные задачи тепломассопереноса и гидрогазодинамики. При этом основное внимание уделялось системному представлению ядерной установки в целом — системной совокупности тепловых, газо-, гидродинамических и ядерно-физических рабочих процессов.

Без понимания теории нейтронно-физических рабочих процессов при современной подготовке специалиста по ракетным двигателям системный подход к проектированию, исследованию и применению ядерных ракетных двигателей невозможен. Опыт разработчика и преподавателя каждого из составителей учебной программы, а также оперативное взаимодействие со своими выпускниками позволили в результате составить оптимальные содержание, последовательность представления и распределение учебных материалов по объему и требуемому уровню освоения.

Современная учебная программа дисциплины, которой соответствует данное учебное пособие, во многом сохранила системные свойства при изменении содержания рубрик (глав, разделов, подразделов), например, при описании современных методик расчета, достигнутых показателей технических объектов ядерной техники и т. п. В основу содержательной части учебного пособия положены сведения, изложенные в приведенной в ней литературе. Представленные числовые примеры реалистичны, но не относятся к конкретным техническим объектам и носят сугубо методический характер. Приведенные в учебном пособии, взятые из разных литературных источников параметры и характеристики свойств рабочих тел и материалов могут отличаться от действительных, присущих конкретным материалам и рабочим средам, соответствующим нормативным документам (ГОСТам, ОСТам, ТУ и др.) по составу и технологии изготовления или подготовке до состояния поставки.

При необходимости основные сведения из теории и практики разработки ядерных ракетных двигателей, а также числовые данные с известной точностью и указанием на методику их получения можно найти в фундаментальных изданиях: энциклопедиях и справочниках¹, которыми пользовался автор при несовпадении данных из разных источников. Хотя для инноваций важны вопросы экономики (например, стоимость получения материалов высо-

¹ Машиностроение. Энциклопедия. Машиностроение ядерной техники. Т. IV—XXV. В 2 кн. Кн. 2 / Е.О. Адамов, П.В. Андреев, С.А. Антипов и др.; под общ. ред. Е.О. Адамова / ред. совет: К.В. Фролов (пред.) и др. М.: Машиностроение, 2005; Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

кой чистоты, обогащенных или обедненных конкретными изотопами и др.), но, согласно программе учебной дисциплины, они не рассматриваются.

Полный объем учебного пособия приблизительно соответствует 34 двухчасовым лекциям и примерно шести — восьми часам обязательных практических занятий (семинаров или специальных лабораторных работ) по изучению образцов ядерной техники и схемных решений ядерных ракетных двигательных установок. Принятое структурирование материала учебного пособия позволяет преподавателю при необходимости приблизительно вдвое уменьшить время на его изложение, например исключив рутинные математические выкладки и помещенную в учебном пособии полезную рецептурную, справочную, иллюстрирующую, но вспомогательную по когнитивным функциям, информацию.

Дисциплина относится к специальным (дисциплины специальности и специализации) и является финишной, т. е. дальнейшее изучение и углубленное усвоение материала учебным планом не предусмотрены. Предполагается, что в соответствии с местом дисциплины в учебном плане основные закономерности ядерной физики, теории ракетных двигателей, общие методики теплофизических расчетов (дисциплины: физика, химия, механика жидкости и газа, теплофизика, материаловедение, общая теория ракетных двигателей) уже освоены студентами на уровне умения находить и анализировать конкретные проявления общих закономерностей. Считается, что это необходимо для изучения настоящей дисциплины. При этом следует отметить, что в будущем для успешного использования полученных знаний в профессиональной работе требуется освоение методик конкретных расчетов процессов тепломассопереноса, обеспечения термopочности конструкции, современных компьютеризированных технологий проектирования. Самостоятельное освоение этих методик и соответствующих каталогизированных компьютерных программ (кодов) как рабочего инструмента вполне по силам выпускнику МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Имеется в виду, что к специалистам, изучившим данную дисциплину, не предъявляются требования по умению проводить нейтронно-физические расчеты, в частности, априорно определять условия критичности активной зоны реакторов и степень снижения интенсивности ионизирующих излучений в элементах конструкции, но они должны уметь сформулировать техническое задание на вы-

полнение таких работ, интерпретировать полученные результаты и на этой основе разработать конструкции характерных агрегатов ядерных ракетных двигателей, а также предложения по совершенствованию создаваемой установки с ядерным источником энергии.

В результате усвоения учебного материала у будущего специалиста должны сформироваться основные представления и целостное понимание системной взаимосвязи рабочих процессов разной физической природы в энергосиловых технических объектах с ядерными источниками энергии. Это в сочетании с освоенными методиками расчета и проектирования основных агрегатов таких объектов является необходимой составляющей профессиональной компетентности специалиста по ракетным двигателям.

В методическую основу данного учебного пособия положены лекции автора по одноименной дисциплине (конспектирование и компьютерная запись осуществлены в 2007 г. студентами Е. Поликарповой и А. Якушиной, в 2008 г. — А. Кузнецовым и Ю. Сунаевой, подбор иллюстрирующих материалов — Т. Чугуновой). Помимо позиции автора в лекциях отражены также и методические представления основателей специализации ядерных ракетных двигателей на кафедре «Ракетные двигатели» кандидатов технических наук, доцентов В.А. Штоколова и В.В. Талаквадзе, которых автор считает своими учителями. В соответствии с традициями московской научно-педагогической школы подготовки специалистов по ракетным двигателям (основатели — доктора технических наук, профессора В.М. Кудрявцев и В.М. Поляев) предпочтение отдается аналитическим методикам, имеющим явную физическую интерпретацию, хотя и уступающим более точным численным методикам, которые подготовленные студенты при необходимости вполне могут освоить самостоятельно. Приведенные в учебном пособии сведения составляют так называемый динамический инвариант дисциплины, т. е. их нельзя опровергнуть, но можно уточнить за счет набираемого научно-технического опыта и применения более точных и сложных методик расчета. Благодаря вышедшим в последние годы изданиям, отражающим отечественные и зарубежные достижения в создании ядерных ракетных двигателей, автор направляет студентов, желающих более углубленно изучить дисциплину, к публикациям, содержащим существенно больший объем информации по конкретным вопросам.

Следует отметить, что действующие государственные стандарты по ядерной технике и ракетным двигателям¹ не вполне согласованы друг с другом и частично противоречат как стандартам на единицы и обозначения физических величин, так и сложившимся устойчивым традициям. Известные межотраслевые рассогласования в терминологии и понятийном аппарате частично компенсируются приведенным в учебном пособии локальным, т. е. не претендующим на более широкое применение, тезаурусом или глоссарием. При этом вводимые новые термины выделяются в тексте светлым *курсивом*.

Более полному усвоению материала способствует его представление в виде совокупности дидактических единиц с комплектом вопросов и заданий разного уровня сложности для контроля или самоконтроля к каждой из них. То, что на большинство вопросов нельзя найти в книге прямой текстуально сформулированный ответ, дает возможность преподавателю разрешать отвечающим на зачете или экзамене студентам пользоваться самим учебником, тем самым исключая необходимость «зазубривания» и пользования шпаргалками. Часть вопросов, ориентированная на развитие у студента креативности, сознательно сформулирована в виде проблемы и не подразумевает однозначных ответов, которых может и не быть. Приведенный в конце книги полный комплект контрольных вопросов, как правило, не повторяющих вопросы к разделам, позволяет контролировать уровень освоения дисциплины по дидактическим блокам-модулям и (или) в целом, а при необходимости через заданный промежуток времени, определять уровень остаточных знаний. Он может быть выявлен по ответам на вопросы, которые специально подобраны с ориентацией именно на основные, принципиальные положения и моменты.

Предлагаемое издание — одно из первых отечественных учебных пособий по ядерным ракетным двигателям, которое в определенной мере отражает накопленный на кафедре «Ракетные двигатели» МГТУ им. Н.Э. Баумана многолетний опыт успешной подготовки специалистов. Возможные замечания, которые автор рассмотрит и учтет в своей дальнейшей работе, можно направлять в адрес издательства МГТУ им. Н.Э. Баумана.

¹ ГОСТ 17137—87. Системы контроля, управления и защиты ядерных реакторов. Термины и определения; ГОСТ 17655—89. Двигатели ракетные жидкостные. Термины и определения; ГОСТ 23082—78. Реакторы ядерные. Термины и определения.

ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

A	— скорость звука [м/с]
d	— диаметр [м]
F	— площадь [м ²]; нейтронный поток [с ⁻¹]
H, h	— линейный размер, высота [м]
I	— плотность тока нейтронов (вектор) [1/(см ² ·с)]
J	— флюенс (перенос) нейтронов [м ⁻² , см ⁻²]
k	— показатель адиабаты идеального газа; характеристика неравномерности
K	— коэффициент; характеристика неравномерности; модуль всестороннего сжатия [Па]
L	— характерный линейный размер, длина [м]
$\dot{m}$	— массовый расход [кг/с]
M	— число Маха
n	— концентрация нейтронов, плотность нейтронов [см ⁻³]; показатель изоэнтропы; число лопастей стерженькового (заходность) винтового твэла
p	— давление [Па]; вероятность
P	— тяга ракетного двигателя [Н]; вероятность избежать утечки за границу активной зоны (для нейтрона)
Pr	— критерий Прандтля
q	— объемное тепловыделение, объемная тепловая мощность Вт/м ³ ; газодинамическая функция, обратная геометрической степени расширения сопла
r	— радиус [м], теплота испарения [кДж/кг]
R	— радиус [м]; газовая постоянная [Дж/(кг·К)]
Re	— число Рейнольдса
S	— шаг винтовой линии [м]; площадь [м ²]
t	— время [с]
v	— удельный объем [м ³ /кг]
w	— скорость потока [м/с]
Z	— число протонов в ядре, номер элемента в таблице Д.И. Менделеева

β	—	расходный комплекс [м/с]; альbedo
δ	—	линейный размер, толщина [м]
ε	—	газодинамическая функция приведенной плотности
θ	—	вероятность избежать поглощения теплового нейтрона на этапе его диффузии
λ	—	длина пробега нейтрона от взаимодействия до взаимодействия [м, см]; коэффициент теплопроводности [Вт/(м·К)]; постоянная распада [с ⁻¹]
μ	—	коэффициент размножения на быстрых нейтронах; коэффициент перемешивания [м ⁻¹ , см ⁻¹]; линейный коэффициент ослабления [м ⁻¹ , см ⁻¹]; молекулярная масса [г/моль, кг/кмоль]; модуль сдвига [Па]; средний косинус угла рассеяния ϕ ; газодинамическая функция приведенного расхода
ν	—	среднее число нейтронов, высвобождающихся при делении одного ядра изотопа ²³⁵ U тепловыми нейтронами; кинематическая вязкость [м ⁻²]; коэффициент Пуассона
ξ	—	логарифмический декремент потери энергии нейтронов за один удар; коэффициент трения
π	—	газодинамическая функция приведенного давления
ρ	—	плотность [кг/м ³]
Σ	—	макроскопическое эффективное сечение взаимодействия [м ⁻¹ , см ⁻¹]
σ	—	микроскопическое эффективное сечение взаимодействия [см ² , б]; механическое напряжение [Па]
τ	—	возраст Ферми [см ²]; время [с]; напряжение трения [Па]; газодинамическая функция приведенной температуры
ϕ	—	плоский угол [радиан, градус]; вероятность избежать поглощения нейтрона на этапе его замедления
ψ	—	функция распределения (температуры, температурных напряжений и др.)
A	—	массовое число ядра, сумма чисел протонов и нейтронов
E	—	энергия нейтрона [Дж или эВ]; модуль Юнга [Па]
Π	—	периметр [м]
c	—	удельная теплоемкость [Дж/(кг·К)]
T	—	температура [К, °С]
Φ	—	плотность нейтронного потока (скалярная величина) [1/(см ² ·с)]

ОСНОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

АЗ	— активная зона
ВТГР	— высокотемпературный газоохлаждаемый ядерный реактор
ГДФ	— газодинамические функции
ГЖС	— газожидкостные системы
ГПД	— газообразные продукты деления
ДУ	— двигательная установка
ЖРД	— жидкостный ракетный двигатель
ЖРДМТ	— жидкостный ракетный двигатель малой тяги
ЖРДУ	— двигательная установка с ЖРД
ИСЗ	— искусственный спутник Земли
ЛА	— летательный аппарат
РД	— ракетный двигатель
РДТТ	— ракетный двигатель твердого топлива
РИТ	— радиоизотопный источник теплоты
РИТЭГ	— радионуклидный термоэлектрический генератор
СТР	— система терморегулирования
СУЗ	— система управления и защиты
ТВС	— тепловыделяющая сборка
ТКЛР	— температурный коэффициент линейного расширения
ТНА	— турбонасосный агрегат
ТЯРД	— термоядерный ракетный двигатель
ЭРД	— электрический ракетный двигатель
ЯРД	— ядерный ракетный двигатель
ЯРДУ	— двигательная установка с ядерным ракетным двигателем
ЯЭДУ	— ядерная энергодвигательная установка
ЯЭРД	— ядерный электрический ракетный двигатель

ВВЕДЕНИЕ

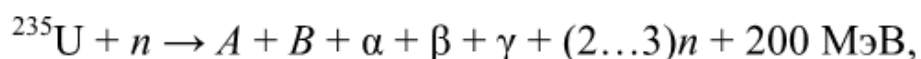
При работе ракетного двигателя (РД) используются источник энергии и рабочее тело, транспортируемые на борту летательного аппарата (ЛА). Эффективность двигателя обуславливает требуемый запас рабочего тела, необходимый для заданного изменения скорости полезного груза известной массы. При этом требуемое отношение массы ЛА с заправленными баками к массе его конструкции, включая массу двигательной установки (ДУ) и полезного груза (так называемое число Циолковского), а следовательно, и начальная масса ЛА, зависят в основном от одного из основных показателей РД — удельного импульса тяги (удельного импульса, удельной тяги).

Начальная масса ЛА во многом обуславливает техническую возможность его создания и его конструктивную схему. Например, для межпланетных ЛА, стартующих с орбиты искусственного спутника Земли (ИСЗ), стартовая масса ограничивается экономически приемлемым числом полетов имеющихся ракетносителей, доставляющих на орбиту части конструкции ЛА для последующей его предполетной сборки, а также трудностью накопления и хранения на орбите до старта криогенного химического топлива, доставляемого за несколько полетов.

Удельный импульс тяги РД на основных режимах работы практически равен скорости истечения рабочего тела. Последняя зависит не только от его удельной энергии (полного энергосодержания единицы массы рабочего тела на входе в пропульсивный аппарат (ускоряющий отбрасываемое для создания тяги вещество), но и от возможности ее преобразования в полезную кинетическую энергию истекающего потока, создающего тягу: при прочих равных условиях, чем меньше средняя (кажущаяся) молекулярная масса газообразного рабочего тела, тем выше при заданной температуре скорость его истечения и удельный импульс тяги. При этом существенной является принципиальная возможность использования любого рабочего тела, например водорода, который по сравнению с продуктами сгорания таких наиболее эффективных химических топлив,

как смесь водорода с кислородом или фтором, даже при приблизительно одинаковой с ними температуре сгорания, равной 3 000...3 500 К, обеспечивает примерно вдвое больший удельный импульс тяги — до 10 000 м/с, причем независимо от вида применяемого нагревателя или источника тепловой энергии.

Ядерные источники энергии, тысячекратно превышающие при использовании самые эффективные химические ракетные топлива по удельному энерговыделению (на единицу массы), со времени их технического освоения вызывали интерес у разработчиков ракетной техники. Как показывали расчеты, а затем и эксперименты, в отличие от химических источников энергии температура в зоне ядерных превращений лимитируется работоспособностью специального технического устройства. При этом по сравнению с химическим топливом так называемое ядерное горючее — делящиеся при взаимодействии с нейтронами изотопы, например по схеме



практически не расходуется, т. е. может служить источником энергии и для РД, и для ЛА в целом в течение весьма продолжительного времени, достаточного для полетов к удаленным от Солнца небесным телам, где применение солнечных батарей становится неэффективным.

Массогабаритные характеристики, технический облик стартового с орбиты ИСЗ межпланетного ЛА во многом определяются выбором ДУ. Применение наиболее освоенных в космической технике жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) вследствие их относительно низкой эффективности даже для экспедиции на Марс потребует огромного количества топлива (800 т) и соответствующих по объему топливных баков межпланетного корабля. Поэтому такой ЛА будет и весьма дорогим, и недостаточно надежным. Масса ЛА на орбите будет приблизительно в 2 раза меньше (400...500 т), если использовать ядерный ракетный двигатель (ЯРД) на основе ядерного реактора деления, который служит нагревателем водорода, ускоряемого в сопле для создания силы тяги до 100 кН. При этом расширяется допустимый диапазон времени старта и (или) сокращается длительность экспедиции, что в целом существенно повышает безопасность и вероятность успешного завершения полета.

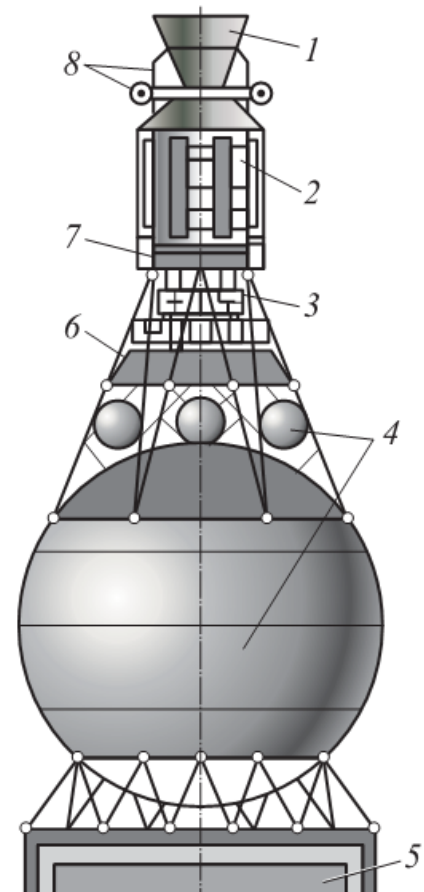
Общий вид (компоновочная схема) ДУ с ЯРД (ЯРДУ) представлен на рис. В.1.

Специфической проблемой при применении таких ДУ является хранение большой массы водорода на борту в течение нескольких месяцев. Если на Марсе будет найдена вода, то появится возможность выработки кислорода и водорода, и требуемая длительность хранения водорода значительно, примерно в 2 раза, уменьшится, что упростит решение задачи, но потребует генерации электрической энергии для разложения воды.

Наиболее эффективными РД для использования на марсианском корабле являются электрические ракетные двигатели (ЭРД), в которых электрическая энергия переходит в кинетическую энергию истекающего для создания тяги потока, а рабочее тело должно быть обязательно ионизированным, т. е. находиться в состоянии плазмы. При удельном импульсе тяги, равном $10^5 \dots 10^6$ м/с, такие двигатели имеют достаточно высокую надежность при относительно низкой стоимости, но при этом развивают весьма небольшую тягу на один ускоряющий агрегат: до $10^{-2} \dots 10^{-1}$ Н. Долговременное хранение рабочего тела ЭРД на основе благородных газов (например, криптона, ксенона и др.) в требуемых количествах не составляет особенной технической проблемы. Масса корабля с такими РД будет минимальной, но он должен иметь источник электропитания мощностью несколько мегаватт, работающий непрерывно в течение десятков часов на таком уровне мощности, а на несколько порядков меньшей мощности — в течение нескольких лет. Для применения на таких кораблях сравнимыми конкурентными качествами обладают бортовая ядерная электростанция, например с безмашинной выработкой

Рис. В.1. Общий вид (компоновочная схема) ЯРДУ:

1 — сопловой блок; 2 — ядерный реактор; 3, 4 — системы подачи и хранения рабочего тела соответственно; 5 — полезная масса; 6, 7 — вынесенная и встроенная (внутренняя) теньевая радиационная защита соответственно; 8 — система управления вектором тяги и ориентации ЛА по крену



электроэнергии, и солнечные батареи. Переход на использование ядерной энергии существенно расширит энергетические возможности, а значит, и эффективность экспедиции. Компоновочная схема космического ЛА с ЯРДУ и ЭРД представлена на рис. В.2.

Конкурентоспособными представляются так называемые бимодальные режимы использования ядерного реактора, работающего как в режиме нагревателя рабочего тела теплового ЯРД, когда требуется создание тяги в несколько десятков килоньютонов, так и в режиме бортовой электростанции. Согласно расчетам, применение такой энергодвигательной установки является более эффективным по сравнению с ДУ с ЖРД (ЖРДУ) также и для доставки тяжелых полезных грузов массой несколько десятков тонн на геостационарную орбиту, и для осуществления транспортных операций по трассе «околоземная орбита — Луна». Энергодвигательная установка с ядерным реактором и ЭРД по расчетной экономической эффективности превосходит ЖРДУ при полетах, требующих относительно больших приращений скорости, но с ограничением допустимых перегрузок, например при перебазировании крупногабаритных конструкций с низкой околоземной орбиты на геостационарную орбиту.

К настоящему времени разработаны несколько отечественных (в СССР и в России) и американских (в США) проектов пилотируемых кораблей для экспедиции на Марс с ЯРДУ, работающей в двигательном и энергетическом режимах. Предполагается использовать уже опробованные технические решения — прототипы отечественного ЯРД РД-0410 (рис. В.3) (ОАО КБХА, Воронеж, <http://www.kbkha.ru>) или разработанные в США по программам «Плутон» и «Ровер» ЯРД

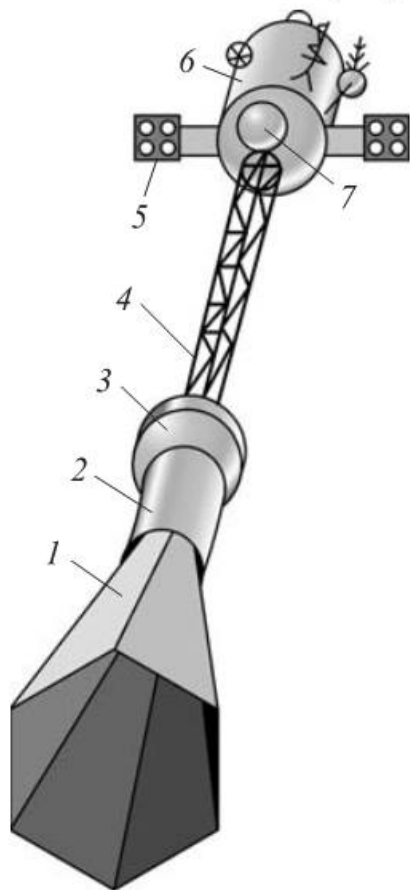


Рис. В.2. Космический ЛА с ЯРДУ и ЭРД (компоновочная схема):

1 — теплообменник-излучатель (радиатор); 2 — ядерный источник энергии; 3 — вынесенная тень радиационная защита; 4 — дистанционная телескопическая ферма; 5 — панели с ЭРД; 6 — приборный и обитаемый отсеки (полезная масса); 7 — система хранения и подачи рабочего тела РД

семейства «Нерва» с реакторами типа «Киви», а также бортовые ядерные источники электричества, аналогичные отечественным установкам «Бук», «Топаз» или американским SNAP, работоспособность которых была подтверждена и в космическом полете, и в условиях наземных стендов. Более 30 отечественных установок типа «Бук» эксплуатировались на космических аппаратах серии «Космос». Установки «Топаз» также испытаны в качестве бортового источника электропитания орбитальных космических аппаратов.

Освоение дальнего космоса, полеты автоматических станций, аналогичных ЛА «Пионер», «Вояджер», «Галилей» или «Кассини», продолжительностью до 10 лет на такие расстояния от Солнца, когда его света уже недостаточно для работы солнечных преобразователей, требуют источников тепловой и электрической энергии с еще большим ресурсом и с крайне высокой надежностью при тепловой мощности, не превышающей несколько киловатт. Единственными источниками энергии, отвечающими этой задаче, являются радиоизотопные источники теплоты (РИТ), десятилетиями сохраняющие устойчивое энерговыделение и не требующие управления. РИТ и безмашинный генератор электричества, выполненные в виде единого агрегата, называемого радионуклидным термоэлектрическим генератором (РИТЭГ), представляют собой технически освоенные источники



Рис. В.3. Общий вид ЯРД РД-0410 (тяга в пустоте 35,3 кН (3,6 тс); удельный импульс тяги 8 927 м/с (910 кг · с/кг); среднемассовая температура перед соплом 3 000 К; ресурс работы 3 600 с; число включений 10; масса с радиационной защитой и рамой крепления 2 000 кг; тепловая мощность реактора 196 МВт; габаритные размеры: длина — 3 500 мм, максимальный диаметр — 1 600 мм)

тока. РИТЭГ использовались, например, на отечественных космических аппаратах типа «Космос», РИТ обеспечивали предотвращение недопустимого переохлаждения приборного отсека лунохода в период «лунной ночи».

В РИТ ядерная энергия — энергия связи нуклонов в ядре — высвобождается в виде кинетической энергии продуктов радиоактивного распада — частиц и (или) γ -квантов (фотонов) — и при их торможении переходит в тепловую энергию материала, содержащего радиоактивный изотоп. Генерируемая при этом удельная тепловая мощность в диапазоне 0,25...98,0 кВт/кг значительно уступает таковой при использовании химических топлив, а температура, до которой может нагреваться материал, ограничена температурой его плавления: 800...2 000 К. Нагретые до таких температур рабочие тела обеспечат удельный импульс тяги 2 300...3 000 м/с, т. е. ниже, чем лучшие химические топлива. Но простое устройство, полная автономность, энергетический ресурс несколько лет и высокая надежность РД, работающего на водороде или гелии, подогреваемых в РИТ, делают такой двигатель вполне конкурентоспособным по сравнению с ЖРД малой тяги (ЖРДМТ), например для системы управления ориентацией ЛА в пространстве с уровнем тяги 0,1...1,0 Н.

В СССР и США разработаны, испытаны и применялись в составе орбитальных ЛА бортовые ядерные источники электрической энергии с термоэлектрическими (термопарными) полупроводниковыми преобразователями, например, первый в мире термоэмиссионный реактор-преобразователь (СССР), семейство бортовых электростанций (США). При безмашинной выработке электрической энергии КПД, не превышающий 5...15 %, обуславливает необходимость удаления избыточной теплоты в космическое пространство с излучающей нагретой поверхности теплообменников-радиаторов, масса которых составляет существенную долю в массе всей энергодвигательной установки. Эту теплоту можно использовать для нагрева газообразного охладителя, например гелия, который, как правило, имеется на борту в качестве рабочего газа системы автоматики. Ускоряя нагретый газ, например в сопле Лаваля, можно создать тягу до нескольких ньютонов, под действием которой за период времени от нескольких часов до нескольких месяцев ЛА может перейти на более высокую орбиту без дополнительных энергозатрат.

В СССР первое правительственное постановление по проектированию ЯРД вышло в 1956 г., в нем главным конструктором ракет с ЯРД был утвержден С.П. Королев¹. Проектирование РД на основе ядерного реактора велось примерно с середины 50-х годов прошлого века в нескольких конструкторских бюро, которые возглавляли М.М. Бондарюк, В.П. Глушко, А.М. Исаев, С.А. Лавочкин², А.М. Люлька, В.П. Мишин, В.М. Мясищев³ и другие. Было выполнено около десяти проектных разработок ядерных реактивных и ракетных двигателей разного уровня завершенности: от ядерного двигателя межконтинентального самолета-бомбардировщика и прямоточного ЯРД крылатой ракеты с неограниченной дальностью полета до ЖРД с предварительным подогревом топлива в ядерном реакторе и варианта второй ступени пилотируемого комплекса «Земля — Луна — Земля» с энергодвигательным ядерным комплексом 11Б97. Однако ядерных ракетных двигателей с тягой несколько тонн и выше, пригодных для установки на орбитальный или межпланетный ЛА, в настоящее время нет ни в России, ни в США, хотя только эти страны вели их интенсивную разработку.

И отечественные, и американские ЯРД, спроектированные и испытанные на Земле на режимах, близких к номинальным, базируются на ядерных реакторах деления с содержащими ядерное горючее твердыми тепловыделяющими элементами (ТВЭлами), охлаждаемая которыми нагревается рабочее тело — водород (так называемая схема «А») (рис. В.4). ТВЭлы расположены в нагревной зоне реактора 2, куда из полости входа 1 поступает рабочее тело, которое затем истекает через сопло 3 в окружающее пространство для создания тяги. Очевидно, что в этой схеме температура рабочего тела ограничивается тугоплавкостью материала ТВЭлов, содержащих делящийся изотоп урана ^{235}U . В отечественном ЯРД более

¹ Королев Сергей Павлович (1907—1966) — выдающийся конструктор и ученый в области ракетной и ракетно-космической техники, основоположник практической мировой и отечественной космонавтики, академик АН СССР; выпускник МВТУ (ныне МГТУ им. Н.Э. Баумана) 1929 г.

² Лавочкин Семен Алексеевич (1900—1960) — крупный советский конструктор авиационной и ракетной техники; выпускник МВТУ 1927 г.

³ Мясищев Владимир Михайлович (1902—1978) — крупный советский авиаконструктор и ученый в области самолетостроения; выпускник МВТУ 1926 г.

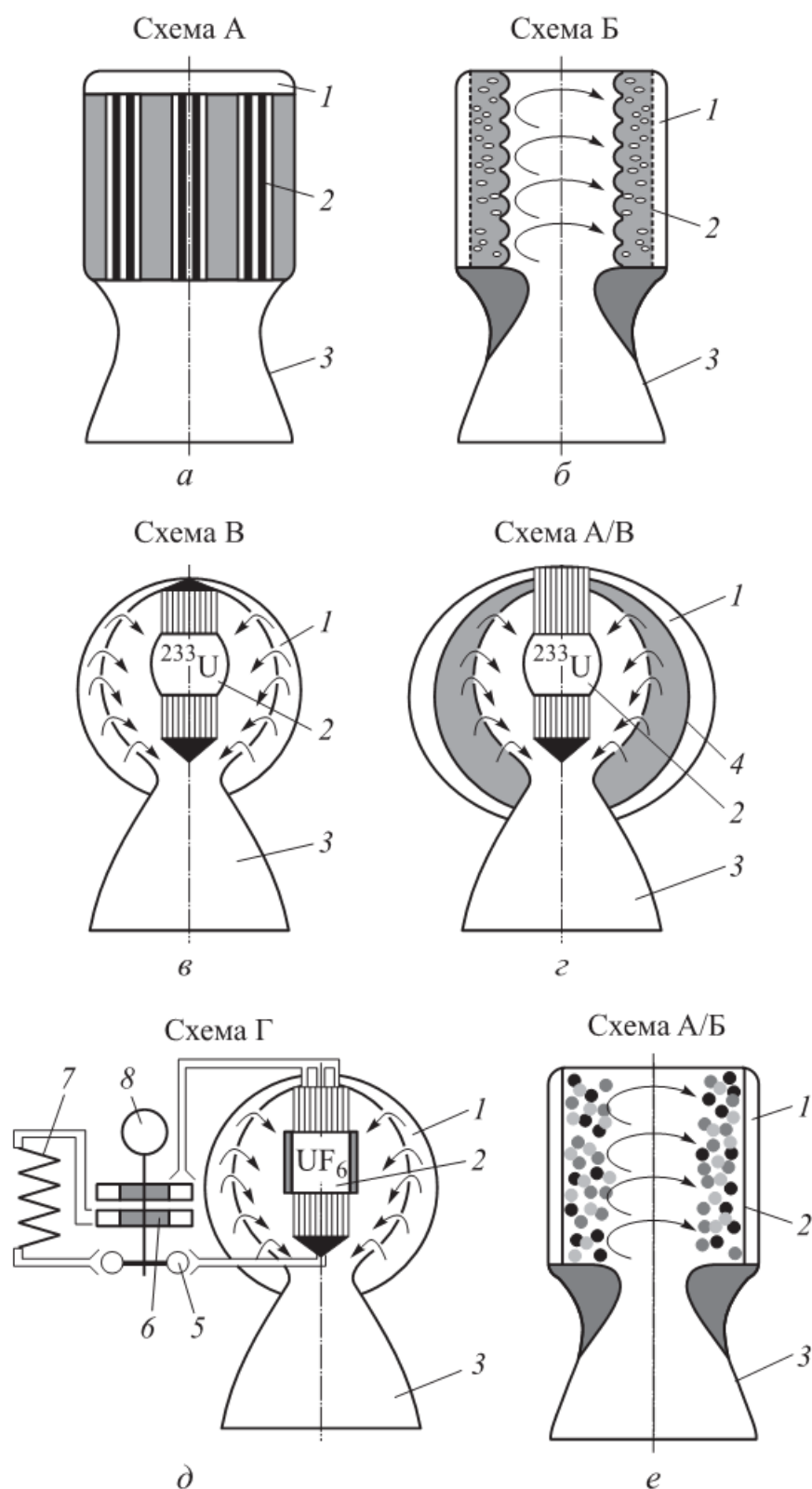


Рис. В.4. Принципиальные схемы ЯРД:

a — схема «А» (ЯРД с твердой АЗ); *б* — схема «Б» (ЯРД с АЗ в жидком состоянии); *в* — схема «В» (ЯРД с плазменной АЗ); *г* — схема «А/В» (ЯРД с твердыми и плазменными твэлами); *д* — схема «Г» (ЯРД с газофазной АЗ); *е* — схема «А/Б» (ЯРД с вихревой АЗ); 1 — полость входа рабочего тела; 2 — зона ядерной реакции деления; 3 — сопло; 4 — твердые элементы предварительного подогрева; 5 — газовая турбина; 6 — компрессор; 7 — теплообменник-излучатель; 8 — электрогенератор

прогрессивной, так называемой гетерогенной, конструкции температура водорода на входе в сопло достигала 3 100 К, в американском — не более 2 500 К для твэлов в виде графитовых пластин и до 2 700 К для модифицированных призматических шестигранных (карандашоподобных) твэлов. Такому соотношению температур соответствуют полученные практически значения развиваемого удельного импульса тяги, равные примерно 9 000...9 500 м/с и 8 000...8 500 м/с соответственно, превосходящие более чем в 2 раза показатели лучших в мире ЖРД. Именно это позволяет рассматривать ЯРД с тепловым или электрическим ускорением движения рабочего тела в качестве безальтернативной реальной основы энергодвигательных установок межпланетных космических аппаратов.

Наиболее приближены к летным вариантам ДУ отечественные ЯРД РД-0411 и РД-0410 (ОАО КБХА, главный конструктор Г.И. Чурсин) с тягой, равной приблизительно 400 кН (40 тс) и 36 кН (3,6 тс) соответственно (см. рис. В.3). Более 100 организаций и предприятий участвовали на разных этапах в создании этих ЯРД. Трудно переоценить роль в разработке ядерного реактора и ЯРД в целом специалистов следующих предприятий и организаций (приведены современные названия): ФГУП Научно-исследовательского и конструкторского института энерготехники им. Н.А. Доллежаля¹ (<http://www.nikiet.mpi.ru/>); Подольского НИИ — НПО «Луч» (<http://www.luch.podolsk.ru/>); Государственного научного центра РФ «Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского» (<http://www.ippe.ru/>); Государственного научного центра — Федерального государственного унитарного предприятия «Исследовательский центр им. М.В. Келдыша» (<http://www.kerc.msk.ru/>) и многих других. До конца 80-х годов XX века реакторную часть отечественных ЯРД (11Б91-ИР-100 и др.) испытывали на Семипалатинском ядерном полигоне (ныне входит в Национальный ядерный центр Республики Казахстан) (<http://www.nnc.kz/>). При этом были получены на порядок бóльшие, чем у американских ЯРД объемные плотности тепловыделения в твэлах (до 33 кВт/см³) и подтвержде-

¹ Доллежалъ Николай Антонович (1899—2000) — выдающийся инженер и ученый, главный конструктор ряда первых в мире ядерных установок, академик АН СССР, РАН, заведовал кафедрой в МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1961—1986 гг.; выпускник МВТУ 1923 г.

ны проектные ресурсы наиболее напряженных узлов, что позволяло считать практически достигнутым удельный импульс тяги 9 250 м/с. ДУ 11Б91Х с водород-кислородным имитатором тепловыделения вместо ядерного реактора прошла комплексные испытания на номинальной мощности в подмосковном НИИХиммаше (г. Пересвет), что в сочетании с результатами испытания реактора ЯРД позволяет считать экспериментально подтвержденными заложенные проектные параметры установки, в том числе и массу до 2 000 кг с учетом радиационной защиты.

Достижение более высокой температуры водорода на входе в газодинамическое сопло (сопло Лаваля) позволит превысить достигнутое значение удельного импульса тяги. Ограничения удельного импульса тяги ЯРД схемы «А» тугоплавкостью материала твэлов снимаются при переходе к реакторам, у которых наиболее нагретая зона, содержащая химические соединения делящихся изотопов, находится в жидком состоянии (схема «Б», рис. В.4, б) или в состоянии плазмы (схема «В», рис. В.4, в). Как в СССР (проект ЯРД схемы «В» РД-600 и др., ведущий конструктор Б.И. Каторгин¹), так и в США проведены научные исследования основных рабочих процессов таких ЯРД. Показана возможность увеличения удельного импульса тяги до 20 000...30 000 м/с при температуре рабочего тела до 12 000 К.

Технически реализуема комбинация ЯРД схем «А» и «В» — «А/В» (рис. В.4, г), которая обеспечивает условия протекания управляемой реакции деления ^{233}U , находящегося и в состоянии плазмы, и в твердом состоянии в твэлах предварительного подогрева 4, окружающих плазменную зону нагрева. При этом практически неподвижная, удерживаемая магнитным полем соленоидов (на рис. В.4 не показаны) застойная плазменная зона с температурой около 10 000...15 000 К играет роль дополнительного нагревателя для предварительно подогретого при охлаждении твердых твэлов рабочего тела — водорода с добавками, например, лития или вольфрама, «зачерняющих», усиливающих поглощение теплового излучения. Электричество для питания удерживающих плазму соленоидов вырабатывается в магнитогидродинамических ге-

¹ Каторгин Борис Иванович (1934) — генеральный конструктор НПО «Энергомаш» им. академика В.П. Глушко, академик РАН; выпускник МВТУ им. Н.Э. Баумана 1958 г.

нератора (МГДГ), совмещенных с соплом, через которое для создания тяги истекает ионизированное электропроводное рабочее тело. Тепловыделение в твердых твэлах служит для выработки электроэнергии, используемой на ЛА при работе как на двигательном режиме, так и без тяги. В частности, в одном из отечественных проектов ЯРД схемы «А/В» обоснована достижимость значения удельного импульса тяги около 20 000 м/с для тяги в пустоте, достигающей 170 кН и развиваемой в течение 3,5 ч за пять включений при давлении на входе в сопло 10 МПа.

Исследовались и разрабатывались также и более безопасные и менее теплонапряженные, по сравнению с плазменными, низкотемпературные неплазменные ядерные энергодвигательные установки (ЯЭДУ) схемы «В» с газообразной активной зоной (АЗ) на основе гексафторида урана UF_6 с добавками несущего газа с температурой 5 000...10 000 К и давлением от 1 до 10 МПа. Низкие по сравнению с урановой плазмой давление и температура позволяют использовать UF_6 и как делящееся вещество, и как циркулирующее рабочее тело (схема «Г», рис. В.4, д), выводящее энергию во внешний контур реактора для выработки электроэнергии электрогенератором 8, например по циклу Брайтона. В контур, реализующий этот цикл, включены газовая турбина 5, компрессор 6 и теплообменник-излучатель 7.

Предварительные теоретические экспериментальные исследования и техническое проектирование проводили также применительно к схеме «А/Б», объединяющей схемы «А» и «Б» (рис. В.4, е). В ЯРД такой схемы теплота генерируется во вращающемся псевдоожигенном слое диспергированного ядерного горючего, которое принципиально может иметь температуру, превышающую температуру плавления, и удерживается центробежными силами от уноса, что не требует дополнительных электромагнитных систем удержания. ЯРД схемы «Б», т. е. с тепловыделением в жидком твэле, превосходит ЯРД схемы «А» только по развиваемому удельному импульсу тяги на несколько процентов. При этом ЯРД схемы «Б» является технически намного более сложным, и такие ЯРД не исследовались даже на уровне технических проектов.

Если все приведенные выше ЯРД можно рассматривать как действующие в непрерывном режиме, то имеются схемные решения ЯРД, работоспособные только при периодическом функционировании, — так называемые импульсные ядерные или термо-

ядерные ракетные двигатели (ТЯРД). Тяговое усилие (тяга) таких двигателей (рис. В.5) возникает в результате серии взрывов большого числа ядерных зарядов 1 малой мощности, которые выбрасываются из ЛА и подрываются на удалении от него до нескольких сот метров. Продукты взрыва действуют на усиленную кормовую часть 2 ЛА, связанную с остальной конструкцией баком 6 расходуемых компонентов и полезным грузом 7 через амортизаторы 5. Тяга регулируется изменением частоты подачи зарядов в зону взрыва. Расчетное значение удельного импульса тяги таких двигателей достигает 45 000...100 000 м/с, бóльшие значения соответствуют термоядерным зарядам, взрыв которых инициируется импульсным лазерным излучением. Эти двигатели наиболее подробно исследовались в США в процессе выполнения проекта «Орион». Экологическая опасность импульсных ЯРД заключается в загрязнении космического пространства радиоактивными продуктами ядерного взрыва. Поэтому полеты с такими двигателями возможны только вдали от Земли и траекторий искусственных ЛА.

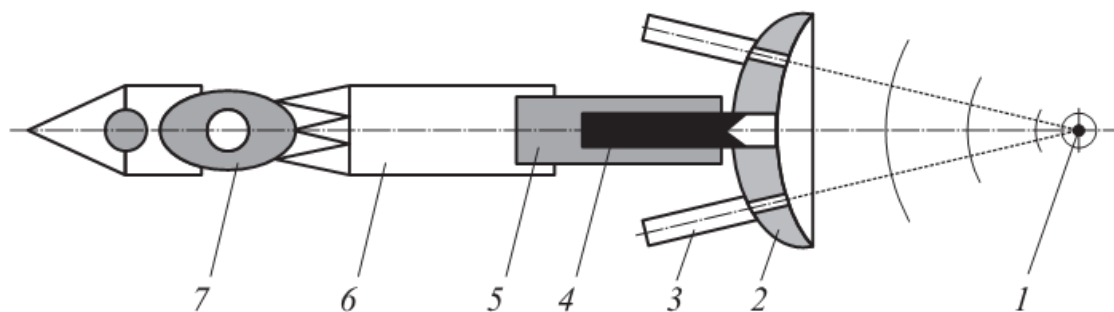


Рис. В.5. Схема импульсного ЯРД (проект «Орион»):

1 — ядерный заряд; 2 — кормовая часть; 3 — лазер — инициатор ядерного (термоядерного) взрыва; 4 — устройство подачи мишеней; 5 — амортизатор; 6 — бак расходуемых компонентов; 7 — полезный груз

ЯРД не следует рассматривать только как устройство, создающее тягу. Накопленный благодаря значительным интеллектуальным и материальным затратам ведущих космических и ядерных держав — СССР (РФ) и США — ценнейший опыт создания космической ядерной энерготехники должен найти инновационное применение для решения других крупных и важных научно-технических задач. Например, опыт разработки водородных насосов ЯРД РД-0410 был непосредственно использован при проектировании турбонасосных агрегатов (ТНА) одного из самых совершен-

ных в мире кислород-водородного ЖРД — РД-0120. Созданные для первого в мире ЯРД с гетерогенной АЗ углерод-углеродные материалы с уникальными термopрочностными свойствами нашли применение в конструкциях раскрывающихся на орбите крупногабаритных антенн. Тугоплавкие материалы твэлов ЯРД на основе оксидов, карбидов и нитридов металлов используются в нагревателях технологических установок для баротермической модификации материалов (термобарокамер). Возможно применение высокоэффективных полупроводников и электроизоляционных материалов, отработанных при испытаниях космических ядерных термopарных и термоэмиссионных электрогенераторов, в конструкциях наземных коммутационных и электрозащитных устройств мегаваттного диапазона мощности.

Уникальная концентрация энергии в космическом компактном ядерном реакторе может служить основой для создания мощных мобильных газотурбинных установок различного назначения. Возможность нагрева газовых смесей практически произвольного состава до высоких температур технически обуславливает применение реакторов ЯРД в качестве источника оптически активной среды мощного газодинамического лазера с заданной частотой излучения, соответствующей минимальным потерям энергии в атмосфере.

Деятельность, связанная с использованием ядерных источников энергии в космосе, имеющая глобальное значение, осуществляется в соответствии с международным правом и, в частности, с Уставом ООН, а также с действующими международными соглашениями и другими документами, касающимися этих вопросов¹. При этом вопросам безопасности присваивается наивысший приоритет. Более подробно введение в проблематику и история разработки ЯРД в СССР (РФ) и в США как существенные для учебного процесса приведены в последующих главах данного учебного пособия в форме, методически адаптированной к учебному плану подготовки специалиста по РД.

¹ Резолюция 47/68 «Принципы, касающиеся использования ядерных источников энергии в космическом пространстве» принята генеральной ассамблеей ООН 23 февраля 1993 г. (<http://www.un.org/russian/documen/convents/space.pdf>).

Контрольные вопросы и задания

1. По каким атрибутивным признакам различаются ЯРД схем «А», «Б» и «В»?
2. Приведите пример ЯРД, совмещающих атрибутивные признаки схем «А», «Б» и «В».
3. Какие особенности ЯРД схемы «В» обеспечивают его преимущества перед ЯРД схемы «А»?
4. В чем заключаются преимущества ЯРД схемы «Б» по сравнению с ЯРД схемы «А»?
5. Какая характеристика экономичности (совершенства) ракетного двигателя является основной для межпланетных перелетов?
6. Какие принципиальные недостатки имеют ЯРД импульсного действия?
7. В чем заключается экологическая опасность двигательной установки с ядерными двигателями, в частности рассмотренными в проекте «Орион»?

Часть 1

ЯДЕРНЫЙ РАКЕТНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ КАК ТЕХНИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Глава 1

ЯРД В СИСТЕМНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Ракетный двигатель представляет собой реактивный двигатель, при работе которого используются источник энергии и рабочее тело, транспортируемые на борту ЛА с этим двигателем. Рабочим телом является вещество, отбрасываемое с некоторой скоростью относительно ЛА для создания реактивной силы — тяги — или механического вращательного момента, если имеется плечо, относительно центра масс ЛА. Атрибутивным признаком (необходимым, присущим, неотъемлемым без изменения технической сущности системы) РД как реактивного двигателя является импульсивное устройство — элемент системы (агрегат). В нем энергия рабочего тела переходит в полезную кинетическую энергию истекающего потока, реактивная сила которого и является тягой.

ЯРД рассматривается как частный случай или конкретный вариант РД, использующего энергию, высвобождающуюся при изменении состава и (или) состояния ядер в процессе радиоактивного распада, слияния или деления ядер. Необходимым элементом совокупного рабочего процесса ЯРД как технической системы является передача высвободившейся энергии рабочему телу в некотором энергообменном устройстве. При этом техническая система обязательно имеет объединенную систему управления и защиты, эффективности которой в части обеспечения ядерной и радиационной безопасности присваивается наивысший приоритет. Таким образом, функционально обусловленная структура ЯРД как частного случая реактивного и ракетного двигателя в системном представлении включает не менее четырех обязательных элементов

(рис. 1.1): источник энергии; рабочее тело; энергообменное устройство; пропульсивное устройство. При этом каждый элемент (признак) является атрибутивным, а их совокупность — достаточной для однозначного определения реактивного двигателя, и в частности РД.

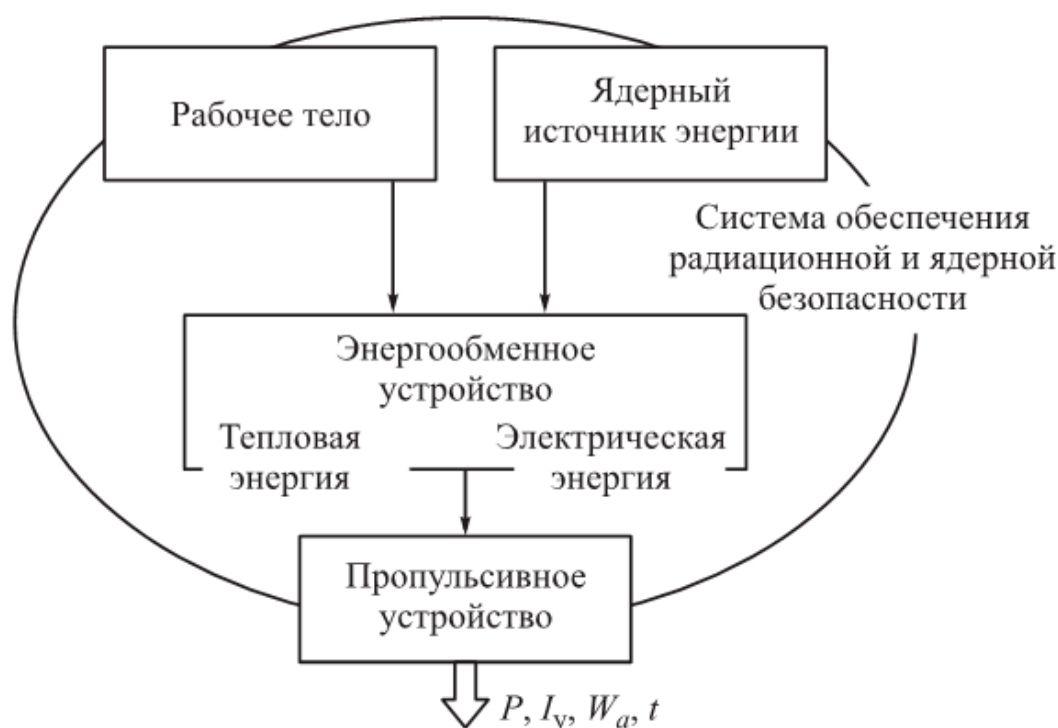
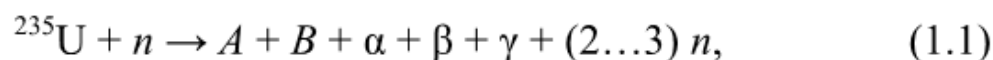


Рис. 1.1. Макроструктура РД как технической системы

Из всех ракетных двигателей идентификацию именно ЯРД осуществляют по физической природе источника энергии. *Ядерным источником энергии* называется устройство, в котором энергия связи нуклонов в ядре атома в результате ядерных превращений, т. е. процессов, идущих при изменении состава и состояния ядер атомов, высвобождается в виде кинетической и электромагнитной энергий продуктов ядерных превращений. Ядерные превращения можно условно разделить на два вида: ядерные реакции и радиоактивный распад, а ядерные реакции, в свою очередь — на два типа: реакции деления тяжелых ядер нейтронами, например



и реакции синтеза, например, гелия ^4He из дейтерия ($\text{D} \equiv ^2\text{H}$) и трития ($\text{T} \equiv ^3\text{H}$):



Деление изотопа урана ^{235}U по реакции (1.1) происходит при любой энергии или температуре нейтрона, а реакция синтеза (1.2) относится к термоядерным реакциям и происходит при температурах, превышающих 10^7 К. Такие температуры, а следовательно, и кинетические энергии дейтерия и трития, необходимы для преодоления кулоновских сил отталкивания при сближении этих взаимодействующих ядер до расстояний, при которых возможно их слияние с образованием ядра гелия ^4He и высвобождением нейтрона n , обладающих кинетической энергией. Следует отметить, что реакция (1.1) хорошо изучена, технически освоена и осуществляется как управляемая цепная реакция в стационарных и мобильных ядерных энергоустановках, в том числе и на космических ЛА.

Реакции термоядерного синтеза типа (1.2) до настоящего времени не освоены как управляемые, но используются в термоядерном оружии, где реакция деления тяжелого изотопа служит источником энергии для предварительного нагрева дейтерия и трития, вступающих затем в реакцию синтеза. Разработки стационарных реакторов, в которых предполагается осуществить самоподдерживающуюся управляемую термоядерную реакцию, находятся в стадии исследований и создания демонстрационных образцов при широкой международной кооперации вследствие их чрезвычайной сложности и высокой стоимости.

Применение мощных импульсных лазеров, позволяющих нагревать произвольные смеси до температур, превышающих 10^6 К, делает принципиально возможным инициацию импульсной реакции синтеза. Такие реакции, проведенные последовательно или в камере нагрева рабочего тела, или вне ЛА вблизи его кормы (см. рис. В.5), могут служить источником энергии, которую можно использовать для изменения скорости движения ЛА.

Происходящие при радиоактивном распаде неустойчивых изотопов, например изотопа плутония ^{238}Pu и изотопа полония ^{210}Po , спонтанные и спорадические ядерные превращения сопровождаются излучением γ -квантов (фотонов) и (или) корпускулярным излучением. Управление такими превращениями путем внешних воздействий невозможно. Для макроскопических количеств радиоактивных веществ при числе распадов во времени $N(t)$ удельное выделение энергии в радиоактивном материале описывается соотношением

$$N(t) = X \exp(-Yt), \quad (1.3)$$

где X , Y — константы, характеризующие материал, содержащий радиоактивный изотоп — радиоизотоп.

Принципиальная неуправляемость процесса и снижение удельного выделения энергии во времени определяют и недостатки, и основные преимущества радиоизотопных источников тепловой энергии: отсутствие возможности и необходимости управления.

Тип ядерного превращения (реакция деления ядер, термоядерный синтез или радиоактивный распад) является одним из существенных признаков, по которым проводится классификация ЯРД. К главным свойствам, присущим всем рассмотренным ядерным источникам энергии, относятся ионизирующее корпускулярное и (или) электромагнитное (фотонное) излучения, сопровождающие ядерные превращения. При этом исходная внутренняя энергия атомных ядер, вступающих в превращения, частично переходит в кинетическую энергию частиц — продуктов превращения — и электромагнитную энергию излучаемых фотонов. И именно эта высвободившаяся энергия как исходная должна быть преобразована с минимальными потерями в полезную энергию: кинетическую энергию истекающего рабочего тела, создающего тягу.

Отметим, что движение частиц и фотонов во всех средах (например, в материале, где произошло ядерное превращение) обязательно сопровождается переходом кинетической энергии в тепловую энергию этих сред, т. е. трансформация некоторой части исходной ядерной энергии в тепловую энергию является обязательным переходом в ядерных источниках энергии любого типа. В этом смысле ядерный источник энергии является источником тепловой мощности. Преобразование энергии рабочего тела из вида, в котором она присуща рабочему телу на входе в пропульсивное устройство (см. рис. 1.1), в кинетическую энергию истекающего потока составляет суть рабочих процессов этого устройства и задает принципы его работы. И существенным, определяющим признаком является вид энергии, преобразуемой в кинетическую энергию. По этому же признаку можно классифицировать ЯРД.

Если в пропульсивном устройстве в кинетическую энергию переходит тепловая энергия рабочего тела, то такой ЯРД относится к тепловым ядерным двигателям. В этом случае в качестве пропульсивного устройства используется газодинамическое сопло,

например сопло Лавала. Для тепловых ЯРД атрибутивным признаком и соответственно необходимым рабочим процессом является нагрев рабочего тела, например жидкости в баке или газа в шаре-баллоне, от температуры хранения до температуры на входе в сопло. Поэтому в составе теплового ЯРД энергообменное устройство представляет собой нагреватель рабочего тела с ядерным источником энергии. При этом энергия претерпевает ряд следующих трансформаций и переходов:

- в ядерном источнике энергии (источнике энергии) энергия связи нуклонов в ядре атома переходит в кинетическую энергию продуктов ядерного превращения и здесь же за счет их торможения трансформируется в тепловую энергию материала, ядра которого участвовали в превращении;

- в энергообменном устройстве (источнике тепловой мощности) тепловая энергия материала, в котором содержался ядерный источник энергии, передается рабочему телу, т. е. оно нагревается (как правило, конструктивно источник энергии и энергообменное устройство объединены в единое устройство — ядерный реактор);

- в пропульсивном устройстве (газодинамическом сопле) тепловая энергия трансформируется в кинетическую энергию истекающего потока, т. е. рабочее тело ускоряется и истекает в окружающую среду с созданием реактивной тяги, изменяющей кинетическую энергию ЛА, снабженного этим ЯРД.

Тепловые РД, как химические так и ядерные, работают по условному термодинамическому циклу (рис. 1.2) тепловой машины, например, с изобарным подводом теплоты 1—2 и адиабатным

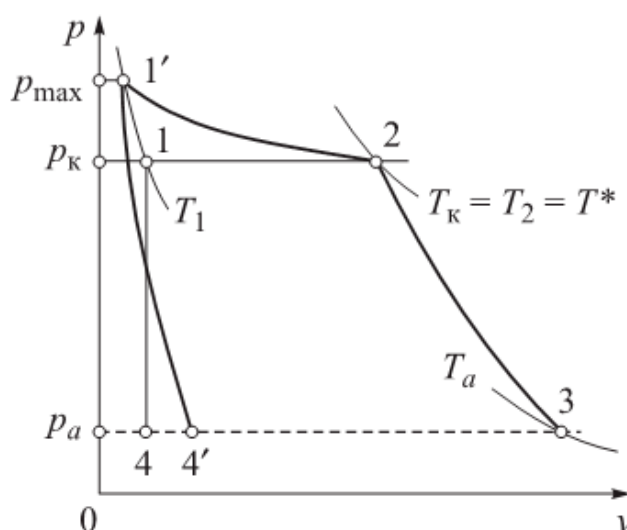


Рис. 1.2. Условный термодинамический цикл теплового ЯРД

изоэнтропийным расширением 2—3. Изобара 3—4 условно замыкает цикл 1—2—3—4. Изохора 4—1 соответствует повышению давления несжимаемого рабочего тела от давления, равного давлению в выходном сечении сопла, до давления в зоне нагрева, т. е. в нагревателе с ядерным источником тепловой мощности. Если изобарный подвод теплоты 1—2 в ЖРД только моделирует горение, то для теплового ЯРД этот в общем случае криволинейный отрезок отражает действительный процесс нагрева рабочего тела, охлаждающего ТВЭЛы.

Представленная на рис. В.4 совокупность принципиальных схем отражает классификацию тепловых ЯРД по признаку агрегатного состояния нагревателя рабочего тела. При этом конструктивно интегрированы источник энергии и нагреватель, представляющие собой ядерный реактор, охлаждаемый непосредственно рабочим телом и снабженный газодинамическим соплом. Помимо общих для этих ЯРД организации и поддержания в зоне нагрева цепной управляемой реакции деления в каждом из двигателей реализуются характерные процессы теплопереноса между зоной нагрева и охлаждающим ее рабочим телом.

Для ЯРД схемы «А» это достаточно изученный теплоперенос между твердым телом и охладителем, когда сопутствующий нежелательный перенос массы не происходит. Отметим, что вопросы априорного проектирования оптимальных теплообменных аппаратов такого типа наиболее изучены. В ЯРД с жидкой зоной нагрева (схема «Б») теплообмен происходит между жидкостью и газом, барботируемым с периферии к оси вращения в виде множества пузырьков через вращающуюся жидкость, в которой идут ядерные реакции. Теплоперенос происходит через развитую поверхность контакта жидкости и газа при существенном вкладе теплопроводности. При этом крайне нежелателен, но принципиально возможен унос рабочим телом радиоактивного вещества нагревной зоны. Другими словами, процесс переноса теплоты должен сочетаться с удержанием расплава вещества, содержащего делящийся изотоп. Трудности оптимальной и безопасной реализации такого сложного процесса при относительно небольшом преимуществе ЯРД схемы «Б» в удельном импульсе по сравнению с ЯРД схемы «А» объясняют то, что изучение ЯРД схемы «Б» не продвинулось дальше предпроектных оценок.

Наибольшие отличия от теплопереноса в ЯРД схемы «А» имеет процесс нагрева рабочего тела инфракрасным излучением со-

державшей уран плазмы (схема «В»), температура которой может достигать $10^4 \dots 10^5$ К. В явной форме здесь проявляется противоречие требований, с одной стороны, минимальной молекулярной массы μ рабочего тела для получения максимального удельного импульса I_y , с другой стороны, максимальной способности поглощать инфракрасное излучение для нагрева рабочего тела до максимальной температуры при минимальной длине хода луча, что характерно для газов с многоатомной молекулой, т. е. с большим значением μ . Это противоречие частично снимается введением в основное рабочее тело — частично диссоциированный водород $xH + yH_2$ — зачерняющих добавок, в числе которых рассматривались и литий Li, и вольфрам W. При этом удержание плазмы, например путем совместного газодинамического и электромагнитного воздействия (так называемые «магнитные бутылки»), представляет собой принципиально решаемую, но технически весьма сложную задачу, не рассматриваемую в рамках данной книги. В системном представлении рассмотренные ЯРД являются тепловыми, так как именно тепловая энергия преобразуется в пропульсивном устройстве — газодинамическом сопле — в полезную кинетическую энергию истекающего потока.

Удельный импульс I_y тепловых ЯРД ограничен максимально возможной скоростью $w_{a \max}$ истечения данного рабочего тела w_a (с молекулярной массой μ или конкретным значением газовой постоянной R , удельной теплоемкостью c_p , коэффициентом адиабаты k , температурой торможения $T_k = T^* = T_2$ (см. рис. 1.2) и соответствующей термодинамической энтальпией H^* на входе в газодинамическое сопло, например, сопло Лаваля), т. е. для идеального газа можно записать

$$I_y \leq w_{a \max} \leq w_{a \max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T^*} = \sqrt{2c_p T^*} = \sqrt{2H^*}. \quad (1.4)$$

Это ограничение отсутствует, если рабочее тело ускоряется за счет сил, возникающих при взаимодействии электрических зарядов, и (или) электромагнитных сил, действующих на электрический ток в магнитном поле. В этом случае следует использовать рабочее тело, содержащее электрически заряженные частицы, т. е. ионизированное, например плазму.

Данный принцип ускорения рабочего тела был предложен основоположником космонавтики К.Э. Циолковским в 1911 г. Один

из пионеров ракетной техники — немецкий инженер и исследователь Г. Оберт — в 1929 г. описал возможное устройство РД с ионизированным рабочим телом, т. е. ЭРД. Практически одновременно в 1929—1930 гг. впервые в мире был разработан и испытан основоположником отечественного ракетного двигателестроения В.П. Глушко электротермический ракетный двигатель, в одном из вариантов которого электропроводящее рабочее тело ускорялось и за счет тепловой энергии, и за счет возникающих электромагнитных сил. В системном представлении РД классифицируют как электрический двигатель по виду энергии, которой обладает рабочее тело на входе в пропульсивный, т. е. ускоряющий его, аппарат (устройство). Таким образом, электротермический ракетный двигатель относится и к электрическим, и к тепловым двигателям.

Рассмотрим обобщенную схему ЭРД на рис. 1.3. Рабочее тело подается через входное устройство *1* в полость *A*, где ионизируется в электромагнитном поле $E-H$, создаваемом системой электродов *3* и электромагнитов *2*, а затем ускоряется в полости *B* и истекает в окружающее пространство. Возникающие при этом силы давления рабочего тела на элементы проточного тракта и в основном неуравновешенные электромагнитные силы действуют на элементы конструкции двигателя, образуя развиваемую тягу.

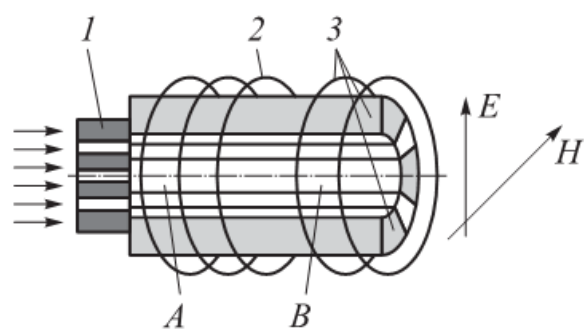


Рис. 1.3. Обобщенная схема ЭРД:

- 1* — устройство ввода рабочего тела;
- 2* — электромагниты; *3* — электроды;
- A* — полость ионизации рабочего тела;
- B* — полость электромагнитного ускорения рабочего тела

Скорости истечения рабочего тела, а следовательно, и удельные импульсы ЭРД, в десятки раз превышают эти же параметры самых совершенных тепловых РД. Если не требуется тяга больше 5...20 Н (0,5...2 кгс), а необходимое время работы измеряется тысячами секунд, то такие РД приобретают значительное преимущество по сравнению с тепловыми двигателями по большинству энергетических и массогабаритных интегральных характеристик.

Первые полеты ЛА с ЭРД в качестве исполнительного органа системы ориентации состоялись в СССР в 1960-х годах. Электри-

ческие двигатели как штатный элемент системы коррекции орбиты отечественных спутников семейств «Метеор», «Гейзер», «Альтаир» и других эксплуатируются начиная с 1971 г. Кроме России и США применение и исследование ЭРД в международной кооперации ведутся также и в других странах. В настоящее время созданы ЭРД, потребляющие до 25 кВт электрической мощности и развивающие при использовании ксенона в качестве рабочего тела удельный импульс, равный 25 000...50 000 м/с при ресурсе до нескольких тысяч часов.

На уровне проектов ядерного электроракетного орбитального транспортного аппарата с электрической мощностью 150 кВт в двигательном режиме и 10...40 кВт в режиме длительного энергообеспечения обоснованы следующие параметры: удельный импульс 30 000...40 000 м/с при суммарной тяге 5,4 Н и массе ЛА 10 000...12 000 кг. Такие энергетические и массогабаритные характеристики практически недостижимы на основе применения ЖРДУ, которые примерно в 100 раз превосходят ЭРД по удельным массовым показателям (например, «сухая масса», т. е. с незаполненными баками рабочего тела или топлива, масса, отнесенная к развиваемой тяге), уступая им по значениям удельного импульса более чем на порядок. Поэтому преимущество ЭРД проявляется в тех случаях, когда именно масса рабочего тела становится основной составляющей в суммарной стартовой массе, и выигрыш в удельном импульсе превосходит потери вследствие высокой «сухой массы» энергодвигательных установок с автономным бортовым источником электропитания.

Физико-технические основы устройства и функционирования ЭРД различных видов, результаты теоретических и экспериментальных исследований рабочих процессов в них, а также примеры конструкций двигателей, используемых на отечественных и зарубежных космических ЛА, достаточно подробно описаны в научно-технической литературе.

Вследствие малых значений тяги, развиваемой единичным ускоряющим устройством ЭРД, требуемое время его работы может достигать нескольких тысяч часов. Техническая задача проектирования таких ДУ включает разработку бортового источника электропитания с соответствующим ресурсом, который может быть обеспечен только на основе ядерных источников энергии.

В системном представлении (см. рис. 1.1) в состав ДУ с ядерным источником энергии и ЭРД помимо источника рабочего тела и электрического пропульсивного устройства, использующего для ускорения рабочего тела силы электростатической и электромагнитной природы, входят ядерный источник энергии и энергообменное устройство, интегрированные в бортовую ядерную электростанцию, питающую движитель. Такая система называется *ядерной электродвигательной установкой (ЯЭДУ)* или *ядерным электрическим ракетным двигателем (ЯЭРД)* и может быть установлена на космическом ЛА (см. рис. В.2).

Контрольные вопросы и задания

1. Перечислите общие (системные) и особенные, в том числе атрибутивные, существенные признаки ЖРД и теплового ЯРД.
2. Постройте последовательность преобразования энергии по видам от внутренней энергии ядра (энергии связи нуклонов в ядре атома) до полной энергии рабочего тела в выходном сечении пропульсивного устройства.
3. Укажите локализацию процессов перехода энергии со сменой ее вида по элементам ЯРД как технической системы.
4. В каких элементах (звеньях, агрегатах) ЯРДУ как технической системы в основном осуществляются характерные рабочие процессы?
5. Какие рабочие процессы характерны для ЯРД схем «А», «Б», «В» и их сочетаний?
6. Перечислите рабочие процессы, общие для ЯРД схем «А», «Б», «В» и их сочетаний.
7. Почему скорость истечения рабочего тела ЭРД может превышать максимально возможную скорость истечения этого же рабочего тела из сопла Лавала при одинаковой температуре торможения?

Глава 2

ЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ЭНЕРГОДВИГАТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

Прогресс последних десятилетий в области создания ЭРД обусловил возможность практического применения двигателей этого вида на долгодействующих (до 10 и более лет) ЛА, однако

это потребует разработки эффективных бортовых источников электропитания или бортовых электростанций. Источниками электрической энергии, работающими без дозаправки столь продолжительное время, могут быть только ядерные источники, использующие энергию, высвобождающуюся при ядерных превращениях: при радиоактивном распаде (радиоизотопные источники энергии) или в цепной управляемой реакции деления изотопов урана или плутония нейтронами. Поскольку ядерная энергия в основном высвобождается в виде кинетической энергии продуктов ядерных превращений, которые, неизбежно замедляясь в твердом веществе на длинах пробега до долей миллиметра, нагревают его, постольку именно тепловая энергия должна быть преобразована в электрическую. Другими словами, на борту ЛА должна находиться ядерная электростанция, преобразующая тепловую энергию в электрическую энергию, питающую электрические РД, системы жизнеобеспечения, связи и др.

Преобразование тепловой энергии в электрическую энергию возможно или по машинной схеме, когда для выработки электрической энергии непосредственно используется механическая энергия вращения ротора динамо-машины (рис. 2.1), или по тепловому безмашинному циклу, в котором тепловая энергия переходит в электрическую, совершая работу по разделению электрических зарядов в рабочем цикле, когда рабочим телом служит носитель заряда (рис. 2.2 и 2.3). Если рабочим телом энергоустановки является газ¹, например смесь криптона с гелием, то совершаемый им термодинамический цикл называется циклом Брайтона (рис. 2.1, а): при прохождении через расположенный в ядерном источнике тепловой энергии (ядерный реактор деления или РИТ) теплообменник-нагреватель 6 рабочее тело нагревается до температуры T_2 .

Далее приобретенная тепловая энергия рабочего тела частично переходит в механическую энергию на валу газовой турбины 2 (процесс 2—3 на диаграмме цикла Брайтона), приводящей в движение газовый компрессор 5, повышающий давление циркулирующего сжимаемого рабочего тела (4—1), охлажденного в холодильнике-излучателе 4 (3—4). При этом газовая турбина развивает значительно бóльшую мощность, чем потребляется компрессором,

¹ Ключкова Л.Л. Рабочие тела энергосиловых установок летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1984.

а избыточная мощность идет на привод вырабатывающего электрическую энергию генератора (динамо-машины) 3. Выработка электрической энергии по циклу Брайтона технически освоена. Экономичность (полезная удельная мощность) помимо других процессов ограничивается значительной долей полезной удельной мощности, затрачиваемой на сжатие и циркуляцию газообразного рабочего тела, чаще всего смеси гелия с криптоном.

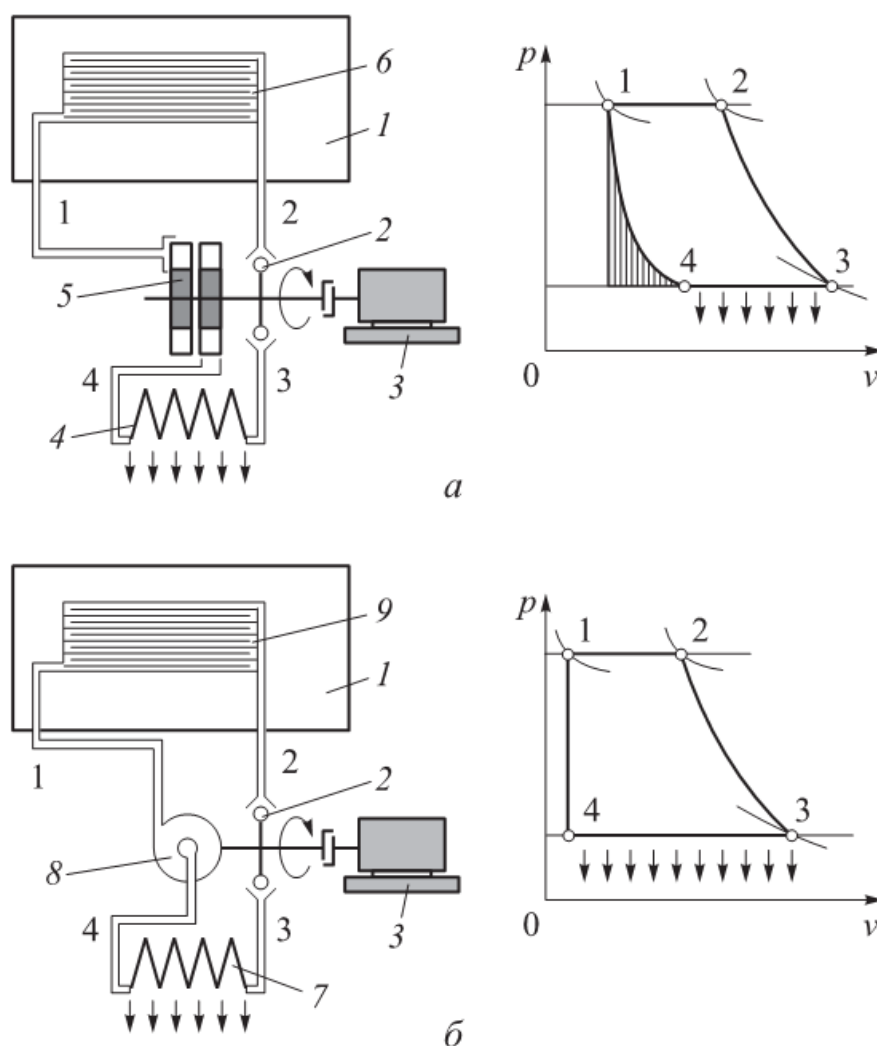


Рис. 2.1. Схемы ядерных энергоустановок с машинным циклом выработки электрической энергии, работающих по циклу Брайтона (а) и по циклу Ренкина (б):

1 — ядерный источник тепловой энергии (ядерный реактор деления или РИТ); 2 — газовая (паровая) турбина; 3 — электрогенератор; 4 — холодильник-излучатель; 5 — компрессор; 6 — теплообменник-нагреватель; 7 — излучающий холодильник-конденсатор; 8 — циркуляционный насос; 9 — парогенератор

Применение рабочего тела, находящегося до входа в нагреватель в жидком состоянии, т. е. практически несжимаемого, позволяет в несколько раз снизить затраты мощности на его циркуляцию

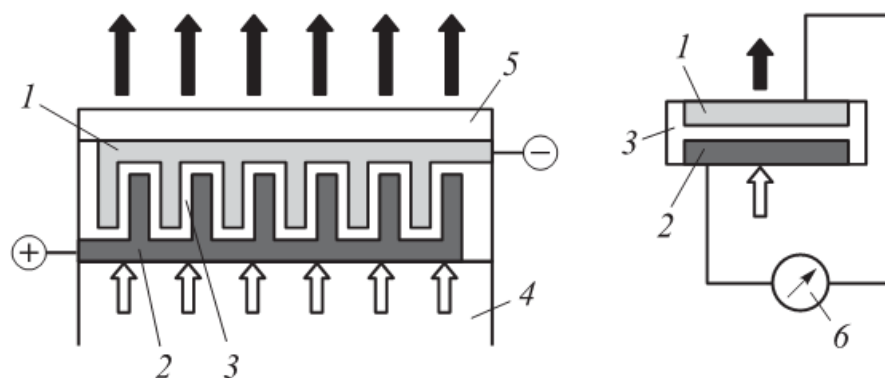


Рис. 2.3. Схема термоэмиссионного энергопреобразователя, вырабатывающего электрическую энергию по безмашинному циклу:

1, 2 — низкотемпературный и высокотемпературный электроды; 3 — межэлектродное пространство, заполненное парами цезия Cs; 4 — ядерный источник тепловой энергии (ядерный реактор деления или РИТ); 5 — теплообменник-излучатель; 6 — гальванометр

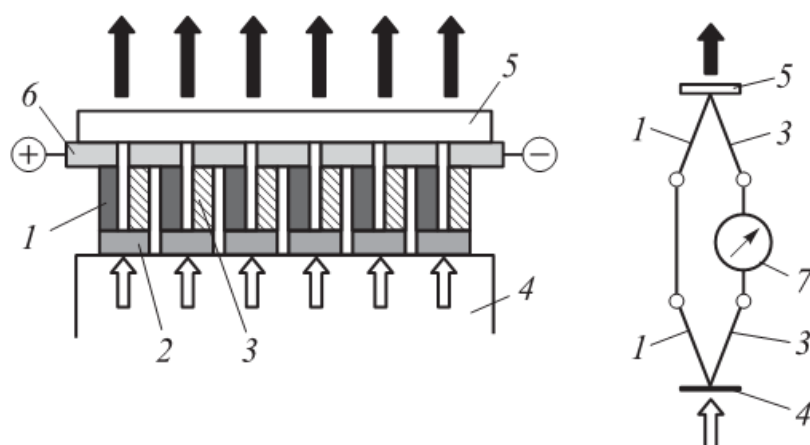


Рис. 2.2. Схема термоэлектрического энергопреобразователя, вырабатывающего электрическую энергию по безмашинному циклу (темные стрелки — отводящий охлаждающий поток, светлые стрелки — подводящий нагревательный поток):

1 — полупроводниковый элемент А (проводимость n -типа); 2 — коммутационная пластина горячего спая; 3 — полупроводниковый элемент В (проводимость p -типа); 4 — ядерный источник тепловой энергии (ядерный реактор деления или радиоизотопный источник теплоты); 5 — теплообменник-излучатель; 6 — коммутационная пластина холодного спая; 7 — гальванометр

и, таким образом, при прочих равных условиях значительно повысить полезную мощность на валу турбины, работающей на этом же испаренном рабочем теле, например на калии.

На рис. 2.1, б представлена схема ядерной энергоустановки, работающей по парожидкостному циклу Ренкина 1—2—3—4—1, т. е. с теплоносителем, меняющим в цикле фазовое состояние:

близкое к изобарному испарение и перегрев пара (1—2) в парогенераторе 9, и конденсация и охлаждение по изобаре 3—4 в холодильнике-конденсаторе, излучающем теплоту в открытое пространство. Циркуляционный насос 8 подает жидкое рабочее тело в парогенератор 9 (изохорный процесс 4—1 на p — v -диаграмме), находящийся в зоне тепловыделения ядерного источника тепловой энергии (ядерного реактора деления или РИТ) 1. Перегретый пар передает свою тепловую энергию паровой турбине (адиабатный процесс 2—3), приводящей во вращение электрогенератор и циркуляционный насос.

При равенстве других параметров затраты мощности на привод насоса значительно меньше, чем на вращение компрессора, что и определяет более высокие удельные показатели энергоустановок, работающих по циклу Ренкина, по сравнению с установками, работающими по циклу Брайтона. Однако наличие фазовых переходов в цикле существенно усложняет организацию устойчивого рабочего процесса и обеспечение требуемого ресурса непрерывной работы установки. Использование газообразного рабочего тела, состав которого изменяется на разных участках термодинамического цикла, может повысить эффективность работающих по циклу Брайтона энергоустановок, если молекулярная масса газа на входе в газовую турбину (точка 2 цикла) будет меньше, чем на входе в компрессор (точка 4 цикла). При этом увеличивается разность удельной работы газа на турбине и потребляемой удельной энергии сжатия в компрессоре, обратно пропорциональных молекулярной массе газа.

Примером такого рабочего тела переменного состава может быть тетраоксид азота N_2O_4 , представляющий собой димер диоксида NO_2 , легко диссоциирующий в нагревателе на соответствующий мономер NO_2 и рекомбинирующий до N_2O_4 в холодильнике-излучателе. При этом газовая постоянная рабочего тела в точке 2 цикла будет в 2 раза больше, чем в точке 4, что обеспечит снижение мощности компрессора примерно на 50 % и приблизит удельные характеристики газового цикла Брайтона к сравниваемым характеристикам цикла Ренкина. Однако для практической реализации этого потенциально эффективного решения требуется проведение исследовательских и опытно-конструкторских работ применительно к конкретным рабочему телу переменного состава.

ва и задаче. В проектных разработках таких ДУ с ресурсом до 5...10 лет и электрической мощностью 100...250 кВт при использовании рабочего тела на основе инертных газов удельные показатели ДУ менее 40 кг на 1 кВт электроэнергии, что приемлемо для большинства транспортных задач.

Наличие высоконагруженных вращающихся агрегатов в установках, вырабатывающих электрическую энергию по машинному циклу, существенно снижает надежность их работы, особенно при требуемых ресурсах, измеряемых годами. Этих недостатков во многом лишены генераторы электрической энергии, в энергетическом цикле которых отсутствует механическая энергия, а в конструкции — подвижные детали.

Как правило, в основу безмашинных термоэлектрических циклов выработки электрической энергии положены два физических эффекта: генерация термоэлектричества (эффект Зеебека) и термическая эмиссия (эффект Ричардсона). Эффект Зеебека заключается в появлении разности потенциалов (см. рис. 2.2) и электрического тока в цепи, состоящей из двух разнородных проводников или полупроводников разного типа (A — электронной проводимости n -типа и B — «дырочной» проводимости p -типа), если в зонах их электрического контакта (так называемые спаи) обеспечить разную температуру, например $T_1 < T_2$. При этом возникает разность потенциалов

$$\Delta E = \alpha_{et}(T_2 - T_1), \quad (2.1)$$

где α_{et} — коэффициент среднедифференциальной термоЭДС, возникающей при температурах горячего спаи T_2 и холодного спаи T_1 , В/К. При замыкании в цепи течет электрический ток, фиксируемый гальванометром 7.

Разность потенциалов возникает вследствие разной скорости диффузии носителей заряда в различных по электрическим свойствам проводниках. Поскольку у полупроводников, относящихся к разному типу проводимости, заряды переносятся и непосредственно электронами (n -тип), и косвенно — «дырками» (p -тип), которые перемещаются в противоположных направлениях, то возникает практически удвоенный ток по сравнению с током в разных металлах. Для пар металлов $\alpha_{et} \approx 0,1...0,5$ мВ/К. Для высокотемпературных пар полупроводников, сохраняющих свои

свойства в условиях действия ионизирующего излучения, α_{et} достигает 0,5...1 мВ/К (или на 1 °С), т. е. в несколько раз больше, чем у тугоплавких металлов, применяемых, например, в термопарах для измерения температур.

Для поддержания заданной разности температур между спаями полупроводников и генерации термоЭДС теплота подводится к горячему спая и отводится от холодного спая, т. е. реализуется некоторая последовательность преобразования теплоты в полезную электрическую энергию. Энергетическую эффективность выработки электрической энергии можно оценить по энергетическому КПД

$$\eta_q = N_e / N_q, \quad (2.2)$$

где N_e — вырабатываемая полезная электрическая мощность, Вт; N_q — тепловая мощность нагревателя — ядерного реактора или РИТ, Вт. При этом $\eta_q < 1 - \frac{T_1}{T_2}$, так как генерация электрической

энергии сопровождается диссипацией и невозвратными потерями тепловой энергии, а также снижением напряжения за счет противодействующих физических эффектов в термоэлектрогенерирующей цепи при протекании в ней электрического тока (термоэлектрические эффекты Пельтье, Томпсона, Джоуля). Низкие уровни напряжения в одном термоэлементе обуславливают необходимость их последовательного соединения (до 10 элементов), что снижает КПД и надежность работы установки в целом.

Конструктивно термоэлектрический электрогенератор выполнен в виде единой энергетической установки, примерная схема которой представлена на рис. 2.2. Горячий спай образован нагреваемой проводящей коммутационной пластиной 2, соединяющей полупроводниковые элементы A (проводимости n -типа) 1 и B (проводимости p -типа). Теплота подводится к коммутационной пластине от нагревателя 4, т. е. АЗ ядерного реактора или РИТ. Холодный спай образован зонами контакта полупроводников A и B с коммутационной пластиной 6, охлаждаемой теплообменником-излучателем 5.

За счет повышения максимальной температуры T_1 в термодинамическом цикле и снижения температуры T_2 теплообменника-

излучателя можно повысить КПД η_q . Это ставит задачу получения высокотемпературных полупроводников, более эффективных, чем освоенные промышленностью еще в 1970-е годы полупроводники на основе теллурида свинца PbTe: PbTe + 0,3 % Na (*p*-тип) и PbTe + 0,01 % PbJ₂ (*n*-тип). Современные радиационно стойкие высокотемпературные полупроводники, например кремний-германиевые, допускают длительную эксплуатацию в нейтральной среде при температуре до 1 100 К. В некоторых вариантах электрогенераторов 1 кг современного полупроводникового термопарного материала может генерировать электрическую мощность до 30 Вт. При температуре радиационного холодильника-излучателя 650...700 К достигнуты значения η_q , равные 5...7 %, т. е. в несколько раз меньшие, чем термодинамический КПД. В частности, в 1960—1970 гг. термопарная установка, используемая на отечественных спутниках для электропитания бортовой аппаратуры с РИТ «Лимон-1» на базе ²¹⁰Po, развивала в течение 2 000 ч при снижающейся тепловой мощности от 260 до 160 Вт электрическую мощность, равную 5,8...2,52 Вт, т. е. при КПД, равном 1,5...2,5 %. Масса установки составляла 3,2 кг для цилиндра диаметром 190 мм и высотой 210 мм. Проектные оценки и конструкторские проработки аналогичных по принципу действия установок на базе РИТ с ²³⁸Pu при электрической мощности 30...150 Вт дают значение КПД до 10 %. Большой период полураспада ²³⁸Pu позволяет рассматривать такие установки, как блоки электропитания аппаратов, исследующих планеты Солнечной системы.

Более высокие массовые характеристики и энергетический КПД имеют космические ядерные электрогенерирующие установки, вырабатывающие электрическую энергию на основе эффекта термической эмиссии электронов. Суть этого явления заключается в выходе электронов за пределы проводника с его поверхности при нагреве. Причем ток электронов, уходящих с поверхности нагретого электрода — катода — превышает ток с поверхности охлажденного электрода — анода. В результате в замкнутой цепи течет электрический ток, значение которого зависит от разности максимальной (температуры катода T_1) и минимальной (температуры анода T_2) температур, работы выхода электрона с поверхности электродов. Таким образом, электрический ток зависит от материала электрода, покрытия и состояния его поверхности, причем ра-

бота выхода электрона на катоде должна быть существенно меньшей, чем на аноде, и от свойств среды, заполняющей зазор между электродами.

Конструктивная схема термоэмиссионного энергопреобразователя, вырабатывающего электрическую энергию по безмашинному циклу, представлена на рис. 2.3. Попарно взаимодействующие низкотемпературные 1 и высокотемпературные 2 секционные электроды, расположенные на цилиндрических поверхностях ядерного источника тепловой энергии (ядерного реактора деления или РИТ) 4 и холодильника-излучателя 5, установлены с зазорами не более 0,2...0,5 мм между поверхностями электродов. При этом межэлектродное пространство 3 заполнено парами цезия Cs. Уменьшение межэлектродного зазора до 10 мкм (10^{-5} м), а в некоторых случаях и до 3...5 мкм, в несколько раз повышает плотность тока и удельные мощностные показатели электрогенератора, но при этом повышается вероятность электрического пробоя.

Вероятность этого нежелательного события снижается за счет введения в межэлектродное пространство материалов (геттеров), связывающих нежелательные газы, например кислород, а также за счет выбора специальных по составу и кристаллической структуре материалов для электродов: молибдена, вольфрама и рения — для катодов (эмиттеров); никеля и ниобия — для анодов. Оптимальный зазор выбирают с учетом всего комплекса требований, предъявляемых к ракетно-космической технике с бортовыми ядерными источниками энергии.

Высокотемпературные электроизоляторы и герметичные электроводы выполняют на основе композиций из оксидов алюминия, бериллия, магния, скандия. Повышение рабочей температуры катода до 1 700...2 000 К позволяет приблизить КПД преобразования тепловой энергии в электрическую энергию к КПД соответствующего термодинамического цикла. Поскольку одна пара электродов развивает ЭДС, не превышающую 1 В, группы электродов коммутируют последовательно и параллельно для получения требуемых характеристик источника тока. Поддержание постоянными межэлектродных зазоров, сохранение электроизоляционных свойств и тепло- и электропроводности электродов при продолжительном действии радиации является предметом экспериментальной доводки конструкции таких электрогенераторов. Их энергетический КПД выше, чем у термоэлектрических генераторов и в пределе может

приближаться к термодинамическому КПД цикла. Основы теории, конструкции и эксплуатации космических ядерных энергетических установок приведены в специальной литературе.

Большой опыт накоплен при разработке бортовых источников электропитания космических аппаратов за рубежом: установки SNAP на основе радиоактивных изотопов плутония ^{238}Pu , церия ^{58}Ce , кюрия ^{242}Cm , полония ^{210}Po , стронция ^{90}Sr и их оксидов и карбидов, например CeO_2 и PuC ; первая в мире космическая энергетическая установка с ядерным реактором SNAP-10A. Высокими техническими характеристиками отличаются отечественные установки «Лимон», «Орион», «БЭС-5», «Заря» и др. Первая в мире силовая термоэмиссионная установка, прошедшая в 1987—1988 гг. летные испытания на космических аппаратах «Космос-1818» и «Космос-1867», — разработанный в России электрогенерирующий комплекс «Топаз» — развивала электрическую мощность до 5 кВт при тепловой мощности 150 кВт (КПД составил 3,3 %). Масса летного варианта установки с ресурсом 1 год при загрузке 11,5 кг ^{235}U в целом не превысила 1 000 кг. Разработанные на основе этого варианта последующие модификации установки имели более высокие удельные показатели эффективности, позволяющие использовать такие установки и как источники бортового электропитания приборного оборудования, и как источники тока ЭРД.

Относительно низкие КПД, особенно для безмашинных схем преобразования тепловой энергии в электрическую, означают сопутствующую электрогенерации выработку избыточной тепловой энергии, которую можно использовать для нагрева рабочего тела тепловых РД, не имеющих собственных источников тепловой энергии. Такие установки относят к ядерным энергодвигательным комплексам, иногда называемым бимодальными. Исходя из имеющейся избыточной тепловой энергии, по балансовым уравнениям, аналогичным уравнению (2.2), можно с приемлемой точностью рассчитать проектные значения удельного импульса тяги и (или) тяги в зависимости от характеристик рабочего тела, транспортируемого на борту.

Как показывают выполненные оценки, развиваемая тяга может быть достаточной для перевода ЛА с опорной орбиты на рабочую, например на геостационарную орбиту, при приемлемой продолжительности маневра. Бимодальный режим предусматривается

также для осуществления маневра типа резкого ухода от возможного столкновения, когда требуются значения тяги, на порядок бóльшие, чем развивают электрические двигатели, а экономичность (удельный импульс тяги, расход рабочего тела) не имеет решающего значения¹.

Для эффективного применения теплового ЯРД в качестве исполнительного органа системы ориентации с тягой до нескольких ньютонов или в качестве маршевого органа, например для перевода космического ЛА с орбиты ИСЗ на трассу межпланетных перелетов при развиваемой тяге от нескольких ньютонов до десятков килоньютонов, требуются значения удельного импульса тяги в 2—3 раза бóльшие, чем развиваемые ЖРД. Это возможно только при температуре торможения рабочего тела, равной или превышающей 1 500...3 000 К, что достигается его непосредственным нагревом до 2 500...3 100 К в ядерном реакторе, где происходит цепная управляемая реакция деления, или до температур в РИТ, не превышающих 1 500...2 000 К. При этом двигатели с ядерным реактором могут развивать практически любую тягу, а РИТ приемлемой массы может обеспечить энергию для двигателя с тягой не более 1 Н.

Контрольные вопросы и задания

1. Перечислите общие признаки и существенные отличия энергоустановок, работающих по термодинамическим циклам Ренкина и Брайтона.
2. Проведите сравнение энергетических установок, работающих по термодинамическим циклам Ренкина и Брайтона.
3. Какие недостатки установок, работающих по циклу Брайтона, частично ликвидируются за счет применения диссоциирующих теплоносителей?
4. Каковы сравнительные преимущества и недостатки установок, вырабатывающих электрическую энергию по безмашинному циклу?
5. Какое устройство (элемент конструкции, соизмеримый по массе и габаритам со всей энергоустановкой) обязательно входит в состав всех энергоустановок (атрибутивный признак), работающих в космическом пространстве?

¹ Космос на страже Родины. Первые научные чтения по военной космонавтике памяти М.К. Тихонравова. М.: КОСМО, 1998.

6. Какие физические эффекты положены в основу работы энергоустановок безмашинной выработки электроэнергии?

7. Приведите примеры использования термоэлектричества и термоэлектронной эмиссии в технике.

8. Сравните рабочие процессы, характерные для термоэмиссионных и термоэлектрических установок выработки электроэнергии.

9. Какие специфические технические эффекты существенно влияют на надежность термоэмиссионных и термоэлектрических установок выработки электроэнергии?

10. Почему даже самые мощные электрические ракетные двигатели, как правило, развивают тягу, не превышающую $10^{-2} \dots 10^{-1}$ Н на один агрегат?

Глава 3

РАДИОИЗОТОПНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЕПЛОТЫ, ДВИГАТЕЛИ И ЭНЕРГОУСТАНОВКИ НА ИХ ОСНОВЕ

В результате ядерных превращений, происходящих при радиоактивном распаде ядер изотопов (1.3), высвобождается внутренняя ядерная энергия, которая может быть использована в том числе в РД. Продукты радиоактивного распада, теряя кинетическую энергию частиц α , β , n и электромагнитную энергию γ -квантов (фотонов) в материале, содержащем **радиоактивный изотоп (радиоизотоп)**, нагревают материал, вызывая в нем объемное тепловыделение q_v , Вт/м³. Число атомов, распадающихся за 1 с, называется активностью a изотопа. За единицу активности в СИ принят беккерель (Бк), внесистемная единица — кюри (Ки), $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$. Для каждого изотопа энергия Q , Дж, высвобождающаяся при распаде одного ядра и переходящая в теплоту, в среднем остается постоянной: $Q = \text{const}$. Таким образом, число распадов в единицу времени определяет тепловую мощность N_t , которая изменяется во времени так же, как и число распадов, т. е. по экспоненте: $N_t(t) = N_{t0}e^{-\lambda t}$ (рис. 3.1).

Устройство, использующее полученную таким способом тепловую энергию и служащее для нагрева элементов конструкции, некоторого рабочего тела или теплоносителя, называется **радиоизотопным источником теплоты** — РИТ. Из свойств радиоактивного распада следует принципиальная невозможность регули-

рования тепловой мощности РИТ, которая уменьшается во времени по экспоненте

$$N_T(t) = N_{T0} \exp(-\lambda t) = N_{T0} \exp(-0,693t / \tau_{1/2}), \quad (3.1)$$

где N_{T0} — тепловая мощность в начальный момент времени; λ — постоянная распада; t — время, прошедшее от начального момента

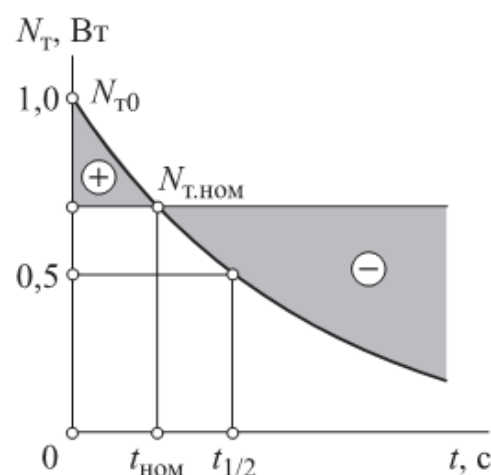


Рис. 3.1. Зависимость тепловой мощности N_T РИТ от времени t

времени; $\tau_{1/2}$ — период полураспада, т. е. время, за которое число ядер радиоактивных изотопов и соответственно тепловая мощность РИТ уменьшатся в 2 раза.

Согласно закону радиоактивного распада (3.1), активность a некоторого изотопа при известном числе B атомов этого изотопа

$$a = \lambda B. \quad (3.2)$$

Для единицы объема материала плотностью ρ число (концентрация) C ядер или молекул в материале вычисляют на основе закона Авогадро: грамм-атом или грамм-моль (масса в граммах, численно равная атомной A или молекулярной μ массе в атомных единицах массы) вещества содержит $0,602 \cdot 10^{24}$ атомов или молекул (число Авогадро N_A):

$$C = \frac{\rho}{\mu} N_A = \frac{\rho}{A} N_A. \quad (3.3)$$

Например, уравнение естественной радиоактивности изотопа урана ^{238}U с постоянной распада $\lambda = 4,84 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ и периодом полураспада $\tau_{1/2} = 4,59 \cdot 10^9$ лет имеет вид $^{92}\text{U} \rightarrow ^{90}\text{Th} + \alpha + 4,2 \text{ МэВ}$. Тогда активность 1 см^3 урана плотностью $\rho = 18,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ($18,7 \text{ г/см}^3$)

$$a = \lambda B = \lambda \frac{\rho}{A} N_A = 6,19 \text{ мКи.}$$

Этой активности соответствует ничтожно малое объемное тепловыделение, плотность тепловой мощности которого

$$\begin{aligned} q_v &= 0,228932 \cdot 10^6 (\text{с}^{-1}) \cdot 4,2 (\text{МэВ}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} (\text{Дж/МэВ}) = \\ &= 1,538 \cdot 10^{-7} \text{Вт/см}^3. \end{aligned}$$

В сотни тысяч раз большее значение этого параметра имеют радиоактивные изотопы, искусственно получаемые облучением исходных стабильных изотопов в ядерных реакторах или в ускорителях заряженных частиц. Из сотен известных искусственных радиоактивных изотопов вследствие технических требований к скорости снижения удельной тепловой мощности q_v , Вт/м³, или q_m , Вт/кг, допустимой максимальной рабочей температуре (не выше температуры плавления) при приемлемых массах радиационной защиты практический интерес представляют не более 10 материалов. В основном известные технические решения базируются на получаемых искусственно изотопах плутония ²³⁸Pu и полония ²¹⁰Po.

Материалы, содержащие радиоактивные изотопы, имеют более высокую, чем собственно изотоп, температуру плавления, но меньшую удельную тепловую мощность и, как правило, менее подвержены вредному воздействию теплоносителей и рабочих тел. Причем нерадиоактивный компонент материала может частично выполнять функции радиационной защиты.

Основные характеристики типичных материалов, содержащих радиоактивные изотопы, представлены в табл. 3.1 в порядке возрастания их периода полураспада, причем удельная тепловая мощность соответствует состоянию непосредственно после получения. При этом с возрастанием периода полураспада тепловая мощность q_m изотопа на единицу массы монотонно снижается. Следует отметить, что работа РИТ на основе изотопа ²¹⁰Po сопровождается α -излучением, практически не требующим дополнительной радиационной защиты. Однако активность изотопа снижается с наибольшей для приведенных изотопов скоростью. Удельная тепловая мощность ²¹⁰Po достигает 140 кВт/кг при низкой температуре плавления — около 530 К, что ограничивает максимальную температуру нагрева рабочего тела, а следовательно, и развиваемый удельный импульс тяги. При этом в нагревателе с ²¹⁰Po накапливается гелий, для которого необходимо предусматривать свободные полости, сохраняющие герметичность при всех возможных нагрузках, включая аварийные. При контакте с воздухом полоний способен переходить в наиболее опасное аэрозольное состояние, поэтому работают с ним в герметичных боксах.

Таблица 3.1

**Основные характеристики материалов,
содержащих радиоактивные изотопы**

Характеристики материала	Материал					
	PbPo	Cm ₂ O ₃	Co	SrO	CsF	PuC
Удельная мощность q_m , кВт/кг	71	98	9,0	0,79	0,24	0,52
Температура плавления, К	873	2 223	1 760	2 703	1 137	1 923
Плотность, кг/м ³	9 600	11 700	8 900	4 700	3 580	13 600
Удельная мощность q_v , Вт/см ³	681,6	11 46,6	80,1	3,713	0,8592	7,072
Характеристики изотопа	Изотоп					
	²¹⁰ Po	²⁴⁴ Cm	⁶⁰ Co	⁹⁰ Sr	¹³⁷ Cs	²³⁸ Pu
Период полураспада, год	0,38	0,45	5,25	28	30	89
Вид излучения	α	α, n	β, γ	β, γ	β, γ	α, γ
Удельная мощность q_m , кВт/кг	141	120	17,4	0,93	0,40	0,55
Температура плавления, К	527	1 223	1 760	1 043	301	913

Медленнее других снижается тепловая мощность РИТ на основе изотопа плутония ²³⁸Pu, что в сочетании с высокой температурой плавления — около 2000 К — (см. табл. 3.1) для ряда работающих несколько лет объектов более важно, чем в случае почти на два порядка меньшей, чем у ²¹⁰Po, удельной тепловой мощности. Отрицательным качеством ²³⁸Pu является сопровождающее его распад γ -излучение, требующее применения тяжелых материалов в качестве дополнительной радиационной защиты. На уровне проектов рассматривалось также применение изотопа церия ⁵⁸Ce, РИТ на основе изотопов кюрия ²⁴⁴Cm и стронция ⁹⁰Sr. На уровне лабораторных исследований остаются работы с изотопом ²⁰⁸Po с периодом полураспада около 2,9 лет.

Наряду с бортовыми источниками электропитания РИТ можно применять для подогрева теплоносителя в системе терморегулиро-

вания (СТР) ЛА и для нагрева рабочего тела, истекающего через сопло для создания тяги. Такой тепловой РД по атрибутивным признакам относится к ядерным (поскольку используется энергия, высвобождающаяся при ядерных превращениях — распаде ядер). Но для учета его специфики такой двигатель в отличие от ЯРД с реактором деления называют *тепловым ракетным двигателем с РИТ*.

Если рабочее тело хранится на борту в виде газа, то схема теплового РД с РИТ (рис. 3.2) может включать шар-баллон 6 со сжатым газом, например гелием или водородом, управляемый газовый редуктор 7, нормально закрытый клапан 8 с электрическим приводом и собственно РИТ — нагреватель газа и теплоносителя СТР. Выполненные из металлического сплава или керамики нагревательные элементы с защитными теплопроводными оболочками из тугоплавких инертных материалов (так называемые «топливные ампулы») конструктивно объединены в едином блоке 3 (кассете), снабженном системой каналов, имеющих входной 1 и выходной 4 коллекторы. Теплоноситель СТР поступает через патрубок А, охлаждая блок РИТ, нагревается и через патрубок Б возвращается в СТР. Рабочее тело РД из полости 2 проходит через не сообщающиеся с СТР осевые каналы в едином блоке в предсопловой объем 5. При этом в зависимости от расхода рабочего тела и соотношения требуемой и имеющейся тепловой мощности (см. рис. 3.1, заштрихованные области, отмеченные знаками «+» и «-») отбор теплоты в СТР может прекращаться.

Применение РИТ с содержащим радиоактивный изотоп материалом и при температуре, близкой к температуре плавления, т. е. практически в жидком состоянии, возможно на основе многослойных герметичных сферических нагревательных элементов 11 (рис. 3.2, б), помещенных в камеру между входной газораспределительной 9 и выходной опорной 12 решетками. Отбор теплоты в СТР или для сброса в окружающее пространство холодильниками-излучателями можно проводить с помощью тепловых труб, присоединяемых к выполненной на корпусе РИТ контактной площадке 10, к которой подводится теплота от нагревательных элементов через контактирующие с ними решетки 9 и 12 и общий теплопроводный корпус 13.

Выбор водорода или гелия в качестве рабочего тела РД с РИТ при допустимой температуре содержащих ^{210}Po нагревателей, до-

стигающей 1 800 К, позволяет получить удельные импульсы, равные 4 000...6 000 м/с. Близкие к этим значения были достигнуты при испытании экспериментальных радиоизотопных РД с ресурсом работы до 60 ч при развиваемой тяге 1 Н. Масса двигателя составила около 14 кг при следующих габаритах цилиндра: диаметр 100 мм и длина 400 мм.

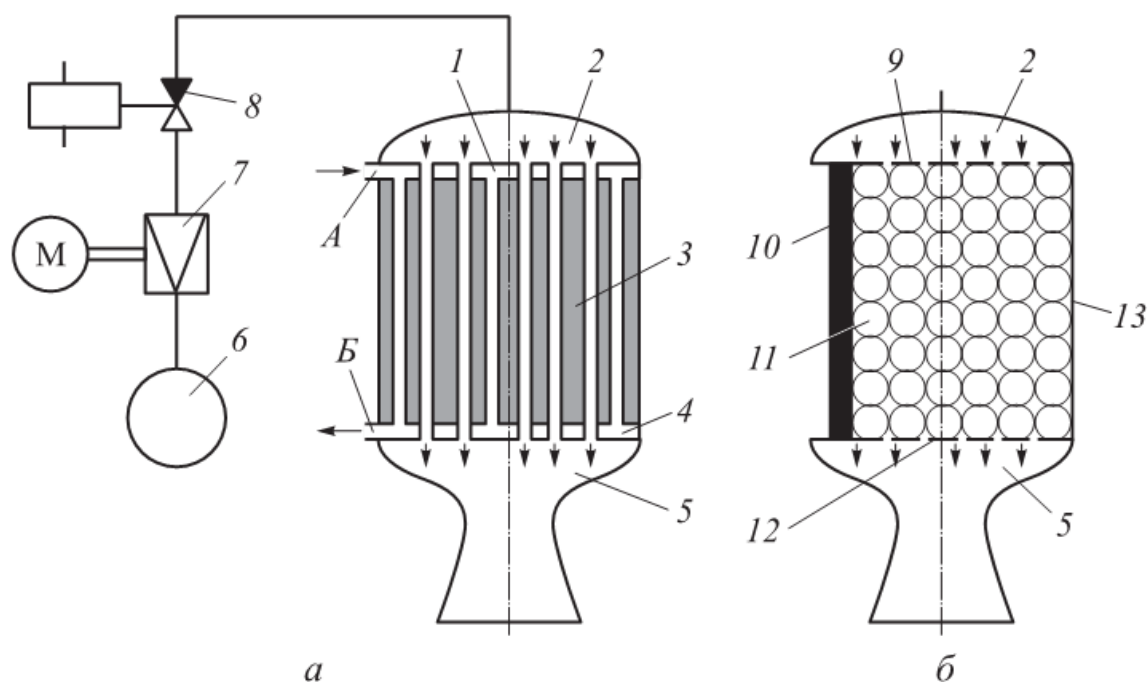


Рис. 3.2. Схемы тепловых РД с РИТ:

а, б — камеры с пластинчатыми и сферическими нагревательными элементами соответственно; *1* — входной коллектор СТР; *2* — входная полость рабочего тела; *3* — нагревательные пластинчатые элементы; *4* — выходной коллектор СТР; *5* — предсопловый объем; *6* — шар-баллон рабочего тела; *7* — газовый управляемый редуктор; *8* — нормально закрытый электромагнитный клапан; *9* — газораспределительная входная решетка; *10* — площадка для установки тепловой трубы; *11* — нагревательные сферические элементы; *12* — выходная опорная решетка; *13* — теплопроводный корпус; *А, В* — вход и выход теплоносителя СТР

При использовании нагревателей на основе ^{238}Pu и аммиака в качестве рабочего тела обеспечиваются подтвержденные экспериментально значения удельного импульса тяги 2 300...2 800 м/с при тяге от 0,02 до 0,50 Н. При этом конструктивно ЯРД с РИТ сопоставимы или даже проще и, следовательно, надежнее однокомпонентных ЖРДМТ, развивающих в пустоте удельный импульс тяги, не превышающий 2 000 м/с. РД с РИТ конкурентоспособны по сравнению с ЖРДМТ и могут применяться в системах ориентации и управления движением космических аппаратов, работающих на орбите длительное время и с РИТ, например, в системе СТР или в

составе бортовых источников электроэнергии, излучающих до 90 % своей тепловой мощности в окружающую среду. Именно эта избыточная тепловая энергия может быть использована для нагрева рабочего тела РД малых тяг.

В табл. 3.2 приведены рассчитанные в равновесном приближении¹ (с использованием программного комплекса Terra, разработанного в МГТУ им. Н.Э. Баумана профессором Б.Г. Трусовым (e-mail: trusov@iu7-head.bmstu.ru) значения пустотного удельного импульса тяги $I_{y,п}$, развиваемого тепловым РД с давлением торможения на входе в сопло, равным 2 МПа, на срезе сопла — 0,05 МПа, для характерных температур на входе в сопло: 1 000, 1 500 и 2 000 К. Данные приведены для наиболее предпочтительных рабочих тел: газообразных водорода и гелия, поступающих из шара-баллона с давлением 20 МПа, и жидкого аммиака. Тепловая мощность нагревателя N_T рассчитана исходя из предположения, что каждый из двигателей развивает в пустоте тягу, равную 1 Н.

Таблица 3.2

**Пустотные удельные импульсы тяги
и тепловые мощности нагревателя РД с РИТ**

Рабочее тело	Температура на входе в сопло, К		
	1 000	1 500	2 000
H ₂	4 690/1,397	5 798/2,467	6 769/3,337
He	3 000/0,591	3 673/1,190	4 242/1,642
NH ₃	2 359/2,803	2 840/2,996	3 310/3,173
Примечание. В числителе приведены значения $I_{y,п}$, м/с, в знаменателе — N_T , кВт.			

Сопоставление приведенных в табл. 3.1 значений удельных параметров материалов, содержащих делящиеся изотопы, и требуемых тепловых мощностей нагревателя позволяет оценить массогабаритные характеристики РД с РИТ. Эффективность корректирующей установки в составе ЛА определяют с учетом массы и

¹ Дорофеев А.А. Основы теории тепловых ракетных двигателей. Теория, расчет и проектирование: учебник для авиа- и ракетостроительных специальностей вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010.

габаритов баков или шара-баллона для применяемого рабочего тела. По интегральным системным критериям более предпочтительной может оказаться установка с рабочим телом, уступающим другим в развиваемом удельном импульсе тяги.

В зависимости от программы полета РД с РИТ может снабжаться системой регулирования, которая поддерживает постоянной или температуру рабочего тела на входе в сопло, или развиваемую тягу, что позволяет компенсировать влияние снижения тепловой мощности нагревателя изменением расхода рабочего тела. При необходимости кратковременного форсирования тяги через камеру с РИТ можно пропускать рабочее тело с расходом, значительно превышающим номинальный. При этом рабочее тело в значительной мере использует теплоту, накопленную в массе нагревательных элементов (так называемый рекуператорный эффект), и воспринимаемая рабочим телом тепловая мощность может превысить текущую номинальную мощность РИТ. Перспективы применения РД с РИТ связаны с получением новых тугоплавких содержащих радиоактивные изотопы материалов, в том числе композиционных, например, на основе наноструктурных карбидов и нитридов металлов.

Одним из вариантов вывода из эксплуатации потерявшего работоспособность космического аппарата с РИТ является перевод его на так называемую безопасную орбиту захоронения (как правило, приблизительно на 200 км превышающую геостационарную орбиту на удалении от Земли, равном 35 786 км). Вместе с тем конструкция РД с РИТ должна также отвечать требованиям базовой концепции безопасности: диспергированию содержащего радиоактивный изотоп материала и распространению его в атмосфере до экологически допустимых концентраций при аварийном падении на Землю или, напротив, гарантированному сохранению герметичности элементов с радиоактивным материалом в любом случае. Второй вариант требует выполнения нагревательных элементов с несколькими защитными оболочками и противоударными устройствами, обеспечивающими экологическую безопасность в произвольной природной среде.

В настоящее время накоплен значительный положительный опыт работы РД с РИТ в составе бортовых источников теплоты и электрического тока на космических объектах, эксплуатируемых на околоземных орбитах и в дальнем космосе. При этом с позиций

обеспечения радиационной безопасности преимущества имеют изотопы с наименьшим периодом полураспада.

Контрольные вопросы и задания

1. Какими параметрами характеризуется радиоактивный изотоп как источник тепловой мощности?
2. Какие характеристики РИТ улучшаются, а какие ухудшаются при использовании радиоактивного изотопа в составе сплава или композиционного материала?
3. Проведите сравнительный анализ, отметьте преимущества и недостатки РИТ на основе изотопов ^{210}Po и ^{238}Pu как нагревателя рабочего тела теплового РД.
4. Каким образом может использоваться теплота РИТ, избыточная по отношению к теплоте, идущей на нагрев рабочего тела?
5. Может ли затрачиваемая на нагрев рабочего тела тепловая мощность быть больше тепловой мощности, вырабатываемой за счет радиоактивного распада применяемого изотопа?
6. Охарактеризуйте два варианта концепции безопасности источников энергии с РИТ на космических летательных аппаратах.

Глава 4

СВЯЗЬ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ ЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ И ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОВОГО ЯРД

Если тепловой РД с ядерными источниками энергии представляет собой охлаждаемый рабочим телом *ядерный реактор*, выполненный в виде единой конструкции с создающим реактивную силу (тягу) газодинамическим соплом, например соплом Лаваля, то эта техническая система называется *ядерным ракетным двигателем* (ЯРД). В этом случае ядерный источник энергии интегрирован с энергообменным и пропульсивным устройствами.

В системном представлении реактор ЯРД выполняет одновременно несколько взаимозависимых основных функций:

– устройства, обеспечивающего необходимые и достаточные условия для осуществления управляемой цепной реакции деления изотопов, например ^{235}U или ^{233}U ;

– источника тепловой мощности и нагревателя рабочего тела, прокачиваемого по трактам охлаждения элементов конструкции, подверженного при этом воздействию теплоты и трения, что сопровождается ускорением рабочего тела и снижением его давления;

– механической конструкции, сохраняющей заданные прочностные свойства при возникающих в процессе работы всех систем полях температур, давлений и ионизирующих излучений, сопровождающих работу ядерного реактора, в сочетании с нагрузками, связанными с функционированием ЯРД в составе ЛА.

Необходимым условием выполнения приведенных функций является минимальное негативное воздействие распространяющихся рабочего тела и ионизирующего излучения на окружающую природную и антропогенную среды. Эти требования должны выполняться на всех этапах полного жизненного цикла ЯРД: от предварительных исследований до утилизации его после вывода из эксплуатации.

Приведенным функциям соответствуют рабочие процессы, системно объединенные в совокупном рабочем процессе, трехгрупповая схема которого представлена на рис. 4.1. Нейтронно-физические рабочие процессы, объединенную в первую группу, обеспечивают стационарное протекание управляемой цепной реакции деления тяжелых изотопов, например ^{235}U , нейтронами. В результате этих процессов, включающих образование, размножение, замедление,



Рис. 4.1. Структура и взаимосвязи совокупного рабочего процесса теплового РД с ядерным источником энергии — ядерным реактором

отражение, диффузию и поглощение нейтронов в их сочетании, формируется поле ионизирующих излучений, поток нейтронов $\Phi(x, y, z)$ и $\gamma(x, y, z)$ -квантов (фотонов) во всех точках пространства и поле объемного тепловыделения $q_v(x, y, z)$ в любой точке конструкции двигательной установки с ЯРД.

Поле $q_v(x, y, z)$ для конкретной конструкции и материалов задает тепловые потоки генерируемой тепловой энергии, которые являются задающими для

второй группы рабочих процессов — объединенного переноса теплоты и массы в твердых, жидких и газообразных средах, циркулирующих в элементах ЯРДУ. При этом система должна находиться в энергетическом равновесии, включая баланс мощностей и перепадов давлений: *тепловой мощности*, генерируемой ядерным реактором, и мощности, затрачиваемой на нагрев рабочего тела и излучение в окружающую среду; *механической мощности*, вырабатываемой газовыми турбинами системы подачи, и суммы мощностей, потребляемой насосами; равенство *прироста* (перепада) давления на насосах и *суммарного падения давления* на всех элементах проточной части ЯРДУ. Эти рабочие процессы определяют поля температур $T(x, y, z)$, давлений $p(x, y, z)$, скоростей $w(x, y, z)$ и действующих сил $P(x, y, z)$ в твердых элементах конструкции и рабочих средах установки. Поскольку ряд характеристик нейтрона зависит от температуры среды, в которой он движется (например, энергия, до которой может замедлиться нейтрон), то возникает непосредственная обратная связь между рабочими процессами второй и первой групп (см. рис. 4.1, восходящая стрелка от блока 2 к блоку 1).

Совокупность этих факторов задает термонапряженное состояние как элементов, так и конструкции в целом. Согласно подтвержденным экспериментами расчетам, работоспособность конструкции ограничивают температурные напряжения, возникающие в местах наибольших градиентов температур, в частности в твэлах. Необходимым условием работоспособности конструкции будет выполнение нестрогих неравенств между текущими $\sigma(x, y, z)$ и допустимыми $[\sigma(x, y, z)]$ эквивалентными механическими напряжениями и (или) деформациями и перемещениями $\delta(x, y, z)$ и $[\sigma(x, y, z)]$ соответственно в любой точке конструкции:

$$\sigma(x, y, z) \leq [\sigma(x, y, z)];$$

$$\delta(x, y, z) \leq [\delta(x, y, z)].$$

Причем деформации и перемещения могут изменить гидравлические сопротивления трактов охлаждения, что, в свою очередь, может повлиять на распределение температуры. Допустимые напряжения $[\sigma(x, y, z)]$ и перемещения $[\delta(x, y, z)]$ зависят не только от температуры, т. е. распределения поля $T(x, y, z)$, но и от пред-

шествующего и текущего облучения материала потоками нейтронов $\Phi(x, y, z)$ (см. рис. 4.1, эту связь отображает стрелка от блока 1 к блоку 3, минуя блок 2).

Изменения химических и физических свойств, в том числе прочностных характеристик материала, помещенного в поле ионизирующих излучений, называются *радиационными эффектами*. При этом происходит изменение теплоемкости и теплопроводности материала, а следовательно, и полей температур: возникает обратная связь между третьей и второй рабочими группами процессов (см. рис. 4.1, стрелка, направленная от блока 3 к блоку 2). Если при воздействии радиации происходит изменение значимых для нейтронно-физических процессов характеристик материалов, то реализуется обратная связь процессов третьей и первой групп (восходящая стрелка, соединяющая блоки 3 и 1). Подробно радиационные эффекты рассмотрены в гл. 9.

Специфическая реализация совокупного рабочего процесса в элементах радиационной защиты (см. рис. В.1), служащей для снижения потоков нейтронов и γ -квантов (фотонов), заключается в преднамеренной организации преобладания процессов поглощения этих излучений, которые протекают при относительно низких значениях температуры и ее градиентов. Напротив, рабочие процессы в сопле ЯРД, суть которых состоит в возможно более полном преобразовании имеющейся энергии рабочего тела в исходном сечении сопла в полезную кинетическую энергию истекающего потока, практически не отличаются от аналогичных процессов в тепловых РД других типов, например использующих химическую энергию, т. е. ЖРД или ракетных двигателей твердого топлива¹.

Проектирование ЯРДУ предусматривает системное рассмотрение совокупного рабочего процесса с учетом выявленных взаимосвязей. При этом характеристики теплового РД непосредственно определяются теплогидравлическими рабочими процессами, отражаемыми на схеме условного термодинамического рабочего цикла (см. рис. 1.2).

Согласно системному подходу, тепловой ЯРД представляет собой интегрированную конструкцию: снабженный газодинамическим соплом с органами управления вектором тяги (пропульсив-

¹ Дорофеев А.А. Указ. соч.

ным устройством) ядерный реактор, объединяющий в себе и источник энергии, и энергообменное устройство (см. рис. 1.1), а также систему подачи рабочего тела и объединенные системы управления и защиты (СУЗ), обеспечивающие безопасное выполнение программы работы двигателя в составе ЛА (см. рис. В.1).

Предполагая, что стационарно реализуется условный термодинамический цикл идеального теплового РД (см. рис. 1.2, замкнутая ломаная кривая 1—2—3—4—1), можно получить соотношение, связывающее задаваемые при проектировании параметры РД, например тягу P , удельный импульс I_y , состав и свойства рабочего тела (молекулярную массу μ , газовую постоянную $R = R_0 / \mu = c_p - c_v$, удельную теплоемкость c_p и показатель адиабаты $k = c_p / c_v$), и требуемую тепловую мощность реактора N_T как нагревателя.

Принимая, что рабочее тело является инертным идеальным газом, свойства которого не изменяются, а одномерное течение в работающем на расчетном режиме сопле Лавала адиабатное и изоэнтропийное, запишем уравнение сохранения массы (4.1), энергии (4.2) и количества движения (4.3) в виде системы уравнений:

$$\dot{m} = \text{const}; \quad (4.1)$$

$$N_T = \dot{m} c_p (T_2 - T_1); \quad (4.2)$$

$$P = I_y \dot{m}. \quad (4.3)$$

Равенство (4.3) для тяги ракетного двигателя представляет собой интеграл уравнения сохранения количества движения, а удельный импульс I_y на расчетном режиме ($p_a = p_h$) численно равен скорости истечения рабочего тела w_a :

$$I_y = w_a = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_2 \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_2 \eta_t} = \sqrt{2 c_p T_2 \eta_t}. \quad (4.4)$$

Подстановка в уравнение (4.2) удельной теплоемкости c_p , полученной из соотношения (4.4), после упрощающих преобразований дает искомое уравнение связи:

$$N_T = P \left(\frac{I_y}{2 \eta_t} - \frac{c_p T_1}{I_y} \right). \quad (4.5)$$

Построенные по уравнению (4.5) зависимости, отображающие связь требуемой тепловой мощности N_T нагревателя (ядерного реактора или радиоизотопного источника теплоты) и заданного значения удельного импульса I_y , представлены на рис. 4.2, где кривые 1 и 2 соответствуют двигателям с отношением развиваемых тяг $P_1 > P_2$. Наклонные асимптоты — исходящие из начала координат прямые — описываются вытекающим из уравнения (4.5) соотношением

$$N_T = P \frac{I_y}{2\eta_t}.$$

При этом общий нуль функции (4.5) при $P_1 < P_2$ соответствует удельному импульсу $I_y = I_{y0}$, который будет развиваться при истечении через сопло рабочего тела, температура которого до входа в сопло не изменяется и остается равной температуре на входе в остановленный реактор: $N_T = 0$ и точки 1 и 2 на рис. 1.2 совпадают. В этом случае тепловой РД вырождается в так называемый газовый ракетный двигатель, тяга которого создается за счет истечения через сопло Лаваля сжатого газа.

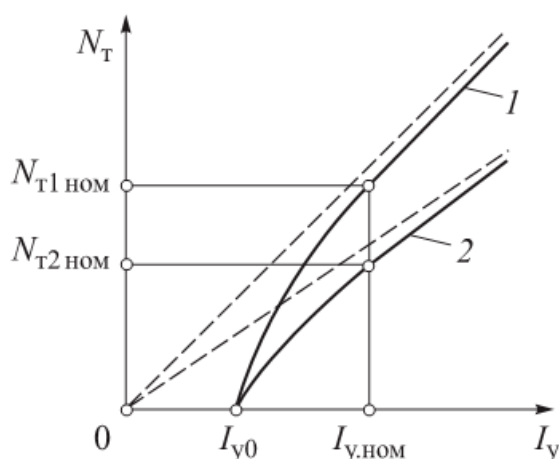


Рис. 4.2. Требуемая тепловая мощность N_T нагревателя (ядерного реактора или РИТ) и основные параметры — тяга P и удельный импульс I_y — теплового РД ($P_1 > P_2$):

1, 2 — тепловые мощности N_{T1} и N_{T2} двигателей с тягами P_1 и P_2 соответственно

Рабочие тела тепловых ЯРД, например хранящийся в баке в жидком состоянии водород, изменяют свое агрегатное состояние, давление, температуру и соответственно состав и свойства в таком широком диапазоне, что применение модели идеального газа дает только результаты первого приближения для проектирования. Известные методики расчетов параметров и характеристик реального теплового РД, например реализуемые приведенным в гл. 3 программным комплексом Terra, позволяют учесть изменение состава

и свойств рабочего тела при вычислении удельного импульса тяги, а значит, и расхода рабочего тела для заданных тяги P , температуры T_2 , давлений перед соплом (в камере) p_2 и в выходном сечении сопла p_a , а также при расчете требуемой тепловой мощности реактора по соотношению

$$N_T = \dot{m}(J_{п2} - J_{п.бак}), \quad (4.6)$$

где $J_{п2}$, $J_{п.бак}$ — полные энтальпии, вычисленные для рабочего тела с давлением и температурой на входе в сопло p_2 и T_2 и в баке $p_{бак}$ и $T_{бак}$ соответственно. Расчет требуемой тепловой мощности ядерного реактора по такой методике дает результаты, практически совпадающие с результатами, полученными экспериментально при испытании прототипа реактора отечественного ЯРД РД-0410 (см. рис. В.3). Требуемое значение полезной тепловой мощности ядерного реактора как подогревателя рабочего тела является основой технического задания на проектирование реактора, в котором тепловая энергия генерируется непосредственно в материале рабочего тела, где ядро тяжелого изотопа, например ^{235}U , делится при взаимодействии с нейтроном.

Контрольные вопросы и задания

1. Какие допущения принимались и где они непосредственно использовались при выводе уравнения связи основных параметров теплового ЯРД и тепловой мощности его реактора?
2. Почему расчет по программе Terra дает более точные результаты, чем расчет по соотношению (4.5)?
3. Укажите общее и особенное в допущениях, принятых при выводе соотношения (4.5) и реализованных методикой, на основе которой построены программы термодинамических расчетов «Астра» и Terra.
4. Предложите критерий работоспособности конструкции на основе ограничений перемещений.
5. Перечислите общее и особенное в рабочих процессах ЯРД и ЖРД для космических летательных аппаратов.

Часть 2

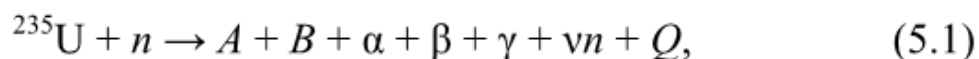
НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ РАБОЧИЕ ПРОЦЕССЫ

Глава 5

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНА И ЯДРА

Нейтронно-физические рабочие процессы в ядерном реакторе ЯРД значительно отличаются от аналогичных процессов как в стационарных ядерных реакторах, так и в транспортных реакторах, действующих на морских судах. Эти отличия связаны с тем, что при проектировании реакторов ЯРД минимизация массы и габаритов имеет преимущественное значение по сравнению с экономичностью и снижением потерь *нейтронов*. При этом в отличие от стационарных ядерных реакторов наличие существенных неоднородностей свойств конструкции при малых габаритах реактора не позволяет использовать хорошо освоенные и апробированные применительно к стационарным реакторам методики описания нейтронно-физических процессов при условно равномерном распределении свойств конструкции по объему реактора. Однако понятная физическая интерпретация при относительно простом математическом аппарате позволяет применительно к реакторам ЯРД на качественном уровне выявить основные взаимосвязи между требуемыми характеристиками рабочего процесса и конструктивными параметрами реактора и ДУ в целом, что важно при их проектировании как ракетной системы. Кроме того, расчетные данные, полученные по методикам для стационарных реакторов применительно к реакторам ЯРД, можно применять как результаты первого приближения на этапе предпроектного анализа схемных и конструктивных решений ЯРД и ДУ. Приведенные в гл. 5 сведения следует рассматривать именно в этом качестве, поскольку сведения о более точных, но более сложных методиках, требуют существенно большего времени для изучения, чем объем данного вводного курса.

Взаимодействие нейтрона любой энергии с ядром изотопа урана ^{235}U вызывает его деление по схеме



где Q — средняя энергия (приблизительно 200 МэВ), высвобождающаяся при делении одного ядра, распределенная между продуктами деления в виде кинетической энергии осколков деления A и B (165 МэВ), корпускулярного (α и β) излучения (8 МэВ) и нейтронов n (5 МэВ) и электромагнитной энергии фотонов γ -излучения (15 МэВ). При этом среднее значение числа нейтронов на один акт деления ^{235}U тепловым нейтроном $\nu = 2 \dots 3 \approx 2,42$. Для отсутствующих в природных материалах и получаемых искусственно делящихся изотопов ^{233}U и ^{239}Pu ν составляет 2,5 и 2,87 соответственно.

Пробег осколков деления ядра в содержащем уран твердом материале до их поглощения составляет $(10 \dots 15) \cdot 10^{-6}$ м, что обеспечивает генерацию 80...85 % суммарной тепловой мощности активной зоны (АЗ) непосредственно в твэле. Кинетическая энергия нейтронов в основном переходит в тепловую энергию замедляющей их среды. Энергия фотонов (γ -квантов) частично расходуется на нагрев всех элементов конструкции ДУ с ЯРД, включая замедлитель, частично уходит в окружающее пространство, как и нейтроны, покидающие границы АЗ и уносящие энергию вовне.

При сохранении среднего значения суммарного высвобождения энергии 200 МэВ на один акт деления ^{235}U распределение энергии по компонентам может отличаться от представленного. Это распределение можно более точно определить в зависимости от степени обогащения урана (соотношения массовых долей изотопов ^{235}U и ^{238}U ; в реакторах ЯРД содержание ^{235}U доходит до 90 %), материального состава, конструкции реактора и режима его работы. Поскольку теплота, выделяющаяся в охлаждаемых элементах конструкции, воспринимается рабочим телом, подогревая его до входа в твэл, для расчетов первого приближения можно считать, что вся тепловая мощность генерируется в объеме твэла при переходящей в теплоту на один акт деления высвобождающейся энергии, равной 200 МэВ. Тогда суммарную тепловую мощность активной зоны N_t , Вт, можно определить интегрированием объемного тепловыделения q_v , Вт/м³, по всему объему V , м³, в котором генерируется теплота:

$$N_T = \int_{V_{\text{ТВЭЛ}}} q_V dV = \int_{V_{\text{ТВЭЛ}}} N_V Q dV,$$

где N_V — число актов деления в единице объема в единицу времени, $1/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$].

Поскольку акт деления есть случайное событие, среднее число актов деления принято считать пропорциональным вероятности попадания нейтрона в ядро. Расчет числа актов взаимодействия нейтронов с ядрами в единице объема материала в единицу времени представляет собой основную задачу описания нейтронно-физических рабочих процессов ЯРД с реактором, в котором происходит управляемая цепная реакция деления ^{235}U нейтронами. Теория, описывающая происходящие нейтронно-физические процессы, основана на существенных для этих процессов свойствах нейтрона, которые рассмотрены далее в феноменологической постановке с интерпретацией наблюдаемых закономерностей.

5.1. Основные свойства нейтрона

Нейтрон — микрочастица, объект микромира, для которого характерен дуализм свойств, т. е. проявление как корпускулярных, так и волновых свойств.

К корпускулярным свойствам относится наличие массы покоя нейтрона $m_n \approx 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1 \text{ а. е. м.} = \frac{1}{12} m_c$ как частицы радиусом $r \approx 10^{-12} \text{ см}$, которая не имеет электрического заряда, движется со скоростью W_n , обладая кинетической энергией $E_n = m_n W_n^2 / 2$. При этом нейтрон n радиоактивен, т. е. самопроизвольно распадается на протон p^+ , электрон e^- и антинейтрино $\tilde{\nu}$ с периодом полураспада $\tau_{1/2} \approx 6 \dots 11 \text{ мин}$ по схеме $n \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$.

Как объекту микромира нейтрону, движущемуся со скоростью W , однозначно соответствуют волна де Бройля $\lambda_B = \frac{2,86 \cdot 10^{-11}}{\sqrt{E_n [\text{эВ}]}} \text{ м}$

и частота f_B , которые количественно характеризуют волновые свойства нейтрона. При этом отсутствие заряда у нейтрона, а следовательно, невозможность кулоновских взаимодействий определяют в качестве еще одного, кроме скорости, существенного аргу-

мента, массу ядра-мишени (массовое число ядра A — сумма чисел нейтронов и протонов), вероятность взаимодействия нейтрона с которым требуется описать. Отсутствие электрического заряда и возникновение сил ядерного взаимодействия только на расстояниях, сравнимых с размерами нуклонов, т. е. практически при прямом попадании в ядро атома, обуславливают высокие проникающие способности нейтрона.

На рис. 5.1 на шкале энергий нейтронов представлена условная классификация нейтронов, в соответствии с которой нейтроны с энергией более 0,1 МэВ относят к быстрым нейтронам, менее 1 эВ — к медленным, нейтроны с энергией в диапазоне значений $1 \text{ эВ} < E_n < 0,1 \text{ МэВ}$ относят к промежуточным. Каждому значению энергии соответствуют температура и средняя скорость, например, максимальному граничному значению энергии медленных нейтронов 1 эВ соответствуют температура 11 628 К и скорость около 14 000 м/с. Нейтроны с энергией 1 МэВ движутся со скоростью $0,14 \cdot 10^8$ м/с, существенно меньшей скорости света (примерно $3 \cdot 10^8$ м/с), т. е. в рассматриваемых процессах непосредственно релятивистские эффекты несущественны. Для анализа специфических эффектов может потребоваться более подробная классификация нейтронов с выделением большего числа диапазонов значений энергий.

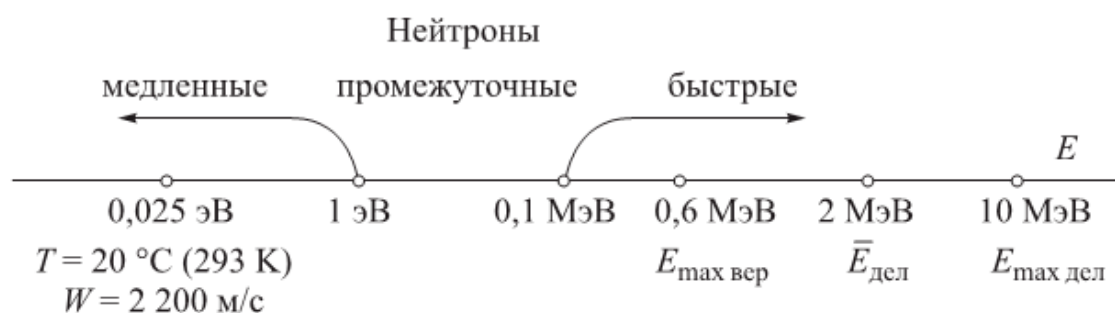


Рис. 5.1. Шкала энергий нейтронов

Скорости медленных нейтронов соизмеримы со скоростью теплового движения атомов и молекул. Например, энергии нейтрона 0,025 эВ соответствуют скорость 2 200 м/с и температура около 20 °C (293 К). Даже при такой температуре за среднее время жизни до радиоактивного распада $\tau_{1/2} \approx 10 \text{ мин} = 600 \text{ с}$ нейтрон удалится от места появления более чем на 1 000 км, что намного превышает масштабы технических объектов (не более 100 м для жестких

конструкций и до нескольких километров для тросовых систем). Поэтому в рамках технического объекта нейтрон может считаться стабильной частицей, вероятность распада которой пренебрежимо мала. При движении медленного нейтрона в некоторой среде его энергия приближается к средней энергии частиц этой среды, а распределение нейтронов по скоростям в хаотическом (броуновском) движении приближенно описывается законом распределения (спектром) Максвелла. При равенстве средних температур нейтронов и среды, в которой они движутся, нейтроны называют *тепловыми*.

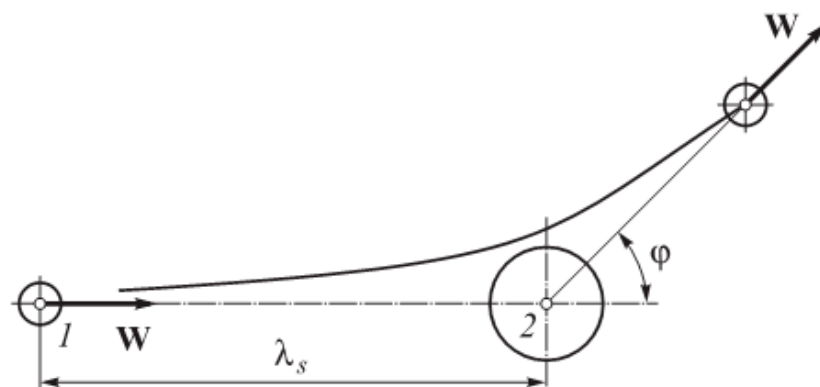


Рис. 5.2. Схема взаимодействия нейтрона с ядром при рассеянии

Если нейтрон, движущийся со скоростью W , направит из точки 1 непосредственно в центр 2 неподвижного ядра с массовым числом A (рис. 5.2), то с разной вероятностью возможны следующие две группы принципиально разных событий:

- *рассеяние* (событие s), т. е. взаимодействие нейтрона с ядром и в результате этого изменение скорости нейтрона по величине (модулю) и направлению (разворот вектора на некоторый произвольный угол $0 \leq \varphi \leq \pi$) с затратой некоторой доли кинетической энергии на изменение внутренней энергии, на возбуждение ядра-мишени (неупругий удар — событие in) или на сохранение суммарной исходной кинетической энергии с перераспределением ее между нейтроном и ядром-мишенью (упругий удар — событие e);

- *поглощение* (событие a), т. е. вхождение нейтрона в ядро с практически мгновенным разделением его на два осколка A и B при излучении частиц α , β , n (мгновенных нейтронов) или γ -квантов (поглощение с делением — событие f) или с образованием нового изотопа (поглощение без деления — событие c), как правило, радиоактивного по тому или иному α -, β -, γ - или n - (запавывающие нейтроны) типу распада (события α , β , γ или n), ко-

торый распадается через некоторый случайный промежуток времени, средняя длительность которого близка к периоду полураспада изотопа.

Отметим, что ядро-мишень в выбранной системе отсчета не имело ни кинетической, ни внутренней энергии до взаимодействия с нейтроном. Приобретая при взаимодействии с ним скорость или повышая внутреннюю энергию, рассеивающее ядро уменьшает исходную энергию нейтрона, таким образом замедляя его. При этом при прочих одинаковых условиях более интенсивным будет замедление нейтрона при неупругих ударах.

При близком к сферической симметрии характере взаимодействия нейтрона и ядра средний угол рассеяния должен быть равен прямому, т. е. $\bar{\varphi} \approx \pi/2$. В действительности происходит анизотропия взаимодействия и так называемое рассеяние вперед, когда средний, наиболее вероятный косинус угла φ практически не зависит от энергии нейтрона и описывается соотношением

$$\bar{\mu} = \overline{\cos \varphi} = \frac{2}{3A}, \quad (5.1)$$

где A — массовое число ядра.

Параметры рассеяния нейтронов при числе соударений $N_{\text{терм}}$, необходимых для термализации нейтрона на данном ядре, представлены в табл. 5.1 для типичных изотопов.

Таблица 5.1

Параметры рассеяния нейтронов

Изотоп	$\overline{\cos \varphi}$	$K_{\text{рас}}$	$\bar{\varphi}$	ξ	$N_{\text{терм}}$
^1H	0,670	3,030	$47^\circ 56'$	1,00	18,2
^2H	0,330	1,490	$70^\circ 44'$	0,725	25,1
^4He	0,167	1,200	$80^\circ 23'$	0,425	43
^7Li	0,095	1,105	$84^\circ 33'$	0,268	68
^9Be	0,074	1,080	$85^\circ 46'$	0,209	87
^{12}C	0,056	1,060	$86^\circ 47'$	0,158	115
^{238}U	0,0028	1,003	$89^\circ 50'$	0,0084	2172

Очевидно, что рассеяние вперед означает, что нейтрон после рассеяния в основном сохраняет направление движения, т. е. ка-

жущаяся проникаемость среды, содержащей легкие (с малым числом A) ядра, будет выше, чем у среды, в которую входят ядра с большим числом A .

Вероятность p_i любого из событий $a, c, s, e, in, f, \alpha, \beta, \gamma$ и других зависит от энергии E_n (скорости W_n или температуры T_n) нейтрона и от массового числа A ядра-мишени. При этом поглощение и рассеяние представляют собой взаимоисключающие, альтернативные случайные события: может произойти только одно из них. Тогда вероятность того, что это произойдет (событие t), равна сумме вероятностей осуществления каждого из них, если прохождение нейтрона через точку 2 (см. рис. 5.1) без изменения скорости (промах) также считать рассеянием, но на угол $\varphi = 0$:

$$p_t = p_a + p_s. \quad (5.2)$$

Таковыми же по свойствам событиями являются пары: поглощение с делением и поглощение без деления

$$p_a = p_f + p_c. \quad (5.3)$$

а также упругое и неупругое рассеяние

$$p_s = p_e + p_{in}. \quad (5.4)$$

Аналогично для образования изотопа, распадающегося по α -, β -, γ - или n - типу, можно записать

$$p_c = p_\alpha + p_\beta + p_\gamma + p_n. \quad (5.5)$$

В нейтронной физике вероятности взаимодействия принято отражать приписываемыми нейтрону пропорциональными вероятности кажущимися размерами поперечного сечения, так называемыми микроскопическими эффективными сечениями взаимодействия $p_i \sim \sigma_i$, где индекс соответствует событию. Поскольку размер сечения нейтрона имеет порядок r^2 , а $r = 10^{-12}$ см, то за единицу измерения σ_i принят барн, $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2$.

Тогда из соотношения (5.2) следует

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s, \quad (5.6)$$

а вероятности поглощения или рассеяния вычисляют по формулам

$$p_a = \sigma_a / \sigma_t \quad \text{и} \quad p_s = \sigma_s / \sigma_t.$$

Аналогично из выражения (5.3) получаем для поглощения с делением или без него

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c \quad (5.7)$$

при соответствующих вероятностях $p_f = \sigma_f / \sigma_a$ и $p_c = \sigma_c / \sigma_a$.

С учетом соотношений (5.6) и (5.7) для взаимодействий всех видов справедливо равенство

$$\sigma_t = \underbrace{\sigma_e + \sigma_{in}}_{\sigma_s} + \underbrace{\sigma_f + \underbrace{\sigma_\alpha + \sigma_\beta + \sigma_\gamma + \sigma_n}_{\sigma_c}}_{\sigma_a}. \quad (5.8)$$

При этом ядра, для которых справедливо неравенство $\sigma_s \ll \sigma_a$, являются поглотителями нейтронов, а ядра, для которых характерно противоположное соотношение $\sigma_a \ll \sigma_s$, относятся к рассеивающим ядрам, замедляющим нейтроны.

Среди поглощающих нейтроны ядер следует выделить делящиеся ядра, для которых не только $\sigma_s \ll \sigma_a$, но и $\sigma_f \neq 0$ при соизмеримых значениях σ_a и σ_f , т. е. поглощение может закончиться делением ядра-мишени. Например, (табл. 5.2) поглощающим без деления ядром для теплового нейтрона является изотоп бора ^{10}B , а единственный из приведенных в таблице делящийся изотоп — ^{235}U . В противоположность этому наиболее распространенный в природе изотоп урана ^{238}U практически не делится тепловыми нейтронами: $\sigma_f = 5 \cdot 10^{-6}$ б.

Таблица 5.2

**Микроскопические эффективные сечения взаимодействия, б,
тепловых нейтронов ($E = 0,025$ эВ, $T_n = 293$ К = 20°C)
с типичными изотопами**

Изотоп	σ_t	σ_s	σ_a	σ_γ	σ_α	σ_f	σ_c
^9Be	7,01	7	0,01	0,01	—	—	0,01
^{12}C	4,8034	4,8	0,0034	0,0034	—	—	0,0034
^{10}B	3817,5	4	3813,5	0,5	3813	—	3813,5
^{11}B	4,8455	4,84	0,0055	0,0055	—	—	0,0055
^6Li	940,79	0,75	940,04	0,0385	940	—	940,04
^7Li	1,0154	0,97	0,0454	0,0454	—	—	0,0454
^{235}U	705	10	695	107	—	588	107

К рассеивающим, замедляющим ядрам относятся изотопы бериллия ^9Be и углерода ^{12}C . Причем вероятность поглощения нейтрона ядром ^{10}B столь близка к единице ($p_a = \sigma_a / \sigma_t \approx 0,998$), что это ядро по свойствам близко к абсолютно черному телу для нейтронов. Напротив, изотоп ^{11}B относится к рассеивающим, практически не поглощающим ядрам ($\sigma_a \approx 0,0055$ б). Аналогичное соотношение свойственно изотопам лития: наиболее часто встречающийся ^6Li имеет $\sigma_a = 940$ б и относится к поглотителям, тогда как ^7Li с $\sigma_a = 0,045$ б относится к замедлителям.

Облученный нейтронами ^{235}U приобретает наведенную радиоактивность γ -типа, а поглотившее нейтрон ядро ^{10}B становится излучателем и фотонов (γ -квантов), и α -частиц, т. е. двукратно ионизированных атомов гелия $^4_2\text{He}^{++}$. Последние, приобретая электроны на длине пробега до поглощения, накапливаются в виде газа и способствуют снижению пластичности (охрупчиванию) и радиационному распуханию материала.

При существенном влиянии массового числа ядер атомов на их нейтронно-физические характеристики химические свойства ядер атомов зависят только от числа протонов в ядре. Удаление нежелательных изотопов и соответственно повышение концентрации ядер с предпочтительным составом называется *обогащением*. В частности, практически невозможно достичь работоспособности ядерного реактора деления, используя природный уран, с содержанием делящегося изотопа ^{235}U не более 0,5...0,7 %.

Технологии обогащения в основном базируются на различии физических свойств веществ (плотности, коэффициенты диффузии, отношении массы к заряду и др.), отличающихся изотопным составом. В частности, отечественная высокоэффективная технология обогащения урана по его изотопу ^{235}U разработана на основе процессов многократного центрифугирования, в которых разделяются относительно легкая, содержащая ^{235}U , и тяжелая, содержащая ^{238}U , фракции. Решающий вклад в создание этой технологии, так и не освоенной другими странами, принадлежит разработчику специальных материалов для ультра-центрифуг И.Н. Фридляндеру¹.

¹ Фридляндер Иосиф Наумович (1913—2009) — академик АН СССР, РАН, крупный ученый в области исследования и создания высокоэффективных конструкционных сплавов; выпускник МММИ им. Н.Э. Баумана 1937 г.

Технологии обогащения на основе различия скорости диффузии газообразных соединений, различающихся по изотопному составу, освоены в промышленных масштабах. Для обогащения газов используют зависящие от изотопного состава различия в интенсивности физических процессов (адсорбции, абсорбции, десорбции и др.), проходящих на границе раздела специальным образом обработанного твердого тела и газа при требуемом сочетании температуры и давления.

Преобладание ядер того или иного изотопа в материале обеспечивает придание ему необходимых свойств, например требуемые нейтронно-физические характеристики. В частности, природный литий содержит 7,5 % изотопа ${}^6\text{Li}$ с сечением поглощения нейтронов $\sigma_a = 940 \dots 970$ б и 92,5 % ${}^7\text{Li}$, который слабо поглощает нейтроны ($\sigma_a = 0,045$ б) и практически не приобретает наведенной радиоактивности, так как образующийся радиоактивный изотоп ${}^7\text{Li}$ (излучение α -частиц с $E = 12,7$ МэВ и электронов с $E \approx 6$ МэВ) имеет малый период полураспада $\tau_{1/2} \approx 0,875$ с. Поэтому удаление из природного лития изотопа ${}^6\text{Li}$ позволяет использовать материалы на его основе, например гидриды Li_xH_y , в качестве эффективного замедлителя. И, напротив, обогащение природного лития по его изотопу ${}^6\text{Li}$ повышает поглощающие свойства гидридов и эффективность их применения в радиационной защите.

Вероятность случайного события, которое должно обязательно произойти, возрастает с течением времени. В частности, чем дольше нейтрон находится вблизи ядра-мишени на расстоянии действия массовых сил притяжения между нуклонами, тем больше вероятность его взаимодействия с ядром и меньше вероятность промаха. Время, в течение которого нейтрон находится вблизи ядра-мишени, обратно пропорционально скорости нейтрона относительно ядра-мишени. Эта связь отражается в виде типичной зависимости микроскопического эффективного сечения σ_t всех возможных альтернативных взаимодействий от энергии E_n или скорости нейтрона W_n , представленной на рис. 5.3. Здесь кривая 2 имеет вид $\sigma_t \sim 1 / W_n$, на кривой 1 наблюдаются локальные всплески, пики вблизи координат с энергией E_n (скорость W_n), каждому значению которой соответствуют частота f_B и длина λ_B волны де Бройля. Повышение вероятности взаимодействия ядра и нейтрона, движущегося именно с этой скоростью, можно объяснить резонансом при совпадении или кратности одной из нескольких собствен-

ных частот ядра с частотой, свойственной нейтрону как объекту микромира на этой скорости, т. е. $f_1 = f_{B1}$ и $f_2 = f_{B2}$ и т. д.

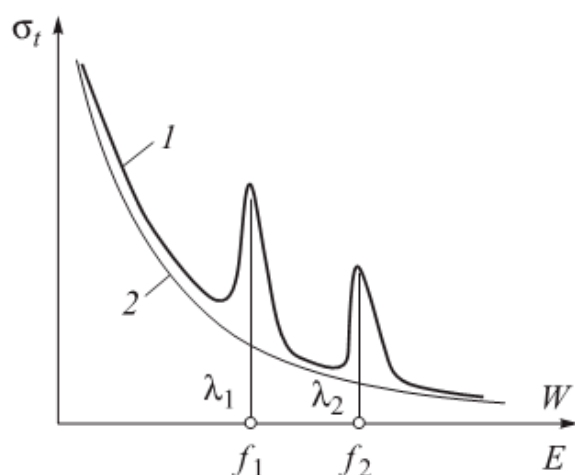


Рис. 5.3. Типичная зависимость эффективного микроскопического сечения взаимодействия нейтрона и ядра атома от энергии (скорости) нейтрона (1) и ее идеализированное представление (2)

Как и для большинства возможных взаимодействий нейтрона и ядра с уменьшением скорости нейтрона растет вероятность деления ^{235}U , пропорциональная σ_f . Таким образом, жизненный цикл нейтрона в реакторе на тепловых нейтронах включает в себя процессы замедления и равновесной диффузии с возможностью их непродуктивного, т. е. без деления, поглощения на каждом этапе.

5.2. Замедление нейтронов

Замедление нейтронов происходит в результате рассеяния (см. рис. 5.2) на слабопоглощающих ядрах атомов. Для измерения энергии нейтронов в характерном для реакторов деления на тепловых нейтронах диапазоне ее значений $0,025 \text{ эВ} \leq E_i \leq 10 \text{ МэВ}$, т. е. при уменьшении в 10^9 раз, используется логарифмическая шкала, а за меру энергии принята средняя энергия рождения $\bar{E}_p = 2 \text{ МэВ}$, хотя может быть принято и другое ее значение, например максимальная энергия деления нейтрона $E_{\max} = 10 \text{ МэВ}$. Текущее относительное значение энергии нейтрона u называется *летаргией* и определяется соотношением

$$u = \ln \frac{\bar{E}_p}{E_i}. \quad (5.9)$$

Диапазон значений летаргии для реакторов на тепловых нейтронах составляет $0 \leq u \leq 18 \dots 20$.

Мерой потери энергии за один акт рассеяния принято считать соответствующий средний прирост летаргии Δu , не зависящий, как следует из теории упругого удара, от абсолютного значения энергии. Его называют логарифмическим декрементом потери энергии и задают соотношениями для средних значений

$$\xi = \Delta \bar{u} = \ln \frac{E_i}{E_{i+1}} \approx \frac{6}{3A + 2}, \quad (5.10)$$

где E_i, E_{i+1} — энергии нейтрона до и после удара соответственно; A — массовое число ядра. Полуэмпирическое выражение в правой части соотношения (5.8) описывает с погрешностью до 20 % зависимость логарифмического декремента потери энергии для рассеивающих ядер с массовым числом $A > 10$. Для ${}^1_1\text{H}$ (ядра водорода) $\xi = 1$.

Записав, согласно соотношению (5.10), соотношения для потери энергии родившегося со средней энергией $\bar{E}_p$ нейтрона при последовательных соударениях, последнее из которых уменьшит энергию нейтрона до тепловой энергии E_T (так называемый процесс термализации нейтрона), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \xi &= \ln \frac{\bar{E}_p}{E_1}; \\ \xi &= \ln \frac{E_1}{E_2}; \\ &\dots\dots\dots \\ \xi &= \ln \frac{E_{i-1}}{E_T}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Суммирование уравнений системы (5.11) после очевидных преобразований дает число соударений, достаточное для термализации нейтрона:

$$N_{\text{терм}} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{\bar{E}_p}{E_T}. \quad (5.12)$$

Отсюда следует преимущество рассеивающих ядер с меньшим массовым числом A , так как для таких «легких» ядер требуется

меньшее число $N_{\text{терм}}$ соударений, достаточных для снижения энергии (скорости) нейтрона от энергии рождения $\bar{E}_p$ до равновесной энергии, соответствующей температуре замедляющей среды, например, $T = 293 \text{ К}$ (20°С) и $E_t = \bar{E}_{\text{тепл}} = 0,025 \text{ эВ}$ (для термализации нейтрона). Расчетные данные, характеризующие термализацию нейтронов при упругом рассеянии ($\bar{\sigma} \bar{\sigma}_s \phi$, $\bar{\phi}$, ξ , $N_{\text{терм}}$) на ядрах типичных изотопов, приведены в табл. 5.1.

Отметим также, что неупругое рассеяние приводит к более интенсивному снижению скорости нейтрона, но при этом часть исходной кинетической энергии нейтрона идет на возбуждение ядра-мишени. Обратный переход ядра из возбужденного состояния в стабильное основное состояние сопровождается испусканием фотона (γ -кванта).

При взаимодействии нейтрона и ядра множество нейтронов, находящихся в хаотическом (броуновском) движении в пространстве, при некотором распределении по энергии, т. е. спектре, помимо уже введенных плотности или концентрации n , см^{-3} , средней скорости W_n , м/с, и соответствующей температуры T_n , К, характеризуются положительной скалярной величиной — *плотностью нейтронного потока* Φ , $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Последняя определяется как число нейтронов, пересекающих во всех направлениях за единицу времени, с, поверхность сферы с площадью большого круга, равной единице площади, см^2 . Эту скалярную величину можно интерпретировать как суммарный путь, пройденный за 1 с всеми нейтронами внутри сферы с площадью большого круга, равной 1 см^2 . Диапазон значений плотности нейтронного потока в ЯРД $0 < \Phi < 10^{16} \dots 10^{17} 1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

В соответствии с кинетической теорией газов запишем уравнение связи между плотностью нейтронного потока Φ и средней скоростью W_n и плотностью (концентрацией) нейтронов n :

$$\Phi = [W_n n]. \quad (5.13)$$

Это уравнение позволяет интерпретировать плотность нейтронного потока Φ как суммарный путь, проходимый за единицу времени всеми n нейтронами, находящимися в единице объема, с одной и той же средней скоростью W_n . При хаотическом равновесном распределении параметров в пространстве вследствие равной

вероятности всех направлений движения перенос вещества не происходит.

Если имеется направленное движение нейтронов, оно характеризуется векторной величиной I ($1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$) — плотностью тока нейтронов, которая определяется как число нейтронов, проходящих за единицу времени (1 с) через плоскую поверхность, площадь которой равна единице площади (1 см^2), под прямым углом к ней в заданном направлении.

Для характеристики радиационных эффектов, когда не имеет значения направление движения нейтронов, но существенны их плотность и энергетический спектр, важно именно число нейтронов, прошедших через единицу площади материала во всех направлениях за время t_3 , называемое *временем экспозиции*. Это число измеряется скалярной величиной — *флюенсом* J , см^{-2} :

$$J_t = \int_0^{t_3} \Phi(t) dt. \quad (5.14)$$

Поскольку радиационные эффекты определяются и числом актов взаимодействия и энергией, передаваемой облучаемому материалу за один акт, также учитывается распределение нейтронов по энергии, т. е. их энергетический спектр, формируемый непосредственно в АЗ реактора.

5.3. Спектр нейтронов в реакторе

Если подавляющее число актов деления ^{235}U происходит при взаимодействии ядер этого изотопа и тепловых нейтронов, то такой реактор относят к реакторам на тепловых нейтронах, если деление вызывается в основном быстрыми нейтронами, реактор называют быстрым. Если в ядерном реакторе энергия нейтронов, вызывающих деление, превышает энергию тепловых нейтронов, но меньше, чем у рождающихся нейтронов, то такой реактор называется реактором на промежуточных нейтронах.

Высвобождающиеся, т. е. родившиеся при делении, нейтроны, называемые нейтронами деления, обладают энергией $E_p = 0,1 \dots 10 \text{ МэВ}$, где максимальная энергия $M_{\text{max дел}} = 10 \text{ МэВ}$ (см. рис. 5.1). Осредненная по всем родившимся нейтронам энергия

$\bar{E}_{\text{дел}} = 2$ МэВ, тогда как их наиболее вероятная энергия $E_{\text{мах вер}}$ составляет всего 0,6 МэВ. Распределение нейтронов по энергии называется энергетическим спектром, характерный вид которого сохраняется для разных методик нормирования и конструктивных особенностей и материального состава АЗ реактора.

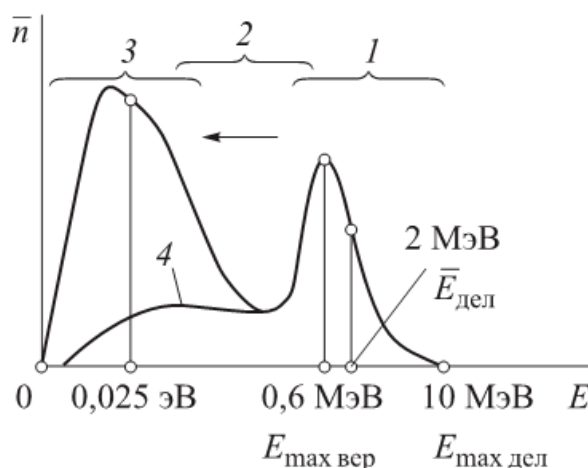
При работе ядерного реактора на стационарном режиме преобладающей закономерностью является потеря энергии родившегося быстрым нейтрона при его хаотическом движении в замедляющей среде, имеющей некоторую среднюю температуру T . Причем время нахождения нейтрона в этой среде (замедлителе) достаточно для установления энергетического равновесия, т. е. множество нейтронов, составляющих некоторый «нейтронный газ», приобретает распределение по скоростям (энергиям), соответствующее той же средней температуре (средней энергии $\bar{E}$), что и у замедляющей среды. Такое распределение близко к спектру Максвелла. При этом термин «нейтронный газ» отражает возможность приближенного описания свойств множества нейтронов уравнениями, следующими из кинетической теории газа. А равенство средних тепловых энергий нейтронного газа и среды отражает название таких нейтронов: тепловые нейтроны.

Распределение нейтронов по энергии (энергетический спектр), характерное для ядерного реактора деления на тепловых нейтронах (рис. 5.4), можно схематически представить как сочетание спектра нейтронов деления 1, распределения Максвелла тепловых нейтронов 2 и некоторого переходного спектра, называемого спектром замедления или спектром Ферми 3. Этот участок спектра отражает распределение по энергии замедляющихся, т. е. снижающих свою скорость (энергию), нейтронов от энергии рождения, равной 0,1...10 МэВ (средняя энергия $\bar{E}_{\text{дел}} = 2$ МэВ, наиболее вероятная энергия $E_{\text{мах вер}} = 0,6$ МэВ), до средней энергии $\bar{E}_{\text{тепл}}$, соответствующей средней температуре замедляющей среды. На рис. 5.4 эта энергия $\bar{E}_{\text{тепл}} = 0,025$ эВ соответствует температуре замедлителя 293 К (20 °С) и близка к наиболее вероятной энергии нейтронов. Нейтроны движутся с потерей энергии, а средняя продолжительность этого движения равна промежутку времени от рождения нейтрона до его поглощения. В зависимости от выбора вида функции (нейтронный поток Φ или плотность n нейтронов) и способа

нормирования энергетического спектра соотношения характерных координат по оси ординат для характерных значений энергии могут отличаться. При этом качественно вид кривой сохраняется, что подтверждается экспериментально. Если родившиеся нейтроны в среднем замедляются до энергии, превышающей энергию тепловых нейтронов, то распределение по энергии вызывающих деление нейтронов может иметь вид участка кривой 4 на рис. 5.4.

Рис. 5.4. Распределение нейтронов по энергии в АЗ реактора деления ^{235}U на тепловых нейтронах:

1 — спектр нейтронов деления; 2 — спектр Ферми; 3 — спектр Максвелла; 4 — вариант спектра, характерного для реакторов, промежуточных между реакторами на быстрых и тепловых нейтронах



Конкретный спектр нейтронов в АЗ реактора зависит от ее формы, относительных и абсолютных размеров, эффективности отражателя нейтронов при основном влиянии объемного и (или) массового соотношения делящихся и замедляющих материалов. Для космических ЛА практически опробованы реакторы на тепловых и на промежуточных нейтронах. Реакторы на быстрых нейтронах находятся в стадии исследовательских работ. Установленные локализация характерных нейтронно-физических рабочих процессов и соответствующий им участок спектра позволяют оценить объемное тепловыделение и радиационные эффекты, характерные для ЯРД как технического устройства.

Контрольные вопросы и задания

1. Перечислите корпускулярные и волновые свойства нейтрона.
2. Чем можно объяснить высокие проникающие свойства нейтрона?
3. Почему нейтрон можно считать стабильной микрочастицей?
4. Перечислите виды взаимодействия ядра и нейтрона.
5. Чем отличаются процессы упругого и неупругого рассеяния нейтрона ядром?

6. Обоснуйте существование двух максимумов в нейтронном спектре реактора на тепловых нейтронах.

7. Объясните, почему спектр тепловых нейтронов только приближенно соответствует распределению (спектру) Максвелла.

8. Почему отличаются значения наиболее вероятной $\bar{E}_{\text{max вер}}$ и средней $\bar{E}$ энергий рождающихся нейтронов?

9. Назовите три характерных нейтронно-физических рабочих процесса в активной зоне реактора и соответствующие им участки распределения нейтронов по энергии в активной зоне реактора деления ^{235}U на тепловых нейтронах.

Глава 6

ПОЛУЧЕНИЕ И РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Ядерный реактор деления является мощным источником нейтронов. Выводя нейтроны из АЗ реактора по специальным каналам, можно проводить исследования их взаимодействия с различными материалами, например моделируя условия их работы в составе ЯРД. Но для начала цепной самоподдерживающейся реакции деления требуется некоторое исходное число нейтронов. Находящийся в АЗ высокообогащенный уран (по зарубежным данным, содержит до 90 % изотопа ^{235}U , остальное — изотопы ^{238}U) делится спонтанно и обеспечивает фоновую генерацию до $10^2 \dots 10^3$ нейтронов в секунду. Однако этого недостаточно для контроля измерительными приборами потока нейтронов и развития управляемой цепной реакции деления со скоростью, приемлемой для ЯРД.

Источник нейтронов, обеспечивающий увеличение плотности потока нейтронов до заданного уровня, соответствующего условиям контролируемого запуска ядерного реактора, называется *пусковым*. Принцип работы *пускового источника нейтронов* может быть аналогичным принципу работы источников нейтронов, получаемых промышленным способом и применяемых для ядерно-физических и биологических исследований и практических приложений (в геологической разведке, нефтедобыче, медицине и др.).

Нейтроны могут излучаться радиоактивными изотопами, получаемыми искусственно облучением стабильных нерадиоактивных веществ в ядерном реакторе или в ускорителе ионов. В ис-

точниках нейтронов применяют, например, оксиды, содержащие искусственные радиоактивные изотопы кюрия ^{244}Cm ($\tau_{1/2} = 18,4$ г) и калифорния ^{252}Cf ($\tau_{1/2} = 2,6$ г), излучающие в расчете на 1 мг $9 \cdot 10^3$ и $2,7 \cdot 10^9$ нейтронов в секунду при сплошном спектре $0,1 \dots 12$ МэВ с максимумом 1,5 МэВ. В частности, источники нейтронов на основе оксида изотопа ^{252}Cf получают в виде двухслойных тонкостенных ампул из коррозионно-стойкой стали размером порядка 3×15 мм с потоком нейтронов $10^7 \dots 5 \cdot 10^9$ нейтронов в секунду.

Нейтроны могут быть получены в результате нескольких последовательных процессов, в основе которых лежит радиоактивный распад. Например, облучение бериллия α -частицами, выделяющимися при распаде радиоактивного ^{210}Po , вызывает реакцию вида



При этом те из образовавшихся α -частиц, которые выходят из содержащего ^{210}Po материала и достигают ядер бериллия, задают число генерируемых нейтронов, т. е. производительность пускового источника. Из-за малой длины пробега α -частиц до поглощения в реакцию с ядрами вступают только те из них, которые образовались непосредственно на поверхности материала, содержащего ^{210}Po .

Так называемые ампульные полоний-бериллиевые и полоний-борные источники нейтронов конструктивно выполняют в виде не нуждающихся в техническом обслуживании герметичных металлических ампул, в которых заключены покрытые слоем ^{210}Po керамические таблетки карбида бора или карбида бериллия. Например, цилиндрическая ампула диаметром 20 мм и длиной 40 мм излучает до $9 \cdot 10^7$ нейтронов в секунду. Особенностью излучающих только нейтроны источников на основе чистого α -излучателя является относительно небольшой период их работоспособности вследствие малого периода полураспада этого изотопа: $\tau_{1/2} = 138$ сут. Это обстоятельство можно рассматривать и как преимущество, поскольку радиоактивность, а значит, и потенциальная радиационная опасность снижаются естественным путем практически до исчезновения за приемлемое время. Описанные виды нейтронных источников относятся к нерегулируемым, поскольку начинают излучать нейтроны сразу после изготовления и целенаправленно изменить или прекратить нейтрон-

ный поток (включить или выключить) невозможно, так же как не удастся задавать его спектр.

Этих недостатков лишены *источники, генерирующие так называемые «фотонейтроны»*. Нейтроны аналогично электронам, выбиваемым фотонами света, выбиваются из ядра под действием γ -кванта (фотона), энергия которого превышает энергию связи нейтрона в ядре:



Использование источника нейтронов с регулируемой производительностью и заданной энергией γ -квантов позволяет генерировать практически моноэнергетические нейтроны в виде однопроводного потока. Принципиальная схема работающего по этому принципу генератора нейтронов представлена на рис. 6.1. Так называемый β -трон 1 генерирует поток высокоэнергетических электронов, падающих на мишень 2, образуя генератор 3 γ -квантов. В свою очередь, γ -кванты облучают бериллиевую мишень 4, на которой происходят реакции вида (6.2). Этот генератор, снабженный устройствами формирования направленного потока нейтронов (коллиматорами и каналами), можно использовать как для экспериментального исследования взаимодействия нейтронов с материалами, так и в качестве пускового источника ядерного реактора деления.

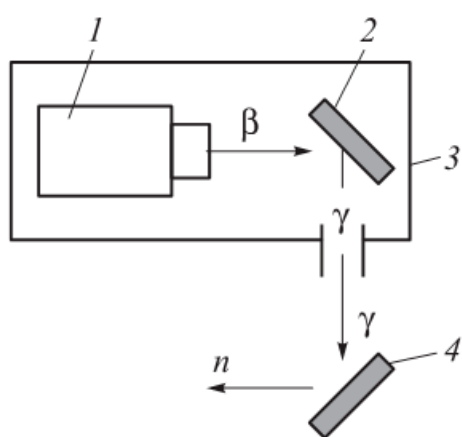


Рис. 6.1. Принципиальная схема генератора «фотонейтронов»:

1 — генератор высокоэнергетических электронов (β -трон); 2 — мишень, излучающая γ -кванты; 3 — генератор γ -квантов; 4 — бериллиевая мишень, облучаемая γ -квантами

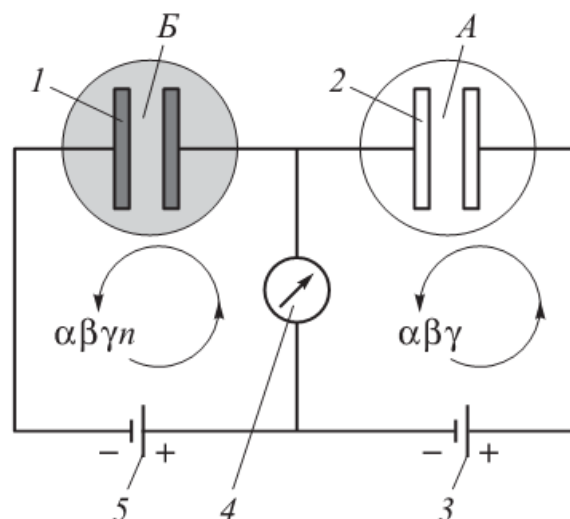
Пусковыми источниками нейтронов могут быть малогабаритные ускорители заряженных частиц. Например, протонами ${}^1_1\text{H}^+$ или дейтронами ${}^2_1\text{H}^+$, ускоренными в специальных малогабаритных ускорительных трубках (диаметром 25...30 мм) электрическим полем напряжением $10^5 \dots 10^7$ В, бомбардируют мишени из

гидридов металлов, в результате чего испускаются нейтроны. Изменяя состав материала мишеней и энергию ускоряемых частиц, можно регулировать производительность источника и энергию нейтронов. Устройство (агрегат), содержащее пусковой источник нейтронов и предназначенное для инициирования ядерной реакции в ядерном реакторе, называется *драйвером*.

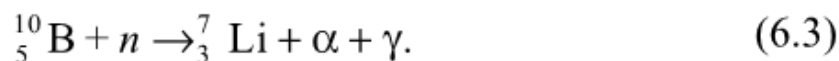
Для контролирования нейтронно-физических процессов необходимо измерять такие характеристики, как концентрация, энергия и спектр нейтронов, плотность нейтронного потока и плотность тока нейтронов. Эти измерения основаны на собственно *регистрации нейтронов* в ионизационных камерах (рис. 6.2, поз. 1 и 2): взаимодействие регистрируемого ионизирующего излучения с материалом электродов и средой, заполняющей пространство между ними, вызывает появление заряженных частиц, движение которых между электродами под действием разности напряжений, создаваемой источниками постоянного тока 3 и 5, фиксируется микроамперметром 4. В зависимости от вольт-амперной характеристики ионизационной камеры фиксируемое значение силы тока может быть пропорциональным требуемой характеристике ионизирующего излучения.

Рис. 6.2. Схема дифференциальной ионизационной камеры для регистрации нейтронов:

1 — ионизационная камера, содержащая материалы, взаимодействующие с нейтронами (бор в составе электродов или в заполняющем газе); 2 — ионизационная камера, не содержащая материалов и сред, взаимодействующих с нейтронами; 3, 5 — источники постоянного тока; 4 — микроамперметр



Поскольку у нейтронов отсутствует электрический заряд и, как следствие, высокая проникающая способность, их регистрируют с использованием мгновенного вторичного радиационного эффекта: появления α -частиц как носителей электрического заряда ${}^4_2\text{H}^{++}$ и ионизирующих газ фотонов (γ -квантов), возникающих при поглощении нейтрона ядром бора:



Для этого в газ, заполняющий межэлектродное пространство ионизационной камеры, вводят фторид бора BF_3 или на поверхность электродов наносят борсодержащее покрытие (см. рис. 6.2, поз. 1). При этом регистрируемый микроамперметром 4 электрический ток, условно направленный снизу вверх от «+» к «-», будет отражать наличие всех компонентов ионизирующего излучения: приходящих извне α -, β -, γ -компонентов и α -компонента, возникшего в камере как следствие наличия нейтронов n -типа, т. е. ток направлен снизу вверх: $I(\alpha, \beta, \gamma, n) \uparrow$.

Ионизационную камеру 2 (заполнение «А») отличает от камеры 1 (заполнение «Б») только отсутствие бора. При идентичности источников тока и малых размерах камер ток, пропорциональный интенсивности ионизирующих излучений в камере 2, будет отражать только пришедшие извне α -, β - и γ -компоненты. При этом электрический ток направлен сверху вниз: $I(\alpha, \beta, \gamma) \downarrow$.

Тогда, согласно закону Кирхгоффа, микроамперметр регистрирует суммарный ток, пропорциональный только нейтронному компоненту излучения:

$$\Delta I(n) \uparrow = I(\alpha, \beta, \gamma, n) \uparrow - I(\alpha, \beta, \gamma) \downarrow.$$

При этом внешние α - и β -компоненты ионизирующего излучения чаще всего отсутствуют, а полная компенсация внешнего γ -фона не происходит вследствие конечности размеров и неполной идентичности ионизационных камер, но точность регистрации нейтронов достаточна для надежного функционирования СУЗ высокочастотных, компактных и энергонасыщенных транспортных реакторов, к которым относятся и реакторы ЯРД.

Особенностью регистрации нейтронов в РД с ядерным реактором является широкий диапазон значений плотности измеряемого нейтронного потока, например от 10^{-1} до 10^{11} $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, что обуславливает применение многодиапазонных ионизационных камер с соответствующей вторичной аппаратурой при дублировании или троировании измерений. Плотность нейтронного потока является одной из первичных величин, в зависимости от значения которой вырабатывается команда на срабатывание исполнительных органов системы управления нейтронно-физическими рабочими про-

цессами ядерного реактора. При этом может регистрироваться и скорость изменения нейтронно-физических параметров.

Контрольные вопросы и задания

1. В чем заключается общее и особенное «фотонейтронов» и нейтронов, полученных по различным схемам?
2. Опишите принцип действия генератора «фотонейтронов».
3. Опишите принцип регистрации частиц ионизационной камерой.
4. Дайте возможное объяснение эффекта увеличения числа нейтронов, образующихся при растирании смеси солей полония и бериллия.
5. Чем вызвано применение дифференциальной схемы регистрации нейтронов?
6. Какие ядра могут входить в состав элементов или газовой среды ионизационной камеры, чувствительной по отношению к нейтронам?

Глава 7

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С МАТЕРИАЛАМИ

7.1. Макроскопические эффективные сечения взаимодействия

Нейтроны, проходя через слой материала, с различной интенсивностью и разным результатом взаимодействуют со всеми содержащимися в нем ядрами. Ядерную концентрацию можно рассчитать на основе закона Авогадро: один моль или грамм-атом вещества составляет $0,6022 \cdot 10^{24}$ молекул или атомов. Вероятность взаимодействия типа k нейтрона со всеми ядрами данного изотопа (нуклида) i , содержащимися в единице объема, пропорциональна *макроскопическому эффективному сечению взаимодействия* $\Sigma_{k,i}$, задаваемому произведением эффективного *микроскопического сечения взаимодействия* типа k с этими ядрами $\sigma_{k,i}$, см^2 , и концентрации этих же ядер в материале C_i , $1/\text{см}^3$:

$$\Sigma_{k,i} = \sigma_{k,i} C_i. \quad (7.1)$$

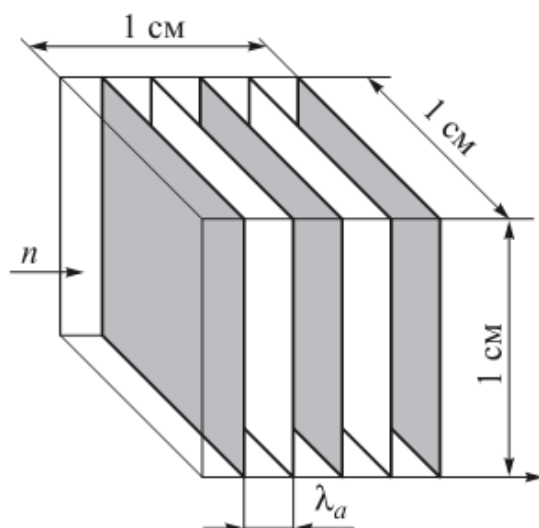


Рис. 7.1. Геометрическая интерпретация взаимодействия нейтронов и материала

В физическом (геометрическом) смысле макроскопическое эффективное сечение взаимодействия $\Sigma_{k,i}$ можно представить как суммарное микроскопическое эффективное сечение всех ядер данного нуклида i , содержащихся в объеме 1 см^3 . Другими словами, куб материала со стороной, равной 1 см , можно представить в виде набора сплошных поглощающих слоев, толщиной в одно ядро (рис. 7.1). Число этих слоев $1/\Sigma_{k,i}$. Тогда нейтрон, достигнув такого слоя, неминуемо провза-

имодействует с этим непроницаемым для него слоем, например, поглотится ($k \equiv a$) или рассеется ($k \equiv s$), пройдя соответственно расстояние

$$\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}, \quad (7.2)$$

равное средней длине поглощения или средней длине рассеяния

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s}. \quad (7.3)$$

В частности, эти длины характеризуют наиболее вероятные толщины или пробеги (реальные пробеги распределены случайным образом по близкому к гауссовскому закону в диапазоне значений $0 \leq \lambda_a \leq \infty$), пройдя которые нейтрон данной энергии поглощается в данном материале.

Если представить себе поток моноэнергетических однопроведенных вдоль оси x нейтронов, плотность тока которых равна I_0 , падающим под прямым углом на заполненное материалом с Σ_a полупространство, то снижение плотности тока нейтронов описывается уравнением

$$I(x) = I_0 \exp(-\Sigma_a x). \quad (7.4)$$

В такой интерпретации λ_a будет равна толщине слоя материала, после прохождения которого нейтронами плотность их тока уменьшится в e (основание натурального логарифма) раз (рис. 7.2).

Так же как поглощение, процессы рассеяния нейтронов на ядрах носят случайный характер, т. е. $\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s}$ —

это наиболее вероятная длина рассеяния, тогда как действительное значение этого параметра находится в диапазоне $0 \leq \lambda_s < \infty$, причем предельные значения этого параметра наименее вероятны, но все же возможны. Случайным образом изменяется от столкновения к столкновению и угол рассеяния. Рассеяние преимущественно вперед учитывается коррекцией средней длины рассеяния, а именно заменой при расчетах λ_s на так называемую кажущуюся, или транспортную, длину рассеяния λ_{tr} , $\lambda_s < \lambda_{tr}$.

Если представить последовательные акты рассеяния нейтрона ядрами (рис. 7.3), то к первому соударению в точке 2 нейтрон проходит по прямой 1—2 расстояние λ_s . В результате рассеяния вперед нейтрон отражается под углом φ и проходит до следующего

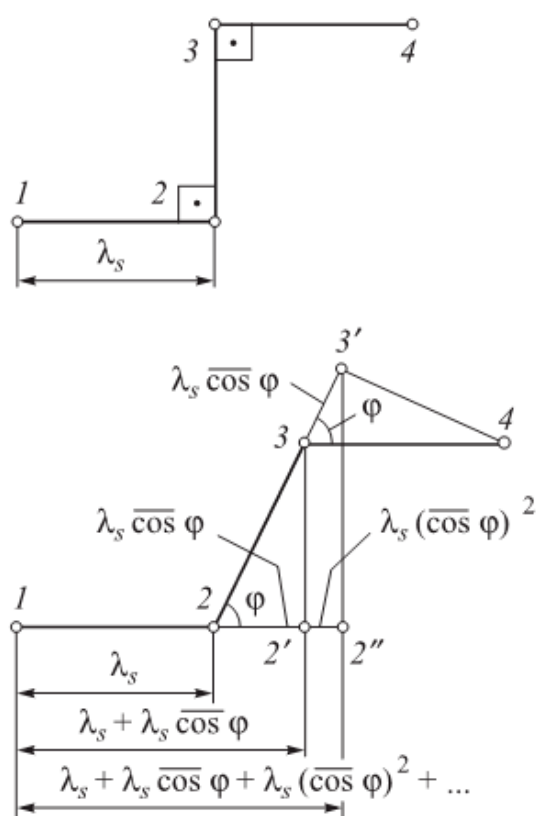


Рис. 7.3. Схема учета рассеяния нейтронов преимущественно вперед

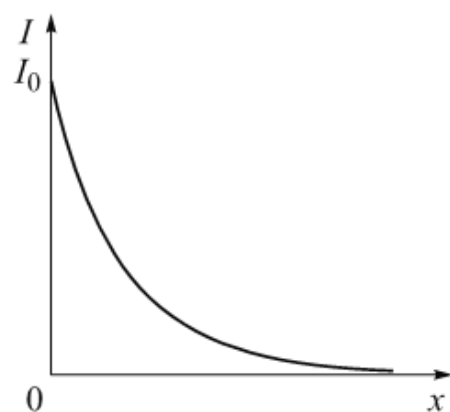


Рис. 7.2. Зависимость, отражающая ослабление плотности тока нейтронов в веществе

столкновения с ядром в точке 3 такое же расстояние λ_s . При этом для попадания в точку 3 при изотропном рассеянии ($\varphi = 90^\circ$) из точки 2' кажущаяся длина пробега увеличивается на дополнительную длину $\lambda_s \cos \varphi$, равную проекции отрезка 2—3 на направление 1—2. Аналогично для изотропного рассеяния в точке 3 и попадания в точку 4 требуется как бы переместить первое рассеяние в точку 2'', т. е. еще увеличить длину пробега на $\lambda_s \cos^2 \varphi$ и т. д.

Тогда для бесконечного ряда (геометрическая прогрессия со знаменателем, равным среднему косинусу угла рассеяния $\overline{\cos \varphi}$) можно записать

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{тр}} &= \lambda_s + \lambda_s \overline{\cos} \varphi + \lambda_s \overline{\cos}^2 \varphi + \lambda_s \overline{\cos}^3 \varphi + \dots = \\ &= \lambda_s (1 + \overline{\cos} \varphi + \overline{\cos}^2 \varphi + \overline{\cos}^3 \varphi + \dots) = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos} \varphi} = K_{\text{рас}} \lambda_s, \quad (7.5)\end{aligned}$$

$$\text{где } K_{\text{рас}} = \frac{1}{1 - \overline{\cos} \varphi} = \frac{1}{1 - \bar{\mu}}.$$

Таким образом, рассеяние вперед при средних углах рассеяния, меньших $\pi/2$ ($\bar{\varphi} < 90^\circ$), эквивалентно при прочих равных условиях и характеристиках увеличению требуемых толщин материалов в $K_{\text{рас}}$ раз.

7.2. Замедление нейтронов и равновесная диффузия

Распределение вероятности реализации случайных величин (угла рассеяния, длины рассеяния) близко к закону Гаусса при большом числе столкновений, но реальное распределение отличается от гауссовского. При этом в состав материала могут входить ядра, имеющие разные массовые числа и соответственно разные свойства, что также приводит к отличиям реальных процессов от их идеализированного представления по аналогии с теорией идеального газа.

Для экспериментального измерения интегральной эффективности реальных материалов как замедлителей введена относительно просто измеряемая экспериментально величина, называемая *плотностью замедления q надтепловых нейтронов*, определяемая как число нейтронов в объеме 1 см^3 , переходящих за 1 с границу энергии $E_{\text{т}}$ сверху, т. е. рождающихся как тепловые нейтроны. Распределение плотности замедления $q(r)$, $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, в зависимости от расстояния r , см, от точечного источника быстрых нейтронов имеет вид

$$q(r) = B e^{-\frac{r^2}{4\tau}}, \quad (7.6)$$

где B — константа, зависящая от характеристики источника быстрых нейтронов, $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$; τ — так называемый *возраст Ферми*, см^2 ,

характеризующий материал, в котором замедляются быстрые нейтроны.

Усреднение расстояний с учетом случайного характера реализации конкретных значений длин пробега $0 < \lambda_s < \infty$ и углов рассеяния $0 < \varphi < 180^\circ$ дает среднее расстояние по прямой (удаление) r_{1-2} , проходимое нейтроном от точки его рождения 1 как быстрого нейтрона с энергией E_1 , до точки 2, в которой нейтрон стал тепловым, т. е. с энергией $E_2 = E_T$:

$$\bar{r}_{1-2} = \sqrt{6\tau}. \quad (7.7)$$

Зависимость возраста Ферми от основных характеристик материала замедлителя приближенно отражает формула

$$\tau \approx \frac{D}{\xi \Sigma_s} \ln \frac{E_1}{E_T}, \quad (7.8)$$

где D — коэффициент диффузии, обратно пропорциональный плотности материала, $D \approx 1 / \rho$. С учетом пропорциональности $\Sigma_s \sim \rho$ из формулы (7.8) следует пропорциональность $\tau \sim 1 / \rho^2$, т. е. при прочих равных характеристиках преимущество имеют материалы замедлителя с большей плотностью.

Поскольку средняя скорость нейтронов приблизительно постоянна для данного спектра нейтронов, то, согласно формуле (7.7), так называемая длина замедления $\sqrt{\tau}$ пропорциональна времени T_3 , необходимому для потери энергии от энергии рождения нейтрона до энергии, соответствующей температуре замедлителя.

Связь возраста Ферми с временем замедления T_3 , т. е. с продолжительностью термализации родившегося быстрым нейтрона, иллюстрирует табл. 7.1.

От точки термализации 2 (рис. 7.4) нейтрон диффундирует, сохраняя среднюю энергию, т. е. скорость и температуру, и в результате поглощается в точке 3, удалившись по прямой от точки 2 на расстояние r_{2-3} , пропорциональное длине диффузии $L_{\text{диф}}$. Для нормального гауссовского распределения вероятностей расстояния между столкновениями нейтрона с ядрами справедливо соотношение

$$r_{2-3} = \sqrt{6}L_{\text{диф}}. \quad (7.9)$$

При этом $L_{\text{диф}}$ характеризует среду, т. е. материал с данным составом ядер и их концентрациями. Тепловые нейтроны начинают диффузионное движение из кажущегося источника, имеющего форму сферы, которую можно с приемлемой точностью заменить плоскостью, граничащей со средой, в которой диффундирует нейтрон. Это позволяет, имея плоский источник тепловых нейтронов, получать значение $L_{\text{диф}}$ экспериментально, измеряя распределение плотности $\Phi(x)$ нейтронного потока в исследуемом материале, с учетом того, что нейтронный поток снижается согласно выражению

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-\frac{x}{L_{\text{диф}}}}. \quad (7.10)$$

Таблица 7.1

**Характеристики жизненного цикла нейтронов
с энергией 0,025 эВ**

Замедлитель	Плотность, 10^{-3} м^3	Возраст Ферми τ , см ²	Время замедления T_z , 10^{-6} с	Время жизни теплого нейтрона, 10^{-6} с
H ₂ O	1,0	26,48	10	213
D ₂ O	1,1	111	50	13 000
C	1,6	282,5	150	1 290
Be	1,85	86,6	70	365
BeO	2,96	92,0	78	760
ZrH _{1,33...2}	3,48...5,5	21...27	6,2	169...266

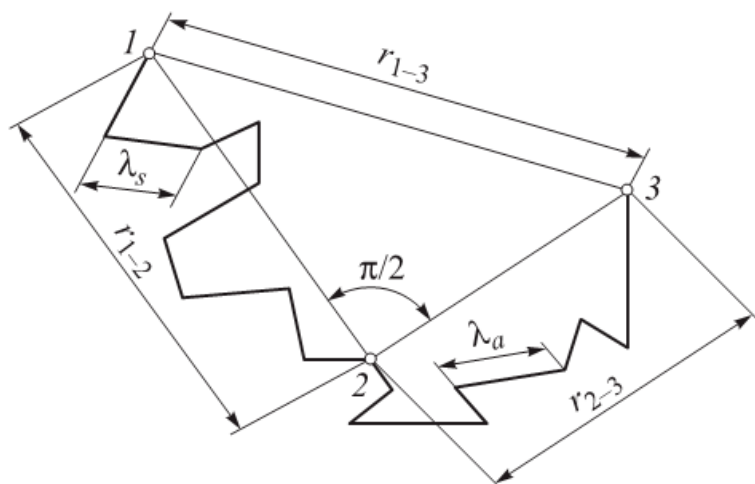


Рис. 7.4. Схема перемещений нейтрона в АЗ реактора:

1 — точка рождения быстрого нейтрона; 2 — точка термализации нейтрона в замедляющей среде; 3 — точка поглощения нейтрона

При этом учитывают все особенности материала, в частности остаточное содержание удаляемых компонентов, примесей. Например, сохранение в тяжелой воде D_2O остаточного содержания (0,2 %) обычной легкой воды H_2O приводит к снижению значения $L_{\text{диф}}$ от 159 до 110 см.

На основе соотношений кинетической теории газа можно получить приближенную зависимость для длины диффузии

$$L_{\text{диф}} = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}}, \quad (7.11)$$

где D — коэффициент диффузии нейтронов в данной среде, также измеряемый экспериментально. В целом нейтрон, диффундируя от точки рождения I до точки поглощения 3 , удаляется по прямой от точки рождения на расстояние r_{1-3} .

Усреднение с учетом гауссовского распределения дает соотношение

$$M = \sqrt{\tau + L^2}, \quad (7.12)$$

где M — длина миграции, интерпретируемая как толщина слоя материала (среды), из которого нейтрон, как быстрый, так и замедленный, может уйти в окружающую среду. При этом справедливо соотношение

$$r_{1-3} = \sqrt{6}M. \quad (7.13)$$

Следует обратить внимание на противоречивость требования максимальной длины диффузии для замедлителя. С одной стороны, увеличение $L_{\text{диф}}$ приводит к повышению вероятности встречи нейтрона и ядра изотопа ^{235}U , завершающейся полезным делением последнего, так как увеличивается время существования теплового нейтрона (см. табл. 7.1). С другой стороны, чем больше $L_{\text{диф}}$, тем больше толщина слоя M , из которого нейтрон может уйти вовне, унося энергию и создавая нежелательное излучение в окружающей среде. При этом возрастает плотность тока нейтронов нежелательной утечки, которая будет максимальной, если утечка нейтронов происходит в пустоту или в среду, не рассеивающую нейтроны.

Как следствие изменения плотности нейтронного потока, в частности снижения его при приближении к границе среды (рис. 7.5), при сохранении в основном броуновского характера

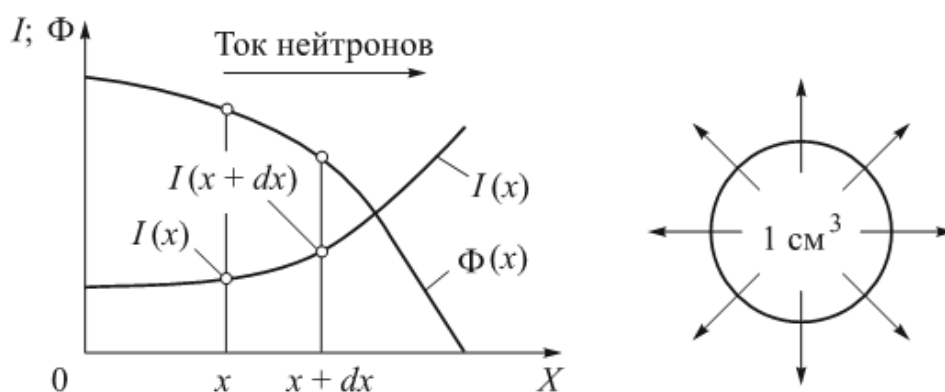


Рис. 7.5. К расчету плотности тока нейтронов на границе АЗ реактора

движения возникает преимущественное переносное диффузионное движение, приводящее к выравниванию концентрации нейтронов, т. е. на границе среды устанавливается ток нейтронов, плотность которого можно описать законом Фика:

$$\bar{I} = -D\nabla\Phi, \quad (7.14)$$

где знак минус означает, что на фоне броуновского движения возникает ток смещения нейтронов в сторону снижения нейтронного потока, т. е. при $W \approx \text{const}$ в сторону снижения концентрации (плотности) n нейтронов. При этом для точек вдали от границ области, где диффундируют нейтроны, можно считать

$$D \approx \frac{\lambda_{\text{тр}}}{3}. \quad (7.15)$$

Если среда, в которой диффундирует нейтрон, находится в контакте с другой рассеивающей средой или окружена ею, то на границе раздела этих сред часть тока нейтронов возвращается назад в АЗ. Этот процесс называется *отражением* нейтронов, а отражающая среда — *отражателем* нейтронов. Качество этой среды как отражателя нейтронов характеризуется коэффициентом отражения, или альбедо, обозначаемым β и определяемым отношением плотностей падающего и отраженного тока нейтронов. При этом $\beta = 0$ для реактора без отражателя (так называемого голого реактора) и $0 < \beta < 1$ для реактора, в АЗ которого имеется отражатель нейтронов.

Таким образом, утечка нейтронов возможна в общем случае из любого элементарного объема $dv = dx dy dz$ по всем трем осям X, Y, Z .

При этом с достаточной точностью можно считать постоянным значение коэффициента диффузии D для всех точек области и направлений. Интенсивность утечки Q измеряется числом нейтронов, покидающих объем 1 см^3 за 1 с (см. рис. 7.5) только за счет диффузии.

При таких условиях утечку нейтронов Q_x вдоль оси X можно выразить через изменение плотности тока нейтронов вдоль этой оси в расположенных на расстоянии dx сечениях:

$$Q_x = [I(x + dx) - I(x)] dydz = \frac{\partial I}{\partial x} dx dy dz. \quad (7.16)$$

С учетом выражения (7.14) запишем

$$\frac{\partial I}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) = D \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}. \quad (7.17)$$

Подставив выражение (7.17) в уравнение (7.16), получим

$$Q_x = -D \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} dv. \quad (7.18)$$

Аналогично после преобразования соотношений (7.16)—(7.18) для осей Y и Z имеем

$$Q_y = -D \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} dv \quad \text{и} \quad Q_z = -D \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} dv.$$

Для элементарного объема dv

$$Q = \frac{Q_x + Q_y + Q_z}{dv} = -D \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right] = -D \nabla^2 \Phi, \quad (7.19)$$

где ∇^2 — оператор Лапласа или лапласиан, записываемый для одномерного пространства (области типа бесконечной по координатам Y и Z пластины постоянной толщины) в виде

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (7.20)$$

и для цилиндрической системы координат (область типа цилиндра, бесконечного по оси симметрии, совпадающей с осью X , имеющего конечный радиус) в виде

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}. \quad (7.21)$$

Для цилиндрической системы координат с линейной координатой X , совпадающей с осью цилиндрических координат (для области типа цилиндра конечной длины по оси X , имеющего конечный радиус) лапласиан принимает вид

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}.$$

Для этого случая скорость утечки нейтронов из единицы объема

$$Q_{x,r} = -D \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right]. \quad (7.22)$$

С помощью соотношений (7.4)—(7.15) и (7.22), полученных для односкоростных (моноэнергетических) нейтронов в диффузионном приближении для однородной бесконечной среды (влияние границ пренебрежимо мало), можно приближенно описать движение и поглощение нейтронов с некоторым спектром, если применить усредненные по спектру макроскопические характеристики. Такое приближение называется одnogрупповым (спектр нейтронов заменен одной группой нейтронов с одинаковой скоростью), гомогенным (используется одна и та же среда с одинаковыми нейтронно-физическими макроскопическими характеристиками) и диффузионным.

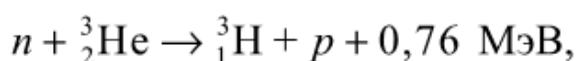
7.3. Поглощение нейтронов

Поглощение нейтронов происходит с некоторой вероятностью практически всеми ядрами, входящими в состав материалов, из которых изготовлены детали, узлы, агрегаты — элементы конструкции ЯРД. Их основная функция в нейтронно-физической группе рабочих процессов — наряду с требованием конструктивной прочности и стабильности характеристик при заданных температурах обеспечивать некоторое соотношение между процесса-

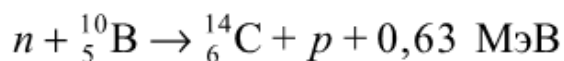
ми рассеяния и поглощения нейтронов. Например, в зависимости от степени обогащения урана поглощение нейтронов в замедлителе и в элементах конструкции АЗ реактора, как правило, не превышает 5...20 % числа нейтронов, поглощенных делящимся материалом. Причем около 15 % этих поглощений представляет собой радиационный захват, т. е. сопровождается выделением γ -кванта, что можно представить как реакцию, обратную образованию «фотонейтрона».

Аналогичные процессы идут практически на всех ядрах с разной интенсивностью, которую характеризуют микроскопические эффективные сечения взаимодействия $\sigma_c = 10^{-1} \dots 10^3$ б для тепловых нейтронов или даже 10^4 б для $^{135}_{55}\text{Xe}$, тогда как для быстрых нейтронов σ_c не превышает нескольких барн. При этом происходит так называемое резонансное поглощение (см. рис. 5.3), когда для конкретного ядра в некотором диапазоне энергий вероятность радиационного захвата существенно возрастает, причем все эффективные сечения взаимодействия в среднем уменьшаются с увеличением скорости нейтрона (см. табл. 5.2).

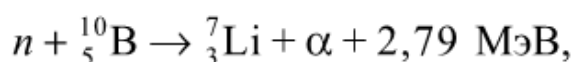
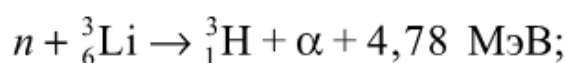
В состав материалов и рабочих сред (жидкостей, газов) ЯРД входят первоначально, или могут образовываться в процессе его работы, ядра, поглощающие нейтроны в результате нескольких типичных реакций. Поглощение нейтрона происходит с выделением протона p в результате реакции



$\sigma_a = 5400$ б для тепловых нейтронов и реакции



при $\sigma_a = 1,75$ б. При этом α -частицы образуются в результате поглощения нейтрона в соответствии с реакциями



для которых $\sigma_a = 940$ б и соответственно $\sigma_a = 3813$ б в диапазоне тепловых энергий.

Возможны, но маловероятны (сечения σ_a составляют несколько десятых барн), пороговые реакции ($E_n > 10 \dots 15$ МэВ) поглощения нейтрона ядрами с образованием двух нейтронов. В результате поглощения нейтрона ядром может образоваться радиоактивный изотоп, распадающийся с излучением α - или β -частиц, а также γ -квантов. Возможно сочетание этих процессов. Например, поглотивший тепловой нейтрон стабильный изотоп алюминия ^{27}Al с $\sigma_a = 0,21$ б становится радиоактивным изотопом ^{28}Al , распадающимся по β - и γ -типам с периодом полураспада $\tau_{1/2} = 2,3$ мин, а ^{59}Co с $\sigma_a = 20$ б становится радиоактивным изотопом ^{60}Co , распадающимся по этому же типу с $\tau_{1/2} = 5,3$ г.

При работе реактора радиоактивные изотопы образуются и накапливаются в его АЗ и в радиационной защите, существенно изменяя их функциональные характеристики. Распад радиоактивных изотопов, образующихся непосредственно в АЗ, обеспечивает так называемое остаточное тепловыделение — постепенное снижение тепловой мощности во времени после прекращения процессов деления. Также снижающаяся остаточная наведенная радиоактивность конструкции ЯРД после его останова обуславливает необходимость его выдержки в течение некоторого периода времени до того, как станет возможной работа по техническому обслуживанию (например, дефектоскопия, ремонт и др.). И в том и в другом случае скорость этого снижения зависит от периодов полураспада образовавшихся радиоактивных изотопов, содержание которых зависит, в свою очередь, от исходного состава (концентраций ядер изотопов различных веществ) материалов и времени их работы в поле ионизирующих излучений. Процессы поглощения нейтронов являются основными, т. е. определяющими техническую эффективность и для радиационной защиты, и для органов нейтронно-физического регулирования, специфические процессы в которых рассмотрены в гл. 10 и 26.

Контрольные вопросы и задания

1. Какова связь между микроскопическими и макроскопическими эффективными сечениями взаимодействия?
2. Приведите возможные интерпретации физического (геометрического) смысла Σ_a .
3. Почему не становится равным нулю нейтронный поток, прошедший слой материала толщиной более $1/\Sigma_a$?

4. В чем заключается противоречивость требования максимальной длины диффузии для материалов замедлителя?
5. В чем выражается отличие процесса рассеяния нейтрона ядром от изотропного процесса?
6. В каких случаях рассеяние вперед — желательный процесс, а в каких — нежелательный?
7. В чем заключается так называемое диффузионное приближение?
8. Почему закон Фика только приближенно описывает движение нейтрона в среде?
9. По каким частям спектра ядерного реактора деления на тепловых нейтронах целесообразно усреднять значения Σ_s и Σ_a для их использования в оценках нейтронно-физических характеристик в одnogрупповом приближении?
10. В чем состоит процесс возникновения наведенной радиоактивности в материале, подвергнувшемся воздействию радиации?

Глава 8

ПРОЦЕССЫ В ЗАМЕДЛИТЕЛЕ И ОТРАЖАТЕЛЕ

Введение замедлителя в АЗ реактора приводит к уменьшению средней скорости нейтрона (см. рис. 5.3, 5.4, участки спектра 2, 3 и 4, соответствующие тепловым и (или) промежуточным нейтронам в зависимости от доли замедляющих нейтроны материалов). Следовательно, повышается вероятность деления ^{235}U , что, в свою очередь, обеспечивает принципиальную возможность снижения загрузки урана в АЗ реактора ЯРД и желательные динамические характеристики реактора как источника тепловой мощности. Требования, предъявляемые к материалам замедлителя нейтронов, следуют из функций замедлителя в жизненном цикле нейтрона и в составе конструкции реактора как его части, работоспособность которой сохраняется в заданных диапазонах значений температуры и давления в поле ионизирующих излучений, действующих на материал в сочетании с механическими нагрузками. При этом желательно минимизировать и массу, и габариты замедлителя, что нередко является противоречивым условием, особенно в сочетании с требованием обеспечения несущих

способностей при незначительном усложнении конструкции и по возможности при отсутствии обязательной системы проточного охлаждения.

Очевидно, что эффективность работы материала как замедлителя в такой постановке задачи зависит от содержания в его составе эффективно замедляющих нейтроны ядер — легких, с малым массовым числом A и соответственно большим ξ , хорошо рассеивающих и слабо поглощающих, т. е. $\sigma_a \ll \sigma_s$. К таким ядрам относятся ядра ^1H , ^2H , ^4He , ^7Li , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C (см. табл. 5.1, 5.2 и 8.1). При этом важно не только высокое значение логарифмического декремента потери энергии за один удар ξ и соответственно малое число соударений, необходимое для термализации нейтрона $N_{\text{терм}}$ (см. табл. 5.1), но и максимальное число таких соударений в единицу времени в единице объема, пропорциональное Σ_s . Эти требования отражает так называемая макроскопическая замедляющая способность

$$\xi \bar{\Sigma}_s^\sigma = \sum_{i=1}^m \xi_i \bar{\Sigma}_{(s)i}^\sigma, \quad (8.1)$$

усредненная по диапазону энергий нейтрона на быстрой части спектра ($E_t < E_n < E_{\text{max}}$), значение которой должно быть максимальным. В соотношении (8.1) i — индекс каждого из m ядер нуклидов, например ^1H , ^2H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{12}C , ^{10}B , ^{11}B , ^{14}N , ^{15}N и других, входящих в тех или иных концентрациях в состав материала, $1 \leq i \leq m$.

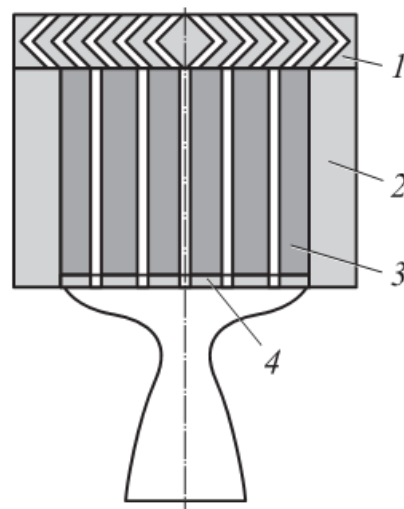
Как поглощение нейтронов делящимися или другими изотопами материала твэлов без деления, так и их поглощение в материале замедлителя при неупругом рассеянии являются вредными, нежелательными процессами, требующими компенсации в виде повышения нейтронного потока и (или) содержания делящегося изотопа в АЗ реактора (загрузки урана) при заданной тепловой мощности. Это выражается соотношением $\Sigma_a \ll 1$, добавляемым к условию $\Sigma_a \ll \Sigma_s$, а предпочтение перед другими замедлителями с максимальным значением замедляющей способности по соотношению (8.1) дополняется требованием наибольшего значения коэффициента замедления — безразмерной величины

$$K_{\text{зам}} = \frac{\bar{\xi} \bar{\Sigma}_s^{\sigma}}{\Sigma_{\text{ат}}}, \quad (8.2)$$

где $\Sigma_{\text{ат}}$ — макроскопическое эффективное сечение поглощения для материала, т. е. суммированное по всем ядрам и усредненное по спектру тепловых нейтронов в АЗ реактора.

Схема перемещений нейтрона в АЗ приведена на рис. 7.4. Объемная доля замедлителя в значительной мере определяется необходимым для термализации нейтрона удалением его от точки рождения 1 (см. рис. 7.4) до точки 2, где он стал тепловым, — точки термализации. В простейшем представлении точка 1 находится в материале, содержащем делящийся изотоп, например ^{235}U , а процессы рассеяния происходят в слое замедлителя, пройдя который ставший тепловым нейтрон попадает в материал, содержащий делящийся изотоп, где вызывает его деление (материалы замедлителя и материалы, содержащие делящиеся изотопы, разделены — так называемая гетерогенная АЗ). Чем меньше расстояние r_{1-2} , тем меньшее расстояние между каналами, где располагаются материалы с делящимся изотопом (см. рис. В.4 и 8.1), можно назначать, и тем меньшую объемную долю в составе реактора может занимать замедлитель, непосредственный вклад которого в суммарную тепловую мощность реактора незначителен (менее 10 %). Для заданного спектра нейтронов в АЗ вследствие минимизации объемной доли замедлителя повышаются массогабаритные характеристики ядерного реактора и ЯРД в целом. Аналогичное влияние отмечается и в случае, когда делящиеся изотопы равномерно распределены в массе замедлителя (так называемая гомогенная АЗ).

Рис. 8.1. Схема расположения отражателей нейтронов в ЯРД:
1 — торцевой верхний отражатель нейтронов; 2 — радиальный или боковой отражатель нейтронов; 3 — АЗ реактора; 4 — торцевой нижний отражатель нейтронов



Если характеризующий расстояние r_{1-2} параметр τ — возраст Ферми — определить экспериментально, измерив распределение тепловых нейтронов в материале замедлителя в функции удаления от точечного источника нейтронов, то полученные данные будут учитывать все особенности процесса замедления, если спектр источника близок к спектру нейтронов деления. Материал с меньшим значением возраста Ферми будет предпочтительнее, так как при этом меньшими будут радиальные габариты АЗ. По этому показателю преимущество имеет гидрид циркония.

На участке 2—3 (см. рис. 7.4) нейтрон диффундирует в замедляющей среде равномерно, т. е. его энергия и кажущаяся температура «нейтронного газа» в среднем остаются в равновесии с температурой среды (материала замедлителя). С одной стороны, чем больше удаление нейтрона от точки термализации 2 до точки поглощения 3 на расстояние r_{2-3} , тем больше вероятность попадания теплового нейтрона в материал с делящимся изотопом, где он, столкнувшись с ядром ^{235}U , вызовет реакцию деления. Этому способствуют низкие поглощающие способности рассеивающих ядер и минимальное наличие поглощающих ядер в примесях к основному материалу замедлителя, например ^{10}B , а также ^3He , исключение которого из природной смеси изотопов гелия значительно повышает эффективность насыщения гелием замедляющих материалов (табл. 8.1, He^*). С другой стороны, увеличивается так называемая длина миграции M (см. формулу 7.12), а следовательно, и утечка нейтронов, т. е. число тепловых нейтронов, которые уходят за границу наружного слоя АЗ толщиной порядка M и не возвращаются обратно в АЗ реактора.

Противоречивость этой характеристики состоит в том, что при большем значении длины диффузии можно уменьшить загрузку урана, что признается полезным вследствие снижения масштаба возможного при аварии радиационного заражения окружающей среды, но при этом растет доля нейтронов, уходящих за границу АЗ при работе реактора и оказывающих негативное воздействие на внешние технические устройства и окружающую среду. Это противоречие может быть частично снято путем возвращения нейтронов утечки в АЗ за счет их отражения от окружающей АЗ среды или материала, т. е. установкой отражателей нейтронов вокруг АЗ реактора (см. рис. 8.1).

Таблица 8.1

Нейтронно-физические характеристики материалов отражателя

Вещество	Плотность, 10^3 кг/м^3	A_i , 10^{-3} кг	N , 10^{24} см^{-3}	ξ	$\Sigma_{ат}$, см^{-1}	$\xi \Sigma_s^\sigma$, см^{-1}	$\xi \Sigma_s^\sigma / \Sigma_{ат}$	Длина диффузии $L_{диф}$, см	Возраст τ , см^2	Альбедо β_∞
H ₂ O	1	18,02	0,0335	0,948	$2,2 \cdot 10^{-2}$	1,350	61	2,72	27	0,80
D ₂ O	1,1	20,03	0,0331	0,57	$3,3 \cdot 10^{-5}$	0,188	5700	160,0	120	0,98
Be	1,85	9,01	0,1236	0,209	$1,24 \cdot 10^{-3}$	0,155	125	21,0	98	0,90
BeO	3	25,01	0,0728	0,173	$73 \cdot 10^{-5}$	0,120	170	29,0	105	0,92
C	1,6	12	0,0803	0,158	$32 \cdot 10^{-5}$	0,061	205	54,0	350	0,94
C + He	—	12	—	0,182	$52,4 \cdot 10^{-5}$	0,0889	170	—	—	—
¹¹ B	—	11	—	0,171	$73,7 \cdot 10^{-5}$	0,132	180	—	—	—
¹¹ B + He	—	11	—	0,185	$98,0 \cdot 10^{-5}$	0,151	154	—	—	—
¹¹ B + He*	—	11	—	0,185	$71,6 \cdot 10^{-5}$	0,151	210	—	—	—
¹¹ B ¹⁵ N	—	26	—	0,150	$28,64 \cdot 10^{-5}$	0,086	300	—	—	—
¹¹ B ¹⁵ N + He	—	26	—	0,170	$52,9 \cdot 10^{-5}$	0,104	197	—	—	—
¹¹ B ¹⁵ N + He*	—	26	—	0,170	$31,0 \cdot 10^{-5}$	0,104	336	—	—	—
¹¹ B ₄ ¹² C	—	56	—	0,168	$10,0 \cdot 10^{-5}$	0,131	187	—	—	—
¹¹ B ₄ ¹² C + He	—	56	—	0,182	$93,3 \cdot 10^{-5}$	0,149	160	—	—	—
¹¹ B ₄ ¹² C + He*	—	56	—	0,182	$71,5 \cdot 10^{-5}$	0,149	209	—	—	—
ZrH _{1,7...2}	5,63	93,2	0,0364	0,88	$2,68 \cdot 10^{-2}$	1,61	52	2,7	26,7	—

Эффективность отражателя нейтронов измеряется коэффициентом отражения или альбедо β , которое определяют по формуле

$$\beta = \frac{\bar{I}_x}{\bar{I}_x}, \quad (8.3)$$

где $\bar{I}_x$, $\bar{I}_x$ — плотности тока нейтронов в направлении от отражателя и к отражателю соответственно, т. е. отраженного и падающего тока нейтронов. Очевидна зависимость β от свойств материала, для которого справедливы соотношения $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ и $\Sigma_a \ll 1$, и от толщины x отражающего слоя (рис. 8.2). Эта зависимость имеет характер насыщения: начиная с толщины $x \approx (2...3)L_{\text{диф}}$ дальнейшее ее увеличение не приводит к существенному увеличению коэффициента отражения β , значение которого асимптотически приближается к некоторому значению β_∞ , характеризующему только состав материала. С учетом массовых характеристик для реакторов космических аппаратов, как правило, ограничиваются толщиной отражателя из бериллия, равной 100...120 мм.

Поскольку в АЗ реактора вероятность деления ^{235}U возрастает при снижении скорости нейтронов, желательно, чтобы падающие на отражатель быстрые нейтроны при отражении замедлялись. Таким образом, к материалам отражателя предъявляются те же требования, что и к материалам замедлителя, а интегрально их можно выразить как минимальную массу 1 м^2 отражателя при заданном альбедо $\beta < \beta_\infty$ (см. табл. 8.1).

Конструктивно активная зона 3 ЯРД (см. рис. 8.1) снабжается радиальным 2 и верхним 1 торцевыми отражателями нейтронов. При этом в торцевом отражателе нейтронов 1, как правило, вы-

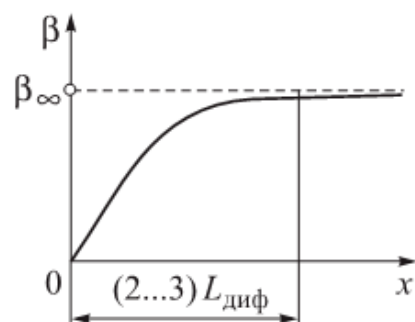


Рис. 8.2. Зависимость коэффициента отражения (альбедо) от толщины отражающего слоя

полняются непрямолинейные каналы, через которые проходит относительно холодное рабочее тело, но не нейтроны, встречающие при движении в непрямолинейном канале отражающий материал. Поскольку торцевая часть АЗ, обращенная к соплу, в качестве конструкции наиболее нагружена механически и омывается нагретым до максимально возможной температуры и ускоренным рабочим телом, выполнить такой же отражатель, как

верхний, здесь конструктивно не представляется возможным. Но частично, путем подбора материалов, удастся снизить плотность тока нейтронов утечки и на этой торцевой поверхности АЗ, придав функции отражателя обращенной к соплу части конструкции 4 за счет введения в нее теплостойких замедляющих материалов, например графита или оксидов бериллия. Поскольку наличие прямолинейных каналов выхода рабочего тела из ТВС неизбежно, положительное влияние отражателя 4 существенно меньше, чем верхнего отражателя 1, что позволяет не учитывать наличие нижнего отражателя нейтронов в расчетах первого приближения.

Нейтронно-физические характеристики применяемых, уже освоенных материалов замедлителей и отражателей совместно со свойствами разрабатываемых материалов, принципиально пригодных к использованию в реакторах ЯРД, приведены в табл. 8.1. Частичное рассогласование приведенных в таблице значений и данных из других работ можно объяснить разными спектрами примененных при получении этих характеристик источников нейтронов и различиями в свойствах исследованных материалов (плотности, изотопного состава, наличия примесей и др.), имеет значение также принятая граница тепловой энергии нейтрона E_T . Например, возраст Ферми τ графита для потока нейтронов, получаемых облучением бериллия Be γ -квантами, испускаемыми радиоактивными изотопами сурьмы $^{(122; 124; 125)}\text{Sb}$, составляет 142...147 см^2 , а при использовании Ra— α —Be-источника — 380 см^2 , тогда как для нейтронов со спектром деления — только 312,5 см^2 . Для нейтронов со спектром деления у образца бериллия, плотность которого $\rho = 1,84 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\tau = 97,2 \text{ см}^2$, а у того же материала плотностью $\rho = 1,85 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ $\tau \approx 80 \text{ см}^2$, т. е. возраст Ферми обратно пропорционален плотности материала.

Для содержащих водород материалов (сред) существенным является концентрация ядер водорода. В частности, если в газообразном водороде при давлении, равном 10 МПа, в 1 см^3 содержится до $0,65 \cdot 10^{22}$ атомов, а в жидком водороде — $4,2 \cdot 10^{22}$ атомов, то в воде содержится $6,7 \cdot 10^{22}$ атомов, т. е. примерно на порядок больше, чем в газообразном водороде. Этим объясняются высокие замедляющие свойства воды.

Практически отсутствующее поглощение нейтронов тяжелой водой D_2O обуславливает наибольшее значение ее коэффициента

замедления. Если по замедляющей способности явное преимущество имеет обыкновенная, т. е. «легкая», вода H_2O , то тяжелая вода D_2O , где $\text{D} \equiv {}^2_1\text{H}$, по коэффициенту замедления $K_{\text{зам}}$ на порядки превосходит другие замедлители.

Материал замедлителя в составе конструкции кроме собственно замедляющей функции, выполняемой при определенной температуре в контакте с другими материалами и жидкими или газообразными средами, несет также механические нагрузки в сочетании с действием радиации. Поэтому выбор основного материала замедлителя реактора ЯРД осуществляется по его нейтронно-физическим характеристикам (см. табл. 8.1) с учетом комплекса теплофизических свойств, проявляемых в поле ионизирующих излучений. Эти вопросы рассмотрены в гл. 25.

Контрольные вопросы и задания

1. В чем состоит противоречивость требования максимальной длины диффузии нейтронов в материалах замедлителя и отражателя с позиций желательности минимизации размеров активной зоны?

2. В чем заключается противоречивость требования к минимизации возраста Ферми с позиций минимизации массы активной зоны?

3. Почему не рассматривается применение в качестве замедлителя жидкого или газообразного водорода, ядра которого обладают самыми высокими замедляющими свойствами?

4. В чем состоит противоречивость нейтронно-физических свойств тяжелой воды и каковы ее преимущества и недостатки по сравнению с тяжелой водой как замедлителем?

5. Дайте возможное объяснение требования ядерной чистоты (минимального содержания нежелательных примесей), предъявляемого к материалам, предназначенным к применению в качестве замедлителя.

6. Предложите объяснение целесообразности модификации замедляющих материалов насыщением гелием.

7. Предложите объяснение целесообразности снижения концентрации ${}^3\text{He}$ в гелии, применяемом для модификации замедляющих материалов газонасыщением.

8. Предложите объяснение целесообразности обогащения азота по изотопу ${}^{15}\text{N}$ в нитридах бора как в возможных материалах замедлителя.

Глава 9

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Работа ДУ с ядерными источниками энергии сопровождается интенсивными ионизирующими излучениями, воздействие которых может изменять свойства материалов, жидких и газообразных рабочих сред, используемых в ЯРД как техническом объекте. Изменения в твердом теле, в жидком и газообразном веществе, вызванные этим воздействием, называются *радиационными эффектами*.

Радиационные эффекты можно условно подразделить на три группы:

- *первичные* — возникают непосредственно при взаимодействии частицы или частиц (α , β , n , ионизированных атомов) и (или) γ -квантов (фотонов) с ядрами атомов, с электронными оболочками атомов, как отдельных, так и в составе молекул; эти эффекты относятся к локальным, т. е. простираются на расстояния, соизмеримые с длиной пробега частицы или кванта в материале;

- *вторичные* — являются следствием первичного радиационного эффекта и проявляются в виде изменения некоторой измеряемой величины, характеризующей конкретное свойство макроскопического количества вещества;

- *интегральные* — проявляются в результате сочетания чаще всего нескольких первичных и вторичных эффектов в масштабе детали или иной сборочной единицы или узла, агрегата технического изделия.

Часть радиационных эффектов, как правило, первичных, проявляется только при действии ионизирующего излучения. Эти эффекты относят к мгновенным. Если некоторые изменения в свойствах облученного вещества наблюдаются и вне поля излучения (после прекращения облучения), то такие эффекты называются остаточными или накапливаемыми, они являются вторичными или интегральными.

Основные первичные радиационные эффекты:

- нарушение (образование дефектов) кристаллической решетки;

- ионизация как образование заряженных частиц и (или) ионов химических соединений;

– разрушение или образование связей мономеров в полимерах (уменьшение или увеличение степени полимеризации);

– появление в составе материала ранее отсутствовавших атомов и химических соединений, образующихся в результате ядерных превращений, — так называемое радиационное легирование.

В основе первичных радиационных эффектов в твердом теле лежит взаимодействие обладающих импульсом частицы или фотонов с атомами в узлах кристаллической решетки, вызывающее образование в ней радиационных дефектов типа вакансий и (или) междоузельных атомов. Этот эффект является пороговым, т. е. энергия частиц должна превышать некоторое минимально необходимое значение. Искажение кристаллической решетки вызывает вторичные радиационные эффекты — изменения физических свойств кристаллов и материала в целом (механические, оптические, электрические, магнитные и другие характеристики). На возможность таких повреждений вследствие принудительного смещения атомов из их равновесных положений указал Ю. Вигнер. Кинетическая энергия, воспринятая и поглощенная при этом кристаллом, называется энергией Вигнера.

У облученных материалов с первичными дефектами кристаллической решетки чаще всего увеличиваются пределы прочности и текучести, а коэффициент относительного удлинения уменьшается. При этом снижается и теплопроводность. Изменения свойств (вторичные радиационные эффекты) зависят от сохранившегося числа повреждений, которое определяется энергией и числом нейтронов, прошедших через единицу площади материала, — *флюенса (переноса) нейтронов*, а также от температуры, при которой облучается материал. Как правило, при более высокой температуре свойства изменяются в меньшей степени: происходит как бы отжиг материалов и снятие радиационных повреждений. В частности, облучение сплавов циркония при температуре около 100 °С (373 К) приводит к снижению их пластичности до 2...5 % и увеличению прочности, тогда как при температуре 573...622 К (300...350 °С) пластичность сохраняется на уровне 7...15 % при некотором возрастании прочности.

Облучение аустенитной хромоникелевой стали при температуре 293 К (20 °С) быстрыми нейтронами ($E_n > 0,5$ МэВ) с флюенсом, равным $3 \cdot 10^{19}$ см⁻², также приводит к увеличению прочности

с 900 до 1 200 МПа при снижении относительного удлинения с 30 до 15 %. Дальнейшее увеличение флюенса не приводит к изменению прочностных параметров стали, т. е. этот вторичный радиационный эффект имеет характер насыщения. Аналогичные вторичные эффекты характерны также и для титановых сплавов.

Изменение свойств сталей при облучении при низких температурах называется низкотемпературным радиационным охрупчиванием, к которому склонны ферритные и ферритно-мартенситные стали и в меньшей степени аустенитные коррозионно-стойкие стали, что связано с особенностями дислокационной структуры и фазовых превращений в феррите.

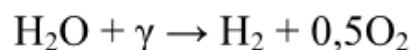
Облучение аустенитной коррозионно-стойкой стали 12X18H10T при температуре 720 К (приблизительно 450 °C) до флюенса, равного 10^{21} см⁻², вызывает увеличение объема — так называемый свеллинг (от англ. *swelling*) — испытуемого образца на 20 %. Физический механизм этого интегрального эффекта состоит в сочетании нарушений кристаллической структуры и скопления в микропорах газов, образующихся при облучении. Дополнительное легирование стали Ti, Mo и Nb снижает этот эффект. У сталей при температуре, превышающей 0,55 температуры плавления, наблюдается высокотемпературное радиационное охрупчивание, которое проявляется в значительном уменьшении относительного удлинения до 3...5 %, а в диапазоне температур 573...773 К (300...500 °C), когда роль термической ползучести еще пренебрежимо мала, проявляется ползучесть радиационной природы.

Для металлического бериллия и его оксида характерными вторичными радиационными эффектами являются радиационное распухание, гелиевое охрупчивание и снижение прочности на сжатие. При этом, как и для большинства металлов, влияние радиации уменьшается при повышении температуры, при которой облучается материал. Наиболее сложным образом, анизотропно, немонотонно, с изменениями по величине и знаку, проявляются вторичные радиационные эффекты в материалах на основе углерода. Частичное восстановление бывших до воздействия радиации свойств многих материалов возможно при их последующем нагреве.

Корпускулярное излучение (например, нейтроны) взаимодействует с веществом в основном через происходящие в нем ядерные реакции (см. гл. 7), в результате которых в материале появляются новые химические элементы (процесс, аналогичный легированию) и

выделяется тепловая энергия. Существенно изменяются свойства вещества, если в нем появляются электрически заряженные частицы. Проходя через вещество, корпускулярное излучение отделяет электроны от атомов и молекул, т. е. вызывает их ионизацию (первичный радиационный эффект), которая обуславливает изменение электрических свойств вещества (снижение удельного сопротивления, электромагнитной проницаемости и др.), а также повышает химическую активность его компонентов. Возникает большое число молекул, находящихся в различных состояниях возбуждения, из которых они выходят, либо распадаясь, либо вступая во взаимодействие с окружающими молекулами. В результате образуются ионы, атомы и радикалы, т. е. промежуточные частицы, а затем — конечные продукты радиационно-химической реакции, которая не происходит без предварительного воздействия радиации.

Частным случаем радиационно-химических реакций является радиационная полимеризация, т. е. увеличение числа мономеров в полимерной молекуле с соответствующим изменением механических, например прочностных, характеристик полимерных материалов (вторичный радиационный эффект). Если увеличивается полимеризация жидкого вещества, то при этом меняются реологические свойства, в частности вязкость. Типичным проявлением радиационно-химического эффекта является радиоллиз воды: разложение молекулы H_2O на радикалы, реагирующие с образованием газообразных кислорода и водорода:



Первичным эффектом при этом является разрыв молекулы воды γ -квантом, вторичным — образование радикалов, реагирующих с образованием H_2 и O_2 и H_2O . Интегральный же эффект заключается в том, что ранее взрыво- и пожаробезопасная несжимаемая вода становится некоторой сжимаемой средой, в которой, если не предпринимать специальных мер, возможно образование чрезвычайно склонного к взрыву гремучего газа. Кроме того, за счет образования радикалов атомарного кислорода значительно увеличивается коррозионная активность воды по отношению к конструкционным материалам. Эти эффекты можно ослабить добавлением в воду более активных по отношению к кислороду веществ, например гидразина N_2H_4 или других, менее токсичных и более

приемлемых экологически реагентов. Образование газа в жидкости приводит к повышению сжимаемости и, следовательно, существенному снижению скорости звука: например, при скорости звука в жидкости около 1500 м/с и в газе 350...500 м/с в газожидкостной среде пузырьковой структуры в зависимости от газосодержания скорость звука снижается до 20...30 м/с.

Вследствие появления локальных сверхзвуковых зон в каналах с жидкостью происходит так называемое запирание течения, аналогичное эффекту в кавитирующем сопле Вентури: скорость потока, а следовательно, и расход становятся независимыми от условий в среде (например, изменяющегося давления), куда они истекают. Снижаются жесткость, а следовательно, и точность гидроприводов. Увеличивается время распространения давления по каналам с жидкостью и снижается быстродействие элементов гидроавтоматики. При этом смягчается, вплоть до исчезновения, эффект гидроудара и интенсифицируется диссипация энергии на звуковых частотах, что способствует повышению устойчивости системы в акустическом диапазоне частот.

Аналогичные по первичному эффекту реакции приводят к необратимому разложению стабильного вне поля ионизирующих излучений аммиака на водород и азот, а относительно стабильной (например, стабилизированной специальными добавками) перекиси водорода — на кислород и воду, что следует обязательно учитывать при разработке технических объектов, работающих в поле ионизирующих излучений.

Образование в твердом материале под действием радиации новых веществ или их соединений называется радиационным легированием (первичный радиационный эффект). В основе этого явления лежат ядерные превращения: ядро, взаимодействуя с частицей, теряет или приобретает протоны или нейтроны, т. е. становится новым химическим элементом или изотопом, в том числе радиоактивным (наведенная или остаточная радиоактивность как интегральный эффект). При накоплении ранее не присутствующих ядер в материале проявляются новые свойства, зависящие от содержания и свойств образовавшихся химических элементов, аналогично изменению свойств сплава при легировании. Если облучающие частицы проникают на небольшую глубину, то легируется только приповерхностный слой материала (этот процесс применяют в технологиях поверхностной ионной модификации материалов).

Радиационно-легированный материал может отличаться от исходного по многим удельным характеристикам (вторичные радиационные эффекты): нейтронно-физическим характеристикам (способностью отражать, рассеивать или поглощать нейтроны), электропроводности, температурному коэффициенту линейного расширения (ТКЛР), теплопроводности, прочностным характеристикам и др. К вторичным радиационным эффектам, обусловленным изменениями структуры и радиационным легированием, относят изменение удельного электрического сопротивления. Например, эта характеристика у меди, никеля и коррозионно-стойкой стали линейно растет с увеличением флюенса, что может внести погрешности в работу реостатных датчиков и термометров сопротивления.

Так, в ряде испытаний ЯРД обнаружилось, что внутриреакторное облучение датчиков температуры — термометров сопротивления — приводило к появлению в их показаниях дополнительной погрешности до 5 %, тогда как данные измерений размещенных там же термопарных датчиков не изменялись, при том, что в общем случае радиационное легирование термопарных проводов может существенно изменить термоэлектрические характеристики электрических цепей, в частности, внести погрешности в показания датчиков температуры или изменить характеристики термоэлектрических электрогенераторов (см. гл. 2).

Эти факты можно отнести к проявлению интегральных радиационных эффектов, которые следует анализировать и учитывать при планировании испытаний и интерпретации экспериментальных результатов. Появление вследствие радиационного легирования новых примесей в полупроводниках может привести к изменению типа проводимости и типа перехода ($p-n-p$ или $n-p-n$) и вывести из строя электронные устройства. Совокупность этих вторичных эффектов создает негативный интегральный эффект для содержащей компьютеры системы управления ЯРДУ и ЛА в целом и обуславливает необходимость применения в ней радиационно-стойких электронных компонентов и снабжения ее радиационной защитой.

Радиационная усадка или распухание в сочетании с изменением ТКЛР и теплопроводности вызывает изменения температурных градиентов и внутренних механических напряжений в твердых телах и в результате как интегральный эффект — их ко-

робление и (или) полное или частичное разрушение (контактное смятие в области опоры или заделки, раскалывание на отдельные фрагменты, образование трещин, отслаивание покрытий и т. п.). Примером радиационного распухания является увеличение геометрических размеров входящих в состав органов регулирования СУЗ содержащих бор материалов с увеличением времени их нахождения в нейтронном потоке, когда в результате поглощения нейтрона ядром изотопа ^{10}B образуются внедряющиеся в кристаллическую решетку материала атомы лития и объединяющийся в микропузырьки газообразный гелий. Причем для одной и той же доли прореагировавшего с нейтронами бора относительное распухание материала увеличивается с ростом температуры облучаемого нейтронами материала. В частности, линейные размеры коррозионно-стойкой бористой легированной стали с содержанием бора до 1...2 % увеличиваются на 1...2 % при прохождении около 10^{20} нейтронов через 1 см^2 стали. При этом ударная вязкость стали уменьшается, а предел прочности увеличивается. Эти радиационные эффекты обязательно учитываются при конструировании исполнительных органов СУЗ реакторов ЯРД. Например, как правило, поддерживается заданный температурный режим органов регулирования, обеспечиваются сбор и удаление образующегося и диффундирующего из их относительно тонкостенных деталей гелия, предусматривается снижение содержания бора со временем и учитывается возможность радиационного коробления деталей в процессе эксплуатации, что в совокупности не должно приводить к недопустимому ухудшению быстродействия и эффективности СУЗ.

Специфическим интегральным эффектом является радиационная фриттинг-коррозия: аномально высокое изнашивание контактирующих подвижных друг относительно друга трущихся поверхностей в условиях облучения. Один из механизмов ускорения изнашивания заключается в том, что проходящая в точки контакта поверхностей и замедляющаяся частица нагревает и расплавляет оба материала за время порядка $10^{-12}\dots 10^{-10}$ с до температур в несколько тысяч градусов по Цельсию в области с характерным размером несколько десятков микрометров и таким образом соединяет их микроточечной сваркой. Разрыв этого малопрочного вследствие микроразмеров сварного соединения сопровождается уносом значительного количества материала и при большом числе таких

актов — ускорением изнашивания трущейся пары, например, в опоре ротора высокооборотного ТНА или в других трущихся парах, возникающих при вибрации.

Радиационные эффекты могут найти полезное технологическое применение. В частности, освоено радиационное легирование кремния фосфором, образуемым в результате превращения ^{30}Si при его облучении тепловыми нейтронами в ядерном реакторе, или получение водорода и кислорода в результате радиолиза воды в поле γ -квантов, излучаемых при работе ядерного реактора, что не требует дополнительных затрат энергии. Полученный таким образом радиационно-легированный кремний используется при изготовлении силовых полупроводниковых элементов повышенной надежности. Радиолиз воды может обеспечить ЛА газообразными кислородом и водородом, используемыми, например, в системе жизнеобеспечения или в качестве топлива корректирующих РД.

Полезным процессом может быть радиационная полимеризация или радиационная сшивка полимерных молекул, осуществляемая в поле ионизирующих излучений, выводимых по специальным каналам из ядерного реактора. Увеличение степени полимеризации обеспечивает получение пластмасс с улучшенными механическими и теплофизическими характеристиками. Разрабатываются и другие технологии, в которых использовано радиационное воздействие для модификации или получения новых материалов с заданными свойствами, не достижимыми без использования радиационных эффектов.

Слабая зависимость свойств материалов от действия ионизирующих излучений называется радиационной стойкостью. Создание таких материалов для ядерной техники является одной из актуальных задач материаловедения, часть положений которого представляется полезным учитывать. В частности, на радиационную стойкость стали отрицательно влияют примеси фосфора, меди, сурьмы и олова, причем это влияние усиливается с увеличением содержания никеля, и, напротив, стойкость стали против радиационного охрупчивания повышается при присутствии в ней молибдена.

При проектировании ЯРД выбор материалов и собственно конструирование устройств, работающих в условиях облучения, необходимо проводить с учетом возможных радиационных эффектов. При этом особое внимание следует уделить наведенной ра-

диоактивности, определяющей приоритетные вопросы радиационной безопасности.

Более подробно конкретные радиационные эффекты, возникающие в применяемых в ЯРД материалах, рассмотрены в последующих главах.

Контрольные вопросы и задания

1. Какие радиационные эффекты относятся к первичным?
2. Предложите физический или другой механизм увеличения сжимаемости жидкости в поле γ -квантов.
3. Почему может возрастать давление в заполненной жидкостью герметично закрытой емкости при облучении ее нейтронами?
4. Предложите объяснение изменения направления электрического тока в гальванометре, включенном последовательно с термопарой, в поле нейтронного и гамма-излучения.
5. Предложите объяснение интегрального эффекта радиационного коробления.
6. Что такое радиационное легирование и в каких интегральных эффектах оно может проявиться?
7. В каких элементах конструкции ЯРД может проявиться эффект радиационно-индуцированного аномально высокого изнашивания трущейся пары?
8. Какие радиационные эффекты нельзя устранить отжигом?
9. Дайте объяснение «запирания» потока жидкости в сопле Вентури (независимость расхода от гидравлического сопротивления или противодавления ниже по потоку), которое проявляется в двигательной установке с РИТ только по истечении некоторого времени после начала работы.

Глава 10

ЦИКЛ РАЗМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ. ФОРМУЛА ЧЕТЫРЕХ СОМНОЖИТЕЛЕЙ

Работу ядерного реактора деления в комплексе характеризует эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эф}}$, равный отношению числа нейтронов следующего n_{i+1} и предыдущего n_i поколений:

$$K_{эф} = \lim_{i \rightarrow \infty} \frac{n_{i+1}}{n_i} \approx \frac{n_{i+1}}{n_i}. \quad (10.1)$$

Считаем, что основное число делений урана, обогащенного примерно до 90 % по изотопу ^{235}U , вызывается промежуточными и тепловыми нейтронами. Энергия тепловых нейтронов, находящихся в энергетическом локальном равновесии с материалами АЗ реактора, составляет 0,005...0,2 эВ. Причем в состав АЗ входят материал, содержащий делящийся изотоп, замедлитель, конструкционные и другие материалы, способные с той или иной вероятностью поглощать нейтроны. Жизненный цикл нейтрона будем отсчитывать от момента рождения $t = 0$ (рис. 10.1, направленная сверху вниз шкала времени). Нейтроны рождаются быстрыми с энергией 0,1...10 МэВ, со средней энергией $E_p = 2$ МэВ. Пусть их исходная концентрация (плотность) равна n_i .

Быстрые и замедляющиеся нейтроны, взаимодействуя с находящимися в АЗ ядрами, теряют свою энергию на рассеивающих ядрах и вызывают деление ядер ^{238}U . При этом в пересчете на один нейтрон из исходных n_i нейтронов в среднем образуется $\mu = 1 + \Delta$ нейтронов, где для принятых для ЯРД степеней обогащения урана по ^{235}U Δ — малая положительная величина. На этапе замедления еще быстрые нейтроны могут быть поглощены с вероятностью $p_a =$

$= 1 - \phi$ или избегут этого поглощения с вероятностью $0 < \phi < 1$. Таким образом, энергия $\mu\phi n_i$ нейтронов будет равна средней энергии E_T , соответствующей температуре замедлителя.

Далее на этапе энергетически равновесной диффузии часть нейтронов (доля $1 - \theta$ для $0 < \theta < 1$) поглощается, не вызвав деления, и концентрация нейтронов, которые обязательно в дальнейшем вызовут деление ядер ^{235}U , составит $\mu\phi\theta n_i$. При этом в результате деления одного ядра рождается $\nu = 2...3$ или в среднем $2,42 \pm 0,02$ быстрых нейтронов, которые относятся к следующему поколению. Различия в средних значениях ν ,

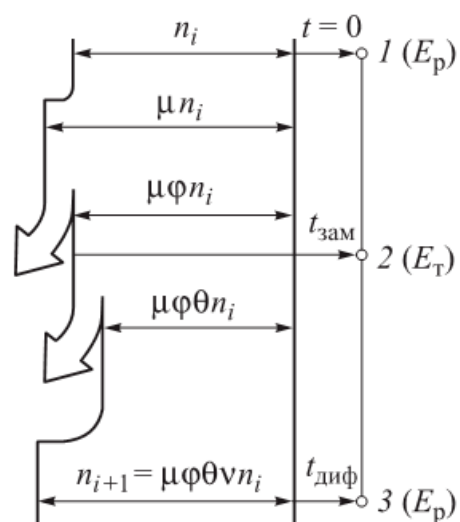


Рис. 10.1. Жизненный цикл одного поколения нейтронов в АЗ реактора на тепловых и промежуточных нейтронах: 1, 3 — характерные точки, соответствующие точкам на рис. 7.3

приводимых в разных источниках, можно объяснить разными методиками усреднения, в частности по-разному учитывающими запаздывающие нейтроны. При этом конкретные значения сомножителей μ , ϕ и θ зависят от состава материала (содержания рассеивающих, поглощающих и делящихся ядер) АЗ реактора с характерным спектром нейтронов с некоторой долей тепловых и промежуточных нейтронов (см. рис. 5.4).

Концентрацию нейтронов следующего, т. е. $(i + 1)$ -поколения, можно вычислить по соотношению

$$n_{i+1} = \mu\phi\theta\nu n_i, \quad (10.2)$$

из которого следует так называемая формула четырех сомножителей для коэффициента размножения K_∞ , не учитывающего возможность утечки нейтронов из АЗ в произвольный момент их жизненного цикла, как если бы АЗ была бесконечной:

$$K_\infty = n_{i+1} / n_i = \mu\phi\theta\nu. \quad (10.3)$$

Таким образом, коэффициент размножения K_∞ в виде формулы четырех сомножителей (10.3) характеризует только состав материала АЗ. В частности, для усредненных по составу материала АЗ и энергетического спектра макроскопических эффективных сечений справедливо приближенное соотношение

$$K_\infty \approx \frac{\Sigma_f \nu}{\Sigma_a}. \quad (10.4)$$

В этом случае через сечение поглощения Σ_a учитываются все ядра, взаимодействие нейтрона с которыми может завершиться поглощением во всем диапазоне энергий, тогда как через макроскопическое эффективное сечение деления Σ_f непосредственно учитывается только концентрация ядер ^{235}U и косвенно, через значение микроскопического эффективного сечения деления σ_f , — концентрация замедляющих ядер (долю замедлителя).

При конечных размерах АЗ компактных реакторов ЯРД вероятность утечки $p_s = 1 - P$ при $0 < P < 1$ сопоставима с вероятностью других событий в жизненном цикле нейтрона, и состояние АЗ конечных размеров оценивают по эффективному коэффициенту размножения, согласно соотношениям (10.1) и (10.4):

$$K_{эф} = PK_{\infty} \approx P \frac{\Sigma_f v}{\Sigma_a}, \quad (10.5)$$

где P — вероятность возможности избежать безвозвратной утечки нейтрона за границу АЗ, зависящая от ее формы, соотношения и абсолютных значений ее размеров, а также от эффективности отражателя нейтронов, оцениваемой коэффициентом отражения β (см. гл. 8).

Состояние реактора при $K_{эф} = 1$ называется критическим и соответствует его стационарной работе при практически постоянном составе материала АЗ и не изменяющемся нейтронном потоке, а следовательно, развиваемой тепловой мощности. Значение $K_{эф} > 1$ соответствует надкритическому состоянию АЗ и режиму работы с увеличением во времени нейтронного потока и тепловой мощности. В подкритическом состоянии АЗ $K_{эф} < 1$. Цепная реакция деления прекращается за некоторый промежуток времени. Снижается практически до нуля нейтронный поток, а тепловая мощность — до уровня, соответствующего остаточному тепловыделению вследствие распада радиоактивных изотопов, образовавшихся за время работы АЗ. Возможные принципы и схемы нейтронно-физического регулирования ядерного реактора деления путем перевода его в требуемое подкритическое, надкритическое или критическое состояние из некоторого исходного состояния можно обосновать соотношением (10.5), где константой является только параметр v , изменение Σ_f трудно реализуемо в ЯРД, но могут изменяться P и Σ_a .

Изменяя коэффициент $K_{эф}$, можно управлять нейтронно-физическими процессами, протекающими в ядерном реакторе, и, следовательно, обеспечивать его безопасное функционирование на всех предусматриваемых при проектировании режимах, включая аварийные, которые не должны приводить к катастрофическим последствиям. Для выполнения этих функций предназначена СУЗ ядерного реактора, в состав которой входят подсистема измерения параметров нейтронно-физических процессов (как правило, измеряются плотность нейтронного потока и скорость его изменения в нескольких точках), устройство выработки команд и исполняющие эти команды рабочие органы. Они воздействуют на нейтронно-физические рабочие процессы, например изменяя состав материала АЗ реактора путем ввода или удаления из нее поглощающих

нейтроны ядер (изменяется значение Σ_a), или варьируют долю нейтронов (изменяется P) утечки из АЗ, управляя эффективностью отражателя нейтронов.

Вероятность P возможности избежать безвозвратной утечки нейтрона за границу АЗ можно увеличить или уменьшить, изменяя качество отражателя нейтронов, т. е. его коэффициент отражения или альбедо отражателя (см. гл. 8). Одна из возможных схем регулирования альбедо отражателя нейтронов приведена на рис. 10.2. Здесь АЗ реактора окружена боковым (или радиальным) отражателем нейтронов 2, выполненным из бериллия. В этом отражателе размещены регулировочные барабаны 3 в виде бериллиевых цилиндров, на которых имеется периферийный слой 4 борсодержащего материала (например, пластина из бористой стали толщиной 2...5 мм или эквивалентный по поглощению нейтронов слой борокерамики B_xC_y), цапфы 5 позволяют механическому приводу 7 поворачивать барабан на угол от нуля до 180° .

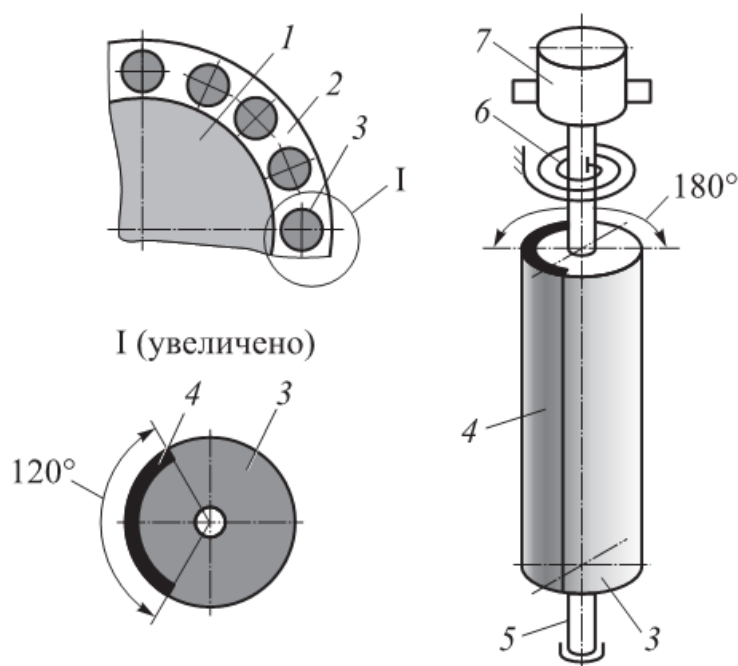


Рис. 10.2. Схема регулирования коэффициента отражения β отражателя нейтронов:

1 — АЗ реактора; 2 — радиальный (боковой) отражатель нейтронов; 3 — регулировочный барабан; 4 — слой борсодержащего материала; 5 — цапфа регулировочного барабана; 6 — возвратная пружина; 7 — механический привод вращения

Когда слой борсодержащего материала приближен к границе АЗ, дошедшие до него нейтроны поглощаются и альбедо отражателя снижается, а в положении, когда этот слой находится на мак-

симальном расстоянии от АЗ, нейтроны его не достигают и поэтому не поглощаются бором, т. е. альbedo при этом максимальное. Как правило, для повышения надежности привод регулировочных барабанов снабжают возвратной пружиной б, переводящей барабан в положение, соответствующее минимальному альbedo при обесточивании электропривода регулировочных барабанов.

Изменение альbedo отражателя достигается удалением или приближением поглощающего нейтроны борсодержащего материала к границе АЗ, и вращение самого бериллиевого цилиндра (барабана) на коэффициент отражения не влияет. Поэтому диапазон значений альbedo сохраняется при замене вращающегося бериллиевого цилиндра на такой же по размерам, но неподвижный цилиндр и такую же поглощающую нейтроны пластину с приводом для ее поворота не более чем на 1/2 оборота в цилиндрическом зазоре между периферией неподвижного цилиндра и собственно отражателя. При этом значительно уменьшаются масса и момент инерции вращаемого тела и соответственно повышается быстродействие СУЗ или при сохранении ее динамики снижаются требуемая мощность и масса привода, зависящие также и от возникающих инерционных сил в среде жидкости, охлаждающей органы СУЗ при их функционировании. В зависимости от параметров ЯРД и режимов работы реактора требуемое минимальное время перекладки (перевод из одного крайнего положения в другое противоположное крайнее положение) исполнительного органа СУЗ может ограничиваться десятymi долями секунды (до 0,3 с) при погрешности позиционирования не более 54' (угловых минут). При этом скорость поворота барабана в сторону, соответствующую росту альbedo (росту реактивности) составляет до 8 угловых градусов в секунду, а в противоположном направлении — 16 угловых градусов в секунду.

В одном из реализованных вариантов ядерного реактора для космического ЛА шесть из 12 барабанов выполняли функцию аварийной защиты, другие шесть барабанов служили исполнительными органами для грубого регулирования критичности, а для тонкого регулирования применялся один из барабанов группы аварийной защиты, снабженный дополнительным точным приводом. Следует отметить, что с целью снижения вероятности неуправляемого аварийного роста нейтронного потока и, следовательно, исключения неконтролируемого увеличения тепловой мощности реактора сис-

тему приводов исполнительных органов выполняют таким образом, чтобы обесточивание системы электропитания СУЗ приводило к надежному переводу реактора в подкритическое состояние и к его полному останову.

Возможно механическое введение поглощающего материала в АЗ реактора (изменение Σ_a) (рис. 10.3) в виде нескольких решеток поглощающих стержней 2, снабженных быстродействующими приводами 3 их линейного перемещения и устройствами их «сброса» в АЗ 1 при аварийных ситуациях, в том числе включающих обесточивание электроприводов. Характерное для ракетно-космической техники требование минимальных габаритов для такой схемы введения поглощающих материалов трудновыполнимо, так как в рабочем состоянии стержни выводятся из АЗ и для них приходится резервировать используемый только частично для размещения радиационной защиты объем, соизмеримый с полезным объемом АЗ. При этом механическая система ограничена по быстродействию вследствие значительной инерционной массы. Кроме того, частичное введение стержней в АЗ реактора существенно искажает распределение нейтронного потока по ее высоте, что снижает возможные удельные характеристики реактора. Однако подтвержденная надежность практически отработанных таких механизмов обуславливает их применение в составе систем обеспечения безопасности.

Большинства недостатков исполнительных органов СУЗ, выполненных в виде стержней, лишена система так называемых «газовых стержней» (рис. 10.4) — проточных каналов, заполненных содержащим ^{10}B газом, например трифторидом бора BF_3 , с изменяемым в заданном диапазоне значений давлением, а следовательно, с переменной ядерной концентрацией ^{10}B и $\Sigma_a = \text{var}$ (см. соотношение (10.4)). В частности, плотность поглощающего газа, а следовательно, и концентрация ядер ^{10}B , изменяют-

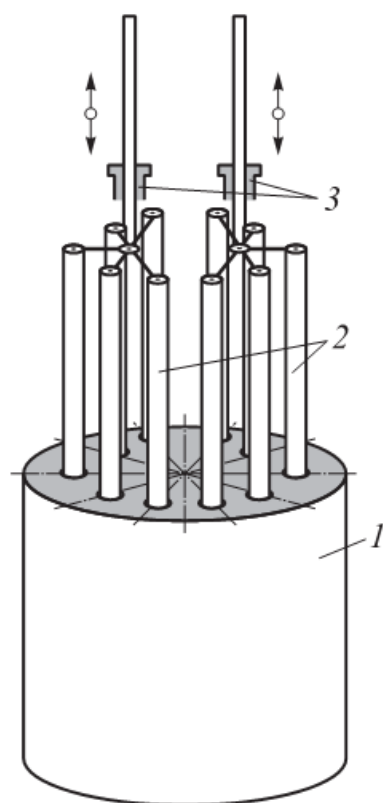


Рис. 10.3. Схема регулирования нейтронного потока в АЗ реактора с использованием стержней, поглощающих нейтроны:

1 — АЗ реактора; 2 — решетки поглощающих стержней; 3 — привод перемещения стержней

ся одновременно и равномерно по высоте АЗ реактора и не вызывают дополнительной неравномерности нейтронного потока. «Газовые стержни» практически не увеличивают габариты АЗ, а скорость набора или сброса давления может в несколько раз превышать скорость ввода решетки твердых стержней. При этом обесточивание управляющих обмоток электромагнитных клапанов подсистемы газового регулирования должно привести к установлению максимального давления трифторида бора в «газовых стержнях».

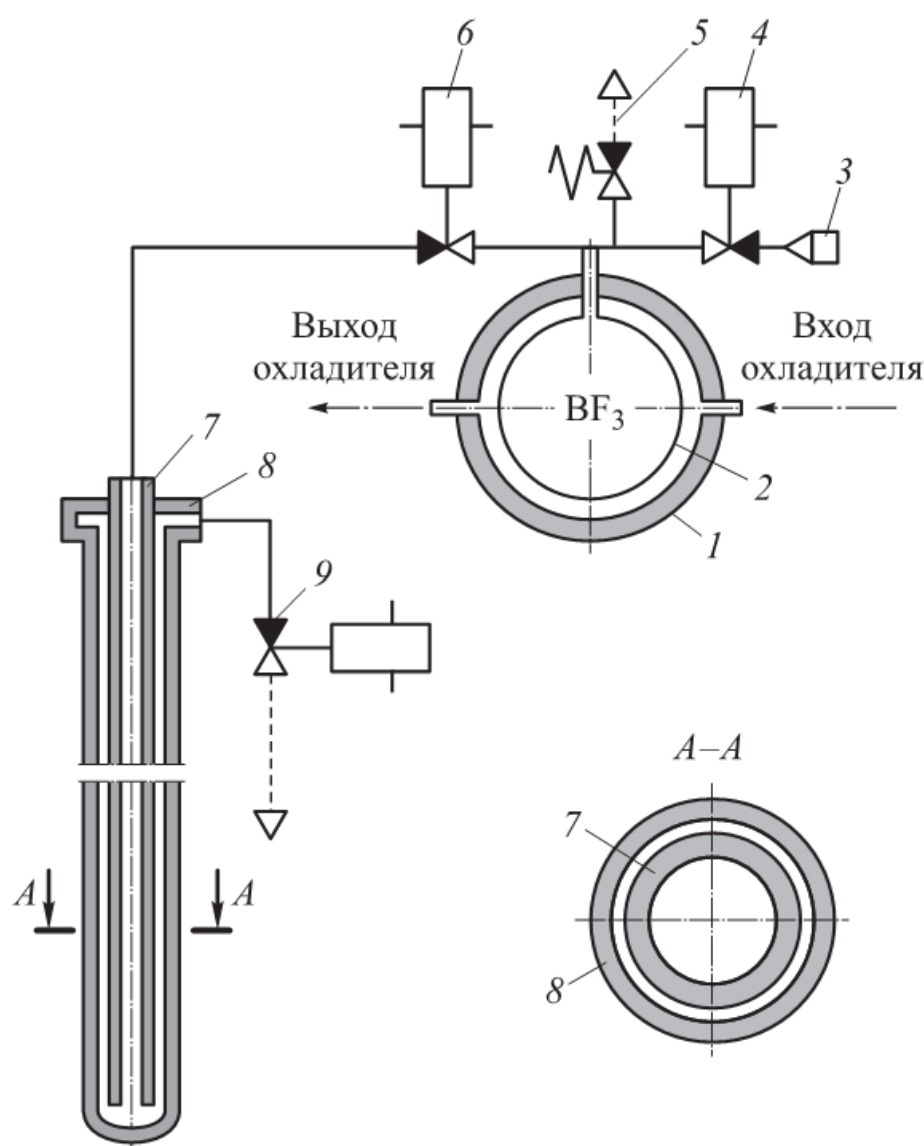


Рис. 10.4. Схема регулирования нейтронного потока в АЗ реактора газобразным поглотителем («газовыми стержнями»):

1 — полная (ампульная) радиационная защита; 2 — шар-баллон с поглощающим газом; 3 — заправочная горловина; 4 — заправочный клапан; 5 — предохранительный клапан; 6 — нормально открытый клапан подачи; 7 — внутренний газопровод; 8 — наружная оболочка газового канала; 9 — нормально закрытый дренажный клапан

К недостаткам такой системы ввода — вывода бора относят усложнение газожидкостных систем ЯРДУ (см. рис. 10.4) вследствие дополнения ее шаром-баллоном 2 для трифторида бора с полной (ампульной) радиационной защитой 1 и необходимыми элементами: заправочной горловиной 3, управляемыми клапанами 4, 5, 6 и 9. Усложняют конструкцию АЗ реактора также и сами каналы, образующие объемы 7, 8 для поглощающего газа. Кроме того, возможен несанкционированный запуск остановленного реактора при потере герметичности заполненной трифторидом бора полости.

Выбор конкретного типа исполнительных органов СУЗ производится с учетом всей совокупности факторов (быстродействия, точности позиционирования, габаритов, массы, надежности и др.) при безусловном приоритете обеспечения безопасности.

В частности, по быстродействию система регулирования критичности за счет изменения альbedo отражателя превосходит стержневую, но уступает системе с газовыми каналами. Наибольшее увеличение габаритов требуется для стержневых исполнительных органов, наименьшее — для схемы с переменным альbedo.

Для повышения точности при приемлемом быстродействии отдельные или объединенные в группы исполнительные органы СУЗ снабжаются приводами, устанавливающими их в нужное положение с требуемой скоростью согласно команде, вырабатываемой системой управления в соответствии с результатами оперативного измерения параметров нейтронного потока и системы охлаждения ЯРДУ. Причем в качестве диапазонов рассматриваются рабочие (нормальные диапазоны) и скорости срабатывания исполнительных органов СУЗ для аварийной защиты, предназначенной для останова реактора, т. е. быстрого перевода реактора в подкритическое состояние и гарантированного поддержания его в этом состоянии. При этом для повышения надежности установки с ядерным реактором предусматривается не менее двух не зависящих друг от друга систем останова реактора, каждая из которых может остановить реактор в режиме аварийной защиты.

Как пример дополнительной ступени обеспечения ядерной безопасности при несанкционированном сходе с орбиты ЛА с ядерной энергодвигательной установкой можно рассмотреть один из проектных вариантов (рис. 10.5) выполнения окружающего АЗ 1 бокового отражателя 2 в виде секций, стянутых бандажом 3 с легкоплавким замком 4. При прохождении плотных слоев атмо-

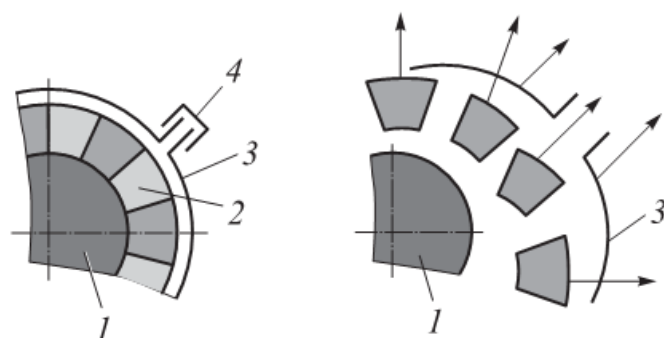


Рис. 10.5. Схема сбрасываемого отражателя нейтронов:

1 — АЗ реактора; 2 — радиальный (боковой) секционный отражатель нейтронов; 3 — бандаж секционного отражателя; 4 — легкоплавкий замок бандажа

сферы повышение температуры замка вызывает его расплавление и, следовательно, расцепление бандажа, удерживающего секции отражателя, с их последующим отделением и удалением от АЗ набегающим потоком воздуха. Поток нейтронов, покидающих АЗ реактора без отражателя, значительно увеличивается, что делает невозможным увеличение реактивности АЗ и исключает возвращение ее в критическое состояние ($K_{эф} = 1$), соответствующее работе на номинальном режиме.

Контрольные вопросы и задания

1. Дайте определение коэффициента размножения нейтронов.
2. Какие рабочие процессы, существенные для реакторов ЯРД, не учитывает коэффициент размножения K_{∞} ?
3. Приведите обоснование принципов действия систем регулирования нейтронного потока в активной зоне реактора.
4. Проведите сравнительный анализ схем изменения коэффициентов размножения нейтронов на основе стержней, выполненных из поглощающего материала, и так называемых «газовых стержней».
5. Объясните состав и принцип действия исполнительных органов СУЗ путем изменения альбедо бокового отражателя.
6. Проведите сравнительный анализ схем изменения коэффициентов размножения нейтронов на основе так называемых «газовых стержней» и за счет изменения альбедо отражателя нейтронов.
7. Какими методами повышается надежность регулирования критичности активной зоны реактора: путем изменения альбедо и (или) использованием поглощающих и «газовых стержней»?

Глава 11

УСЛОВИЯ КРИТИЧНОСТИ
АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА

Не равная нулю и не изменяющаяся во времени концентрация (плотность) n нейтронов соответствует критическому состоянию АЗ реактора, т. е. $K_{эф} = PK_{\infty} = 1$ при $0 < P < 1$ или $K_{\infty} > 1$ для АЗ конкретной формы и конечных размеров. Для постоянной усредненной скорости ($\bar{W}_n = \text{const}$) и постоянной энергии ($\bar{E}_n = \text{const}$) нейтронов это означает, что в любой точке АЗ нейтронный поток не изменяется во времени, т. е. $\Phi = [n\bar{W}_n] = \text{const} \neq 0$. Значение соответствующего этому состоянию коэффициента размножения нейтронов без учета их утечки за пределы АЗ реактора

$$K_{\infty} \approx \frac{\Sigma_f v}{\Sigma_a}$$

характеризует требуемое соотношение между усредненными по объему АЗ содержанием (концентрацией $C_{235\text{U}}$) делящегося изотопа ^{235}U , макроскопическим эффективным сечением деления Σ_f и концентрацией всех поглощающих нейтроны ядер и макроскопическим эффективным сечением поглощения Σ_a . При этом доля (концентрация) замедлителя в АЗ косвенно через влияние средней скорости нейтрона $\bar{W}_n = \text{const}$ определяет значения микроскопических σ_s , σ_a и σ_f и соответствующих макроскопических Σ_s , Σ_a и Σ_f сечений взаимодействия (рис. 11.1).

Отметим, что для реакторов ЯРД это одnogрупповое по скорости нейтронов и однозонное гомогенное распределение по условно равномерному распределению всех материалов по объему его АЗ является весьма грубым. Такое распределение можно использовать только для оценочных расчетов и (или) для выявления качественных взаимосвязей между составом материала и размерами АЗ, для обоснования преимуществ и недостатков тех или иных материалов с позиций их влияния на условия критичности.

Постоянство концентрации нейтронов и нейтронного потока во времени

$$\frac{dn}{dt} = 0 \quad (11.1)$$

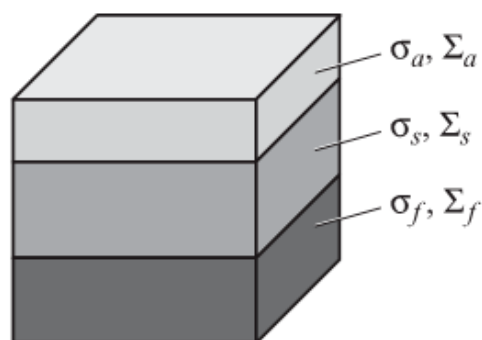


Рис. 11.1. Характеристика массового состава АЗ в однородном однозонном односкоростном приближении

обеспечивается балансом (нулевой суммой) прироста и убыли нейтронов в объеме 1 см^3 за 1 с . Баланс складывается из числа нейтронов, рождающихся в единицу времени в единице объема

$$Q_{x,r}^{(f)} = \Phi \Sigma_f v, \quad (11.2)$$

без учета числа поглощенных в единицу времени в этом объеме нейтронов

$$Q_{x,r}^{(a)} = \Phi \Sigma_a \quad (11.3)$$

и числа нейтронов, покинувших этот объем за счет диффузии через все его грани (см. гл. 7)

$$Q = -D \nabla^2 \Phi. \quad (11.4)$$

В частности, для цилиндрической системы координат соотношение (11.4) можно записать в виде

$$Q_{x,r} = -D \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right].$$

Подстановка соотношений (11.2)—(11.4) в формулу (11.1) дает выражение

$$\Phi \Sigma_f v - \Phi \Sigma_a - [-D \nabla^2 \Phi] = 0,$$

которое после преобразований принимает вид канонического уравнения

$$\nabla^2 \Phi + B_m^2 \Phi = 0, \quad (11.5)$$

где B_m^2 — безусловно положительный, так называемый материальный параметр, задаваемый формулой

$$B_m^2 = \frac{\Sigma_a (K_\infty - 1)}{D},$$

или с учетом соотношения для длины диффузии $L_{\text{диф}} = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}}$

$$B_m^2 = \frac{\Sigma_a (K_\infty - 1)}{2L_{\text{диф}}}. \quad (11.6)$$

В такой постановке уравнение (11.5) отражает баланс рождения, поглощения и утечки нейтронов, записанный для единицы времени и единицы объема среды с распределенными неизменными во времени и пространстве концентрациями поглощающих, рассеивающих и делящихся ядер (однозонное гомогенное приближение), с которыми взаимодействуют имеющие одну и ту же среднюю скорость (однотемпературное приближение) нейтроны, диффундирующие в этой среде (диффузионное приближение). Имеющее физический смысл решение уравнения (11.5) должно соответствовать моделируемому физическому процессу при положительном и конечном значении плотности нейтронного потока, т. е. при $0 \leq \Phi < \infty$ в любой точке пространства.

Типовая форма АЗ реактора ЯРД — цилиндр конечных размеров высотой $2H$ и радиусом R (рис. 11.2). В цилиндрической системе координат с началом координат $x = 0$ на плоскости симметрии уравнение (11.5) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + B_m^2 \Phi = 0. \quad (11.7)$$

Из симметрии области интегрирования относительно плоскости $x = 0$ следуют такая же симметрия распределения нейтронного потока и равенство

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \quad (11.8)$$

Осевая симметрия области интегрирования обуславливает симметрию распределения нейтронного потока, следовательно,

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (11.9)$$

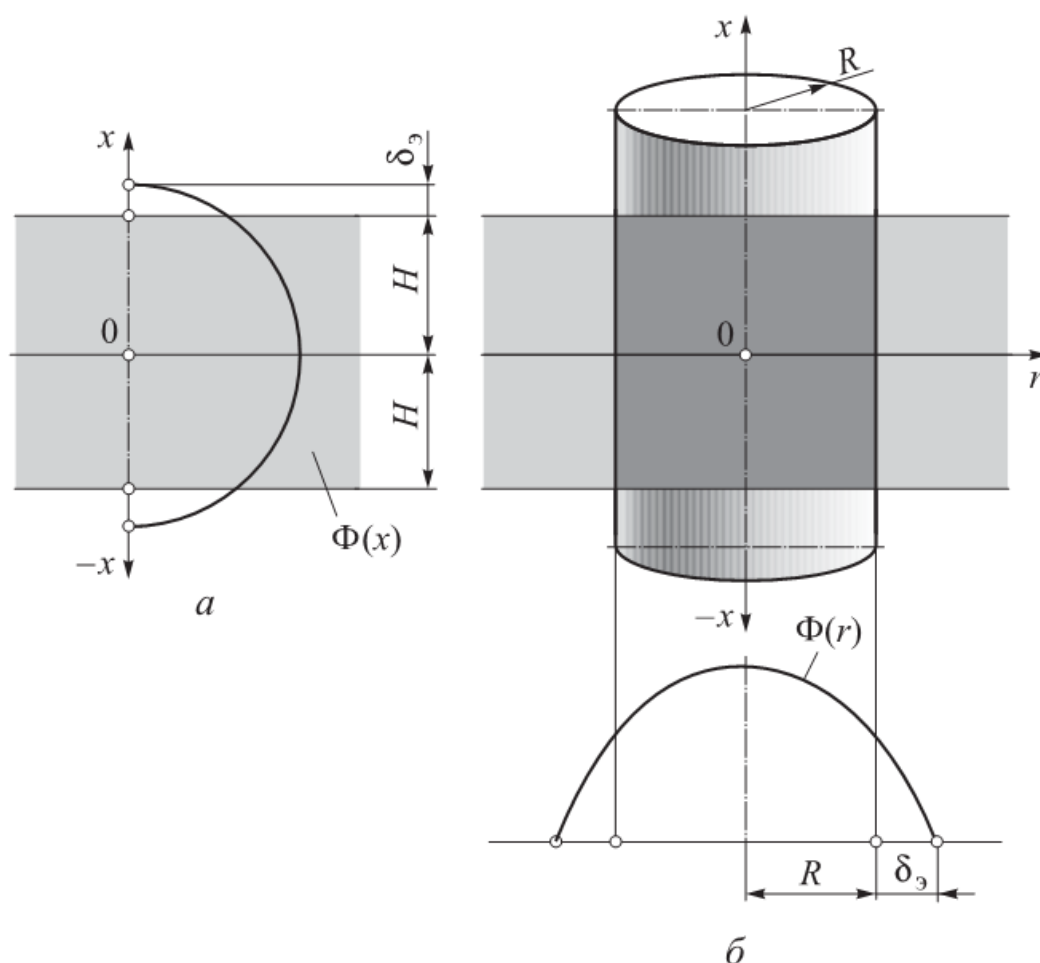


Рис. 11.2. АЗ реактора в виде цилиндра конечных размеров:
 а, б — распределения нейтронного потока по высоте и по радиусу АЗ
 соответственно

Для решения уравнения в частных производных (11.7) с сохранением отображаемой физической реальности (физического смысла) необходимо задать физически значимые граничные условия, определяющие плотность тока утечки нейтронов на цилиндрической поверхности, т. е. при $r = R$ и $-H \leq x \leq +H$, а также на торцовых поверхностях, т. е. при $x = \pm H$. В диффузионном приближении — закон Фика (см. соотношение (7.14)) — плотность тока нейтронов задается только градиентом плотности нейтронного потока слева от границы АЗ и не взаимодействующей с нейтронами среды (граница АЗ «голового реактора») и не зависит от закона убывания нейтронного потока вне АЗ. При сохранении $\text{grad}\Phi(x)$ на плоской границе АЗ и приближенного описания распределения нейтронного потока вне ее будем считать, что нейтронный поток обращается в нуль на некотором удалении от границы δ_3 .

Рис. 11.3. АЗ реактора в виде цилиндра конечных размеров (с учетом влияния отражателя):

1 — немонотонное распределение нейтронного потока в зоне границы между АЗ и отражателем нейтронов; 2 — монотонное распределение нейтронного потока в зоне границы между АЗ и отражателем нейтронов, эквивалентное распределению для «голого реактора» по плотности потока утечки нейтронов; 3 — граничные условия для цилиндрической АЗ без отражателя («голого реактора»)



Расстояние δ_z называется длиной экстраполяции, которая при принятых допущениях плоской границы АЗ и пустоты («голый реактор») оценивается по формуле

$$\delta_z \approx 0,71\lambda_{\text{тр}} \approx 2,13D, \quad (11.10)$$

где транспортная длина пробега $\lambda_{\text{тр}}$ и коэффициент диффузии D определяются по формулам (7.5) и (7.15). Соотношение (11.10) приближенно применимо и для граничных условий на цилиндрической поверхности.

Если АЗ реактора окружена отражателем нейтронов, то на каждой границе между АЗ и отражателем снижается плотность тока утечки нейтронов вследствие появления тока нейтронов, отраженных материалом отражателя (рис. 11.3). Если вблизи АЗ без отражателя («голого реактора») устанавливается распределение нейтронного потока, аналогичное представленному на рис. 7.5, т. е. с конкретным значением градиента на границе АЗ (см. рис. 11.3, кривая 3), то наличие отражателя приводит к локальному увеличению потока нейтронов вблизи этой границы (см. рис. 11.3, кривая 1).

Для того чтобы в первом приближении учесть наличие отражателя нейтронов и сохранить тот же вид монотонного распределения нейтронного потока, что и для «голого реактора», вместо длины

экстраполяции δ_z можно ввести некоторую эффективную добавку $\delta_{эф}$, $\delta_z < \delta_{эф}$. Значение $\delta_{эф}$ соответствует меньшему значению $\text{grad}\Phi(x)$ на границе АЗ, где $x = \pm H$ и $r = R$, и, следовательно, меньшей плотности тока утечки нейтронов. Этому значению условной координаты при $\Phi(r) = \Phi(R + \delta_{эф}) = 0$ и $\Phi(x) = \Phi(H + \delta_{эф}) = \Phi(-H - \delta_{эф}) = 0$ соответствует монотонная кривая 2 на рис. 11.3, описываемая той же функцией, что и распределение для «голого реактора» (см. рис. 11.3, кривая 3). Таким образом, цилиндрической АЗ высотой $2H$ и радиусом R с заданным составом материала, характеризуемого K_∞ , ставится в соответствие АЗ того же состава, но ее размеры как бы увеличены на $\delta_{эф}$ с тех сторон, где установлен отражатель нейтронов.

В одной из принятых для ЯРД схем размещения отражателей нейтронов (см. рис. 8.1) не предусмотрено наличие со стороны сопла такого же торцевого отражателя нейтронов, как со стороны входа охладителя в АЗ реактора. Однако подбором материалов вблизи торцевой поверхности АЗ со стороны сопла все же обеспечиваются некоторые функции отражателя, пусть и с меньшей, чем у отражателя, эффективностью.

Это позволяет с приемлемой только для качественных оценок точностью считать, что на ту же величину $\delta_{эф}$, что и радиус R , увеличиваются и осевые размеры АЗ $x = \pm H$, т. е. нейтронный поток принимает нулевые значения на удалении $\delta_{эф}$ от ее торцевых и цилиндрических поверхностей.

Соотношение между длиной экстраполяции δ_z и эффективной добавкой $\delta_{эф}$ в первом приближении можно записать в виде

$$\delta_{эф} = \delta_z \frac{1 + \beta}{1 - \beta}, \quad (11.11)$$

где β — альбедо (коэффициент отражения) отражателя. Например, использование торцевого отражателя в одном из вариантов реактора стендового прототипа отечественного ЯРД как бы добавляет примерно 80 мм к фактическим осевым размерам АЗ $2H \approx 350 \dots 380$ мм.

С такими заданными граничными условиями

$$\Phi(x) = \Phi(H + \delta_{эф}) = \Phi[-(H + \delta_{эф})] = 0; \quad (11.12)$$

$$\Phi(r) = \Phi(R + \delta_{эф}) = 0, \quad (11.13)$$

предположив, что значение коэффициента B_m^2 определяется по формуле (11.6), уравнение (11.7) можно решить аналитически для цилиндрической области с действительными размерами $0 \leq x \leq H$ и $0 \leq r \leq R$ методом разделения переменных. При этом решается эквивалентная уравнению в частных производных (11.7) система обыкновенных дифференциальных уравнений для бесконечных областей того же материального состава ($B_m = \text{idem}$), что и цилиндр конечных размеров:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + B_m^2 \Phi = 0; \quad (11.14)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + B_m^2 \Phi = 0. \quad (11.15)$$

Решив уравнение (11.14), определим распределение $\Phi(x)$ для бесконечной пластины толщиной $2H$ (см. рис. 11.2). Из решения уравнения (11.15) получим распределение $\Phi(r)$ для бесконечного по оси X цилиндра радиуса R . Искомое решение уравнения (11.7) $\Phi(x, r)$ в частных производных и эквивалентной ему системы уравнений (11.14) и (11.15) определим в виде произведения решений, найденных для пластины и цилиндра $\Phi(r)$:

$$\Phi(x, r) = C \Phi(x) \Phi(r), \quad (11.16)$$

где C — произвольная константа, соответствующая условиям симметрии (11.8) и (11.9) и граничным условиям (11.12) и (11.13).

При этом для системы уравнений (11.14) и (11.15) справедливо уравнение связи между характеристикой состава материала B_m АЗ и коэффициентами, определяемыми из граничных условий для пластины $B_{gп}$ и цилиндра $B_{gц}$:

$$B_m^2 = B_{gп}^2 + B_{gц}^2. \quad (11.17)$$

Общее решение уравнения (11.14) имеет вид

$$\Phi(x) = C_1 \sin(B_1 x) + C_2 \cos(B_1 x), \quad (11.18)$$

где C_1, C_2 — константы, соответствующие условиям симметрии (11.8) и граничным условиям (11.12), а значение константы B_1 должно отвечать и граничным условиям, т. е. $B_1 = B_{gп}$, и коэффи-

циенту в уравнениях (11.14) и (11.15), так называемому материальному параметру $B_1 = B_m$. Очевидно, что при этом частному решению уравнения (11.14) соответствует равенство

$$B_{gп}^2 = B_m^2. \quad (11.19)$$

Дифференцируя соотношение (11.18) и учитывая условие симметрии (11.8), находим $C_1 = 0$ и $0 \leq C_2 < \infty$. Из граничных условий (11.12) следует решение уравнения (11.18) в виде соотношения $C_2 \cos [B_{gп}(H + \delta_{эф})] = 0$, с учетом свойств функции косинуса получаем равенство $B_{gп}(H + \delta_{эф}) = \pi / 2$, из которого следуют выражения для константы

$$B_{gп} = \frac{\pi}{2(H + \delta_{эф})} \quad (11.20)$$

и решение для бесконечной пластины с точностью до неизвестного конечного положительного постоянного коэффициента C_2 :

$$\Phi(x) = C_2 \cos \left[\frac{\pi x}{2(H + \delta_{эф})} \right]. \quad (11.21)$$

Распределение плотности нейтронного потока по толщине пластины приведено на рис. 11.2, а.

Равенство (11.19) представляет собой условие критичности АЗ реактора, имеющей вид бесконечной пластины толщиной $2H$. Подставив в это равенство соотношения (11.6) для B_m и (11.20) для $B_{gп}$, получим

$$\frac{(K_{\infty} - 1)}{L_{диф}^2} = \left[\frac{\pi}{2(H + \delta_{эф})} \right]^2.$$

Из этого соотношения следует выражение для K_{∞} , при котором АЗ в виде бесконечной пластины толщиной $2H$ станет критической:

$$K_{\infty} = 1 + \left[\frac{\pi L_{диф}}{2(H + \delta_{эф})} \right]^2. \quad (11.22)$$

Слагаемое в квадратных скобках выражения (11.22) отражает потребность в рождающихся нейтронах, компенсирующую утечку нейтронов через боковые поверхности пластины. В частности, снабжение пластины отражателем нейтронов с большим альбедо, позволит, увеличив согласно соотношению (11.11) эффективную добавку $\delta_{\text{эф}}$, уменьшить требуемое значение K_{∞} , а следовательно, с учетом равенств $K_{\infty} \approx \frac{\Sigma_f v}{\Sigma_a}$ и $\Sigma_f =$

$= \sigma_f C_{235\text{U}}$, также снизить концентрацию $C_{235\text{U}}$ делящегося изотопа урана, необходимую для обеспечения критичности.

При заданной концентрации $C_{235\text{U}}$ подкритическую АЗ ($K_{\text{эф}} < 1$) можно привести в критическое состояние, уменьшив содержание поглощающих элементов в ней, т. е. снизив значение Σ_a .

Уравнение (11.15) представляет собой частный случай уравнения Бесселя, общее решение которого имеет вид

$$\Phi(r) = C_3 J_0(B_2 r) + C_4 Y_0(B_2 r), \quad (11.23)$$

где C_3, C_4 — произвольные константы; $J_0(B_2 r)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $Y_0(B_2 r)$ — функция Бесселя второго рода нулевого порядка (функция Неймана). Графики этих функций представлены на рис. 11.4.

С учетом физического смысла нейтронного потока как положительной конечной величины ($0 \leq \Phi < \infty$) и увеличения до бесконечности функции $Y_0(B_2 r)$ при стремлении радиуса к нулю ($\lim_{r \rightarrow 0} Y_0(B_2 r) = -\infty$) константа $C_4 = 0$ при $C_3 \neq 0$, т. е.

$$\Phi(r) = C_3 J_0(B_2 r). \quad (11.24)$$

Значение множителя B_2 находят из граничного условия (11.13): равенства нулю нейтронного потока на удалении $\delta_{\text{эф}}$ от цилиндрической поверхности, т. е.

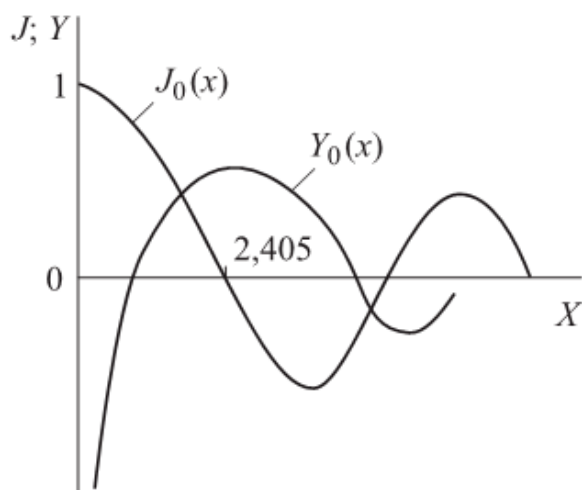


Рис. 11.4. Графики функций Бесселя первого $J_0(x)$ и второго (функции Неймана) $Y_0(x)$ рода нулевого порядка

$$\Phi(r) = \Phi(R + \delta_{эф}) = C_3 J_0[B_2(R + \delta_{эф})] = 0. \quad (11.25)$$

Функция Бесселя равна единице в начале координат $J_0(0) = 1$, положительна при увеличении аргумента от 0 до 2,405 и обращается в нуль при значении аргумента 2,405 (первое собственное значение), т. е. $J_0(2,405) = 0$ (см. рис. 11.4). Тогда из равенства (11.25) с учетом $C_3 \neq 0$ следует уравнение $B_2(R + \delta_{эф}) = 2,405$, решение которого дает значение множителя, соответствующее граничным условиям:

$$B_2 = \frac{2,405}{R + \delta_{эф}} = B_{гц}. \quad (11.26)$$

С учетом граничных условий (11.26) решение (11.24) уравнения (11.15) запишем

$$\Phi(r) = C_3 J_0\left(\frac{2,405}{R + \delta_{эф}} r\right). \quad (11.27)$$

Найденное из граничных условий (11.26) значение константы $B_2 = B_{гц}$ должно также соответствовать коэффициенту в уравнениях (11.14) и (11.15), так называемому материальному параметру $A3 B_m$:

$$B_{гц}^2 = B_m^2.$$

Подставив в это равенство выражение (11.6) для материального параметра $A3$, имеющей вид бесконечного по длине цилиндра заданного радиуса R , получим для нее условие критичности

$$K_\infty = 1 + \left[\frac{2,405 L_{диф}}{R + \delta_{эф}} \right]^2. \quad (11.28)$$

С учетом полученных решений для бесконечной пластины (11.21) и бесконечного цилиндра (11.27), согласно соотношению (11.16), распределение нейтронного потока для конечного цилиндра

$$\Phi(x, r) = C_2 C_3 \cos\left[\frac{\pi x}{2(H + \delta_{эф})}\right] J_0\left(\frac{2,405}{R + \delta_{эф}} r\right).$$

С учетом равенств $\cos(0) = 1$ и $J_0(0) = 1$ произведение $C_2 C_3 = C = \text{const}$ имеет смысл значения плотности нейтронного потока в начале координат, т. е. при $x = 0$ и $r = 0$, что дает решение уравнения (11.7) в окончательном виде

$$\Phi(x, r) = \Phi(0, 0) \cos\left[\frac{\pi x}{2(H + \delta_{\text{эф}})}\right] J_0\left(\frac{2,405r}{R + \delta_{\text{эф}}}\right). \quad (11.29)$$

При этом постоянный множитель $\Phi(0, 0) \neq 0$ есть произвольная положительная величина, т. е. решение найдено с точностью до неизвестного постоянного множителя. Это отражает возможность запуска (перевода из глубоко подкритического состояния, $0 < K_{\text{эф}} \ll 1$, в управляемое критическое, $K_{\text{эф}} \approx 1$) и стационарной работы критической АЗ реактора при различных значениях плотностей нейтронного потока $\Phi(z, r)$ и, следовательно, при произвольно развиваемой тепловой мощности.

Подстановка выражений, определяющих геометрические параметры, для пластины $B_{\text{гп}}^2$ (11.20) и цилиндра $B_{\text{гц}}^2$ (11.26) в уравнение связи (11.17) дает условие критичности для АЗ в виде цилиндра радиусом R и высотой $2H$:

$$K_{\infty} = 1 + \left[\frac{\pi L_{\text{диф}}}{2(H + \delta_{\text{эф}})}\right]^2 + \left[\frac{2,405 L_{\text{диф}}}{R + \delta_{\text{эф}}}\right]^2. \quad (11.30)$$

Отсутствие («голый реактор») или наличие приблизительно одинаковых по эффективности торцевых и радиального (бокового) отражателей нейтронов учитывается значением или длины экстраполяции δ_z , или эффективной добавки $\delta_z \leq \delta_{\text{эф}}$ к значениям радиуса и половины высоты.

С учетом $K_{\infty} \approx \frac{\Sigma_f v}{\Sigma_a}$ выражение (11.30) интерпретируется как

требуемое соотношение между содержанием (концентрацией, степенью обогащения) делящегося изотопа, замедлителем и поглощающими изотопами, при котором АЗ данного вида (цилиндр) и размеров (высота $2H$ и радиус R) становится критической.

Если известен состав материала АЗ (K_{∞} и $L_{\text{диф}}$), то из уравнения (11.30) можно найти минимальные размеры, а следовательно,

и массу, необходимые для того, чтобы АЗ стала критической (критические размеры, критическая масса), т. е. $K_{эф} = PK_{\infty} = 1$ при обязательном выполнении условия $K_{\infty} > 1$.

При такой постановке уравнение (11.30) характеризует вероятность избежать утечки нейтронов из АЗ:

$$P = \frac{1}{1 + \left[\frac{\pi L_{\text{диф}}}{2(H + \delta_{\text{эф}})} \right]^2 + \left[\frac{2,405 L_{\text{диф}}}{R + \delta_{\text{эф}}} \right]^2}. \quad (11.31)$$

Согласно уравнению (11.31), также имеется возможность влияния на условия критичности цилиндрической АЗ данного материального состава (K_{∞} и $L_{\text{диф}}$) и постоянного объема ($V = 2H\pi R^2 = \text{const}$) путем изменения соотношения между высотой и радиусом: H/R . В частности, при прочих равных условиях минимальная загрузка ^{235}U требуется при близкой к минимально возможной суммарной площади поверхности цилиндра, через которую происходит утечка нейтронов. Этому условию приближенно соответствует равенство высоты и диаметра цилиндра: $H = R$.

Полученное в одногрупповом, однозонном, гомогенном диффузионном приближении распределение плотности нейтронного потока (11.29) может быть применимо к гетерогенным АЗ реакторов ЯРД только для качественного анализа взаимозависимости материального состава и размеров АЗ.

Сущностная особенность рассмотренной методики оценки критичности состоит в том, что нейтронам приписывается некоторая усредненная по характерным участкам нейтронного спектра скорость, а эффективные сечения взаимодействия задаются таким образом, чтобы учесть гомогенизированный состав АЗ реактора и действительные диапазоны значений скорости нейтронов, существенные для взаимодействий конкретного вида. При этом описываются только качественные взаимосвязи между формой, размерами и составом материала (усредненным по объему АЗ содержанием делящихся, рассеивающих и поглощающих нейтроны ядер) критических АЗ. Это позволяет сознательно, с учетом нейтронно-физических рабочих процессов подходить к определению формы и размеров характерных узлов и деталей, выбирать материалы и технологии при конструировании реакторов ЯРД, оценивать тен-

денции при замене одних материалов другими или внесении изменений в апробированные конструкторско-технологические решения, их совершенствовании.

Моделирующее на качественном уровне АЗ реактора ЯРД схемы «А» (см. рис. В.4) однозонное гомогенное односкоростное приближение даже для оценок первого приближения неприменимо к описанию ядерного реактора с плазменной АЗ (ЯРД схемы «В»). Замедление родившихся быстрыми нейтронами происходит в материале-замедлителе, окружающем заполненную нагреваемым рабочим телом полость, в центральной части которой размещается делящаяся и излучающая быстрые нейтроны, теплоту и γ -кванты урановая плазма (так называемый полостной реактор). Зоны деления урана тепловыми нейтронами и зоны замедления быстрых нейтронов, которые должны быть обязательно отражены в сторону зоны деления, пространственно разделены.

Следствием этой атрибутивной особенности реактора с делящейся урановой плазмой являются повышенные требования к замедляющим и отражающим свойствам материалов, окружающих АЗ, а также пренебрежимо слабая зависимость числа нейтронов, возвращаемых из периферийного замедлителя-отражателя, от параметров этой плазмы. Это с позиции минимизации массы реактора наряду с другими факторами обуславливает применение в реакторах ЯРД схемы «А» в качестве делящегося изотопа ^{233}U , у которого число высвобождающихся при делении нейтронов существенно больше, чем у ^{235}U . При этом спектры нейтронов в разных областях конструкции принципиально разные, что прямо и косвенно обуславливает значительную неравномерность объемного тепловыделения, которой должна соответствовать система охлаждения.

Совокупность всех факторов задает особенность нейтронно-физических расчетов таких реакторов, в основу которых положены прямые методы Монте-Карло, позволяющие учитывать непосредственно пространственное распределение материалов конкретной конструкции и анизотропию нейтронно-ядерных взаимодействий нейтронов всего спектра энергий. Значительные отечественные достижения в этой области описаны в публикациях последних лет. Априорная оценка критичности АЗ и эффективности систем управления и защиты как при проектировании реакторов ракетно-космического назначения, так и на всех прогнозируемых этапах их

полного жизненного цикла является основной в обеспечении безопасности и уже поэтому выполняется на современном уровне с учетом практически всех существенных факторов.

Методики таких расчетов значительно сложнее рассмотренных в данной главе и реализуются на современных многопроцессорных быстродействующих ЦЭВМ с распараллеливанием вычислительных процессов. В частности, программные продукты, разработанные применительно к нейтронно-физическим расчетам гетерогенных реакторов с применением методов конечных элементов, учитывают трехмерность распределения материалов и переноса нейтронов в АЗ реакторов (так называемые программные или компьютерные 3D-коды). При этом спектр нейтронов представляют в виде 26 групп (или до 40 групп для методов Монте-Карло) с соответствующей системой ядерно-физических констант, характеризующих анизотропные взаимодействия частиц и ядер. Точность рассчитанных данных повышается при учете тепловых и гидравлических рабочих процессов и соответствующих изменений свойств материалов и рабочих сред в АЗ реактора.

Объем и точность расчетов нейтронно-физических характеристик, выполняемых на стадии эскизного проектирования реактора ЯРДУ, должны быть достаточными для того, чтобы с учетом синхронно проводимых расчетно-конструкторских проработок агрегатов и систем охлаждения реактора обосновать конструкцию и режимы работы ДУ в целом на всех прогнозируемых режимах эксплуатации. Базовые основы расчета нейтронно-физических характеристик реактора, обеспечивающие более глубокое понимание современных методик расчетов и конструктивной интерпретации полученных результатов, более подробно представлены в учебниках по теории реакторов.

Контрольные вопросы и задания

1. Перечислите допущения, принятые при выводе условий критичности активной зоны реактора.
2. Почему полученные условия критичности активной зоны реактора корректнее было бы считать условиями мгновенной критичности?
3. По какому участку спектра нейтронов в реакторе на тепловых нейтронах усредняются значения Σ_a , входящие в расчетные выражения для определения параметров K_∞ и $L_{\text{диф}}$ активной зоны реактора?

4. По какому участку спектра нейтронов в реакторе на тепловых нейтронах усредняются значения σ_f , входящие в расчетные выражения для определения K_∞ ?

5. Каким образом в условии обеспечения критичности учитывается степень обогащения урана по изотопу ^{235}U ?

6. На основании уравнения критичности для пластины объясните возможность обеспечения критичности увеличением толщины пластины или складыванием нескольких пластин в стопку.

7. На основании уравнения критичности для цилиндра конечных размеров объясните возможность обеспечения критичности изменением соотношения его высоты и радиуса.

8. На основании анализа уравнения критичности для цилиндра конечных размеров объясните сущность противоречивости требований к минимальным поглощающим способностям материалов активной зоны реактора.

Глава 12

ЭЛЕМЕНТАРНОЕ УРАВНЕНИЕ КИНЕТИКИ И РЕГУЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Необходимость инициации, управления и прекращения самоподдерживающейся цепной реакции деления ядер, в том числе для предотвращения и предупреждения возникновения аварийных ситуаций, обуславливает обязательное включение в состав ЯРДУ системы управления и защиты — СУЗ, которая определяется как совокупность программных и аппаратных средств воздействия на реактивность и элементы конструкции ядерного реактора с целью безопасного протекания цепной ядерной реакции деления в заданных режимах. Состояние АЗ ядерного реактора характеризует отличие эффективного коэффициента размножения нейтронов $K_{\text{эф}}$ от единицы, которое количественно выражается безразмерной величиной — реактивностью ρ , вычисляемой по формуле

$$\rho = 1 - \frac{1}{K_{\text{эф}}}. \quad (12.1)$$

Изменение реактивности ρ достигается вариацией коэффициента $K_{\text{эф}}$ за счет изменения содержания поглощающих ядер в АЗ

(см. рис. 10.3, 10.4) и (или) изменения альбедо радиального отражателя нейтронов (см. рис. 10.2, 10.5). Время реакции исполнительного органа на выработанную команду, например привода поворота барабанов или системы изменения давления поглощающего газа в каналах, должно соответствовать динамике изменения нейтронного потока и, следовательно, тепловой мощности реактора.

С учетом принятых допущений о постоянстве некоторой средней скорости нейтронов (однотемпературное приближение) и условия, что все нейтроны испускаются в результате деления изотопов мгновенно, т. е. без запаздывания, можно описать изменение средней по объему реактора концентрации (плотности) n нейтронов во времени при отклонении ядерного реактора от исходного критического состояния с начальной концентрацией n_0 при $K_{эф0} = 1$. Такая модель АЗ реактора называется точечной моделью.

Пусть коэффициент размножения $K_{эф}$ увеличивается на малую величину Δ , т. е. $K_{эф} = 1 + \Delta$, и в соответствии с выражением (12.1) реактивность возрастает. Тогда за среднее время жизни поколения нейтронов $l_{ср} \approx 10^{-4}$ с концентрация нейтронов достигнет значения $n = n_0 K_{эф}$, а скорость ее изменения во времени можно приближенно записать в виде

$$\frac{dn}{dt} \approx \frac{n_0 K_{эф} - n_0}{l_{ср}} = n_0 \frac{K_{эф} - 1}{l_{ср}}. \quad (12.2)$$

Учитывая, что и при малом уменьшении коэффициента $K_{эф}$ проведенные вычисления также справедливы, и полагая изменения n и $l_{ср}$ малыми, соотношение (12.2) можно считать дифференциальным уравнением вида

$$\frac{dn}{dt} = At, \quad A = \text{const} = \frac{K_{эф} - 1}{l_{ср}},$$

с известным решением

$$n(t) = n_0 \exp\left(\frac{K_{эф} - 1}{l_{ср}} t\right). \quad (12.3)$$

Это решение описывает изменение концентрации нейтронов во времени и называется *элементарным уравнением кинетики ядерного реактора*.

Для количественной оценки скорости изменения концентрации нейтронов вводится характерная величина T_e , называемая *периодом реактора*, представляющая собой время, за которое средняя концентрация нейтронов увеличится в e раз (e — основание натурального логарифма). Разделив соотношение (12.3) на n_0 , после подстановки $t = T_e$ и $n(T_e) / n_0 = e$ получим уравнение, решение которого

$$T_e = \frac{l_{\text{ср}}}{K_{\text{эф}} - 1} \quad (12.4)$$

является расчетной формулой для определения периода реактора.

Динамику реактора может также характеризовать и так называемый период удвоения, т. е. время, за которое концентрация нейтронов увеличится в 2 раза. Если при расчете средней продолжительности жизни одного поколения нейтронов учесть и мгновенные нейтроны (среднее время жизни порядка 10^{-4} с), и запаздывающие нейтроны (среднее время жизни около 13 с), то полученное значение увеличится на несколько порядков и может составить 10^{-1} с, что в первом приближении отражает масштаб динамических характеристик реальных реакторов ЯРД. Поскольку в односкоростном и однозонном приближении объемное тепловыделение пропорционально концентрации нейтронов, постольку и динамика роста плотности нейтронов определяет скорость увеличения тепловой мощности реактора, что, в свою очередь, формирует специфические требования к быстродействию системы управления охлаждением конструкции ЯРД. Наличие около 0,65 % запаздывающих нейтронов в общем числе вызывающих деление нейтронов существенно снижает скорости переходных процессов и делает возможным безопасное управление энергонасыщенными реакторами ЯРД на тепловых и промежуточных нейтронах. При разработке СУЗ динамику реактора описывают в многогрупповом приближении, например с учетом шести групп запаздывающих нейтронов, близких к реальному спектру и характерным временам диффузии нейтронов.

Одной из вероятных ситуаций, которая потенциально может привести к аварии, и, следовательно, к росту температуры твэлов и замедлителя, является снижение эффективности охлаждения АЗ реактора, характеризуемой некоторой средней температурой АЗ реактора $\bar{T}_{\text{АЗ}}$. Необходимым условием обеспечения безопасной ра-

боты реактора является отрицательный температурный коэффициент реактивности

$$\frac{\partial \rho}{\partial \bar{T}_{\text{АЗ}}} < 0$$

при увеличении средней температуры АЗ реактора выше заданного допустимого значения $[\bar{T}_{\text{АЗ}}]$, что может обеспечить основной гасящий эффект, останавливающий реакцию деления при аварийном превышении температуры. Однако выполнение этого условия трудно достижимо на практике.

Ядерный реактор, обладающий свойством компенсировать реактивность за счет изменения свойств материалов АЗ, называется *саморегулирующимся ядерным реактором*. Обладающая таким свойством АЗ, например, с быстро теряющим водород гидридом циркония и соответствующим снижением потока тепловых нейтронов, обеспечивает высокую надежность и ядерную безопасность функционирования ЯРДУ. Недостатком такой АЗ является невозможность запуска остановленного таким образом реактора без восстановления содержания водорода в замедлителе, что в настоящее время представляется принципиально возможным, но трудно реализуемым технически. Требование высокой точности поддержания номинальных режимов функционирования реактора, а также надежного срабатывания систем перевода его АЗ в подкритическое состояние и прекращения ядерных реакций, как правило, обеспечивается дублированием или троированием систем, измеряющих текущие динамические характеристики реактора и воздействующих на его реактивность за счет изменения содержания поглощающих элементов в АЗ реактора и регулирования альbedo отражателя нейтронов.

Точность расчетов нейтронно-физических динамических характеристик АЗ, выполняемых до экспериментальной отработки реактора ЯРДУ, должна быть достаточной для того, чтобы сформулировать техническое задание на проектирование и конструирование исполнительных органов СУЗ реактора и агрегатов регулирования системы подачи рабочего тела и охлаждения ЯРД с учетом их работы на всех прогнозируемых режимах эксплуатации в составе интегрированной системы управления ЛА в целом. Базовые научно-технические основы теории управления ядерными реакторами, достаточные для более глубокого понимания современ-

ных методик расчета характеристик и конструирования СУЗ ядерных реакторов, подробно представлены в монографии¹, а изложение необходимых сведений в принятом для описания систем регулирования РД виде — в учебнике² Московской научно-педагогической школы подготовки специалистов по ракетным двигателям.

Контрольные вопросы и задания

1. Дайте определение критического состояния активной зоны ядерного реактора.
2. Какими величинами можно оценить динамические характеристики активной зоны ядерного реактора?
3. Какой ядерный реактор относится к саморегулирующимся?
4. Предложите конструктивные варианты обеспечения отрицательного значения температурного коэффициента реактивности реактора ЯРД схемы «А».
5. Что и во сколько раз больше: период реактора или его же период удвоения?
6. Какими преимуществами обладают ядерные реакторы на тепловых нейтронах по сравнению с ядерными реакторами на быстрых нейтронах с позиций регулирования их тепловой мощности?

Глава 13

КОНСТРУКТИВНЫЕ РЕШЕНИЯ РЕАКТОРА ЯРД С ТВЕРДОЙ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ. ГОМОГЕННАЯ И ГЕТЕРОГЕННАЯ СХЕМЫ

Обоснование наиболее общих, концептуальных, конструктивных вариантов выполнения реактора ЯРД с так называемой твердой АЗ проводится в соответствии с принятым системным подхо-

¹ Динамика и управление ядерными ракетными двигателями / под ред. акад. Б.Н. Петрова. М.: Атомиздат, 1974.

² Основы теории автоматического управления ракетными двигательными установками / А.И. Бабкин, С.В. Белов, Н.Б. Рутовский и др. М.: Машиностроение, 1986.

дом с учетом основных закономерностей обеспечения стационарного протекания управляемой цепной ядерной реакции деления на тепловых нейтронах. ЯРД схемы «А» (материал нагревателя рабочего тела находится в твердом состоянии) (см. рис. В.4), представляет собой структурированную техническую систему, в которой можно выделить подсистемы с различающимися специфическими функциями. Основные системные свойства задаются ядерным реактором как источником тепловой мощности, по отношению к которому рабочее тело выполняет функции охладителя или теплоносителя.

Ядерный реактор включает в себя окруженную отражателем нейтронов АЗ — часть ядерного реактора, в которой размещены содержащие делящиеся изотопы материалы, замедлитель, теплоноситель, а также вводимые и выводимые материалы (твердые, газообразные), поглощающие нейтроны, для управляемого воздействия на нейтронный поток. Эти функционально различные материалы находятся в составе сборочных единиц и агрегатов, объединенных в единую конструкцию, обеспечивающую выполнение требуемых нейтронно-физических и теплофизических функций при удовлетворении нередко противоречивых условий минимизации массы и габаритов РД. В частности, при малой плотности нагретого до 3 000...3 200 К рабочего тела на основе водорода и ограниченной минимальной эрозией низкой скоростью обтекания рабочим телом теплоотдающих поверхностей до 25...45 % сечения АЗ реактора должно быть свободным (проницаемость, или так называемая пористость на свету). Это требование во многом обуславливает работу реактора именно на тепловых или промежуточных нейтронах. Следствием этого является значительная доля замедлителя в АЗ, а также необходимость минимального поглощения тепловых нейтронов всеми, в том числе конструкционными, материалами, находящимися в АЗ.

Основу тугоплавких слабо поглощающих нейтроны материалов составляет углерод, его аллотропные модификации в форме их интегрированных комбинаций, например в виде армированных композиционных материалов типа «углерод — углерод». Поскольку углерод при этом обладает приемлемыми замедляющими способностями, становится возможным объединение функций элементов конструкции из углеродных композитов, несущих механические нагрузки и участвующих в замедлении быстрых нейтронов.

Специфические функции нагревателя в АЗ реактора выполняет *тепловыделяющий элемент* — твэл — содержащая делящиеся изотопы сборочная единица, в которой высвобождающаяся при делении ядер энергия преобразуется в тепловую энергию, предназначенную для передачи ее охладителю при максимально допустимых температурах и тепловых потоках. При этом уход продуктов деления в окружающую среду должен быть минимальным, а замедляющие способности материала твэла — по возможности максимальными.

Максимальное объединение функций достигается при таком сочетании замедлителя и делящегося изотопа в составе твэла, которое вполне соответствует условиям критичности АЗ конкретных размеров и проницаемости, требуемой для прохода рабочего тела через АЗ на всех режимах работы реактора. АЗ, состоящая в основном из таких твэлов, называется гомогенной, так как делящийся изотоп распределен равномерно или по требуемому закону по объему всех твэлов, составляющих в основном массу АЗ.

Конструктивная схема ЯРД с гомогенной АЗ, или *гомогенный ядерный реактор*, приведена на рис. 13.1. С позиции описания нейтронно-физических рабочих процессов это реактор, в АЗ которого материалы распределены таким образом, что его нейтронные характеристики могут быть описаны с достаточной точностью при условии равномерного распределения этих материалов по всей АЗ на расстояниях, сравнимых с длиной пробега нейтрона или с длиной миграции нейтрона.

Ядерный реактор (см. рис. 13.1), конструктивно интегрированный с соплом Лавала 5, включает АЗ, окруженную торцевым 1 и радиальным (боковым) 4 отражателями нейтронов, причем последний можно выполнять с регулируемым альбедо. Делящийся изотоп, например ^{235}U , распределен по объему твэлов, выполненных в виде пластин 3 из модифицированного графита с защитными покрытиями, например из карбидов тугоплавких металлов. Пластины объединены в агрегаты 2, допускающие их изготовление и контроль до установки в АЗ реактора на силовую раму (на рисунке не показана), выполненную из материалов на основе углерода и оксида бериллия.

Замедлитель с распределенным по его объему делящимся изотопом является атрибутивным признаком (т. е. характерным, необходимым и не отторгаемым без потери сущностных качеств тех-

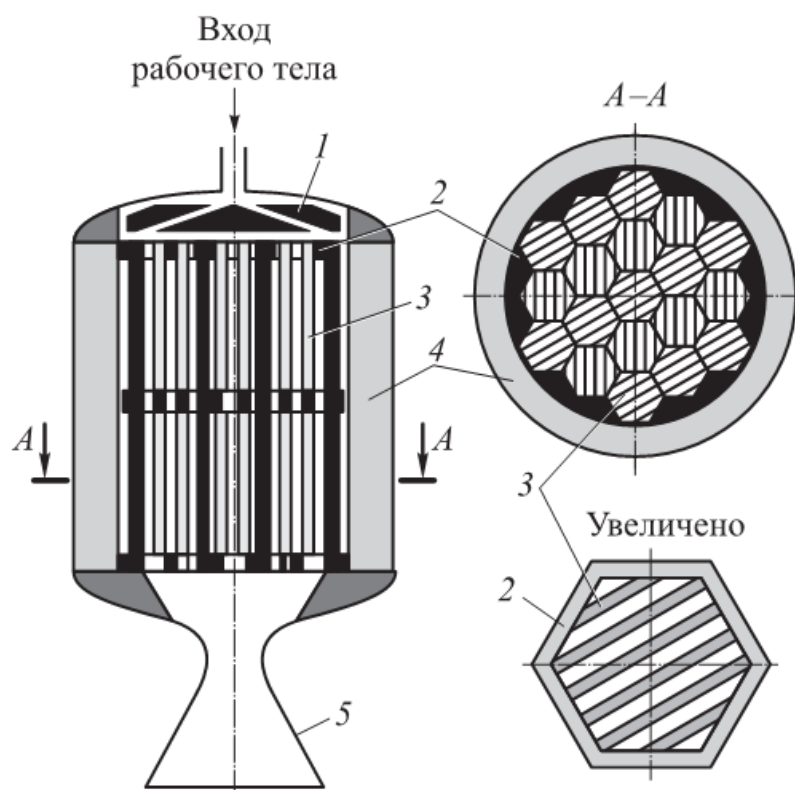


Рис. 13.1. Схема ЯРД с гомогенной АЗ:

1 — торцевой отражатель нейтронов; 2 — агрегат, объединяющий ТВЭЛы; 3 — пластинчатый ТВЭЛ; 4 — радиальный (боковой) отражатель нейтронов; 5 — сопло Лавалля

нического решения) всех возможных гомогенных АЗ реактора. При этом невозможно применение жидкого замедлителя, которое в принципе могло бы привести к снижению массы ДУ при сохранении других показателей эффективности. Поскольку в гомогенных АЗ ЯРД схемы «А» материал замедлителя должен быть тугоплавким, то крайне усложняется применение в ТВЭлах гомогенных реакторов такого эффективного твердого замедлителя, как гидрид циркония $ZrH_{1,3...2}$ с рабочими температурами, не превышающими 700 К. Затруднена также и автономная отработка агрегатов, объединяющих пластинчатые ТВЭЛы. Но при этом необходимое число типоразмеров ТВЭЛов минимальное, что способствует снижению затрат на их изготовление. Как показала практика разработки ЯРД с гомогенным реактором в США, это техническое решение имеет больше недостатков, чем достоинств, поскольку отказ даже одного элемента конструкции требовал ее корректировки и повторного испытания ЯРД в полной комплектации до выявления следующего ненадлежащего конструкторского или материаловедческого решения и т. д.

Более прогрессивным и эффективным, особенно на этапе отработки, признано принятое советскими разработчиками ЯРД концептуальное решение о модульном построении АЗ реактора. При этом основным модулем, т. е. повторяющимся узлом или агрегатом, являлась *тепловыделяющая сборка* (ТВС) — входящий в состав АЗ агрегат, представляющий собой проточно охлаждаемый, как правило, выполненный в виде тела вращения, прочный корпус, выдерживающий при рабочей температуре и тепловых потоках давление охладителя, с размещенными в нем теплоизолированными от корпуса нагревными секциями (или блоками твэлов), охлаждаемыми омывающим их теплоносителем (охладителем, рабочим телом). Эти существенные признаки позволяют рассматривать ТВС в качестве канала реактора. Причем ТВС можно отрабатывать автономно, например, в составе стационарной АЗ, критичность и требуемые нейтронно-физические характеристики которой создаются внешними по отношению к ТВС условиями, например расположением замедлителя вокруг ее корпуса.

Преимущество такой концепции заключается также в том, что необходимое количество замедлителя можно помещать в АЗ реактора вне ТВС. Другими словами, имеется возможность выбора материала замедлителя без жестких ограничений его теплофизических свойств при высоких температурах, характерных для твэлов. Реактор ЯРД, АЗ которого состоит из ТВС, окруженных замедлителем требуемой массы, называется *гетерогенным ядерным реактором*, так же как и собственно АЗ этого реактора. Существенным является именно то, что практически весь замедлитель находится вне твэлов.

С позиции описания нейтронно-физических рабочих процессов гетерогенный реактор в отличие от гомогенного реактора нельзя моделировать с достаточной для практики точностью при условии равномерного распределения делящихся и замедляющих ядер изотопов на расстояниях, сравнимых с длиной пробега нейтрона или с длиной миграции нейтрона. Конструктивная схема ЯРД с гетерогенной АЗ приведена на рис. 13.2. Торцевой 1 и радиальный (боковой) 4 отражатели нейтронов окружают гетерогенную АЗ, составленную из ТВС 2 с коаксиально размещенными блоками 3 замедлителя, например гидрида циркония. В каждом блоке замедлителя выполнено центральное отверстие Д, в котором находится корпус ТВС. Отверстия Б при установке нескольких блоков замедлителя

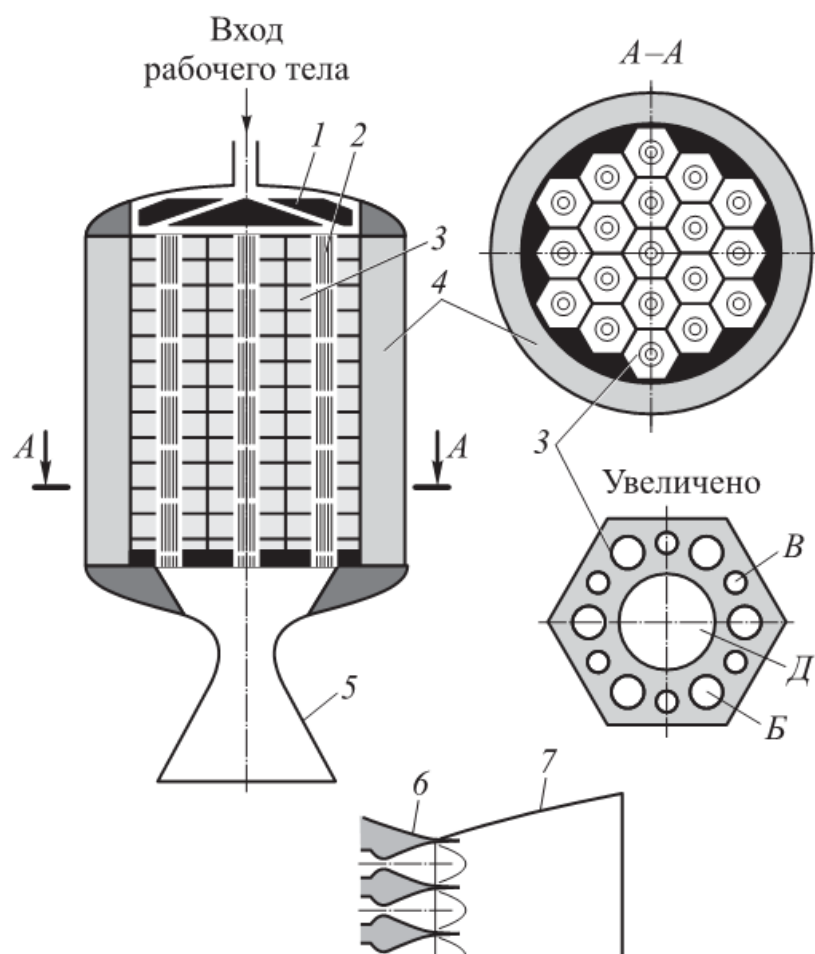


Рис. 13.2. Схема ЯРД с гетерогенной АЗ:

1 — торцевой отражатель нейтронов; 2 — ТВС; 3 — блоки замедлителя нейтронов; 4 — радиальный (боковой) отражатель нейтронов; 5 — сопло Лавала; 6 — сопло-решетка; 7 — дорасширительный насадок; Д — отверстие для размещения ТВС; В — отверстие для протока охлаждающего блоков замедлителя нейтронов; В — отверстие для размещения поглотителя нейтронов СУЗ

на одну ТВС образуют канал для протока теплоносителя, охлаждающего замедлитель. Отметим, что в общем случае этим теплоносителем не обязательно должно быть рабочее тело, а давление теплоносителя, которое воспринимается корпусом, может отличаться от давления рабочего тела в ТВС. Отверстия В в блоках замедлителя создают цилиндрический объем, в который могут вводиться твердые или газообразные поглотители нейтронов СУЗ реактора (см. рис. 10.3 и 10.4).

Реактор с соплом Лавала 5 в сочетании с системами подачи охлаждающего (рабочего тела) и СУЗ образуют собственно ЯРД. Если в выходном сечении каждой ТВС установлено сопло Лавала, то их совокупность образует сопловой блок в виде сопла-решетки 6 с общим сверхзвуковым дорасширительным насадком 7. По сравне-

нию с единым соплом Лавалья уменьшаются осевые габариты такого соплового блока и повышается акустическая устойчивость рабочего процесса вследствие предотвращения переноса колебаний из зоны смещения рабочего тела через сверхзвуковую зону течения сопл ТВС вверх по течению. Одним из недостатков соплового блока по сравнению с единым соплом Лавалья является больший уровень потерь удельного импульса на трение и необходимость охлаждения большей поверхности сопла.

Гетерогенный реактор такой конструктивной схемы имеет признаки канального реактора, так как содержащий делящийся изотоп материал (в ТВЭлах) находится в ТВС, выполненных в виде отдельных герметичных каналов, способных выдержать температурные нагрузки и давление теплоносителя (охладителя, рабочего тела). Корпус, нагруженный внутренним давлением охлаждаителя (например, рабочего тела) замедлителя нейтронов, представляет собой атрибут корпусного реактора. Это позволяет относить гетерогенные реакторы ЯРД к канально-корпусным реакторам с ТВС в качестве основного модульного элемента.

Наиболее отработанной к настоящему времени является схема ТВС с осевым течением охлаждаителя или рабочего тела (рис. 13.3). В типовом варианте корпус ТВС выполнен в виде коаксиальных полых металлических цилиндров 3 и 4 с продольным или винтовым оребрением в зазоре между ними для протекания охлаждаителя. Во внутреннем цилиндре установлен теплоизоляционный вкладыш или многослойный теплоизоляционный пакет 2, препятствующий перетоку теплоты от нагревных секций 1 к двухслойному 3 и 4 корпусу ТВС. Нагревные секции выполняют как в виде пластинчатых ТВЭлов 6 (сечения $A-A$ и $B-B$), так и в виде витых стерженьковых ТВЭлов крестообразного 7 (сечение $\Gamma-\Gamma$) или двухлопастного 8 (сечение $B-B$) сечения. Причем для секций стерженьковых ТВЭлов обязательно наличие вкладышей-вытеснителей 9, вписывающих ломаный периметр шестигранной секции в цилиндрическую поверхность теплоизоляционного пакета, а также опорной решетки 10 вблизи выходного сечения ТВС. Вытеснители выполняют либо в виде отдельных деталей, либо в виде единой гильзы или обоймы с наружной цилиндрической поверхностью и внутренней фасонной поверхностью, охватывающей набор стерженьковых ТВЭлов, образующих нагревную секцию.

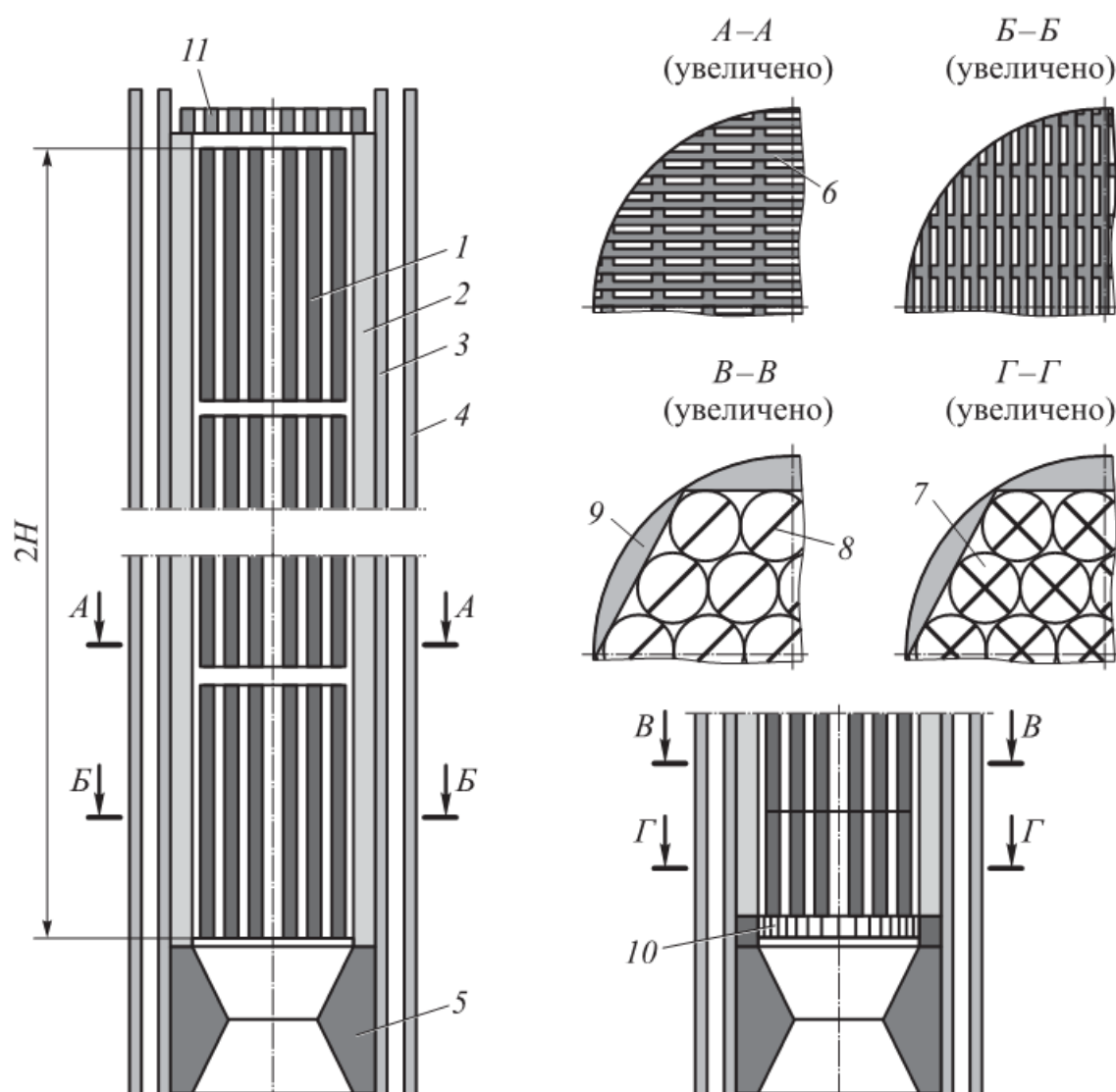


Рис. 13.3. Конструктивная схема ТВС с осевым течением охладителя:

1 — нагревная секция (блок твэлов); 2 — теплоизоляционный пакет; 3, 4 — двухслойный корпус ТВС с продольным или винтовым оребрением в зазоре для протекания охладителя; 5 — сопло Лавалья; 6 — нагревная секция из пластинчатых твэлов; 7 — нагревная секция из стерженьковых витых твэлов крестообразного сечения; 8 — нагревная секция из двухлопастных (двухзаходных) стерженьковых витых твэлов; 9 — вкладыши-вытеснители (накладки); 10 — опорная выходная решетка; 11 — входная дроссельно-распределительная решетка

В ТВС с нагревными секциями из пластинчатых твэлов их охлаждение происходит в системе каналов прямоугольной формы. Для устранения неравномерности температуры рабочего тела, возникающей вследствие неравномерности нейтронного потока и соответственно объемного тепловыделения, между такими секциями оставляют камеры смешения, а твэлы в следующих друг за другом секциях разворачивают относительно пластин на 90° (сечения $A-A$ и $B-B$). При одинаковых размерах камер смешения

ния это способствует уменьшению неравномерности температуры охладителя в выходном сечении ТВС на входе в сопло 5, так как частичное устранение неравномерности температуры вдоль плоскости ТВЭЛОВ возможно и в самой секции через зазоры между дистанционирующими выступами и плоской гранью контактирующих ТВЭЛОВ. Перед первой нагревной секцией ТВЭЛОВ устанавливают входную решетку 11, которая выполняет функцию дросселя, корректирующего гидравлическое сопротивление ТВС, а также задает нужное распределение подаваемого охладителя по сечению секции.

Охладитель — рабочее тело — поступает во входное сечение первой секции ТВЭЛОВ и, нагреваясь и ускоряясь, движется вдоль оси ТВС (осевая схема течения охладителя). Длина, на которой проявляются потери давления рабочего тела, не может быть меньше высоты $2H$ АЗ ректора, и поэтому суммарные потери давления могут достигать нескольких мегапаскалей, а усилия на силовых элементах (опорных решетках, узлах крепления ТВЭЛОВ) — нескольких тонн (десятков килоньютон). При этом возникающая вследствие синусоидального распределения плотности нейтронного потока осевая неравномерность тепловыделения по высоте АЗ реактора приводит к тому, что нагревные секции, расположенные во входной, срединной и в выходной частях ТВС, работают при существенно разной степени нагруженности материала ТВЭЛОВ температурными напряжениями и, следовательно, его свойства используются не в полной мере.

Отрицательное влияние таких особенностей может быть существенно снижено при радиально-осевом течении теплоносителя в ТВС, когда ТВЭЛЫ 5 выполнены в виде колец с радиальными дистанционирующими выступами, задающими значение зазора (рис. 13.4). Теплоноситель течет по зазору между ТВЭЛАМИ от периферии к центру по нормали к оси симметрии центрального канала, проходя расстояние $L \ll 2H$. В центральном канале прошедший по зазору между ТВЭЛАМИ и нагретый до максимально возможной температуры (в идеальном случае до $T_2 = T^*$) теплоноситель смешивается с теплоносителем, поступившим из стоящих выше по течению ТВЭЛОВ, и движется в сторону выходного сечения канала, который, как и в ТВС с осевым течением, может

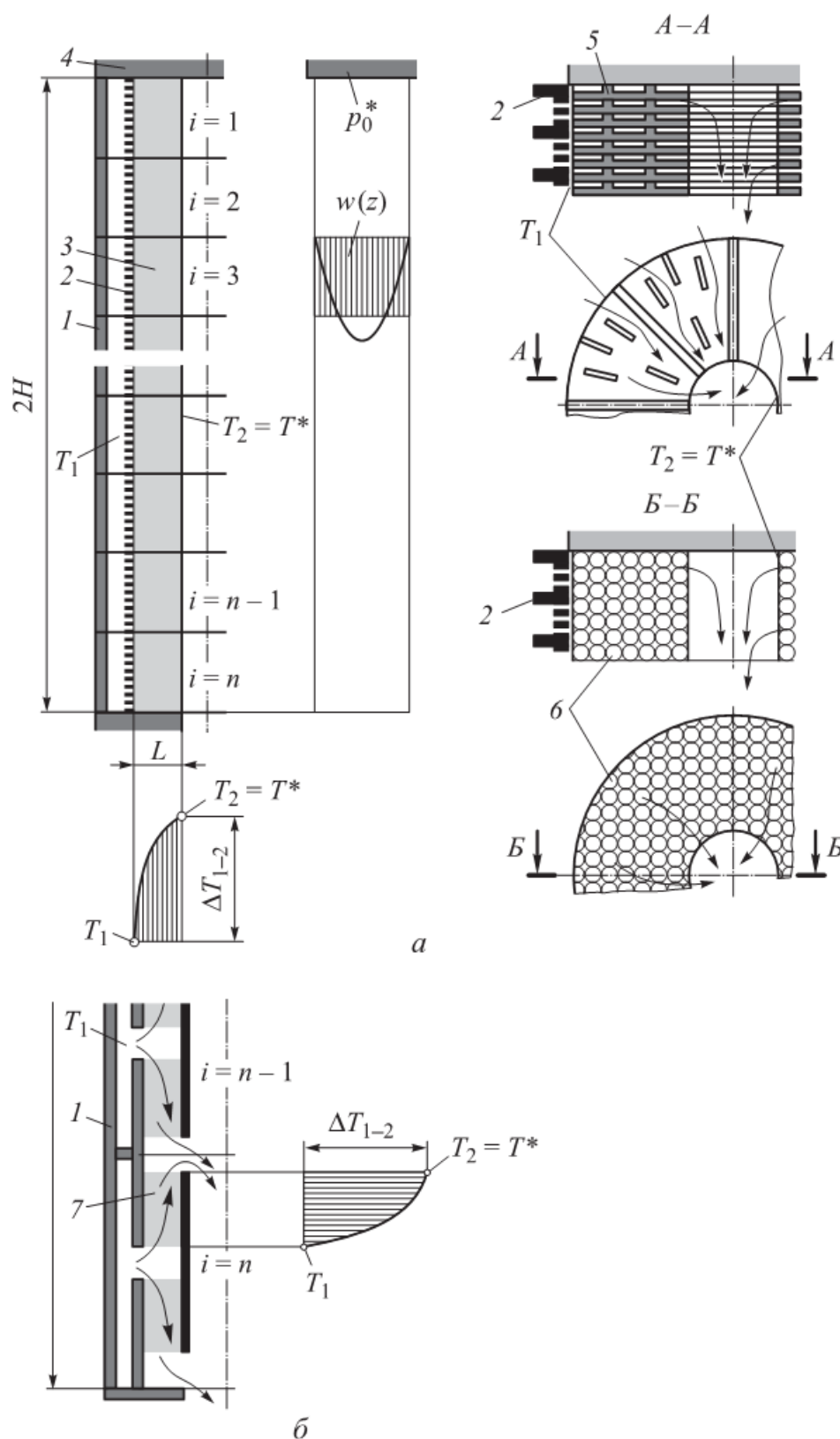


Рис. 13.4. Конструктивная схема ТВС с радиально-осевым течением охладителя:

a — ТВС с радиальным течением охладителя в блоке ТВЭЛов; *б* — ТВС с осевой транспирацией охладителя; 1 — корпус; 2 — перфорированная стенка; 3 — блок ТВЭЛов с радиальным течением охладителя; 4 — тупик; 5 — пластинчатый кольцевой ТВЭЛ; 6 — сферические микротвэлы; 7 — блок сферических микротвэлов с осевым течением охладителя

заканчиваться диффузором или соплом — коническим дозвуковым соплом (конфузором) или соплом Лаваля. Отметим, что даже при идентичности твэлов одной и той же ТВС их тепловая мощность будет зависеть от удаленности от плоскости симметрии АЗ реактора. И для нагрева теплоносителя до одной и той же температуры торможения требуется пропускать через разные зазоры одинаковых кольцевых твэлов разное количество охладителя (рабочего тела), что трудно реализуемо конструктивно.

Наиболее близким к конструктивной реализации является объединение твэлов с радиальным течением теплоносителя в блоки (i — номер блока, V_i — объем входящих в блок твэлов, $\bar{q}_{vi}$ — среднее для данного блока объемное тепловыделение), когда каждый блок тепловой мощностью $N_{Ti} = \bar{q}_{vi} V_i$ можно охлаждать при таком расходе рабочего тела $\dot{m}_i$, который обеспечит одинаковую для всех блоков среднюю температуру на входе в центральный канал: $T^* = T_2$. При одном и том же давлении охладителя в периферийном зазоре ТВС между корпусом 1 и перфорированной стенкой 2 (рис. 13.4, а) требуемое распределение расходов (так называемое гидравлическое профилирование) устанавливают путем выбора шага между отверстиями перфорированной стенки 2 (см. рис. 13.4, а) или ширины входного кольцевого зазора для охладителя (рис. 13.4, б).

Блоки твэлов в ТВС с радиально-осевым течением теплоносителя выполняют из спеченных или засыпанных в частично проницаемый каркас сферических микротвэлов b диаметром $0,75 \dots 2$ мм — блоки 3 или блоки 7. Такие блоки охлаждаются транспирационно, т. е. теплоноситель подается через поры и каналы между тепловыделяющими микросферами, образующими пористую втулку. При достаточно большом числе блоков распределение расхода между блоками сферических твэлов с радиальным (см. рис. 3.14, а) или осевым (см. рис. 3.14, б) течением может быть таким же, как и для пластинчатых твэлов, т. е. в идеальном варианте температура выходящего в центральный канал охладителя $T_2 = T^* = \text{idem}$.

Радиально-осевая схема течения охладителя частично лишена недостатков, присущих ТВС с осевым течением. В частности, обеспечены приблизительно одинаковые теплотехнические условия работы материала всех твэлов, а длина L , на которой проявля-

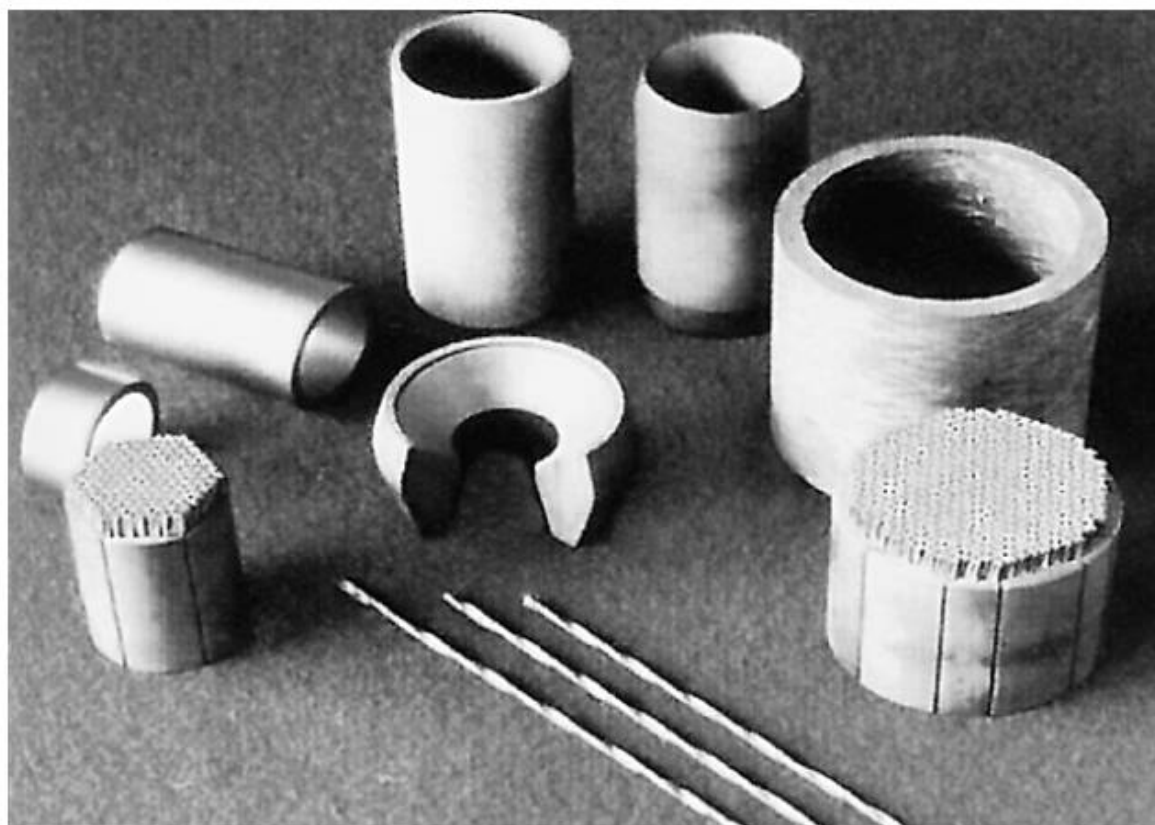


Рис. 13.5. Элементы конструкции ТВС ядерного реактора прототипа ЯРД, выполненные из карбидов тугоплавких металлов

ются потери давления вследствие трения, может быть в 10—20 раз меньше высоты $2H$ АЗ реактора. Но при этом ТВС с радиально-осевым течением конструктивно сложнее, поскольку содержат узлы стыковки блоков, в состав которых введены элементы, задающие расход охладителя. Если проектирование и производство ТВС с осевым течением охладителя можно считать практически освоенными (рис. 13.5), то переход к схемам ТВС с радиально-осевым течением охладителя относится к перспективным решениям, находящимся в стадии исследования.

Контрольные вопросы и задания

1. Дайте определение активной зоны ядерного реактора деления.
2. Перечислите атрибутивные признаки гомогенной и гетерогенной активных зон ЯРД.
3. Проведите сравнительный анализ гомогенной и гетерогенной активных зон применительно к реактору ЯРД.
4. В чем заключается ТВС-концепция ядерного реактора и чем можно обосновать ее применение в ЯРД?

5. По каким существенным признакам гетерогенные реакторы ЯРД относят к канално-корпусным реакторам?

6. Перечислите общее и особенное в ТВС с осевым и радиально-осевым течением теплоносителя.

7. Проведите сравнение ТВС с осевым и радиально-осевым течением теплоносителя применительно к их использованию в составе реактора ЯРД.

8. Проведите сравнение ТВС с радиально-осевым течением теплоносителя в блоках сферических микротвэлов в вариантах ТВС, приведенных на рис. 13.4.

9. Предложите свой вариант конструктивной схемы ТВС с блоками сферических микротвэлов и оцените его ожидаемые преимущества и недостатки по сравнению с рассмотренными в данной главе.

Глава 14

ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА ЯРД

В гомогенной АЗ реактора, работающего преимущественно на тепловых нейтронах, делящийся изотоп равномерно распределен в материале, замедляющем рождающиеся быстрыми нейтроны. Концентрация делящегося изотопа в среднем по АЗ должна соответствовать критичности АЗ и одновременно обеспечивать достаточные термopрочностные свойства содержащего делящийся изотоп материала. Причем эти свойства должны сохраняться при воздействии всех видов ионизирующих излучений, сопровождающих собственно деление тяжелого изотопа.

В гомогенном односкоростном приближении вероятность деления нейтронами ядер ^{235}U , содержащегося в единице объема, пропорциональна макроскопическому эффективному сечению деления Σ_f , задаваемому произведением микроскопического эффективного сечения взаимодействия σ_f , см^2 , и концентрации $C_{235\text{U}}$, $1/\text{см}^3$. Для содержащего делящийся материал малого элемента конструкции АЗ реактора с координатами (x, y, z) , например твэла, можно записать

$$\Sigma_f(x, y, z) = \sigma_f C_{235\text{U}}(x, y, z), \quad (14.1)$$

где, строго говоря, значение σ_f должно быть усреднено по всему спектру нейтронов в реакторе деления, аналогичному представленному на рис. 5.4 для конкретного делящегося материала, содержащего до 90 % ^{235}U и остаточное количество ^{238}U . При этом число актов деления в единицу времени в единице объема выражается произведением $\Phi \Sigma_f$, а каждый акт деления сопровождается генерацией в среднем одного и того же количества тепловой энергии $Q_f = 200$ МэВ на расстоянии не более $10^{-4} \dots 10^{-3}$ м, т. е. непосредственно вблизи разделившегося ядра урана. Тогда генерацию теплоты может обуславливать объемное тепловыделение или объемная тепловая мощность $q_v(x, y, z)$, Вт/см³, в данной точке:

$$q_v(x, y, z) = \Phi(x, y, z) \Sigma_f(x, y, z) Q_f. \quad (14.2)$$

При равномерном распределении делящегося изотопа ^{235}U по объему цилиндрической АЗ с условными радиусом $R_{\text{эф}} = R + \delta_{\text{эф}}$ и высотой $2H_{\text{эф}} = 2(H + \delta_{\text{эф}})$ пространственное распределение нейтронного потока двумерно и описывается уравнением (11.29) как функция удаления от центра по оси X и радиусу r с учетом влияния отражателей как добавок $\delta_{\text{эф}}$ к геометрическим размерам. В соответствии с соотношениями 14.1 и 14.2 такими же функциями приближенно описывается объемное тепловыделение:

$$q_v(x, r) = q_v(0, 0) \cos\left(\frac{\pi x}{2H_{\text{эф}}}\right) J_0\left(\frac{2,405r}{R_{\text{эф}}}\right), \quad (14.3)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Таким образом, тепловыделение в элементах конструкции, расположенных вне АЗ реактора, приближенно учитывается увеличением на некоторую величину $\delta_{\text{эф}}$ ее геометрических размеров и соответственно объема, в котором генерируется тепловая энергия. Далее нижний индекс в обозначении размеров такой условной АЗ опускается, т. е. R и H обозначают радиус и половину высоты некоторого цилиндрического тепловыделяющего объема с нулевыми значениями объемного тепловыделения на наружной поверхности.

Тепловая мощность N_T условной АЗ с учетом распределения (11.29) вычисляется интегрированием $q_v(x, y, z) \equiv q_v(x, r)$ выражения (14.3) по объему $V_{\text{АЗ}}$ АЗ реактора:

$$\begin{aligned}
N_T &= \int_{V_{AZ}} q_v(x, r) dv = q_v(0, 0) \int_{-H}^H \cos \left[\frac{\pi x}{2H} \right] d \left[\frac{\pi x}{2H} \right] \pi R^2 \times \\
&\times \frac{2H}{\pi} \int_0^R J_0 \left[\frac{2,405r}{R} \right] 2\pi r \frac{2,405}{R} d \left(\frac{2,405r}{R} \right) \frac{R^2}{2,405^2} = \\
&= \underbrace{q_v(0, 0) \pi R^2 2H}_{N_{T \max}} \frac{1}{K_r} \frac{1}{K_x}, \tag{14.4}
\end{aligned}$$

где $N_{T \max}$ — максимально возможная тепловая мощность, развиваемая в случае обеспечения выравненного объемного тепловыделения, равного максимальному объемному тепловыделению $q_v(0, 0)$, в каждой точке АЗ; K_r , K_x — постоянные для принятых допущений коэффициенты, бóльшие единицы, характеризующие неравномерность тепловыделения по радиусу и высоте соответственно. Для рассмотренной АЗ в целом тепловая мощность N_T составляет только $\frac{1}{K_r} \frac{1}{K_x} \approx 0,276$ от тепловой мощности $N_{T \max}$.

Распределение объемного тепловыделения по объему гетерогенной АЗ ЯРД качественно аналогично распределению в гомогенной АЗ в соответствии с соотношением (14.4), но при этом проявляются дополнительные факторы, усиливающие неравномерность вследствие гетерогенности. К таким факторам относятся: конечное число ТВС и исполнительных органов СУЗ; чередование в АЗ существенно различающихся по свойствам материалов твэлов, замедлителя, конструкции, теплоизоляции и других элементов в сочетании с различными нейтронно-физическими процессами, происходящими в элементах конструкции АЗ.

Из характерного для ракетно-космической техники требования минимизации габаритов следует целесообразность выравнивания распределения тепловыделения q_v и по координате x , и по радиусу r АЗ. Это требование удовлетворяется за счет применения торцевых и радиальных отражателей нейтронов (см. гл. 11), увеличивающих плотность нейтронного потока, а следовательно, и объемное тепловыделение в периферийных областях АЗ. Отметим, что наличие барабанов регулирования альбеда в радиальном отражателе нейтронов приводит к появлению азимутальной (ок-

ружной) неравномерности нейтронного потока и тепловыделения, причем как радиальная, так и азимутальная неравномерности нейтронного потока зависят от положения регулирующих барабанов.

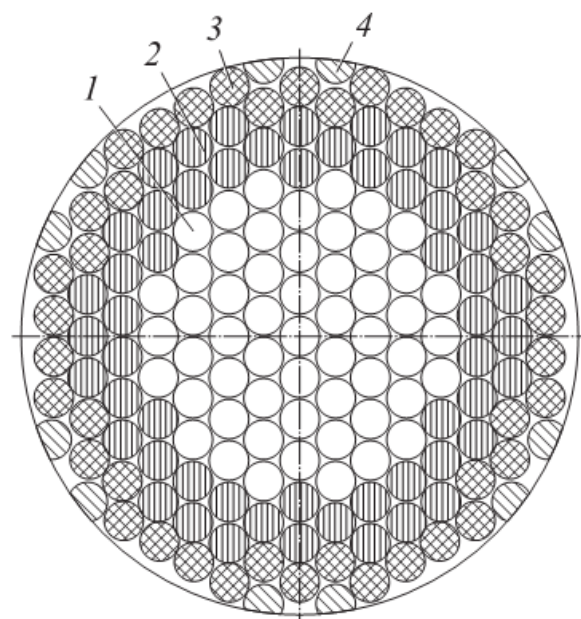
Наиболее эффективным является выравнивание тепловыделения при использовании ТВЭЛов с разным содержанием делящегося изотопа (так называемое концентрационное профилирование). В частности, для компенсации радиальной неравномерности тепловыделения в масштабах АЗ целесообразно укомплектовывать ТВС, размещенные на периферии АЗ, ТВЭлами с концентрацией ^{235}U большей, чем в ТВС, размещенных в центральной части АЗ, а шаг между периферийными ТВС устанавливать большим, чем между ТВС в центральной части АЗ (т. е. увеличивать объемную долю замедлителя в периферийной части АЗ).

Вследствие поглощения нейтрона ядром ^{235}U , происходящего как с делением, так и без деления ядра (см. табл. 5.2), плотность нейтронного потока вблизи оси симметрии ТВС гетерогенных АЗ снижается (так называемый *блок-эффект*). Компенсация этой неравномерности по сечению ТВС достигается размещением ТВЭЛов с понижающейся с удалением от оси симметрии концентрацией ^{235}U . На рис. 14.1 представлена схема возможного размещения 151 ТВЭла с тремя различными концентрациями ^{235}U по сечению нагревной секции ТВС. По сравнению с применением ТВЭЛов с одинаковой концентрацией изотопа такое техническое решение позволило уменьшить температурную неравномерность в несколько раз, доведя ее до приемлемой температуры, равной 100 К.

Переходу через максимальное значение нейтронного потока по высоте АЗ (по длине ТВС) соответствуют меньшая интенсивность объемного тепловыделения на начальном и выходном участках (во входных и в выходных нагревных секциях) ТВС по сравнению с тепловыделением на ее центральных участках (в центральных или в средних нагревных секциях). Эта неравномерность может быть частично компенсирована комплектацией входных и выходных нагревных секций ТВС ТВЭлами с повышенной концентрацией делящегося изотопа ^{235}U . Такие способы выравнивания объемного тепловыделения успешно реализованы в одном из испытанных вариантов стендового прототипа отечественного ЯРД.

Рис. 14.1. Схема возможного размещения ТВЭлов с разным содержанием ^{235}U по сечению нагревной секции (блока ТВЭлов):

1—3 — ТВЭлы с максимальным, средним и минимальным содержанием ^{235}U соответственно; 4 — вкладыши-вытеснители, не содержащие делящихся изотопов



Минимизация неравномерности объемного тепловыделения по сечению ТВС и радиусу АЗ ЯРД в целом должна обеспечить также выравнивание температуры теплоносителя — рабочего тела — на входе в сопло, что приводит к желательному снижению потерь удельного импульса, обусловленных неравномерностью распределения свойств рабочего тела по поперечному сечению потока охладителя. Следует отметить, что при неполностью устраненной радиальной неравномерности тепловыделения неравномерности температур могут быть уменьшены путем распределения расхода охладителя между ТВС пропорционально их тепловым мощностям (так называемое гидравлическое профилирование рассмотрено в гл. 24).

Локализация объемного тепловыделения в элементах конструкции реактора и ЯРД в целом определяется физическими процессами преобразования и переноса энергии из точки ее высвобождения — деления ядра ^{235}U . Согласно схеме реакции $^{235}\text{U} + n \rightarrow A + B + \alpha + \beta + \gamma + 2,42 n$, каждый акт деления ядра включает деление на части (осколки) A и B и сопровождается α -, β -, γ - и нейтронным излучениями. Энергия связи частиц в составе ядра ^{235}U переходит в кинетическую энергию осколков A и B , корпускулярной (α , β) и нейтронной составляющих возникающего излучения, а также в электромагнитную энергию γ -квантов (фотонов). Вследствие разной проникающей способности (длины пробега компонентов излучения до поглощения) излучения и в зависимости от характерного вида взаимодействия излучения и материала АЗ уста-

навливается характерное для конкретной АЗ пространственное распределение генерируемой тепловой мощности.

Принцип проектирования и формирования материального состава гетерогенного ядерного реактора деления заключается в разделении функций, выполняемых частями (зонами, деталями, агрегатами) его АЗ, и в изготовлении их из материалов, оптимальных для выполнения данной функции. При этом по возможности материал должен также выполнять конструктивные функции: выдерживать механические нагрузки, основные из которых возникают вследствие градиентов температур в твердых телах.

Помимо входящих в АЗ материалов, содержащих делящиеся изотопы и сосредоточенных в нагревных секциях (блоков ТВЭлов), а также теплоизолированного от ТВЭлов, размещенного между ними замедлителя, обязательными составными частями реактора ЯРД являются: отражатель нейтронов; радиационная защита; СУЗ с исполнительными органами нейтронно-физического регулирования с вводимыми в АЗ и выводимыми из нее поглощающими нейтроны материалами или средами (газом или жидкостью).

Если считать суммарную тепловую мощность ядерного реактора заданной, то можно с достаточной для предварительных расчетов точностью принять, что до 85 % тепловой энергии генерируется в ТВЭлах, около 1 % — в корпусе ТВС, 0,25...0,50 % приходится на теплоизоляцию и обойму нагревных секций (см. рис. 13.2), около 5...10 % генерируется в замедлителе, до 2 % — в радиационной защите, до 0,25 % — в торцевом отражателе нейтронов, около 2 % — в радиальном отражателе нейтронов, до 0,1 % — в исполнительных органах СУЗ. Остальная тепловая энергия (около 1 %) генерируется в элементах конструкции реактора, включая охлаждаемые как проточным рабочим телом, так и излучением в окружающую среду узлы и агрегаты собственно ЯРДУ: баки с компонентами рабочего тела, агрегаты системы подачи, корпусные детали, сопло с системой управления вектором тяги и др.

Снижение энергии или поглощение γ -квантов (фотонов) с соответствующим выделением теплоты происходит в любом материале и соответственно в каждом агрегате или детали. Замедление и отражение нейтронов в отражателе также вызывают в нем дополнительное по отношению к γ -квантам тепловыделение. Одновременно отражатель нейтронов частично выполняет функцию радиационной

защиты. Способность замедлять и поглощать нейтроны в той или иной мере свойственна практически всем ядрам и соответственно практически всем материалам, что выражается в наличии в них объемного тепловыделения такой природы. Например, при охлаждении сопла ЯРД «Нерва» (США) водород нагревался до 78 К, а затем в трактах охлаждения отражателя его температура достигала 130 К.

Отметим, что получить более точное априорное перераспределение тепловой энергии по специфическим зонам и агрегатам гетерогенного реактора можно только на основе решения задач о трехмерном распространении многокомпонентного ионизирующего излучения в активной гетерогенной среде изменяющегося во времени состава. Решение этой задачи дает необходимые исходные данные для расчетчиков и конструкторов агрегатов и ДУ с ЯРД в целом.

Исходный вариант ДУ с ЯРД как технический объект с конкретными массогабаритными характеристиками позволяет уточнить пространственное распределение тепловой мощности и перейти к последующим итерационным стадиям проектирования и опытной отработки. Существенно большая, чем у ЖРД масса ЯРД (в 20—30 раз в расчете на единицу тяги) даже при в 2 раза большем удельном импульсе ЯРД требует высокой концентрации энергии: высокой плотности объемного тепловыделения, больших значений плотности тепловых потоков и, следовательно, расходонапряженности потоков охладителя.

В частности, на отечественном стендовом аналоге ЯРД экспериментально достигнуты чрезвычайно высокие удельные параметры, существенно более высокие, чем у разработанных в США ЯРД «Нерва» и др. Ориентировочно можно считать, что при расходонапряженности охладителя до $150...300 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и средней по массе температуре теплоносителя — водорода — при сверхкритических параметрах около 3 000 К объемная удельная тепловая мощность АЗ в среднем составляла $1...5 \text{ ГВт}/\text{м}^3$, а абсолютная — приближалась к 180...190 МВт. Плотность теплового потока на теплоотдающей поверхности твэлов составляла $10 \text{ МВт}/\text{м}^2$ при объемном тепловыделении до $33 \text{ кВт}/\text{см}^3$ на уровне максимальных температур материала 3 200...3 400 К.

Контрольные вопросы и задания

1. Какие особенности гетерогенной активной зоны ЯРД обуславливают увеличенную неравномерность тепловыделения?
2. Дайте определение и объясните физическую суть блок-эффекта.
3. Какие дополнительные функции кроме собственно отражения нейтронов выполняют торцевые и радиальные отражатели нейтронов в ЯРД?
4. Сравните системы исполнительных органов СУЗ, выполненных в виде стержней и газовых каналов, с позиций их влияния на неравномерность тепловыделения в активной зоне ЯРД.
5. Дайте возможное объяснение аномальному повышению температуры корпуса ТВС при уменьшении расхода охладителя в тракте охлаждения и сохранении расхода рабочего тела, охлаждающего твэлы.
6. Изменится ли радиальная неравномерность тепловыделения при подаче охладителя через активную зону реактора с различной расходонапряженностью в функции радиуса? Каким образом изменится при этом радиальная неравномерность температуры охладителя?
7. Влияют ли на радиальную неравномерность температуры охладителя наличие вытеснителей и их размеры (см. рис. 14.1)?

Часть 3
ТЕПЛОВЫЕ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ
РАБОЧИЕ ПРОЦЕССЫ

Глава 15

ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУРЫ
И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ТВЭЛАХ

Основной составляющей совокупного рабочего процесса ядерных источников тепловой энергии является распространение теплоты в элементах конструкции как твердом теле с удельной тепловой мощностью $q_v(x, y, z) = f(t)$. На нестационарных режимах работы ЯРД — запуске, останове, переходе с одного стационарного режима на другой — возникают градиенты температур, вызывающие потенциально опасные температурные напряжения, так называемые температурные удары. В том числе и для избежания этих перегрузок переходные процессы проводят с относительно низкими скоростями, когда процесс можно рассматривать как медленно изменяющийся, квазистационарный, а его параметры можно с достаточной точностью считать практически установившимися для каждого момента времени. При этом возникают стационарные (квазистационарные) температурные напряжения, определяющие напряженное состояние твердого тела (элемента конструкции).

Установившееся распределение температуры по сечению твэла рассчитывают на основе решения уравнения стационарной теплопроводности

$$\nabla^2 T = -\frac{q_v}{\lambda}, \quad (15.1)$$

где ∇^2 — оператор Лапласа, записываемый для декартовых координат в виде $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, для цилиндрических —

$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$, для сферических — $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}$; q_v , λ — объемное тепловыделение и коэффициент теплопроводности, постоянные в сечении, для которого определяется распределение температуры. При этом для цилиндра конечных размеров $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Независимо от граничных условий при таких допущениях перепад температуры от центра (на оси или плоскости симметрии) T_c до теплоотдающей поверхности твэла T_s определяется только значениями q_v , λ и характерным размером δ — расстоянием от теплоотдающей поверхности до центра, оси или плоскости симметрии твэла. Для пластины это расстояние — полутолщина δ , для цилиндра и сферы — радиус R , т. е. $\Delta T_{\max} = T_c - T_s = f(q_v, \lambda, \delta)$ или $\Delta T_{\max} = T_c - T_s = f(q_v, \lambda, R)$.

Неравномерное распределение температуры по сечению вызывает неравномерное же температурное расширение материала. Если представить пластину или цилиндрический стержень состоящими из многих слоев, между которыми не возникают механические напряжения и отсутствует трение (рис. 15.1), то каждый слой удлинился бы соответственно собственной температуре на $\alpha_i T_i$. При этом за счет температурных деформаций торец пластины (стержня) по-

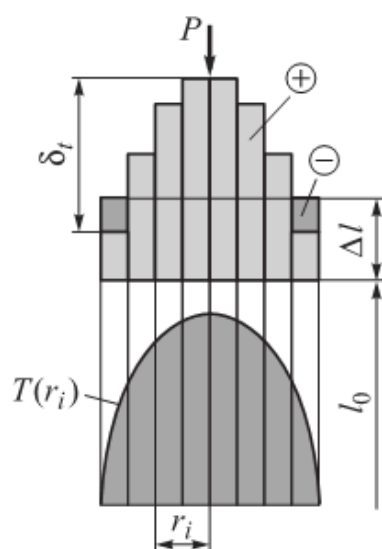


Рис. 15.1. Схема возникновения температурных напряжений растяжения (+) и сжатия (-) в стерженьковом твэле

вторил бы по форме распределение температуры по сечению пластины и максимальная разность длин самого нагретого (центрального) и самого холодного (периферийного) слоев составила бы δ_l . Однако в действительности за счет касательных напряжений между слоями торец пластины остается практически плоским, а ее исходная длина l_0 увеличивается на $\Delta l < \delta_l$. Это можно интерпретировать как результат сжатия свободно термически расширенных приосевых слоев и растяжения периферийных слоев некоторой эквивалентной по суммарной деформации силой P , которая отражает внутренние ограничения температурных деформаций.

Термическое расширение приосевой части, нагретой до температуры, большей, чем температура периферийной части пластины, ограничивается расширенной на меньшую величину периферийной частью. Такое ограничение радиальных температурных деформаций вызывает появление соответствующих растягивающих радиальных напряжений периферийных слоев и сжимающих радиальных напряжений в приосевой части пластины. Другими словами, температурные напряжения появились там, где ограничены температурные перемещения (деформации). Причем напряжения, которые образуются от действия сил давления охладителя (рабочего тела), существенно меньше температурных напряжений, уровень которых и определяет работоспособность твэла, ТВС и ЯРД в целом. В общем случае в твэлах возникают разные по величине и знаку нормальные, осевые и касательные внутренние температурные напряжения, под действием которых элемент конструкции может разрушиться. Расчет полей температурных напряжений для наиболее простых форм (пластины, цилиндрического стержня, сферы) как в стационарной, так и в нестационарной постановке представляет собой сложную, но решаемую в общем виде задачу.

Нестационарное поле температур в длинном цилиндрическом твэле, выполненном из однородного материала, при $q_v = \text{const}$ и известной температуре T_R на его границе зависит от времени t и текущего радиуса r и описывается выражением

$$T(r, t) = \frac{q_v R^2}{4\lambda} \left[1 - \frac{r^2}{R^2} - 8 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\gamma_n \frac{r}{R}\right)}{\gamma_n^3 J_1(\gamma_n)} e^{-\gamma_n^2 \frac{\tau}{R^2}} \right],$$

где τ — комплекс, характеризующий температуропроводность материала (так называемое приведенное время), $\tau \equiv \lambda t / (c \cdot \rho)$; $J_0(x)$, $J_1(x)$ — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно; γ_n — положительные корни уравнения $J_0(\gamma_n) = 0$, расположенные в порядке возрастания. С увеличением времени распределение температуры стремится к стационарному.

Для выявления основных зависимостей, тенденций и оценок первого приближения можно использовать известные аналитические зависимости, полученные для стационарных случаев в предположении только упругих деформаций в телах простых форм:

для перепада температур

$$\Delta T_{\max} = T_c - T_s = \psi_1 \frac{q_v}{\lambda}; \quad (15.2)$$

для температурных напряжений

$$\sigma_t = \psi_2 \frac{\alpha_t E}{1 - \nu} \frac{q_v}{\lambda}, \quad (15.3)$$

где α_t — ТКЛР; E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона (характеристика уменьшения поперечного размера при одноосном растяжении, для большинства материалов $\nu \approx 0,3$).

Рассматривая отношение q_v/λ как масштаб максимальной разности температур (15.2) и принимая, что в выражении (15.3) температурное напряжение равно допустимому напряжению $[\sigma]$ для данного материала, можно получить критерий термостойкости материала

$$R_{\text{терм}} = (1 - \nu) \frac{[\sigma]}{E\alpha_t},$$

большее значение которого позволяет в первом приближении рассматривать материал как предпочтительный по работоспособности в условиях объемного тепловыделения.

Множители ψ_1 и ψ_2 в выражениях (15.2) и (15.3) являются функциями, зависящими от формы элемента, в котором оцениваются температурные напряжения. Например, для симметрично охлаждаемой пластины толщиной 2δ с началом координат $x = 0$ в плоскости симметрии и длиной $\delta \ll L$:

функция распределения температуры

$$\psi_1 = \frac{\delta^2}{2} - \frac{x^2}{2}; \quad (15.4)$$

функция распределения продольных напряжений

$$\psi_2 = \frac{x^2}{2} - \frac{\delta^2}{6}. \quad (15.5)$$

Из анализа функции (15.5) следует, что на некотором расстоянии от плоскости симметрии ($x_0 = \delta / \sqrt{3}$) температурные напряжения в осевом направлении исчезают (равны нулю), и, следовательно,

но, приосевые слои пластины при $0 \leq x < x_0$ нагружены сжимающими напряжениями, а периферийные слои при $x_0 < x \leq \delta$ работают на растяжение, что особенно опасно для непластичных материалов, разрушающихся по хрупкому типу.

Для длинного цилиндрического стержня радиусом R ($R \ll L_z$) функция распределения температуры имеет вид $\psi_1 = \frac{R^2 - r^2}{4}$, а возникающие по трем направлениям температурные напряжения описываются следующими соотношениями:

для осевых напряжений

$$\psi_{2z} = \frac{2r^2 - R^2}{8};$$

для касательных (сдвиговых) напряжений

$$\psi_{2\tau} = \frac{3r^2 - R^2}{16};$$

для радиальных напряжений

$$\psi_{2r} = \frac{r^2 - R^2}{16}.$$

Расчет эквивалентного напряжения для трехосного нагружения и сравнение его с допустимым значением позволяют оценивать работоспособность данного элемента конструкции, например твэла или нагревателя в РИТ. При этом используются уравнения связи между модулем сдвига μ , модулем всестороннего сжатия K , модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона ν :

$$E = 3K(1 - 2\nu);$$

$$\mu = 0,5 E / (1 + \nu).$$

Задача оценки работоспособности по известному напряженному состоянию решается методами механики твердого тела с учетом изменения свойств материала под действием излучений (радиационные эффекты ползучести, охрупчивания и др.) и в общем случае представляет собой нерешенную научную проблему, требующую дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. Современные расчеты проводятся, как правило, мето-

дом конечных элементов или граничных интегральных уравнений и реализуются численно.

Особенность оценки работоспособности твэлов, число которых в АЗ реактора ЯРД достигает нескольких тысяч, заключается в случайном характере разрушений как следствии случайных дефектов в материале твэлов. При этом разрушение допустимого числа твэлов не должно приводить к выходу из строя ТВС и реактора в целом (требование так называемой живучести конструкции). Поэтому методики, апробированные для большинства задач расчета на прочность в машиностроении, дополняются вероятностными моделями, носящими полуэмпирический характер: экспериментально исследуются несущие способности твэлов при простом характере нагружения, а полученные данные расчетным путем распространяются на реальные варианты многоосного напряженного состояния.

В результате случайного характера изменения свойств материала твэлов за счет радиационных эффектов конструкцию блоков в ТВС выполняют, следуя принципу «минимального заневоливания», т. е. при изготовлении создается и при эксплуатации сохраняется возможность максимально свободного расширения твэлов при изменении их свойств и размеров. Например, стерженьковые твэлы отечественного ЯРД, выполненные в виде закрученной по винтовой линии с шагом около 30...50 мм полосы толщиной 1,24 мм и длиной 100 мм со скругленными кромками и наружной цилиндрической поверхностью диаметром 2,2 мм (рис. 15.2), уста-

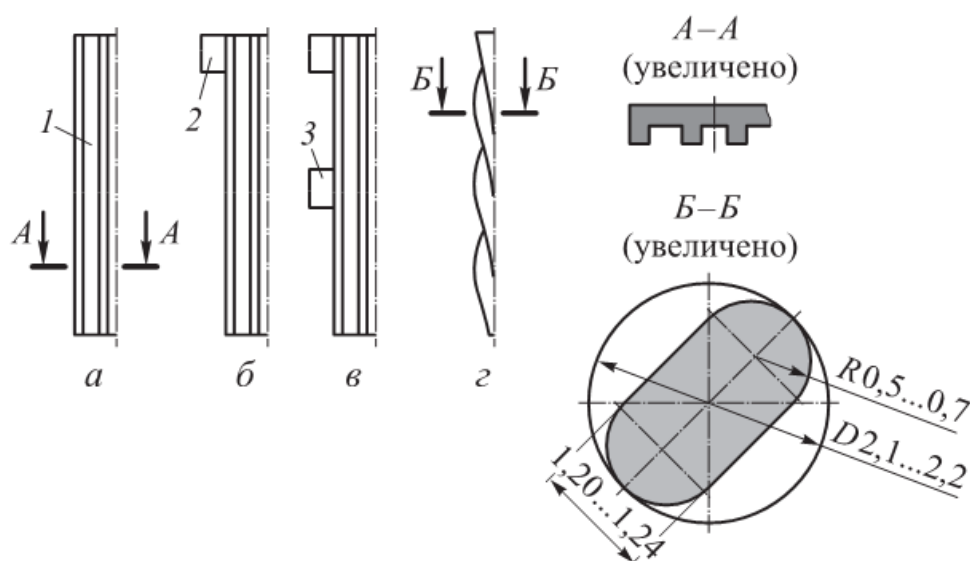


Рис. 15.2. Схемы пластинчатых и стерженькового твэлов:

а—в — пластинчатые твэлы для крепления в упор 1, с одной парой 2 выступов и с двумя парами 3 выступов соответственно; г — стерженьковый витой твэл с наружной цилиндрической поверхностью

навливают в блоке по образованной равносторонними треугольниками сетке с упором на один торец. При этом оси симметрии твэлов под действием потока охладителя перемещаются в пределах имеющихся зазоров до упора, т. е. до устранения зазора. В результате образуется имеющий устойчивое положение однополостный гиперболоид. Это свойство данной системы стержней впервые использовано в конструкции башни Шухова¹.

Закрутка охладителя и возможность его радиального течения при преимущественно осевом потоке частично снижают возможные случайные температурные неравномерности, возникающие, например, вследствие отклонений размеров и отличия параметров твэлов от номинальных и т. п. Пластинчатые твэлы (см. рис. 15.2) крепятся упором на одну пару выступов, образующих самоустанавливающуюся статически определимую систему, допускающую свободное температурное расширение материала. Выступы и плоская поверхность соседних твэлов в нагревной секции образуют систему каналов, между которыми через зазоры возможны перетечки теплоносителя, способствующие снижению или частичному выравниванию возможных температурных неравномерностей и в теплоносителе, и в твэлах.

Меньшую, чем у стерженьковых и пластинчатых твэлов, свободу температурного расширения имеют призматические (или карандашеподобные) шестигранные многоканальные твэлы (рис. 15.3). Такие твэлы исследовались в СССР, а также применялись в одном из вариантов конструкции разработанного в США реактора ЯРД «Нерва»: размер «под ключ» составлял около 19,1 мм, 19 прямолинейных, цилиндрических взаимно параллельных каналов располагались по образованной равносторонними треугольниками решетке. Кроме того, несимметричность (в общем случае осевая и радиальная неравномерности) тепловыделения, различие размеров каналов и соответственно поля температур приводили к короблению твэлов и возникновению дополнительных механических напряжений при взаимодействии соседних твэлов или твэлов и теплоизоляции.

¹ Шухов Владимир Григорьевич (1853—1939) — крупный инженер, изобретатель, ученый, почетный член АН СССР; окончил с отличием Императорское Московское техническое училище (ныне МГТУ им. Н.Э. Баумана) в 1876 г.

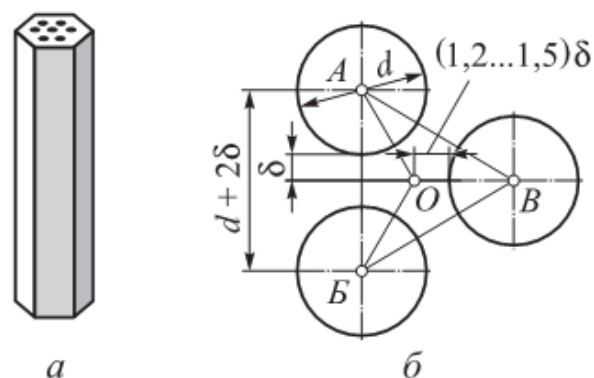


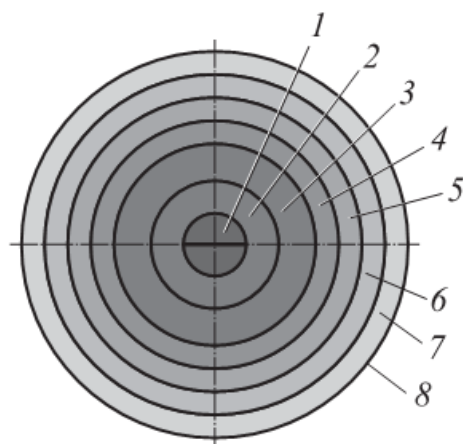
Рис. 15.3. Призматический шестигранный (карандашеподобный) твэл (а) и схема взаимного расположения каналов твэла (б)

Частично выравнивание температуры теплоносителя, выходящего из разных каналов, происходит в камерах (коллекторах) смешения, выполняемых между блоками призматических или пластинчатых твэлов (см. рис. 13.3). К недостаткам таких твэлов относится также неодинаковое расстояние от локальных осей и плоскостей симметрии до теплоотдающей поверхности канала. В частности, при минимальном расстоянии δ (см. рис. 15.3) от оси симметрии OB до внутренней поверхности каналов точка O удалена от ближайших теплоотдающих поверхностей на расстояние $(1,2...1,5)\delta$, что обуславливает локальный перегрев материала в этой точке по сравнению с точками, удаленными на расстояние δ . Это усугубляется практической невозможностью изготовления строго одинаковых по размерам и свойствам материала твэлов, обусловленной режимом его работы, рассчитанным на худшее из возможных сочетание размеров твэлов.

Удаление теплоотдающих поверхностей на одно и то же расстояние от осей, точек или плоскостей симметрии является одним из показателей качества твэла. В этом отношении лучшим является сферический твэл (рис. 15.4), к преимуществу которого по сравнению с твэлами других видов относится и наиболее оптимальная нагрузка материала температурными напряжениями, и допустимость нагрева его центральной зоны до температуры потери прочности, т. е. близкой к температуре плавления материала твэла. При этом сферическая поверхность твэла может быть практически непроницаемой для находящихся под давлением газообразных продуктов деления (ГПД), таких, как ксенон и криптон. Это преимущество может стать решающим для ЯРД, к которым предъявляются высокие требования по экологической безопасности.

Рис. 15.4. Примерная структура керамического сферического микротвэла:

1 — урансодержащее ядро; 2 — пористый слой; 3 — тормозящий осколки деления высокоплотный слой; 4 — герметизирующий газонепроницаемый слой; 5 — упрочняющий слой высокомодульного пироуглерода; 6 — буферный слой из малопрочного углерода; 7 — наружный технологический контактный слой; 8 — инертное покрытие, защищающее от химической эрозии



Нагревные секции сферических твэлов с наружным диаметром 0,7...1,5 мм (так называемые микротвэлы) выполняют или в виде их свободной засыпки в корпус, или в виде спеченного из микротвэлов пористого проницаемого полого цилиндра, охлаждаемого транспирационно, т. е. подачей охладителя через поры (см. рис. 13.4). Малые размеры каналов между сферами и особенности течения, близкого к трехмерному в таких пористых материалах, не только эффективно выравнивают поле температур, но и обуславливают значительные гидравлические потери. При этом в пористом материале возникают значительные температурные напряжения, которые могут вызвать появление трещин. Однако функции микротвэлов выполняются, и недопустимый рост выхода ГПД в охладитель не происходит.

Сферические микротвэлы могут входить в состав твэлов больших размеров (см. рис. 13.3, 15.2, 15.3) как содержащая делящийся изотоп дисперсная составляющая в несущем материале. При этом минимизируется выход ГПД, но микротвэл может служить нежелательным концентратором температурных напряжений. По этим и другим причинам такого рода дисперсные твэлы не нашли практического применения в отечественных ЯРД.

Проектирование твэла ведется при обязательной системной оценке его параметров и показателей качества выполнения функций в составе АЗ реактора ЯРД. Проектирование и экспериментальная отработка конструкции твэла неотделимы от технологии получения и обработки материалов непосредственно в составе изделия на основе единой системной тетрады «функция — конструкция — материал — технология», сокращенно «Ф — К — М — Т» (рис. 15.5). При этом происходят динамичная трансформация

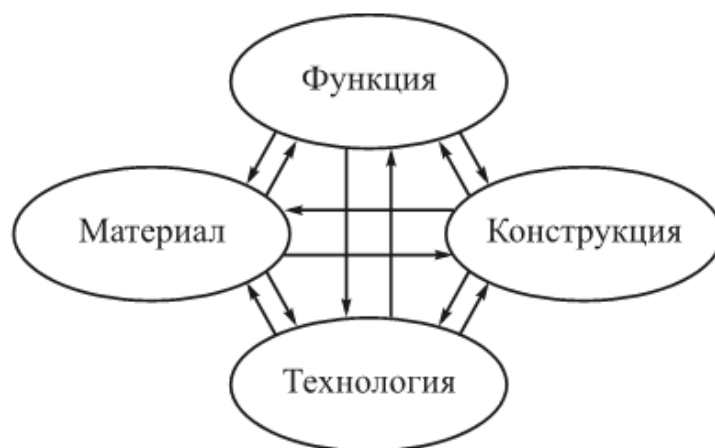


Рис. 15.5. Структура системных связей

причинно-следственных связей приведенной последовательности и эволюция содержания ее звеньев.

Контрольные вопросы и задания

1. Какие требования предъявляются к свойствам материала твэлов исходя из минимизации температурных напряжений?

2. Перечислите требования, предъявляемые к конструкции твэлов и блоков твэлов в ТВС, исходя из минимизации температурных напряжений.

3. Чем различаются стерженьковый витой и призматический карандашеподобный твэлы?

4. Сравните пластинчатый и цилиндрический (стерженьковый) твэлы с позиций минимизации температурных напряжений при одинаковой разности температур на оси симметрии и теплоотдающей поверхности твэлов.

5. В чем заключается принцип конструирования «минимальное заневоливание»?

6. Каковы особенности работы материала твэлов ЯРД по сравнению с изделиями традиционного машиностроения?

7. Проведите сравнение сферических и стерженьковых твэлов.

8. Сравните свойства пластинчатых и призматических (карандашеподобных) твэлов.

Глава 16

ЗАДАЧА ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА ТВС КАК ОСНОВНОГО АГРЕГАТА РЕАКТОРА ЯРД

Создание ЯРД с минимальными массогабаритными характеристиками при требуемой тепловой мощности (см. гл. 4) — одна из основных целевых функций разработки ЯРДУ. В современной концепции ядерного реактора ЯРД ТВС является базовым агрегатом и элементом-модулем (см. рис. 13.2—13.4), позволяющим проектировать АЗ реактора требуемой тепловой мощности и задавать ее оптимальные массу и габариты.

Поскольку около 90 % тепловой мощности реактора приходится на ТВС, этот агрегат является наиболее интенсивно нагруженным в тепловом отношении (по удельному тепловыделению q_v , Вт/м³, и q_m , Вт/кг, и плотности теплового потока q_s , Вт/м², абсолютным температурам и их градиентам) по сравнению с другими элементами конструкции ЯРД и ЯРДУ в целом.

Кроме того, исходя из общих требований к ЯРД как составной части ЛА ТВС должна развивать по возможности максимальную тепловую мощность для обеспечения требуемой суммарной тепловой мощности реактора (см. гл. 4) при минимальном числе ТВС и заданной надежности.

Согласно конструктивной схеме ТВС (см. рис. 13.3 и 13.4), силовые нагрузки, возникающие при обтекании рабочим телом блоков стерженьковых ТВЭлов, воспринимаются опорной решеткой. Причем в отечественных реакторах ЯРД в качестве основного принят стерженьковый двухзаходный (двухлопастный) ТВЭЛ (см. рис. 15.2, *з*), выполненный из материала, подобного по свойствам керамике, склонного к хрупкому разрушению. Современная концепция проектирования ТВС допускает прогнозируемую деградацию состояния элементов конструкции, в том числе разрушение некоторой части ТВЭлов в процессе работы, при условии, что агрегат в целом будет соответствовать своему функциональному назначению с заданным качеством. Например, наличие в нагревной секции радиальных зазоров между стерженьковыми ТВЭлами обуславливает возможность их свободного коробления (нарушения прямолинейности оси симметрии) в некоторых пределах без появления дополнительных механических напряжений. При этом

осколочные фрагменты нескольких разрушенных твэлов будут удерживаться в нагревной секции, что обеспечивает относительную стабильность размеров, а следовательно, и параметров работы АЗ реактора как источника тепловой энергии.

Распределение объемного тепловыделения $q_v(x, y, z)$ в основном определяет плотность теплового потока в твердых телах — элементах конструкции ТВС — и соответственно градиенты температуры в них, что, в свою очередь, приводит к возникновению температурных напряжений, вызывающих перемещения и деформации, а также разрушение наиболее нагруженных элементов конструкции ТВС. Таким образом, для проектирования узлов и деталей ТВС необходима априорная оценка абсолютных значений и градиентов температуры в них. Для расчетного обоснования баланса генерируемой и потребляемой при работе ЯРД тепловой энергии также следует знать распределение полей температур и тепловых потоков. Расчет этих полей составляет одну из основных задач тепломассопереноса в ядерном реакторе, и в частности в его базовом агрегате — ТВС.

Абсолютные значения температуры зависят от совмещенного тепломассопереноса в элементах конструкции реактора и жидких и газообразных средах, циркулирующих в трактах ЯРДУ. Поскольку движение этих сред (рабочего тела, охладителя или теплоносителя) обеспечивается системой насосов и турбин (одним или несколькими ТНА), требуется также обеспечить баланс их механической мощности. Потери давления теплоносителя в трактах охлаждения и соответственно требуемые перепады давления, создаваемые насосами или компрессорами, зависят от изменения температуры теплоносителя. Расчет распределения температуры теплоносителя, в качестве которого преимущественно используется рабочее тело ЯРД, также входит в объединенную задачу теплового расчета ТВС. Кроме того, необходимо рассчитать температуру замедлителя, которая определяет минимальную энергию, до которой может замедлиться нейтрон.

Комплексное решение всех задач, детерминированных объемным тепловыделением $q_v(x, y, z)$, можно представить как систему взаимосвязанных частных задач, относящихся к конкретным деталям, узлам или сборочным единицам ЯРД. В тепловом расчете ТВС гетерогенного реактора (см. рис. 13.3) выделяют взаимосвязанные или сопряженные задачи определения поля температур: в

твэлах, объединенных в нагревные секции (блоки твэлов), в теплоизоляционном пакете, во вкладыше-вытеснителе, в опорной решетке, во входной дроссельно-распределительной решетке, в сопле. Следует отметить существенное отличие рабочих процессов и соответственно методик расчета теплопереноса и полей температур в пластинчатых и стерженьковых твэлах: пластинчатые твэлы образуют в нагревной секции систему каналов прямоугольного сечения с непроницаемой границей, а стерженьковые двухзаходные (двухлопастные) или четырехзаходные (четырёхлопастные) винтовые твэлы образуют систему условных каналов с проницаемой границей, через которую осуществляется радиальный тепло-массоперенос. Существенным фактором является охлаждение твэла при обтекании его твердой поверхности осевым потоком при наличии радиального переноса массы охладителя, соизмеримого с его расходом в осевом направлении. При определении теплового состояния теплоизоляционного пакета необходимо учитывать пористость, многослойность и анизотропию свойств материалов, применяемых для изготовления этих деталей, а также наличие среды, заполняющей поры и зазоры.

Вследствие аналогичности механизмов тепловыделения и теплопереноса с поверхности, сходства свойств материалов, отличающихся от материалов твэлов только отсутствием ^{235}U , расчеты полей температур во вкладыше-вытеснителе, опорной и входной дроссельно-распределительной решетках, как и в выходном сопле, можно объединить в одну группу. К особой группе относят рабочие процессы и соответствующие методики определения теплового состояния нагревных секций, состоящих из сферических микро-твэлов, представляющих собой (см. рис. 13.4) или пористые полые цилиндры из спеченных твэлов с радиальным течением охладителя, или засыпки этих твэлов в оболочки, в которых устанавливается преимущественно осевое течение.

Для предварительного предпроектного анализа достаточно получить решения, отражающие основные связи между конструктивными и режимными параметрами характерных элементов конструкции и системы их охлаждения. На последующих же этапах проектирования применяются более сложные и соответственно более точные методики определения теплового состояния, основанные на численных методах.

Математические соотношения, отражающие связь основных параметров (формы и размеров деталей, свойств материалов, технологии их соединения в детали или узле) конструкции и характеристик системы охлаждения (расхода, скорости, температуры, давления и агрегатного состояния охладителя), могут быть получены аналитически. Такие соотношения позволяют выявить большинство основных функционально существенных связей, но при этом определяют только качественное соотношение между параметрами. Отражение основных связей позволяет проектировщику выделить противодействующие тенденции, которые, как правило, обуславливают возможность оптимальных решений. Более сложные методики, учитывающие большее число связей и особенности их реализации только уточняют параметры, режимы, размеры и другие характеристики оптимального решения.

Контрольные вопросы и задания

1. Какой агрегат ядерного реактора ЯРД работает в наиболее напряженном тепловом режиме и чем это обусловлено?
2. Какие детали и узлы выделяют в составе ТВС гетерогенного реактора ЯРД по характерным тепловым режимам?
3. По каким показателям тепловых процессов и в какие группы объединяют детали и узлы ТВС?
4. Выделите общее и особенное теплообменных процессов, происходящих в нагревных секциях, состоящих из плоских и витых стерженьковых ТВЭЛОВ.
5. Укажите общее и особенное теплообменных процессов, характерных для вкладышей-вытеснителей (см. рис. 13.3, поз. 9, рис. 14.1, поз. 4) и ТВЭЛОВ.
6. Что общего у теплообменных процессов, протекающих во вкладышах-вытеснителях и в теплоизоляционном пакете, и в чем заключается их различие?
7. Выделите общее и особенное в теплообменных процессах, происходящих в нагревных секциях, состоящих из спеченных из микротвэлов полых цилиндров (см. рис. 13.4, а) и из засыпок аналогичных сферических микротвэлов (см. рис. 13.4, б).
8. Выделите общее и особенное теплообменных процессов в нагревных секциях, состоящих из дисковидных пластинчатых ТВЭЛОВ и из спеченных из микротвэлов полых цилиндров (см. рис. 13.4, а, поз. 5 и 6, сечения А—А и Б—Б).
9. В чем состоит различие теплообменных процессов во вкладышах-вытеснителях и в выходном сопле ТВС и что у них общего?

Глава 17

РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ РАБОЧЕГО ТЕЛА, ТЕПЛООТДАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И ПЛОСКОСТИ СИММЕТРИИ ТВЭЛОВ В ТВС С ОСЕВЫМ ТЕЧЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Конструктивной схеме ТВС, приведенной на рис. 13.3, соответствует расчетная схема, отражающая особенности теплообменных процессов. При расчете учтем теплоизоляцию блоков твэлов, в идеальном варианте полностью препятствующую перетеканию генерируемой в твэлах теплоты в другие компоненты АЗ реактора, а также герметичность ТВС как канала, по которому протекает не влияющий на его размеры и свойства инертный теплоноситель. При этом пренебрегаем тепловыделением в других, кроме твэлов, элементах конструкции ТВС и в охладителе (рабочем теле).

Расход теплоносителя в этом случае не изменяется и является постоянным, $\dot{m} = \text{const}$ на всем протяжении ТВС, т. е. при $0 \leq z \leq 2H$, где z — линейная ось координат, начало которой ($z = 0$) совпадает с входным сечением нагревной секции (блока твэлов). Выходное сечение канала совпадает с выходным сечением нагревной секции и имеет координату $z = 2H$. Здесь $2H$ — условная эффективная высота АЗ, на границах которой нейтронный поток и, следовательно, объемное тепловыделение в твэлах равны нулю, т. е. $q_v(z) = q_v(0) = 0$ (см. гл. 14). Примем, что геометрическая высота (см. рис. 13.3) АЗ реактора условно увеличивается до эффективной высоты так, чтобы тепловая мощность на добавленной длине равнялась тепловой мощности, воспринимаемой рабочим телом в трактах охлаждения конструкции до входа в нагревные секции ТВС. При этом тепловые мощности моделируемой ТВС (см. рис. 13.3) и соответствующего выбранной расчетной схеме канала (рис. 17.1) будут равны.

Условимся, что камеры смешения, которых может и не быть, например для блоков стерженьковых твэлов, отсутствуют, а твэлы являются одинаковыми, т. е. их размеры — суммарные площади поперечных, нормальных оси Z сечений $F_{\text{ТВЭЛ}}$ и теплоотдающие периметры Π_q — не зависят от координаты z . Для такого приближения в принятой системе координат объемное тепловыделение описывается выражением

$$q_v(z) = q_{v0} \sin\left(\frac{\pi}{2H} z\right). \quad (17.1)$$

Значение q_{v0} постоянно для данной ТВС (канала) и определяется только удалением канала от оси симметрии АЗ. Поскольку радиальные размеры блока твэлов в ТВС значительно меньше соответствующих размеров АЗ, распределение q_v по сечению ТВС, а следовательно, и по сечению твэлов можно считать равномерным.

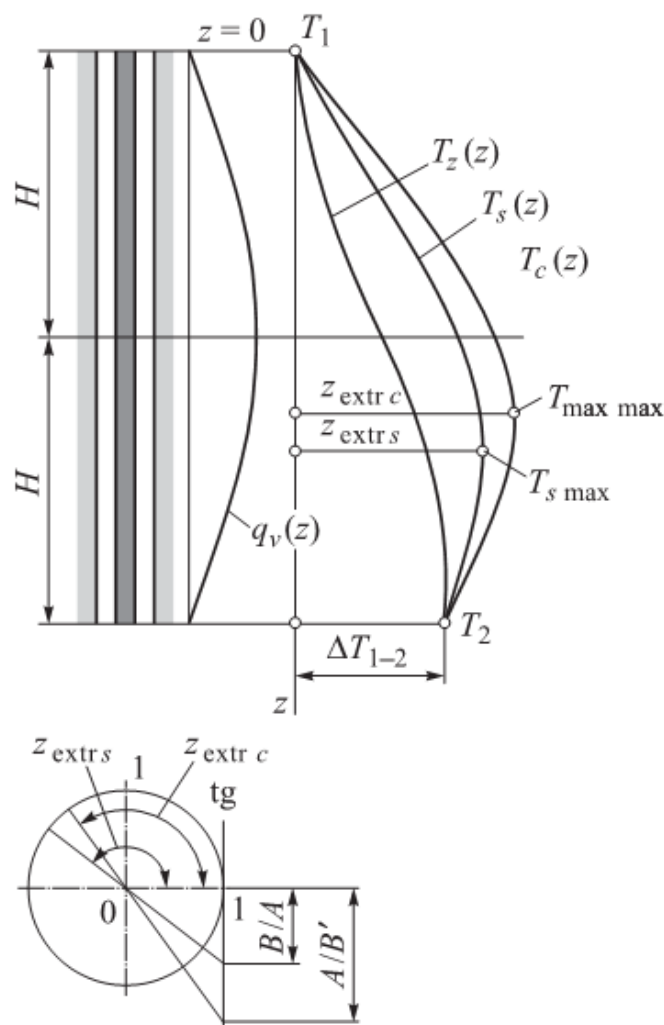


Рис. 17.1. Распределение температур охладителя (рабочего тела) T_z , теплоотдающей поверхности T_s и плоскости симметрии твэла T_c в ТВС с осевой структурой течения по длине канала

При такой постановке задачи тепловую мощность ТВС и соответствующего ей канала вычисляют интегрированием q_v по объему твэлов, в которых происходит выделение теплоты. Объем всех твэлов, размещенных в ТВС, составляет $V_{\text{ТВЭЛ}} = 2HF_{\text{ТВЭЛ}}$. При этом при соблюдении принятых допущений форма поперечного сечения твэлов не имеет значения. Тогда тепловая мощность ТВС

$$N_T = \int_0^{2H} dN_T = \int_0^{2H} q_v dv = \int_0^{2H} \underbrace{q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right)}_{q_v} \underbrace{F_{\text{ТВЭЛ}}}_{dv} dz = \frac{4q_{v0} H F_{\text{ТВЭЛ}}}{\pi}. \quad (17.2)$$

В связи с тем что в ТВС ЯРД с гетерогенной АЗ наиболее часто применяют твэлы с приблизительно одинаковым расстоянием между теплоотдающей поверхностью и осью (плоскостью) симметрии $\delta \approx 1 \dots 2$ мм в первом приближении их можно рассматривать как пластины толщиной 2δ , симметрично охлаждаемые. Поскольку $2\delta \ll 2H$, в расчетную схему можно ввести одну симметрично охлаждаемую пластину, эквивалентную по тепловой мощности всем входящим в состав ТВС твэлам. При этом толщина пластины равна 2δ , поперечное сечение — суммарному поперечному сечению всех твэлов, а теплоотдающий периметр — сумме теплоотдающих периметров этих же твэлов. Следовательно, проходная площадь для охладителя (так называемая площадь на свету) также будет постоянной на всей длине канала, т. е. в ТВС $F_{\text{газ}} = \text{const}$.

Принятым допущениям и эквивалентным переходам соответствует приведенная на рис. 17.1 расчетная схема — прямолинейный идеально теплоизолированный от окружающей среды канал длиной $2H$ постоянного сечения $F_{\Sigma} = F_{\text{газ}} + F_{\text{ТВЭЛ}}$, в котором размещена симметрично охлаждаемая пластина толщиной 2δ с поперечным сечением $F_{\text{ТВЭЛ}}$ и теплоотдающим периметром Π_q . Эквивалентность перехода от твэла сложной формы, например в виде закрученного по винтовой линии стержня крестообразного сечения с цилиндрической боковой поверхностью, к пластине иллюстрирует рис. 17.2. Поле температур, устанавливающееся в канале с симметрично охлаждаемой пластиной с объемным тепловыделением $q_v(z)$, представлено на рис. 17.3, где введены следующие обозначения для температур в сечении с координатой z : $T_z(z) \equiv T_z$ — темпе-

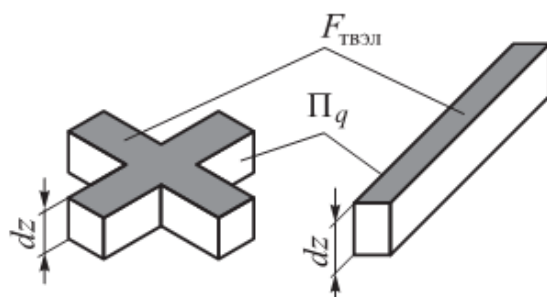


Рис. 17.2. К эквивалентности конструктивной и расчетной схем ТВС и канала с осевым течением теплоносителя

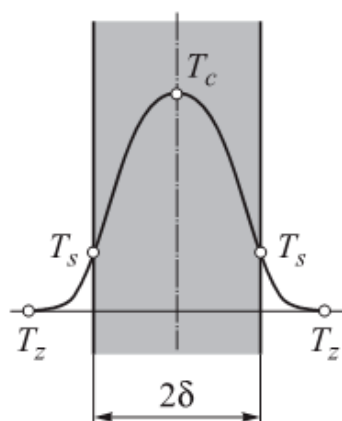


Рис. 17.3. Распределение температуры по сечению пластинчатого твэла при симметричном охлаждении

ратура охладителя (рабочего тела); $T_s(z) \equiv T_s$ — температура теплоотдающей поверхности пластины; $T_c(z) \equiv T_c$ — температура плоскости (оси симметрии) пластины.

Для получения расчетной модели, позволяющей для выбранной схемы канала рассчитать температурное состояние эквивалентного пластинчатого твэла, примем ряд допущений. Поскольку в качестве рабочего тела ЯРД, нагревающегося при охлаждении твэлов, используют вещества, находящиеся в газообразном состоянии при температуре 2 000...3 000 К, то их свойства можно описать с достаточной точностью аналитическими соотношениями для инертного идеального газа:

$$\frac{p}{\rho} = RT, \quad R = \text{const}; \quad c_p - c_v = R, \quad c_p = \text{const};$$

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}; \quad a = \sqrt{kRT}.$$

В соответствии с принятой расчетной схемой запишем для произвольного сечения канала с координатой z уравнение сохранения энергии как равенство тепловой мощности dN_T , развиваемой слоем dz пластины с площадью поперечного сечения $F_{\text{ТВЭЛ}}$, и мощности, воспринимаемой охладителем, температура которого на этой длине dz повышается на малую величину dT_z :

$$dN_T = \dot{m} c_p dT_z. \quad (17.3)$$

После подстановки в уравнение (17.3) значения тепловой мощности в сечении с координатой z получим

$$dN_T = q_v(z)dv = \underbrace{q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right)}_{q_v(z)} \underbrace{F_{ТВЭЛ} dz}_{dv};$$

$$dT_z = \frac{1}{\dot{m}c_p} q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right) F_{ТВЭЛ} dz. \quad (17.4)$$

Интегрирование уравнения (17.4) на участке $0—z$ с учетом $T_z(0) = T_1$ дает следующую зависимость:

$$T_z = T_1 + \frac{2H}{\pi \dot{m}c_p} \int_0^z q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right) F_{ТВЭЛ} dz \frac{\pi}{2H} =$$

$$= T_1 + \frac{2HF_{ТВЭЛ}q_{v0}}{\pi \dot{m}c_p} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi z}{2H}\right)\right]. \quad (17.5)$$

Зависимость (17.5) (см. рис. 17.1) отражает монотонный рост температуры от начального значения T_1 до значения T_2 с приростом температуры охладителя (рабочего тела) $\Delta T_{1-2} = \frac{4HF_{ТВЭЛ}q_{v0}}{\pi \dot{m}c_p}$.

Это соответствует балансовому уравнению для тепловой мощности канала (ТВС), записанному с учетом соотношения (17.2):

$$N_T = \frac{4HF_{ТВЭЛ}q_{v0}}{\pi} = \dot{m}c_p (T_2 - T_1).$$

Для получения зависимости температуры теплоотдающей стенки $T_s(z)$ используем записанное для сечения с координатой z уравнение сохранения энергии в виде равенства тепловых мощностей — выделяемой $dN_T = q_v(z)dv$ и передаваемой охладителю с поверхности $ds = \Pi_q dz$ на участке канала длиной dz при предположении одинаковой плотности теплового потока $q_s(z)$ во всех точках теплоотдающего периметра Π_q :

$$q_s(z) \underbrace{dz \Pi_q}_{ds} = \underbrace{q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right)}_{q_v(z)} \underbrace{dz F_{ТВЭЛ}}_{dv}.$$

Сократив на dz и разделив обе части этого уравнения на Π_q , получим выражение для распределения плотности теплового потока по длине канала:

$$q_s(z) = \frac{F_{\text{ТВЭЛ}}}{\Pi_q} q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right). \quad (17.6)$$

Отметим, что значение плотности теплового потока в каждом сечении твэла (при условии, что тепловой поток вдоль оси Z отсутствует) известно. Это характерно для многих задач расчета поля температур в системах с объемным тепловыделением.

Расчет температуры теплоотдающей поверхности T_s проведем с помощью уравнения связи между искомой температурой T_s и температурой T_z охладителя при известном значении плотности теплового потока q_s в текущем сечении с координатой z .

Теплоперенос между твердой поверхностью и газом происходит в основном за счет вынужденной конвекции и излучением, т. е. можно записать

$$q_s(z) = q_{s \text{ конв}}(z) + q_{s \text{ л}}(z).$$

Поскольку рабочие тела ЯРД в основном состоят из прозрачного в инфракрасной части спектра водорода, длина хода луча которого в условиях блока твэлов ТВС составляет только 1...3 мм, а скорость охладителя w соответствует числам Маха M , принимающим значения до 0,3...0,4 ($20 < W < 1500$ м/с), то для всей длины канала характерно соотношение $q_{s \text{ л}}(z) \ll q_{s \text{ конв}}(z)$ и $q_{s \text{ л}}(z) \approx 0$ при практическом отсутствии переизлучения.

Тогда с достаточной точностью справедливо выражение

$$q_s(z) \equiv q_s = \alpha(T_s - T_z), \quad (17.7)$$

где α — коэффициент теплопередачи, зависящий от совокупности влияющих на процессы конвективного теплопереноса факторов, т. е. в общем случае является функцией $\alpha = f(\text{Re}, \text{Pr}, M, T_s / T_z, \dots)$. При этом вид функциональной зависимости будет различным для каналов разной формы на разных участках течения: на участке, где только формируется структура течения и пограничный слой, или на участке стабилизированного течения.

Поскольку невозможно получить аналитическую зависимость для коэффициента теплопередачи $\alpha = f(\text{Re}, \text{Pr}, M, T_s / T_z, \dots)$, пред-

ставляется допустимым для расчетных оценок первого приближения принять $\alpha = \text{const}$, равной некоторому среднему значению для всего канала, т. е. $0 \leq z \leq 2H$. Тогда, подставив выражение (17.6) в соотношение (17.7), получим уравнение $\frac{F_{\text{ТВЭЛ}}}{\Pi_q} q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right) = \alpha(T_s - T_z)$, решение которого относительно T_s с учетом уравнения (17.5) имеет вид

$$\begin{aligned} T_s &= \frac{F_{\text{ТВЭЛ}}}{\Pi_q \alpha} q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right) + T_z = \\ &= T_1 + A \left[1 - \cos\left(\frac{\pi z}{2H}\right) \right] + B \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right), \end{aligned} \quad (17.8)$$

где A, B — коэффициенты, $A \equiv \frac{2HF_{\text{ТВЭЛ}}q_{v0}}{\pi \dot{m} c_p}$, $B \equiv \frac{F_{\text{ТВЭЛ}}q_{v0}}{\Pi_q \alpha}$.

Исследование функции $T_s = T_1 + A + B \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right) - A \cos\left(\frac{\pi z}{2H}\right)$ на существование максимума, т. е. равенства $\frac{dT_s}{dz} = 0$ при некотором $z = z_{\text{extr } s}$, $0 \leq z \leq 2H$, после дифференцирования и приравнивая производной нулю сводится к анализу решения тригонометрического уравнения

$$\frac{dT_s}{dz} = B \frac{\pi}{2H} \cos\left(\frac{\pi z}{2H}\right) - A \frac{\pi}{2H} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right) = 0 \quad (17.9)$$

в виде $\frac{\pi z_{\text{extr } s}}{2H} = \text{arctg}\left(-\frac{B}{A}\right)$ при $\frac{\pi}{2} < \frac{\pi z_{\text{extr } s}}{2H} < \pi$ или $H < z_{\text{extr } s} < 2H$.

Зависимость $T_z(z)$ представлена на рис. 17.1. При $z = 0$ и $z = 2H$ температуры теплоотдающей стенки T_s и охладителя T_z равны между собой: $T_s(0) = T_z(0) = T_1$ и $T_s(2H) = T_z(2H) = T_2$. Координата $z_{\text{extr } s}$ определяется конкретными параметрами канала (ТВС), входящими в выражение

$$\frac{B}{A} = \frac{q_{v0} \dot{m} c_p \pi}{\alpha 2H \Pi_q}. \quad (17.10)$$

Увеличение тепловой мощности ($q_{v0} \uparrow$), как и теплоемкости ($c_p \uparrow$) охладителя или расхода ($\dot{m} \uparrow$), приводит к приближению координаты $z_{\text{extr } s}$ к середине длины канала $z = H$. Интенсификация теплопереноса, т. е. увеличение коэффициента $\alpha \uparrow$, или применение твэлов с той же площадью поперечного сечения $F_{\text{твэл}}$, но с большим теплоотдающим периметром Π_q , напротив, приближает сечение максимальной температуры к выходному сечению канала: $z_{\text{extr } s} \rightarrow 2H$.

Поскольку направление теплового потока от плоскости симметрии к теплоотдающей поверхности твэлов (см. рис. 17.3) сохраняется на всем протяжении канала, постольку и температура материала твэлов должна снижаться по направлению теплового потока, т. е. в любом сечении $0 < z < 2H$, где $q_v \neq 0$, температура T_c центра твэла всегда выше температуры теплоотдающей поверхности T_s , т. е. $T_c > T_s$. Отметим также, что из соотношения толщины и длины пластинчатого твэла $\delta \ll 2H$ следует неравенство

$\frac{\partial T}{\partial z} \ll \frac{\partial T}{\partial n}$, где n — нормаль к теплоотдающей поверхности. Такое соотношение позволяет пренебречь переносом теплоты вдоль оси Z за счет теплопроводности материала твэла или эквивалентной ему пластины.

Распределение температуры плоскости симметрии твэла по длине канала $T_c(z)$ можно определить на основе решения уравнения сохранения энергии, записанного для произвольного сечения с координатой z в виде равенства плотностей теплового потока слева и справа от теплоотдающей поверхности твэла. Выражение для плотностей теплового потока справа от теплоотдающей поверхности твэла $q_{s \text{ прав}} = q_s = \alpha(T_s - T_z)$ следует из соотношения (17.7).

Теплота в твердом твэле распространяется за счет теплопроводности, описываемой следующим уравнением (закон Фурье):

$$q_{s \text{ лев}} = -\lambda \left. \frac{dT}{dn} \right|_s, \quad (17.11)$$

где λ — зависящий от температуры коэффициент теплопроводности, который можно принять постоянным; $\left. \frac{dT}{dn} \right|_s$ — градиент температуры слева от теплоотдающей поверхности твэла.

С учетом предположения $\lambda \approx \text{const}$ и $q_v \approx \text{const}$ и известного параболического распределения температуры по толщине (координате x) симметрично охлаждаемого пластинчатого твэла толщиной 2δ

$$T(x) = T_s + \frac{q_v \delta^2}{2\lambda} \left[1 - \frac{x^2}{\delta^2} \right] \quad (17.12)$$

и по радиусу r цилиндрического твэла радиусом $R = \delta$

$$T(r) = T_s + \frac{q_v \delta^2}{4\lambda} \left[1 - \frac{r^2}{\delta^2} \right] \quad (17.13)$$

плотность теплового потока $q_{s\text{лев}}$ может быть выражена аналитически.

Для пластинчатого твэла из выражения (17.12) следует

$$q_s = -\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=\delta} = -2\lambda \frac{T_s - T_c}{\delta},$$

а для цилиндрического твэла из выражения (17.13) получим

$$q_s = -\lambda \frac{dT}{dn} \Big|_{r=R} = -2\lambda \frac{T_s - T_c}{R}.$$

Тогда равенство $q_{s\text{лев}} = q_{s\text{прав}}$ с учетом очевидного неравенства $T_c \geq T_s$ принимает один и тот же вид для цилиндрического и пластинчатого твэлов:

$$\alpha(T_s - T_z) = 2\lambda \frac{T_c - T_s}{\delta}.$$

Из этого выражения следует соотношение связи температур T_z , T_s и T_c :

$$T_c = T_s + \frac{\alpha \delta}{2\lambda} (T_s - T_z).$$

Подставив это соотношение в выражения (17.8) для T_s и (17.5) для T_z , получим

$$T_c = T_s + \frac{\delta F_{\text{ТВЭЛ}} q_{v0}}{2\lambda \Pi_q} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right) =$$

$$= T_1 + \underbrace{A \left[1 - \cos \left(\frac{\pi z}{2H} \right) \right]}_{T_z} + \underbrace{B \sin \left(\frac{\pi z}{2H} \right) + \Delta B \sin \left(\frac{\pi z}{2H} \right)}_{T_s}, \quad (17.14)$$

где ΔB — обозначение положительного коэффициента, $\Delta B \equiv \frac{\delta F_{\text{ТВЭЛ}} q_{v0}}{2\lambda \Pi_q}$.

Обозначим $B + \Delta B = B'$, тогда выражение (17.14) приводится к виду

$$T_c = T_1 + A \left[1 - \cos \left(\frac{\pi z}{2H} \right) \right] + B' \sin \left(\frac{\pi z}{2H} \right), \quad (17.15)$$

аналогичному уравнению (17.8), откуда следует аналогичность зависимостей $T_s(z)$ и $T_c(z)$, представленных на рис. 17.1. При этом координата сечения $z_{\text{extr } c}$ с максимальной температурой $T_{c \text{ max}}$ определяется уравнением (17.9) аналогично координате $z_{\text{extr } s}$ сечения с максимальной температурой теплоотдающей поверхности $T_{s \text{ max}}$, а $T_{s \text{ max}} < T_{c \text{ max}}$, т. е. температура $T_{c \text{ max}}$ является наибольшей в канале $T_{c \text{ max}} = T_{\text{max max}}$.

Неравенству $B < B'$ соответствует соотношение $B/A < B'/A$, задающее экстремальную координату (см. тригонометрическую окружность на рис. 17.1). Увеличению модуля отрицательной величины $|-B'/A|$ соответствует уменьшение аргумента $(\pi z_{c \text{ extr}} / 2H)$, отвечающего максимальному значению температуры $T_{c \text{ max}}$, т. е. сечение $z_{c \text{ extr}}$ с температурой $T_{c \text{ max}}$ расположено между сечением $z_{\text{extr } s}$ с максимальной температурой теплоотдающей поверхности $T_{s \text{ max}}$ и серединой канала, т. е. $H < z_{c \text{ extr}} < z_{\text{extr } s}$.

Отметим, что действительные, подтвержденные экспериментально, распределения температур охладителя и ТВЭЛ по длине канала при качественном соответствии отличаются количественно от распределений, представленных на рис. 17.1, так как принятые при выводе зависимостей $T(z)$ упрощающие допущения не соблюдаются с достаточной точностью. В частности, действительные распределения нейтронного потока и объемного тепловыделения $q_v(z)$ отличаются от синусоидального распределения вследствие

слабой эффективности (практического отсутствия) торцевого отражателя нейтронов со стороны выходного сечения ТВС и неодинакового содержания урана в твэлах разных нагревных секций; теплопроводность и теплоемкость рабочего тела и материала твэлов существенно зависят от температуры; число Рейнольдса уменьшается, а коэффициент теплоотдачи увеличивается в несколько раз по длине канала.

В результате влияния отмеченных особенностей те сечения, где достигаются максимумы температуры плоскости (центра) симметрии и теплоотдающей поверхности, сближаются и фиксируются вблизи выходного сечения ТВС, сохраняя взаимное положение. Причем при реальных интенсивностях теплопереноса перепад температуры по толщине твэла может снизиться до нескольких градусов, что соизмеримо с погрешностями измерений и не может быть подтверждено количественно.

Более приближены к экспериментальным данным результаты, полученные по значительно более сложным методикам. Точность расчетов повышается при использовании эмпирических и полуэмпирических зависимостей, получаемых при исследовании рабочих процессов на моделях реальных конструкций, при параметрах, наиболее полно отражающих работу ТВС в составе АЗ реактора ЯРД.

Контрольные вопросы и задания

1. Установите соответствие между координатами характерных точек условного термодинамического цикла (см. рис. 1.2) и температурой и давлением охладителя (рабочего тела) в ТВС с осевой структурой течения.
2. Объясните, в каком смысле в рамках рассматриваемой в гл. 17 задачи расчета эквивалентны термины: рабочее тело, охладитель и теплоноситель?
3. Дайте определение понятия «канал» и установите соответствие между каналом и ТВС с осевым течением теплоносителя (охладителя, рабочего тела).
4. Перечислите допущения, принятые при разработке расчетной модели ТВС.
5. Каким образом в расчетной модели ТВС учитывается (используется) допущение об идеальности теплоизоляции канала?
6. Каким образом в расчетной модели ТВС учитывается (используется) допущение об идеальности охладителя?

7. Как изменится распределение температур по длине канала, если при сохранении его тепловой мощности расход того же самого теплоносителя увеличить на 21 %?

8. Предложите методику определения координаты сечения, в котором градиент температуры в твэле будет максимальным.

Глава 18

МАКСИМАЛЬНАЯ МОЩНОСТЬ ТВС И ПУТИ ЕЕ ВОЗМОЖНОГО ПОВЫШЕНИЯ

Тепловая мощность АЗ реактора ЯРД складывается из мощностей ТВС, входящих в ее состав. В условиях, соответствующих принятым допущениям, тепловая мощность ТВС заданных размеров — условной высоты (длины) $2H$, суммарной площади поперечного сечения $F_{\text{ТВЭЛ}}$, теплоотдающего периметра P_q и полутолщины δ эквивалентного пластинчатого твэла — пропорциональна объемному тепловыделению в сечении с осевой координатой $z = H$, т. е. $q_{v0} = q_v(H)$ (см. (17.1)). В свою очередь, значение q_{v0} определяется макроскопическим эффективным сечением деления Σ_f (содержанием ^{235}U в материале твэла и средней скоростью нейтронов) и плотностью Φ нейтронного потока в этом сечении. Отличное от равномерного распределение ^{235}U (так называемое концентрационное выравнивание тепловыделения, см. гл. 14) повышает возможную тепловую мощность ТВС при условии выполнения ограничений, в частности на рабочую температуру, зависящую кроме других факторов еще и от концентрации урана.

Предельная работоспособность ТВС определяется температурным состоянием наиболее термонапряженного элемента — твэла. Температурные напряжения в твердом теле пропорциональны градиенту температуры, а допустимое напряжение зависит в основном от значения температуры. Приближение локальной температуры к температуре появления жидкой фазы в композиционном материале или к температуре плавления $T_{\text{пл}}$, если твэл имеет металлическую основу, означает потерю прочности материала и несущей способности твэла как элемента конструкции. Поэтому оценить допустимую тепловую мощность ТВС в первом приближении можно, условно ограничив температуру в наиболее нагрет-

той точке твэла температурой потери прочности, близкой к температуре плавления $T_{c \max} = T_{\max \max} = [T] \approx 0,9 T_{\text{пл}}$ (так называемая гомологическая температура).

Координату сечения с максимальной температурой на оси или плоскости симметрии твэла z_{extr} определим из соотношения, аналогичного уравнению (17.8): $\frac{\pi z_{\text{extr}}}{2H} = \arctg\left(-\frac{B'}{A}\right)$ (см. рис. 17.1).

Подставив это выражение в уравнение (17.5) и заменив $T_{c \max} = T_{\max \max} = [T]$, получим уравнение

$$[T] = T_1 + A \left[1 - \cos \left[\arctg \left(-\frac{B'}{A} \right) \right] \right] + B' \sin \left[\arctg \left(-\frac{B'}{A} \right) \right],$$

которое после упрощения примет вид

$$[T] = T_1 + A + \sqrt{A^2 + B'^2}. \quad (18.1)$$

Выражение (17.2) для тепловой мощности $N_T = \frac{4q_{v0}HF_{\text{ТВЭЛ}}}{\pi}$ позволяет выделить в коэффициентах A , B , ΔB и B' тепловую мощность N_T :

$$A = \frac{2HF_{\text{ТВЭЛ}}q_{v0}}{\dot{m}c_p\pi} \frac{2}{2} = \frac{N_T}{2\dot{m}c_p};$$

$$B = \frac{F_{\text{ТВЭЛ}}q_{v0}}{\Pi_q\alpha} \frac{4H\pi}{4H\pi} = \frac{N_T\pi}{\Pi_q\alpha 4H};$$

$$\Delta B = \frac{\delta F_{\text{ТВЭЛ}}q_{v0}}{\lambda\Pi_q} \frac{4H\pi}{4H\pi} = \frac{N_T\delta\pi}{\lambda\Pi_q 4H}.$$

Подстановка этих выражений в уравнение (18.1) дает уравнение, разрешимое относительно N_T :

$$[T] - T_1 = N_T \left[\frac{1}{2\dot{m}c_p} + \sqrt{\left(\frac{1}{2\dot{m}c_p} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{\Pi_q\alpha 4H} + \frac{\delta\pi}{\lambda\Pi_q 8H} \right)^2} \right];$$

$$N_T = \frac{[T] - T_1}{\frac{1}{2\dot{m}c_p} + \sqrt{\left(\frac{1}{2\dot{m}c_p}\right)^2 + \frac{\pi^2}{16\Pi_q^2 H^2} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{\delta}{2\lambda}\right)^2}}. \quad (18.2)$$

Уравнение (18.2) позволяет сформулировать качественные требования к конструкции и материалу твэлов и свойствам охладителя (рабочего тела), исходя из целесообразности получения максимальной тепловой мощности ТВС при сохранении работоспособности:

- удельная теплоемкость c_p охладителя должна быть максимальной при температурах, характерных для твэлов;

- температура T_1 охладителя должна быть минимальной: формально — на входе в ТВС, а по сути — в баке, т. е. предпочтение отдается криогенным веществам, но при этом для снижения температурных напряжений в твэлах до входа непосредственно в нагревную секцию рабочее тело подогревается, например, в теплообменниках или в трактах охлаждения конструкции;

- материал, из которого изготовлен твэл, должен быть тугоплавким (большая гомологическая допустимая температура $[T]$) с высоким коэффициентом теплопроводности λ ;

- твэл должен иметь развитый теплоотдающий периметр Π_q и минимальное расстояние δ от оси или плоскости симметрии до теплоотдающей поверхности. При этом коэффициент теплоотдачи α должен быть как можно бóльшим, что достижимо за счет увеличения скорости теплоносителя, например, при увеличении расходонапряженности $\dot{m}/F_{\text{газ}} = \rho W$ или применении интенсифицирующих теплоперенос оребрений и т. п. Эксперименты, результаты которых опубликованы, проводились для диапазона значений $0,1 < \lambda < 0,5$ при расходонапряженности $\rho W < 500 \text{ кг}/(\text{с}\cdot\text{м}^2)$. Дальнейший рост расходонапряженности вызывает значительное увеличение потерь давления теплоносителя в ТВС. Максимальные значения расходонапряженности соответствуют критическим параметрам в выходном сечении нагревной секции ТВС, т. е. на входе в индивидуальное сопло.

Апробированная применительно к металлическим теплоотдающим поверхностям технология интенсификации теплопереноса путем нанесения микрорельефа практически неприменима к под-

верженным эрозии неметаллическим материалам твэлов, для которых элементы рельефа являются опасными концентраторами механических растягивающих напряжений. Интенсификация может быть достигнута в основном организацией специальной макроструктуры течения охладителя, например поступательно-вращательного потока охладителя в каналах, образуемых нагревной секцией из стерженьковых витых твэлов. Большинство следующих из анализа соотношения (18.2) требований противоречивы и не могут быть удовлетворены одновременно, однако позволяют определить возможные направления разработки прогрессивных новых материалов, конструкций и технологий, способствующих повышению характеристик ЯРД.

Контрольные вопросы и задания

1. Сформулируйте требования к характеристикам рабочего тела.
2. Перечислите требования к материалам твэлов.
3. Каким требованиям должна удовлетворять конструкция твэлов?
4. Сформулируйте требования к режимным параметрам течения рабочего тела.
5. Чем ограничивается расходонапряженность потока охладителя в ТВС? Какие процессы и почему (их физическая сущность) ограничивают расход газа через канал с известными размерами и тепловой мощностью?
6. Обоснуйте априорное ограничение расходонапряженности в выходном сечении выходной нагревной секции (блока) твэла.
7. Предложите меры по интенсификации теплопереноса в каналах, образованных твэлами.

Глава 19

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ПОТЕРЬ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОСЕВОМ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ОХЛАДИТЕЛЯ В ТВС

В общем случае расчет потерь давления при движении охладителя по каналам, образованным твэлами в ТВС с осевой схемой течения (см. конструктивную схему ТВС на рис. 13.3 и 13.4 и

схему проточной части ТВС на рис. 19.1, *a*), должен базироваться на полной системе уравнений сохранения: массы (уравнения неразрывности), энергии и импульса (уравнения движения) в сочетании с уравнением состояния охладителя как реального газа. При этом на входе в нагревные секции (блоки твэлов) поток преодолевает местное сопротивление типа внезапного сужения *1* (рис. 19.1) от суммарной площади F_{Σ} до площади на входе $F_{\text{газ}} = F_{\Sigma} - F_{\text{ТВЭЛ}}$, где $F_{\text{ТВЭЛ}}$ — площадь нормального сечения всех твэлов, образующих нагревную секцию. В камерах смешения образуются парные местные сопротивления — внезапное расширение *2* и внезапное сужение *1*, а при отсутствии камер смешения (при их нулевой длине) возникает сопротивление в местах стыка нагревных секций, а также вблизи выходного сечения — внезапное расширение.

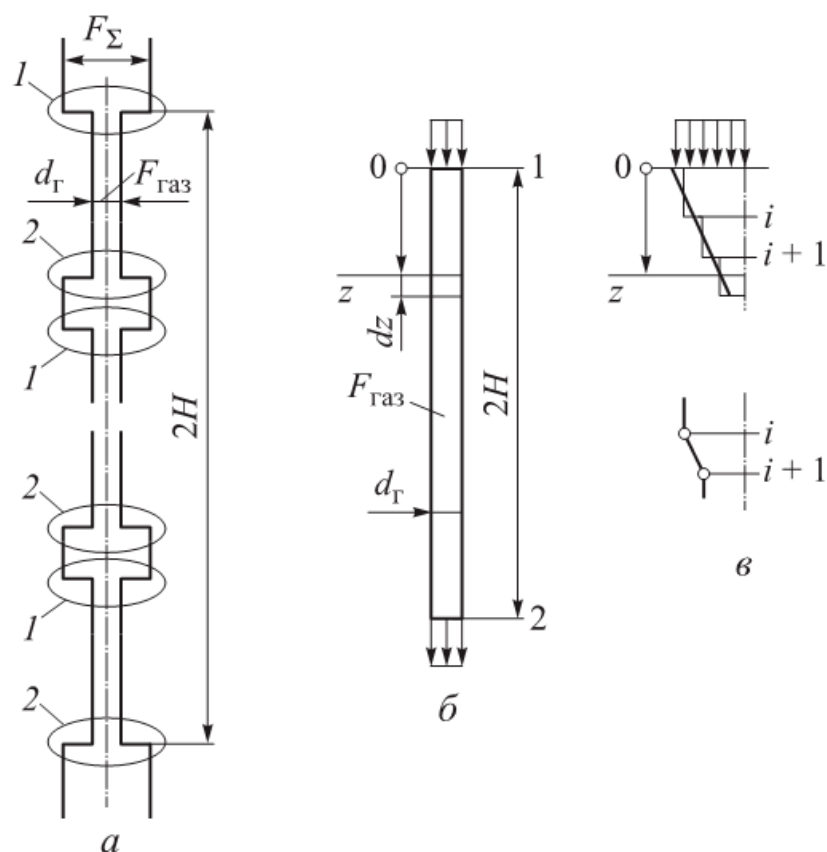


Рис. 19.1. К расчету потерь давления сжимаемого теплоносителя в каналах ТВС:

a — расчетная схема для ТВС с камерами смешения и каналами постоянного сечения на протяжении нагревной секции (блока твэлов); *б* — расчетная схема для канала постоянного сечения; *в* — расчетная схема для сужающегося канала с виртуальным сопряжением цилиндрических участков; *1, 2* — местные сопротивления типа внезапного сужения и расширения канала соответственно

Как показывают подтвержденные экспериментально численные оценки суммарных потерь давления типичных конструкций от сечения входа в первую нагревную секцию до сечения выхода из последней секции ТВС, потери давления на местных сопротивлениях в местах стыка нагревных секций существенно уступают потерям давления при движении по продольным каналам постоянного или плавно изменяющегося проходного сечения. Относительно малым гидравлическим (эквивалентным) диаметрам каналов (1...5 мм) при значительной турбулизации потока в реальных конструкциях соответствуют длины участков гидравлической стабилизации течения, не превышающие 10...20 мм. Это позволяет при суммарной длине $2H$ канала порядка 0,5...1 м сделать предположение о применимости к каналу в целом известных расчетных соотношений для стабилизированного течения при количественной оценке потерь давления и выявлении качественной взаимосвязи геометрических (размеров) и теплофизических параметров и свойств теплоносителя.

В соответствии с принятыми допущениями в качестве расчетной схемы можно рассматривать прямолинейный цилиндрический канал диаметром d_r и длиной $2H$, на всем протяжении которого стационарное одномерное течение сжимаемого газа (охладителя, теплоносителя, рабочего тела) с достаточной точностью описывается соотношениями, полученными для участков стационарного гидравлически стабилизированного потока. Отличие формы проходного сечения канала от круга учитывается в рамках концепции гидравлического диаметра, вводимого соотношением

$$d_r = 4F_{\text{газ}} / (\Pi_q + \Pi_{\text{из}}),$$

где $F_{\text{газ}}$ — площадь проходного сечения нагревной секции; Π_q — теплоотдающий периметр твэла; $\Pi_{\text{из}}$ — периметр теплоизоляционного пакета с вытеснителями и другими деталями, на поверхности которых проявляется трение газа. При этом следует иметь в виду, что справедливы уравнение состояния идеального газа и следующие из этого допущения соотношения (см. гл. 17).

Уравнение сохранения массы в предположении одномерного течения и равномерного распределения всех параметров по сечению потока имеет вид

$$\dot{m} = \rho w F_{\text{газ}} = \text{const.} \quad (19.1)$$

В уравнении (19.1) при $F_{\text{газ}} = \text{const}$ плотность охладителя $\rho = \rho(z) = \text{var}$ и его скорость $w = w(z) = \text{var}$ зависят от координаты $0 \leq z \leq 2H$, но при этом произведение этих переменных величин проявляет свойства инварианта и его значение не изменяется, т. е. $\rho w = \text{inv} = \text{const}$.

Поскольку сформулированные допущения, дополнительные к уже принятым при записи уравнения сохранения энергии, не влияют на математическое описание процессов теплопереноса (см. гл. 17), уравнение сохранения энергии можно применять в виде полученной зависимости температуры охладителя от координаты z :

$$T(z) = T_z = T_1 + \frac{2HF_{\text{ТВЭЛ}}q_{v0}}{\pi \dot{m} c_p} \left(1 - \cos \frac{\pi z}{2H} \right). \quad (19.2)$$

Отметим, что никакие ограничения на зависимость $T(z)$ не накладываются, она может иметь произвольный вид и задаваться, например, или формулой, или таблицей (массивом данных), учитывающей переменность концентрации ^{235}U по длине канала (высоте ТВС).

Для принятых допущений уравнение сохранения импульса (количества движения) записывается в общем виде как сумма:

$$dp = dp_{\text{тр}} + dp_{dw}, \quad (19.3)$$

где снижение давления dp складывается из потерь давления на трение $dp_{\text{тр}}$ и увеличение скорости dp_{dw} .

Предполагая применимость закона Дарси для локальных потерь на трение на участке dz , можно записать

$$-dp_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр}} \frac{\rho w^2}{2} \frac{dz}{d_r}, \quad (19.4)$$

где $\xi_{\text{тр}}$ — коэффициент трения, постоянный на участке dz .

При течении в пористых структурах (например, в засыпке сферических элементов или т. п.), когда существенно проявление молекулярной вязкости, соотношение для потерь давления на трение может отличаться от выражения (19.4) и потери давления при близких параметрах течения могут быть на порядок больше.

Дифференцирование уравнения Бернулли дает известное соотношение:

$$-dp_{dw} = \rho w dw. \quad (19.5)$$

Подставив выражения (19.4) и (19.5) в сумму (19.3), получим эквивалентное соотношение в виде, пригодном для интегрирования, а именно

$$-dp = \xi_{\text{тр}} \frac{\rho w^2}{2} \frac{dz}{d_r} + \rho w dw. \quad (19.6)$$

Значение приблизительно постоянного на участке интегрирования коэффициента трения $\xi_{\text{тр}}$ можно рассчитать на основе эмпирических соотношений вида

$$\xi_{\text{тр.ж}} = \frac{a}{\text{Re}^m}, \quad (19.7)$$

справедливых для стабилизированных изотермических течений несжимаемой жидкости в прямой круглой трубе (в так называемых «трубных» условиях) при конкретном диапазоне значений параметров, в частности, числе Рейнольдса, например, для $5 \cdot 10^3 < \text{Re} < 10^5$ $a = 0,3164$ и $m = 0,25$.

Действительное значение коэффициента трения $\xi_{\text{тр}}$ отражает значительные отличия локальных условий от «трубных» условий. Так, недостаточно применения концепции гидравлического диаметра для того, чтобы учесть поступательно-вращательное течение при обтекании стерженьковых витых твэлов (см. рис. 13.3, поз. 7 и 8). Изменение коэффициента трения по сравнению с его значением, рассчитанным по соотношению (19.7), на 20...80 % в этом случае описывается эмпирическим уравнением в функции относительного шага закрутки S/d_r , числа n лопастей стержня (заходности винтовой линии). При этом существенное влияние закрутки учитывается введением в эмпирическое критериальное уравнение ее характеристик: безразмерного шага S/d и отношений шага S закрутки к гидравлическому (эквивалентному) диаметру $d_{г.э}$ твэла как канала с наружным диаметром d , поперечное сечение которого $F_d = \pi d^2/4$ занято поперечным сечением твэла $F_{\text{ТВЭЛ}}$ с периметром Π_q , т. е. $d_{г.э} = 4(F_d - F_{\text{ТВЭЛ}}) / \Pi_q$:

$$\xi = \frac{0,25}{\text{Re}^{0,22}} \left\{ \left[1 + \frac{\pi^2}{0,9 \frac{S}{d} \frac{S}{d_{г.э}}} \right]^{1,5} + \frac{100}{\left(\frac{S}{d} \frac{S}{d_{г.э}} \right)^{1,25}} \right\}. \quad (19.8)$$

Первое слагаемое множителя в фигурных скобках выражения (19.8) характеризует рост потерь на трение на поверхности твэлов, а второе — в турбулизированном ядре потока. При этом закрутка твэла увеличивает эквивалентную длину канала, на которой проявляется трение, только на 3...5 %, тогда как потери давления на трение повышаются на 15...25 %, что можно объяснить именно турбулизацией течения.

Примеры расчетов потерь давления теплоносителя в ТВС прототипа ЯРД, подтверждающие приемлемость такого учета отличия формы канала от круглой, и обширные экспериментальные результаты исследования течений в аналогичных системах представлены в научно-технической литературе.

Неизотермичность течения заключается в переменности по координате z температуры теплоотдающей стенки T_s и средне-массовой температуры теплоносителя T_z при изменяющейся радиальной температурной неравномерности (температурном напоре): $T_s / T_z > 1$.

Помимо изменяющейся в соответствии с уравнением состояния идеального газа по длине канала плотности газа, сжимаемость газа отражается также в виде соизмеримости локальных скоростей движения газа и звука, т. е. $0,1 < M < 0,6$. Учесть эти факторы можно, вводя соответствующий поправочный коэффициент. Для расчетов первого приближения применимы следующие корректирующие соотношения:

$$\xi_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр.ж}} K \left(M; \frac{T_s}{T_z} \right) = \xi_{\text{тр.ж}} \left(\frac{T_s}{T_z} \right)^{-0,37} \left(1 + r \frac{k-1}{2} M \right)^{-0,55}, \quad (19.9)$$

где r — коэффициент восстановления температуры, характеризующий пограничный слой, в первом приближении $r = \sqrt[3]{\text{Pr}}$. Для большинства газов критерий $\text{Pr} \approx 0,7$ и соответственно можно принимать $r \approx 0,88$.

При движении теплоносителя по каналу одновременно действуют в совокупности несколько факторов:

- монотонно растут скорость w и температура охладителя T_z ;
- с переходом через максимум изменяется температура T_s теплоотдающей стенки;
- значительно увеличивается Re и снижается показатель степени m в соотношении (19.7), т. е. уменьшается зависимость коэффициента трения от параметров потока, а значит, и от координаты z . Влияние каждого из этих факторов в отдельности на процессы трения в канале различно и по величине, и по знаку. При недостаточной изученности их совокупного воздействия учесть его, например в форме аналитической зависимости для коэффициента трения $\xi_{тр}$ в уравнении (19.6), не представляется возможным. Численные оценки подтверждают возможность при расчетах первого приближения, а также при выводе качественно справедливых аналитических соотношений определять значение $\xi_{тр}$ по средним для участка интегрирования уравнения (19.6) параметрам потока и принимать полученное значение постоянным для данного участка.

Для получения расчетного выражения при определении потерь давления теплоносителя проинтегрируем уравнение сохранения импульса (19.6) на участке от входного (сечение 1) до выходного (сечение 2) сечений с учетом уравнения неразрывности (19.1), известного решения (19.2) уравнения сохранения энергии и принятого дополнительного допущения $\xi_{тр} = \text{const}$. Умножив обе части уравнения (19.6) на p , числители и знаменатели слагаемых — на ρ и сгруппировав в качестве постоянного множителя произведение $(\rho w)^2$, получим

$$-p dp = \xi_{тр} \frac{(\rho w)^2 dz}{2\rho d_r} p + (\rho w)^2 \frac{dw}{\rho w} p.$$

Интегрирование этого уравнения на участке длиной $2H$ от $z_1 = 0$ до $z_2 = 2H$ (от сечения 1 до сечения 2) приводит к выражению

$$-\frac{p_2^2 - p_1^2}{2} = \frac{\xi_{тр}}{2d_r} (\rho w)^2 \int_1^2 \frac{p}{\rho} dz + (\rho w)^2 \int_1^2 \frac{p}{\rho w} dw. \quad (19.10)$$

Определенный интеграл из первого слагаемого после следующей из уравнения состояния идеального газа замены $\frac{p}{\rho} = RT$ вычисляется аналитически:

$$\begin{aligned} \int_1^2 \frac{p}{\rho} dz &= R \int_1^2 T_z(z) dz = \\ &= R \frac{2H}{\pi} \int_1^2 \left[T_1 + \frac{2HF_{\text{ТВЭЛ}} q_{v0}}{\dot{m} c_p \pi} \left(1 - \cos \left(\frac{\pi z}{2H} \right) \right) \right] d \left(z \frac{\pi}{2H} \right) = R \left[2H \frac{T_1 + T_2}{2} \right]. \end{aligned}$$

В этом выражении полусумма температур представляет собой среднюю температуру на участке интегрирования, в том числе и на малом участке Δz , а в соответствии с геометрическим смыслом определенного интеграла выражение в квадратных скобках имеет смысл площади под кривой $T(z)$, вычисленной по формуле Симпсона как для трапеции. Таким образом, для малого участка интегрирования Δz , на котором изменения всех параметров можно считать линейными, полученное выражение также справедливо.

Определенный интеграл из второго слагаемого уравнения (19.10) берется по частям с учетом следующей из уравнения состояния идеального газа замены $1/\rho = RT/p$:

$$\begin{aligned} \int_1^2 \frac{p}{\rho w} dw &= \int_1^2 p d \frac{w}{\rho w} = \int_1^2 p d \frac{1}{\rho} = p \frac{1}{\rho} \Big|_1^2 - \\ &- \int_1^2 \frac{1}{\rho} dp = R(T_2 - T_1) - \int_1^2 \frac{RT}{p} dp = \\ &= R(T_2 - T_1) - R \int_1^2 T d \ln p. \end{aligned}$$

Определенный интеграл $\int_1^2 T d \ln p$ вычисляют приближенно как площадь криволинейной трапеции (методом Симпсона) с учетом $p_2 < p_1$:

$$\int_1^2 T d \ln p \approx \frac{T_1 + T_2}{2} [\ln p_2 - \ln p_1] = -\frac{T_2 + T_1}{2} \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

При этом точность такого приближения будет повышаться с уменьшением расстояния между сечениями интегрирования. Применимость такого приближения — вычисление площади криволинейной трапеции по формулам для прямолинейной трапеции — для канала в целом обусловлена линеаризацией зависимости температуры $T(z)$ при переходе к логарифмическим координатам.

Подставив взятые интегралы в уравнение (19.10), получим интеграл исходного уравнения сохранения импульса (19.3) в окончательном виде

$$\frac{p_1^2 - p_2^2}{2} = \xi_{\text{тр}} \frac{(\rho w)^2}{2d_r} R \frac{T_2 + T_1}{2} 2H + (\rho w)^2 R \left[(T_2 - T_1) + \frac{T_2 + T_1}{2} \ln \frac{p_1}{p_2} \right]. \quad (19.11)$$

Поскольку давление p_2 на входе в сопло ЯРД, как правило, задано, искомым является давление p_1 на входе в канал (ТВС), которое можно найти из уравнения (19.10), преобразовав его к виду

$$p_1 = \sqrt{p_2^2 + 2R \frac{(\rho w)^2}{2} \left\{ \xi_{\text{тр}} \frac{H}{d_r} (T_2 - T_1) + 2 \left[(T_2 - T_1) + \frac{T_2 + T_1}{2} \ln \frac{p_1}{p_2} \right] \right\}}. \quad (19.12)$$

Уравнение (19.12) решается численными методами относительно единственного неизвестного p_1 .

Для качественного анализа влияния ряда режимных и конструктивных параметров и факторов на потери давления в ТВС преобразуем соотношение (19.12) с учетом характерного для ЯРД уровня температур на входе в двигатель $T_1 = 20$ К и на входе в сопло $T_2 \approx 3\,000$ К, т. е. $T_1 \ll T_2$ и можно принять $T_1 \approx 0$. Потери давления на стыках нагревных секций стерженьковых витых твэлов составляют около 1 % потерь, описанных соотношением (19.12), и для оценочных качественных выводов этими местными потерями можно пренебречь. Кроме того, ориентируясь на полученные при испытаниях отечественных прототипов ЯРД на ряде режимов ра-

боты значения давления $p_1 \approx 2,4 \dots 8$ МПа и $p_2 \approx 1,4 \dots 6$ МПа, приближенно оценим значение $\ln(p_1 / p_2) \approx 0,5$.

С учетом таких приближенных оценок из уравнения (19.12) следует равенство для предварительной оценки перепада давления теплоносителя (рабочего тела) в ТВС на нагревных секциях из твэлов, объединенных в ТВС:

$$\Delta p_{1-2} = (p_1 - p_2) \approx \frac{1}{p_2} \left(\frac{\dot{m}}{F_{\text{газ}}} \right)^2 RT_2 \left[\xi_{\text{тр}} \frac{H}{d_r} + \frac{5}{2} \right]. \quad (19.13)$$

Приближенное равенство (19.13) качественно соответствует результатам, полученным по численным методикам, учитывающим изменение переносных свойств охладителя (водорода с ингибирующей добавкой — метаном с мольным содержанием 0,5 % или массовой долей 3,86 %) при течении его по нагревным секциям, образованным стерженьковыми витыми твэлами, а именно: суммарные потери давления на трение (80...90 %) и ускорение (10...20 %) рабочего тела в нагревных секциях приблизительно равны потерям давления на местных сопротивлениях тракта ТВС, включая встроенную радиационную защиту и торцевой отражатель нейтронов. При этом для расходонапряженности $\rho w = 370$ кг/(м²·с) при нагреве от 300 до 3 100 К по длине ТВС вязкость охладителя возрастала от 10^5 до $4,6 \cdot 10^5$ Па·с, а число Рейнольдса уменьшалось от 34 000 до 8 000. При заданном давлении перед соплом p_2 (в зарубежных и отечественных проектах ЯРД $1 \text{ МПа} < p_2 < 14 \text{ МПа}$) уменьшение потерь давления теплоносителя в ТВС позволяет снизить требуемые напоры, создаваемые насосами, и, следовательно, мощности, размеры и массы турбин и ТНА в целом.

На основе анализа приближенного равенства (19.13) можно установить пути совершенствования конструктивных и режимных решений ЯРД, которые следует принимать с учетом всего комплекса нередко противоречивых требований. В частности, понижение расходонапряженности $\dot{m} / F_{\text{газ}}$ ТВС с этой целью противоречит полезному в целом повышению тепловой мощности, развиваемой одной ТВС. Расходонапряженность не может быть выше значения, которому соответствуют критические параметры в выходном сечении последней секции твэлов, т. е. когда индивидуаль-

ное сопло ТВС имеет только расширяющуюся часть (так называемое полутепловое сопло). Этот режим в совокупности с другими ограничениями не позволяет выполнить АЗ реактора заданной тепловой мощности с радиальными габаритами, меньшими некоторых предельно минимальных габаритов. Также контрпродуктивным является снижение потерь давления путем уменьшения температуры T_2 рабочего тела на входе в сопло (см. рис. 1.2) и (или) перехода к охладителям (рабочим телам) с большей молекулярной массой (меньшими значениями R), так как при этом понизится значение основного показателя эффективности ЯРД — удельного импульса. При этом представляется целесообразным снижение гидравлической длины канала $L_T = 2H / d_T$ как за счет уменьшения пути, проходимого теплоносителем от входа в ТВС до выхода из нее, так и за счет увеличения гидравлического диаметра d_T тракта охлаждения (условного канала, по которому проходит теплоноситель-охладитель). Это достигается путем увеличения физического размера и поперечного проходного сечения канала (увеличением степени пористости блока твэлов) и уменьшением так называемого «смотченного периметра», т. е. периметра, на котором проявляется трение. Однако эти меры также не всегда возможны, так как приводят к повышению загрузки урана для обеспечения критичности реактора заданной тепловой мощности и (или) увеличению до недопустимых значений плотностей теплового потока.

Что касается возможного уменьшения коэффициента трения, то, учитывая аналогию Рейнольдса, следует ожидать нежелательного снижения интенсивности теплопереноса. Это противоречие может быть снято или частично компенсировано за счет применения методов интенсификации теплообмена путем оптимальной турбулизации потока, когда теплоперенос растет быстрее, чем перенос импульса, т. е. трение на теплоотдающей стенке.

Приведенную методику оценки потерь давления применительно к цилиндрическому каналу (рис. 19.1, б) можно использовать и применительно к конфузторным течениям (рис. 19.1, в), например, для расчета потерь давления при радиальном течении охладителя в зазоре между дисковыми твэлами в ТВС с радиально-осевой структурой течения (см. рис. 13.4, а, сечение А—А). В этом случае сужающийся канал разбивается на участки, из которых каждый i -й участок заменяется цилиндром с некоторой площадью F_i (диаметром) проходного сечения, средней по отношению к ми-

нимальному и максимальному проходным сечениям заменяемого сужающегося участка. Расчет выполняют для этого i -го цилиндрического участка, а параметры потока во входном сечении следующего $(i + 1)$ -го цилиндрического участка рассчитывают как параметры в выходном сечении i -го участка, измененные в результате одномерного адиабатного изоэнтропийного ускорения в виртуальном конфузоре, сопрягающем соседние расчетные цилиндрические участки (рис. 19.1, в) с площадями проходного сечения F_i и F_{i+1} . При таких допущениях течение в виртуальном конфузоре можно рассчитать с использованием газодинамических функций (ГДФ) как одномерное и изоэнтропийное сечение.

Следует отметить, что методику расчета, полученную применительно к ТВС ЯРД, можно применять и для оценки потерь давления сжимаемого охладителя в других технических системах, например в трактах системы теплозащиты ЖРД, камера которого охлаждается газообразным кислородом, или передней кромки несущей плоскости сверхзвукового атмосферного ЛА, использующего воздух в качестве охладителя, и др.

Контрольные вопросы и задания

1. Дайте определение расчетной схемы (см. рис. 19.1, б) и укажите, какие из реально имеющих особенностей конструкции она не отражает?
2. Перечислите допущения, принятые для записи исходного дифференциального уравнения сохранения импульса (уравнения движения).
3. Каким образом в методике расчета использовано уравнение сохранения энергии?
4. Каковы особенности уравнения сохранения массы (уравнения неразрывности) и как они использованы при интегрировании уравнения движения?
5. Какие методики численного интегрирования были применены при получении приближенного аналитического решения уравнения движения?
6. Охарактеризуйте полученную физико-математическую модель (расчетная схема + допущения + система уравнений сохранения + методика их решения) и укажите, какие из реально идущих процессов она не учитывает.
7. Какие допущения приняты при составлении методики оценки потерь давления на полной длине ТВС?

8. Почему повышается точность оценки потерь давления при разбивке канала на малые участки и интегрировании численными методами уравнений движения для каждого из этих участков?

9. Предложите методику расчета изменения полного давления охладителя в канале общей формы, если изменение статических давлений известно с достаточной точностью (например, рассчитано по приведенной выше методике).

Глава 20

ТЕПЛОПЕРЕНОС В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА ЯРД. РАСЧЕТ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУР С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОПЕРЕНОСА И СВОЙСТВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

В соответствии с принятой концепцией гидравлического диаметра и предположении конвективного механизма теплопереноса при течении газа в канале расчет температуры теплоотдающей поверхности T_s при известных среднемассовой температуре T_z и плотности теплового потока q_s без учета его сжимаемости может базироваться на эмпирических критериальных зависимостях вида

$$\text{Nu} = a \text{Re}^m \text{Pr}^n \left(\frac{T_s}{T_z} \right)^K, \quad (20.1)$$

где a , m , n , K — эмпирические коэффициенты, значения которых для данного теплоносителя в общем случае зависят от диапазонов значений Re , Pr , температурного фактора $T_s/T_z > 1$, температурного напора $T_s - T_z$ и от удаления (координаты z) текущего расчетного сечения от входа в канал, который принимается за начало совмещенного участка гидравлической и тепловой стабилизации. При этом критерии

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d_r}{\lambda_r}; \quad \alpha = \frac{q_s}{T_s - T_z}; \quad \text{Re} = \frac{w d_r}{\nu}; \quad \text{Pr} = \frac{\nu c_p}{\lambda} \quad (20.2)$$

рассчитывают по среднемассовым скорости w и температуре T_z в текущем сечении канала.

Подстановка выражений для критерия Нуссельта Nu и коэффициента теплоотдачи α из соотношений (20.2) в выражение (20.1) дает после упрощений равенство

$$\left(\frac{T_s}{T_z}\right)^{-K} \left(\frac{T_s}{T_z} - 1\right) = \frac{q_s d_r}{\lambda_r a Re^m Pr^n T_z}. \quad (20.3)$$

Правая часть выражения (20.3) вычисляется для каждого сечения канала с координатой z , а полученное уравнение решается численно относительно искомой неизвестной температуры T_s теплоотдающей стенки. В выражениях (20.1) и (20.3) для водорода, гелия и азота в диапазонах значений $1,1 < T_s/T_z < 23$; $2 < z/d_r < 252$; $7\,500 < Re < 1,3 \cdot 10^7$ и $63\text{ К} < T_s < 3\,130\text{ К}$ можно принимать

$$a = 0,023; \quad m = 0,8; \quad n = 0,8; \quad K = -[0,57 - 1,59(d_r/z)]. \quad (20.4)$$

Методики расчета температуры T_s теплоотдающей стенки, основанные на аналогичных критериальных соотношениях, дают приемлемые по точности результаты, если значения коэффициентов a , m , n и K получены именно для данного охладителя, для канала данной формы и в тех же самых диапазонах значений основных параметров или их значения откорректированы с учетом результатов испытания реального технического объекта, в частности нагревной секции ТВС. Приемлемость и правомерность переноса полученных на модельных участках результатов на реальные технические объекты доказаны почти столетней практикой исследования теплопереноса в каналах с осевым течением теплоносителя.

Течение в нагревных секциях из витых стерженьковых твэлов существенно отличается от течения в прямолинейных каналах прежде всего отсутствием замкнутых границ в таких секциях и наличием значительных вращательной и радиальной составляющих скорости потока, интенсивно турбулизирующих течение и вызывающих сопряженный тепломассоперенос в радиальном направлении. Это обеспечивает выравнивание температуры теплоотдающей поверхности твэла по его периметру, в значительной мере компенсирует влияние отклонений характеристик твэла от их номинальных значений, а также способствует снижению неравномерности поля температур теплоносителя (рабочего тела) по сечению нагревной секции ТВС до входа в газодинамическое сопло.

При больших относительных шагах S закрутки твэла ($S/d \rightarrow \infty$, d — описанный диаметр твэла) вращательно-поступательное течение в нагревной секции из таких твэлов приближается к течению в прямолинейных каналах сложной формы, при $0 < S/d \ll 1$ — к течению между сферическими микротвэлами в их засыпках или в спеченных из них же пористых телах.

По отношению к однонаправленному течению в каналах радиальный тепломассоперенос при высокой степени турбулентности потока частично нивелирует особенности течения на начальном участке и снижает значение переносных характеристик теплоносителя. В эмпирических соотношениях вида (20.1) это отражается снижением степени или отсутствием критерия Прандтля Pr , а также исключением зависимости влияния температурного фактора от удаления от начального сечения, когда $K \approx \text{const}$. При этом существенное влияние закрутки учитывают введением в критериальное уравнение ее характеристик, т. е. S/d и $S/d_{г.э}$:

$$Nu = 0,035 Re^{0,75} \left[1 + \frac{\pi^2}{0,5 \frac{S}{d} \frac{S}{d_{г.э}}} \right]^{0,4} \left[1 + \frac{1,3}{\left(\frac{S}{d} \frac{S}{d_{г.э}} \right)^{0,6}} \right] \left(\frac{T_s}{T_z} \right)^{-K}, \quad (20.5)$$

где $K = 0$ для $S/d < 4,15$; $K = 0,55 - 0,0663(12,45 - S/d)$ для $S/d = 4,15 \dots 12,45$; $K = 0,55$ для $S/d > 12,45$. Интенсивная закрутка ($S/d < 4,15$) практически исключает влияние температурного фактора, тогда как слабая приближает его влияние к той же степени, что и при течении в круглой трубе. В уравнении (20.5) сомножитель в квадратных скобках в степени 0,4 отражает интенсификацию теплоотдачи за счет уменьшения термического сопротивления вязкого подслоя, а сомножитель в квадратных скобках в первой степени характеризует влияние турбулизации ядра потока. Согласно оценкам, интенсификация теплоотдачи по сравнению с теплоотдачей при незакрученном потоке становится существенной при $S/d < 8 \dots 10$, в частности почти достигает 50 % при $S/d = 4,15$. Замена уравнения (20.1) уравнением (20.5) в описанной методике расчета температуры T_s теплоотдающей стенки позволяет оценить тепловое состояние твэлов при косвенном учете радиального тепломассопереноса.

Известные сведения о теоретических и экспериментальных исследованиях теплообмена и гидравлики в каналах сложной формы, аналогичных образуемым в нагревных секциях из витых стержневых ТВЭЛОВ, могут быть положены в основу расчета для реальных размеров, температур и тепловых потоков после некоторой корректировки коэффициентов в эмпирических зависимостях. Задача сопряженного тепломассопереноса в АЗ реактора в целом и в нагревной секции в частности может быть решена также современными численными методами для анизотропного пористого тела с трехмерным течением теплоносителя. Причем выбор типа и шага расчетной сетки и использование баз данных для теплофизических характеристик материалов и сред позволяют учесть большинство существенных особенностей технического объекта. При этом возможно использование адаптированного к решению аналогичных научно-инженерных задач программного обеспечения, устанавливаемого на современных компьютерах и не требующего знания специальных языков программирования.

Основные взаимосвязи между характеристиками процессов тепломассопереноса и параметрами режимов работы, размерами и материалами деталей, сборочных единиц, агрегатов АЗ реактора, существенные при проектировании на уровне определения технического облика изделия, прослеживаются при таких расчетах только опосредованно. Представляют интерес решения, явно отражающие эти существенные связи, пусть даже и только на качественном уровне. Ценность таких расчетов состоит в том, что по ним можно определить пути управления технической ситуацией: изменением каких проектных параметров можно повлиять на качество решаемой технической задачи, оценить отклик на ту или иную вариацию, рассчитать предельно достижимые параметры разрабатываемых процесса и конструкции. Тем более значимы эти возможности в учебном процессе, когда понимание является одним из основных показателей усвоения знаний.

Контрольные вопросы и задания

1. Какими факторами обоснована возможность не учитывать перенос теплоты излучением в пределах нагревной секции.
2. Каковы особенности расчета теплового состояния проточно охлаждаемых элементов в активной зоне реактора ЯРД?

3. В чем состоит отличие течения охладителя в нагревных секциях, выполненных из винтовых стерженьковых и пластинчатых твэлов?

4. Дайте возможное объяснение отсутствия в эмпирическом соотношении (20.5) критерия Прандтля и члена, учитывающего температурный фактор.

5. Объясните влияние размеров и формы стерженьковых винтовых твэлов на интенсивность теплоотдачи в проточной части нагревных секций.

Глава 21

РАБОТА НАГРЕВНОЙ СЕКЦИИ ТВЭЛОВ С РАДИАЛЬНЫМ СОПРЯЖЕННЫМ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСОМ

Если в ТВС (см. рис. 13.3, поз. 6 и сечения *А—А* и *Б—Б*) используются пластинчатые твэлы, то нагрев охладителя (рабочего тела) происходит в каналах, образованных дистанцирующими ребрами и плоскими поверхностями соседних твэлов. Размеры каналов в общем случае разные, а значит, и расходы протекающего охладителя также разные. При этом тепловая мощность, приходящаяся на каждый канал, может изменяться, например вследствие неравномерного распределения нейтронного потока или технологически обусловленного разброса концентрации делящегося изотопа в твэлах. Это приводит к нежелательной неравномерности нагрева охладителя в разных каналах одного и того же блока твэлов.

Герметичность каналов условная, так как возможно появление зазора между вершинами ребер и плоскими поверхностями соседних твэлов вследствие их коробления в процессе работы. Через зазор возможны перетечки охладителя, способствующие выравниванию температур в сообщающихся таким образом каналах блока твэлов. В то же время перетечки охладителя через твэл невозможны. Для выравнивания температур охладителя, вытекающего из разных каналов, между блоками твэлов предусмотрены камеры смешения, для частичной компенсации большей неравномерности температур в направлении по нормали к поверхностям твэлов пластины соседних блоков твэлов разворачивают на 90°.

Если применяются стерженьковые твэлы (см. рис. 13.3, поз. 7 и 8 и сечения $B—B$ и $\Gamma—\Gamma$), например, в виде расположенных в плотной упаковке по правильной треугольной решетке двух- или четырехзаходных винтовых стержней с описанным диаметром D и шагом винтовой линии H , то деление пространства между ними на каналы условно, так как между ними не существует непроницаемой границы. Для вписывания в цилиндрическую обойму (например, в теплоизоляционный пакет) стерженьковых твэлов в нагревной секции (блоке) предусмотрены накладки в виде шести сегментов (см. рис. 13.3, поз. 9) или стержневые вытеснители (см. рис. 14.1, поз. 4), выполненные из тугоплавких материалов и не содержащие делящийся изотоп.

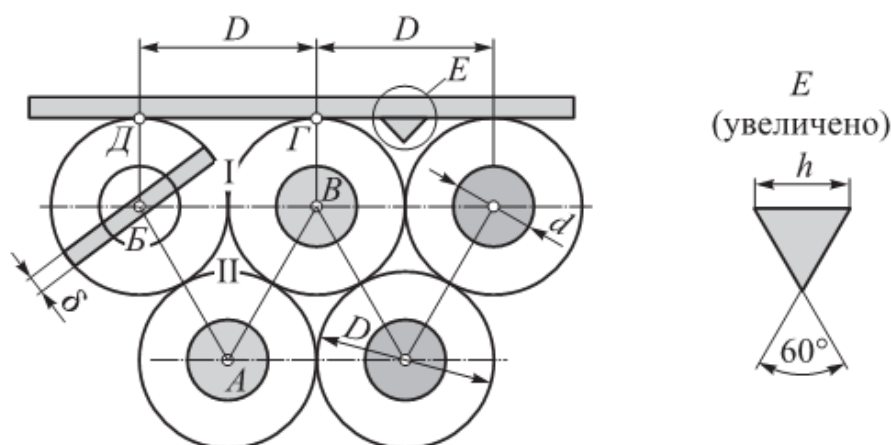


Рис. 21.1. К расчету вытеснителя в нагревной секции из витых стерженьковых твэлов

Для получения расчетной модели перейдем от конструктивной схемы, приведенной на рис. 13.3, сечения $B—B$ и $\Gamma—\Gamma$, к эквивалентной схеме на рис. 21.1. Плотную упаковку витых двухзаходных стержней с описанным диаметром D , шагом H закрутки, толщиной в нормальном сечении δ и соответствующей площадью нормального сечения $F_{\text{ТВЭЛ}}$ заменим плотной упаковкой цилиндрических стержней с диаметром цилиндрической части d и двухзаходным оребрением с тем же описанным диаметром D , но с ребрами бесконечно малой толщины с тем же самым шагом H закрутки, что и у твэлов. При этом для сохранения тепловой мощности исходной и эквивалентной систем площади нормального сечения твэлов и цилиндрических стержней должны быть равны, т. е. одному твэлу с описанным диаметром D и площадью нормального сечения $F_{\text{ТВЭЛ}}$ будет соответствовать цилиндрический твэл диаметром

$$d = 2\sqrt{\frac{F_{\text{ТВЭЛ}}}{\pi}}.$$

Интенсивность радиального массопереноса количественно характеризуется коэффициентом, который также называют коэффициентом перемешивания и задают соотношением

$$\mu_i = \frac{\dot{m}_{i \rightarrow k}}{\dot{m}_i}, \quad (21.1)$$

где i — номер канала; k — число соседних с i -м каналом каналов, с которыми i -й канал обменивается массой; $\dot{m}_i$ — секундный расход теплоносителя в i -м канале по оси X , кг/с; $\dot{m}_{i \rightarrow k}$ — секундный радиальный (по оси Y) расход теплоносителя из i -го канала во все соседние каналы на длине, равной 1 м, кг/(с·м).

Для большинства конструкций блоков или нагревных секций из витых стерженьковых двух- и четырехзаходных твэлов значения коэффициента μ находятся в диапазоне $0,5 < \mu < 5 \text{ м}^{-1}$ и зависят в основном от числа заходов, относительных шага закрутки H/D и толщины ребра δ/D , где D — описанный диаметр твэла. Очевидно, что снижение H/D приводит к росту μ вследствие увеличения центробежных сил, способствующих переносу массы через проницаемую виртуальную границу канала (ячейки). Для твэлов с продольным оребрением ($D \ll H$) радиальный массоперенос уменьшается и сохраняется на минимальном уровне $\mu > 0$, зависящем от турбулентности потока и несимметричности каналов, обусловленной отклонениями в размерах и неодинаковостью режимов работы. Значение $\mu = 0,5 \text{ м}^{-1}$ может соответствовать ситуации, когда из данного канала во все соседние ячейки (каналы) уходит половина расхода, которая заменяется теплоносителем из соседних каналов, а значение $\mu = 1 \text{ м}^{-1}$ — когда происходит полная замена исходного рабочего тела в канале рабочим телом из всех соседних каналов (на длине 1 м).

Расходы в соседних каналах различаются, но незначительно, и в каждом канале не изменяются по длине канала и во времени, т. е. сколько массы охладителя уходит в среднем из канала на единице длины, столько же в него и приходит. Для стерженьковых твэлов,

размещенных в блоке максимально плотно — оси симметрии твэлов являются вершинами правильного треугольника (см. рис. 21.1) — каждый i -й канал обменивается массой с тремя j -ми каналами, т. е. $j = 1, 2, 3$ и $k = 3$, с одной и той же интенсивностью:

$$\mu_i = \frac{\dot{m}_{i \rightarrow k}}{\dot{m}_i} = \text{const}; \quad \dot{m}_i = \text{const}; \quad (21.2)$$

$$\dot{m}_{i \rightarrow 1} = \dot{m}_{1 \rightarrow i} = \dot{m}_{i \rightarrow 2} = \dot{m}_{2 \rightarrow i} = \dot{m}_{i \rightarrow 3} = \dot{m}_{3 \rightarrow i} = \text{const}.$$

Следовательно, на длине 1 м осуществляется секундный расход теплоносителя из i -й ячейки в каждую соседнюю j -ю ячейку:

$$\dot{m}_{i \rightarrow j} \approx \frac{1}{3} \mu_{i \rightarrow j} \frac{\dot{m}_i + \dot{m}_j}{2}, \quad (21.3)$$

где множитель $1/3$ отражает симметрию радиального массопереноса, а усреднение массовых расходов необходимо для выполнения условий (21.2) при $\dot{m}_i \neq \dot{m}_j$. Соотношения (21.1)—(21.3) представляют собой частный случай закона сохранения массы.

Уравнение сохранения энергии можно представить в виде записанного для малого участка dx равенства

$$Q_1 = Q_2 + Q_3, \quad (21.4)$$

где Q_1 — количество теплоты, переданное от твэла протекающему в i -й ячейке охладителю; Q_2 — количество теплоты, идущее на повышение температуры охладителя, протекающего в i -й ячейке; Q_3 — количество теплоты, затраченное на повышение температуры охладителя, поступившего из соседних ячеек. Принятые допущения позволяют выразить слагаемые равенства (21.4) через известные величины, в частности

$$Q_1 = q_v F_i dx, \quad (21.5)$$

где q_v — объемное тепловыделение в материале твэла; F_i — часть поперечного сечения твэла, тепловыделение в которой идет на нагрев теплоносителя в i -й ячейке.

Выражение для определения Q_2 имеет вид

$$Q_2 = \dot{m}_i c_p \frac{dT_i}{dx} dx. \quad (21.6)$$

Исходя из предположения мгновенного и полного выравнивания температуры теплоносителя, идущего по i -й ячейке, и массы теплоносителя, поступающего радиально из соседних трех ячеек, можно записать

$$Q_3 = \sum_{j=1}^3 \frac{1}{3} \mu_i \frac{\dot{m}_i + \dot{m}_j}{2} c_p (T_i - T_j). \quad (21.7)$$

Подстановка выражений (21.5)—(21.7) в формулу (21.5) после упрощений дает следующее уравнение для произвольной i -й ячейки:

$$\dot{m}_i c_p \frac{dT_i}{dx} + \sum_{j=1}^3 \frac{1}{3} \mu_i \frac{\dot{m}_i + \dot{m}_j}{2} c_p (T_i - T_j) = q_v F_i. \quad (21.8)$$

Поскольку уравнение (21.8) справедливо для всех ячеек, то число таких уравнений будет равно числу ячеек с неизвестной температурой, т. е. число уравнений в системе равно числу неизвестных и она разрешима. Большое число ячеек и соответственно большое число уравнений и неизвестных обуславливают целесообразность применения численных методов.

Качественные закономерности работы каналов при сопряженном радиальном тепломассообмене могут быть выявлены из аналитического решения рассмотренной системы уравнений для двух каналов с одинаковой тепловой мощностью, т. е. $q_{v1} F_1 = q_{v2} F_2 = q_v F$, но с разными расходами $\frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_2} = k$, причем практическое зна-

чение имеет диапазон значений $1 < k < 1,5$. Очевидно, что при этом $T_1 < T_2$ и система уравнений принимает вид

$$\dot{m}_1 c_p \frac{dT_1}{dx} + \frac{1}{6} \mu c_p (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) (T_1 - T_2) = q_v F; \quad (21.9)$$

$$\dot{m}_2 c_p \frac{dT_2}{dx} + \frac{1}{6} \mu c_p (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) (T_2 - T_1) = q_v F. \quad (21.10)$$

Вычитая уравнение (21.9) из уравнения (21.10), после упрощающих алгебраических преобразований получаем дифференциальное уравнение относительно разности температур:

$$\frac{d(T_2 - T_1)}{dx} + \frac{1}{6}\mu \frac{(k+1)^2}{k} (T_2 - T_1) = \frac{q_v F}{c_p \dot{m}_2} \frac{k-1}{k}. \quad (21.11)$$

Уравнение (2.11) имеет решение вида

$$\Delta T(x) = C_1 e^{-Ax} + \frac{B}{A}, \quad (21.12)$$

где ΔT — неравномерность температур, $\Delta T = T_2 - T_1$; C_1 — константа, определяемая из граничных условий; $A = \frac{1}{6}\mu \frac{(k+1)^2}{k}$;

$$B = \frac{q_v F}{c_p \dot{m}_2} \frac{k-1}{k}.$$

Пусть известна температурная неравномерность в начальном сечении, т. е. $\Delta T(0) = \Delta T_0$. Подставив значения ΔT_0 и $x = 0$ в уравнение (21.12) и решив его относительно C_1 , получим $C_1 = \Delta T_0 - \frac{B}{A}$. Тогда решение (21.12) принимает окончательный вид

$$\Delta T(x) = \left(\Delta T_0 - \frac{B}{A} \right) e^{-Ax} + \frac{B}{A}. \quad (21.13)$$

В частности, при отсутствии температурной неравномерности в исходном сечении, т. е. при $\Delta T(0) = \Delta T_0 = 0$, получим

$$\Delta T(x) = \frac{B}{A} (1 - e^{-Ax}).$$

Из свойств зависимости (21.13) (см. рис.21.1) следует, что нежелательная разность температур по длине канала асимптотически растет, не превышая предельного значения (горизонтальная асимптота):

$$\frac{B}{A} = \frac{6q_v F}{c_p \dot{m}_2 \mu} \frac{k-1}{(k+1)^2}, \quad (21.14)$$

причем это значение не зависит от наличия и значения исходной температурной неравномерности ΔT_0 . При этом интенсификация массопереноса (увеличение μ), как и снижение неравномерности расходов (уменьшение k), способствует уменьшению предельной неравномерности температур.

Отсутствие радиального массопереноса ($\mu = 0$) соответствует течению в изолированных каналах, для которых справедлива частная система уравнений (21.9) и (21.10), принимающая вид

$$\dot{m}_1 c_p \frac{dT_1}{dx} = q_v F; \quad (21.15)$$

$$\dot{m}_2 c_p \frac{dT_2}{dx} = q_v F. \quad (21.16)$$

Решением системы уравнений (21.15) и (21.16) является зависимость

$$\Delta T(x) = \Delta T_0 + Bx. \quad (21.17)$$

Из сопоставления зависимостей (21.13) и (21.17) следует, что при отсутствии радиального массопереноса температурная неравномерность растет вдоль канала линейно, тогда как наличие сопряженного тепломассопереноса ограничивает этот рост, причем интенсификация массопереноса (увеличение μ) и исходная неравномерность распределения расходов ($k > 1$) способствуют снижению скорости роста температурной неравномерности.

В качестве примера рассмотрим работу входящей в ТВС ЯРД одной из семи нагревных секций, состоящей из 151 стерженькового твэла. Максимально плотно упакованные по правильной треугольной решетке твэлы выполнены из композиции карбидов урана, ниобия и циркония в виде скрученной по винтовой линии пластины толщиной 1,24 мм со скругленными боковыми ребрами, шириной (описанным диаметром) 2,2 мм (площадь поперечного сечения 2,56 мм²) и длиной 100 мм. При содержании в материале твэла около 19 % урана (по массе), обогащенного до содержания 90 % по ²³⁵U, на одном из режимов удельное объемное тепловыделение достигает 33 кВт/см³ и развиваемая максимальная тепловая мощность одного твэла составляет 7,9 кВт при средней и максимальной плотностях теплового потока на охлаждаемой боковой поверхности твэла, равных 8,9 и 10 МВт/м² соответственно.

Из более 300 каналов, которые можно выделить в нагревной секции в соответствии с расчетной моделью, представленной на рис. 21.1, рассмотрим два соседних: первый, пристенный, соответствующий прямоугольной ячейке БДГВ (область I), и второй, соот-

ветствующий треугольной ячейке ABV (область II). Согласно модели, тепловые мощности, отдаваемые твэлами протекающему через эти каналы теплоносителю, равны между собой и пропорциональны половине площади нормального сечения твэла, а расходы теплоносителя не равны, т. е. $m_1 \neq m_2$, в частности $m_1 > m_2$ и $m_1 = 1,1m_2$. Пусть теплоноситель — водород, удельная теплоемкость которого равна $16,75$ кДж/(кг·К), расход через второй канал $m_2 = 0,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с, температура на входе в каналы одинаковая, т. е. $\Delta T_1(0) = \Delta T_2(0) = 0$.

Тогда тепловая мощность каждого канала составляет $3,95$ кВт и при отсутствии массообмена между каналами ($\mu = 0$) подогрев водорода (приращение температуры теплоносителя) во втором канале можно вычислить по следующей из уравнения баланса энергии формуле: $\Delta T_2 = N_{т2} / (c_p m_2) = 472$ К. Аналогично для первого канала получаем $\Delta T_1 = 429$ К. Таким образом, возникает температурная неравномерность $\Delta T_{\max} = T_2 - T_1 = \Delta T_2 - \Delta T_1 = 43$ К, которую также можно рассчитать по соотношению (21.17).

Если межканальный массообмен происходит и характеризуется коэффициентом перемешивания, например $\mu = 1$ м⁻¹, то возникновение и развитие температурной неравномерности описывается выражением (21.13). Подставив в это выражение исходные данные, получим при $A = 0,668$ м⁻¹ и $B = 0,43$ м⁻¹ на полной длине секции $x = x_{\max} = 0,1$ значение возникшей температурной неравномерности, не превышающее 2 К, т. е. существенно меньшее, чем при отсутствии массообмена. При этом при продолжении течения (удлинении канала) температурная неравномерность $\Delta T(x)_{\mu \neq 0}$ увеличивается (рис. 21.2), не превышая значения B/A . Однако при отсутствии массообмена возникшая температурная неравномерность $\Delta T(x)_{\mu=0}$ растет неограниченно линейно координате x .

Как показали расчеты и подтверждающие их результаты эксперименты, эти выводы справедливы и для системы многих каналов, аналогичных по структуре и параметрам блокам стерженьковых твэлов в виде скрученных пластин. Имеются результаты теоретических и экспериментальных исследований структуры течения, гидравлического сопротивления, радиального массопереноса и теплообмена в плотноупакованных пучках витых стержней в стационарной и нестационарной постановке. Интенсификация межканального массообмена (увеличение коэффициента μ) способствует снижению темпа роста образующейся температурной неравномерности, так же как и выравнивание расходов в каналах

одинаковой тепловой мощности: приближение значения коэффициента неравномерности расходов k к единице.

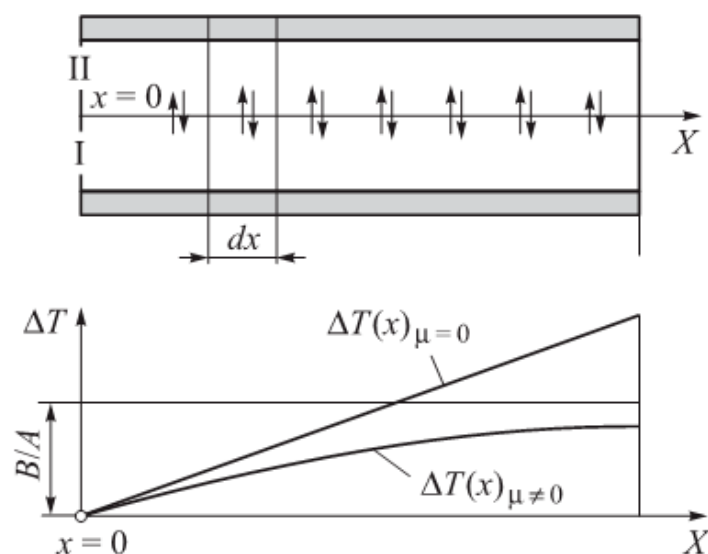


Рис. 21.2. К расчету течения в канале с сопряженным радиальным тепломассопереносом

Распределение расходов охладителя между каналами, пропорциональное их тепловым мощностям, называется *гидравлическим профилированием*. Если под каналом подразумевается ТВС, то гидравлическое профилирование осуществляется с помощью конструктивных мер, например в ТВС перед входом в первую нагревную секцию (блок твэлов) устанавливают дроссельное устройство, корректирующее суммарное гидравлическое сопротивление ТВС как канала таким образом, чтобы через данную ТВС проходил охладитель, расход которого соответствовал ее тепловой мощности (см. рис 13.3, поз. 11).

Если под каналом понимать ограниченную локальными плоскостями симметрии часть проходного сечения нагревной секции (блока твэлов), то гидравлическое профилирование можно реализовать или путем использования твэлов с разным шагом закрутки, что нежелательно вследствие необходимости увеличения номенклатуры типоразмеров твэлов, или путем выполнения на контактирующей с твэлом поверхности накладок (см. рис. 21.1) — продольных выступов, так называемых вытеснителей, например с сечением в форме правильного треугольника со стороной h , которые уменьшают проходное сечение пристенных ячеек и увеличивают их «смоченный периметр». В качестве вытеснителей используют также аналогичные твэлам стержневые элементы, не содержащие

^{235}U (см. рис. 14.1, поз. 4). Выбирая размер вытеснителей, можно добиться, чтобы и через внутренние ячейки, аналогичные ячейкам II (см. рис. 21.2), и через пристенные ячейки, аналогичные, например, ячейкам I, проходил охладитель с постоянным расходом, который соответственно во всех каналах нагревался бы до одной и той же температуры.

В основу методики расчета требуемых размеров вытеснителя выбранной формы положена подтвержденная экспериментально гипотеза приблизительно равных усредненных по времени давлений охладителя и градиентов его снижения в одном и том же сечении нагревной секции во всех каналах и ячейках. Градиенты снижения давления и собственно значения давления выравниваются вследствие того, что границы между каналами виртуальные по локальным плоскостям симметрии, а радиальный массоперенос между каналами происходит дискретно и при сохранении средних по времени расходов в каналах.

Вследствие незначительных различий температуры и свойств рабочего тела в соседних каналах I и II, а также с учетом интенсивной турбулизации потока, в котором молекулярная вязкость рабочего тела существенно меньше турбулентной вязкости, числа Re и соответственно коэффициенты трения $\xi \approx a / Re^n$ для соседних ячеек можно считать одинаковыми, т. е. $\xi_1 = \xi_2$. Преобразовав

выражение для потерь давления на трение $dp_i = \xi_i \frac{\rho_i w_i^2}{2} \frac{dx}{d_{\Gamma i}}$ с уче-

том равенства $\xi_1 = \xi_2$, уравнения расхода $\dot{m}_i = \rho_i w_i F_{\Gamma i}$, гидравличе-

ского диаметра $d_{\Gamma i} = \frac{4F_{\Gamma i}}{\Pi_i}$ требуемого равенства расходов $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$,

получим соотношение между площадями $F_{\Gamma 1}$ и $F_{\Gamma 2}$ и значениями «смоченных периметров» Π_1 и Π_2 для ячеек I и II:

$$\sqrt{\frac{\Pi_2}{\Pi_1}} \left(\frac{F_{\Gamma 1}}{F_{\Gamma 2}} \right)^{\frac{3}{2}} = 1. \quad (21.18)$$

При этом значения Π_2 и $F_{\Gamma 2}$ известны и не изменяются, а в расчетные выражения для определения Π_1 и $F_{\Gamma 1}$ входит неизвестный характерный размер вытеснителя, в данном случае это сторона пра-

вильного треугольника h , выражаемая в долях известного характерного размера, например $h = D / k$.

Для рассмотренного выше примера при $D = 2,2$ мм и $D / d = n = 1,259$ расчетные выражения принимают вид

$$F_{r1} = \frac{D^2}{2} \left(1 - \frac{\pi}{4n^2} \right) - \left(\frac{D}{k} \right)^2 \frac{\sqrt{3}}{4}; \quad (21.19)$$

$$П_2 = D \left(\frac{\pi}{2n} + 1 \right) - \frac{D}{k} + 2 \frac{D}{k}. \quad (21.20)$$

Подставив соотношения (21.19) и (21.20) в уравнение (21.18) и решив его численными методами относительно единственного неизвестного k , получим $h \approx 0,65$ мм.

Из технологических соображений и с целью снижения концентрации механических напряжений вытеснитель выполняют как единое целое с накладками, со скругленным ребром и плавным переходом между гранями вытеснителя и плоскостью накладки, а накладки изготовляют в составе обоймы или гильзы нагревной секции. Решение о целесообразности выполнения накладок с вытеснителями принимается по результатам теплогидравлических расчетов с учетом технологии изготовления накладок и результатов экспериментального исследования работы материала накладок в составе нагревной секции (блока твэлов) в заданный период времени.

Контрольные вопросы и задания

1. Перечислите и обоснуйте сравнительные преимущества и недостатки нагревных секций, состоящих из пластинчатых и стерженьковых витых твэлов.

2. Обоснуйте целесообразность выполнения камер смешения в ТВС из пластинчатых твэлов.

3. Обоснуйте целесообразность определенной взаимной ориентации соседних блоков пластинчатых твэлов в ТВС.

4. Почему не накладываются ограничения на упорядочение направлений закрутки стерженьковых витых твэлов в одной нагревной секции (блоке твэлов) и в соседних секциях?

5. Каковы функции входящих в состав нагревной секции (блока твэлов) элементов, не содержащих делящегося изотопа (накладок, вытеснителей)?

6. Почему возможно выполнение нагревных секций стерженьковых витых твэлов без вытеснителей, реализующих гидравлическое профилирование в пределах одного блока?

7. От каких параметров нагревной секции (блока твэлов) зависит интенсивность радиального межканального массообмена?

Глава 22

ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУР В ТРАНСПИРАЦИОННО ОХЛАЖДАЕМОМ ТВЭЛЕ

Одним из вариантов применения сферических микротвэлов является их спекание или засыпка в проницаемый корпус в виде блоков (см. рис. 13.4): полых цилиндров, охлаждаемых транспирационно, т. е. течением через каналы (поры) между микросферами охладителя или радиально (в блоке 3), или вдоль оси (в блоке 7). При этом объемное тепловыделение в твэле можно считать известным, как и его теплофизические свойства. Кроме того, поскольку в любой точке АЗ реактора и вблизи нее имеется ненулевой поток нейтронов и γ -квантов (фотонов), в каждом элементе конструкции выделяется теплота при удельной тепловой мощности (объемном тепловыделении) $q_v(x, y, z)$, Дж/(м³·с) (Вт/м³), поле которой также будем считать известным.

Для охлаждения конструкции часть ее тонкостенных элементов изготавливают из пористого материала с известной постоянной степенью пористости или долей проходного сечения газа F_r в суммарной площади $F_\Sigma = F_r + F_m$ (пористостью на свету $\varepsilon = F_r / (F_r + F_m)$), через которое проходит охладитель, где F_m — площадь поперечного сечения непроницаемых элементов — материала. Такое охлаждение называется транспирационным. Поле температур в охлаждаемой конструкции определяет температурные напряжения, значения которых необходимо знать для оценки прочности конструкции.

Исходя из целесообразности снижения температурных напряжений и потерь давления при транспирации охладителя собственно охлаждаемый элемент, как правило, выполняют в виде тонкой пористой стенки, толщина которой существенно меньше радиуса

ее кривизны (плоская стенка), а нормальный толщине размер настолько велик, что концевыми эффектами можно пренебречь (бесконечная стенка). Поле температур можно оценить, решая задачу транспирационного охлаждения бесконечной пористой пластины конечной толщины L с известной пористостью на свету ε и независящими от температуры и давления удельной теплоемкостью c_m и теплопроводностью λ_m материала.

Известны также переносные свойства теплоносителя ($c_p \approx \text{const}$, $\lambda_r \approx \text{const}$ и др.), например газа, подаваемого через пластину с постоянной во времени и неизменяемой по координатам расходонапряженностью $\dot{m}_s$, кг/(с·м²). Скорость такого теплоносителя настолько мала, что $M_r \ll 1$ и можно считать приближенно равными статические параметры и параметры торможения охладителя, например $T_r \approx T_r^*$ и $p_r \approx p_r^*$ соответственно. Причем для большинства применяемых пористых материалов и охладителей характерно соотношение $\lambda_r \ll \lambda_m$ (табл. 22.1). Это позволяет пренебрегать переносом теплоты за счет теплопроводности через охладитель, заполняющий поры пористого материала, т. е. в объеме пористого материала принимать $\lambda_r \approx 0$. Отметим, что в табл. 21.1 приведены данные для сплошного материала. Теплопроводность же пористых материалов примерно в $(1 - \varepsilon)$ раз меньше. Для точных расчетов необходимо применять данные, получаемые измерениями непосредственно пористого материала конкретной структуры с конкретными концентрациями добавок и примесей, существенно влияющими на теплопроводность.

Расчетная схема поля температур в проницаемой пластине приведена на рис. 22.1, где координата x нормальна поверхности пластины и в диапазоне значений $-\infty \leq x \leq 0$ относится к поступающему со стороны координаты $x = -\infty$ теплоносителю (область I), при $0 \leq x \leq L$ — к пористой пластине (область II) с известным тепловыделением $q_v = \text{const}$, т. е. тепловыделение про-

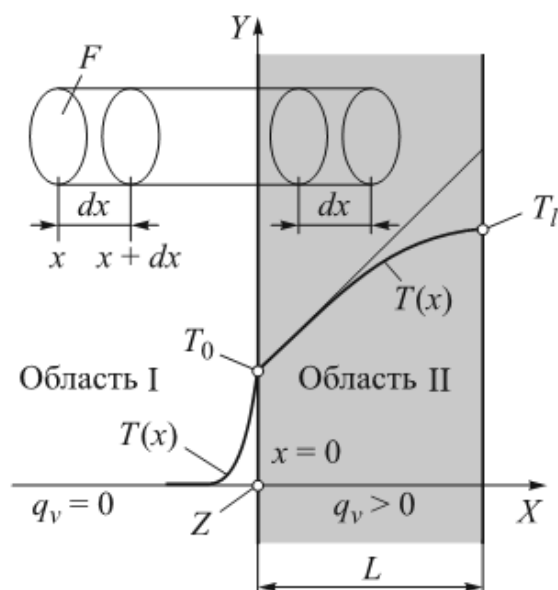


Рис. 22.1. К расчету поля температур в проницаемой пластине

исходит только в материале пластины. Вследствие относительно малых значений температуры и характерных размеров хода луча, высокой прозрачности теплоносителя в диапазоне теплового излучения (инфракрасной области спектра) пренебрегаем переносом теплоты излучением ($q_{\text{л}} \approx 0$), т. е. рассматриваем только перенос теплоты расходом теплоносителя и за счет теплопроводности. При этом полагаем, что интенсивность теплопередачи в порах пластины столь велика, что температуры твердого материала и охладителя практически равны, т. е. $T_{\text{м}} \approx T_{\text{г}}$, и теплообмен полностью завершается до координаты $x = L$ включительно, где температура принимает максимально возможное значение.

Таблица 22.1

**Зависимость теплопроводности λ типичных материалов
и газов от температуры T**

Материал	λ , Вт/(м·К) при T , К			
	400	600	800	1 000
Водород (газ)	0,226	0,305	0,38	0,45
Гелий (газ)	0,183	0,244	0,301	0,355
Азот (газ)	0,0324	0,0446	0,0554	0,065
Бериллий	160	126	106	91
Вольфрам	159	137	125	118
Железо	70	55	43	32
Магний	153	149	146	—
Медь	393	379	366	352
Молибден	134	126	118	112
Необий	55	58	61	64
Графит (аморфный)	1,9	2,2	2,4	2,5
Пирографит, по нормали к слою	4,1	2,7	2,0	1,67
Пирографит, вдоль слоя	1400	890	670	530
Карбид бора, B_4C	При $T = 300 \dots 1\,100$ К $\lambda = 28 \dots 13$			
Карбид ниобия NbC	При $T = 400 \dots 1200 \dots 2500$ К $\lambda = 14 \dots 44 \dots 44$			
Карбид тантала TaC	При $T = 573 \dots 1673 \dots 2673$ К $\lambda = 34 \dots 40 \dots 38$			
Карбид циркония ZrC	При $T = 573 \dots 1673 \dots 2673$ К $\lambda = 53 \dots 35 \dots 38$			

Поскольку распределение расходонапряженности по площади равномерное, $\dot{m}_s = \text{const}$ и пластина бесконечная по нормальным координате x осям Y и Z , частные производные по этим координатам равны нулю, т. е. $\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$ и $\frac{\partial \dot{m}_s}{\partial \dot{m}_s} = \frac{\partial \dot{m}_s}{\partial \dot{m}_s} = \frac{\partial^2 \dot{m}_s}{\partial \dot{m}_s^2} = \frac{\partial^2 \dot{m}_s}{\partial \dot{m}_s^2} = 0$, откуда следует отсутствие тепломассопереноса в плоскости OYZ .

Учитывая, что уравнение сохранения массы имеет вид $\dot{m}_s = \text{const}$, а для рассматриваемых малых скоростей $M_r \ll 1$ и уравнение сохранения импульса (уравнение движения) учтено соотношением $T_r \approx T_r^*$, запишем только уравнение сохранения энергии (уравнение теплового баланса) для элемента толщиной dx с площадями F граней, нормальных оси X и равных между собой. Как было показано, вследствие бесконечности пластины параллельные оси X поверхности, ограничивающие рассматриваемый элемент, являются непроницаемыми и идеально теплоизолирующими.

Для элемента в области I количество теплоты (суммарный тепловой поток) $Q_{\text{лев}}$, поступающее через левую грань с расходом $\dot{m}_s F$ охладителя и температурой T , равно количеству теплоты $Q_{\text{прав}}$, уходящему через правую грань за счет таких же механизмов переноса, так как в объеме элемента тепловыделения нет.

Суммарный тепловой поток через левую грань элементарного объема в области I

$$Q_{\text{лев}} = -\lambda_r \frac{dT_r}{dx} F + \dot{m}_s F c_p T_r. \quad (22.1)$$

Для правой грани с учетом изменения температуры и ее градиента

$$Q_{\text{прав}} = -\lambda_r \left(\frac{dT_r}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\frac{dT_r}{dx} \right) dx \right) F + \dot{m}_s F c_p \left(T_r + \frac{dT_r}{dx} dx \right). \quad (22.2)$$

Приравняв $Q_{\text{лев}} = Q_{\text{прав}}$, выполнив очевидные математические преобразования и введя обозначение для постоянного коэффициента, получим для интервала $-\infty \leq x \leq 0$ уравнение сохранения энергии (баланса теплоты):

$$\frac{d^2 T_{\Gamma}}{dx^2} - \frac{\dot{m}_s c_p}{\lambda_{\Gamma}} \frac{dT_{\Gamma}}{dx} = 0 \quad \text{при} \quad \frac{\dot{m}_s c_p}{\lambda_{\Gamma}} \equiv A_{\Gamma}. \quad (22.3)$$

Общее решение однородного уравнения (22.3) имеет вид

$$T(x) = C_1 e^{A_{\Gamma} x} + C_2, \quad (22.4)$$

где C_1, C_2 — константы, отвечающие граничным условиям для интервала $-\infty \leq x \leq 0$ (область I).

Для интервала $0 \leq x \leq L$, т. е. для пористой пластины (область II), разность тепловых потоков через правую и левую грани равняется теплоте, выделившейся в объеме рассматриваемого элемента

$$Q_{\text{прав}} - Q_{\text{лев}} = q_v F dx. \quad (22.5)$$

Подставив в уравнение (22.5) выражения (22.1) и (22.2), заменив λ_{Γ} на $\lambda_{\text{м}}$, после очевидных математических преобразований и введения обозначений постоянных коэффициентов получим

$$\frac{d^2 T_{\text{м}}}{dx^2} - \frac{\dot{m}_s c_p}{\lambda_{\text{м}}} \frac{dT_{\text{м}}}{dx} + \frac{q_v}{\lambda_{\text{м}}} = 0 \quad \text{при} \quad \frac{\dot{m}_s c_p}{\lambda_{\text{м}}} \equiv A_{\text{м}}, \quad \frac{q_v}{\lambda_{\text{м}}} \equiv B_{\text{м}}, \quad (22.6)$$

тогда

$$\frac{d^2 T_{\text{м}}}{dx^2} - A_{\text{м}} \frac{dT_{\text{м}}}{dx} + B_{\text{м}} = 0.$$

Используя введенные обозначения, запишем решение неоднородного уравнения (22.6) $T(x)$ как сумму общего решения соответствующего однородного уравнения

$$T_1(x) = C_3 e^{A_{\text{м}} x} + C_4 \quad (22.7)$$

и частное решение неоднородного уравнения

$$T_2(x) = \frac{B_{\text{м}}}{A_{\text{м}}} x \quad (22.8)$$

в виде

$$T(x) = T_1(x) + T_2(x) = C_3 e^{A_{\text{м}} x} + C_4 + \frac{B_{\text{м}}}{A_{\text{м}}} x, \quad (22.9)$$

где C_3, C_4 — константы, соответствующие граничным условиям для интервала $0 \leq x \leq L$ (область II).

Точка $x = 0$ принадлежит как области I, так и области II, откуда следует равенство температур охладителя (газа) и материала пластины в этой точке: $T_r(0) = T_m(0) = T_0$, где T_0 — неизвестная температура. Координате $x = -\infty$ соответствует известная начальная температура охладителя (газа) $T_r(-\infty) = T_\infty$.

Температуру пластины при $x = L$ определим из уравнения сохранения энергии, записанного для всего интервала $-\infty \leq x \leq L$ с учетом того, что тепловыделение происходит только в материале пластины, т. е. $q_v = \text{const} > 0$ только на интервале $0 \leq x \leq L$, тогда как охладитель нагревается на всем интервале $-\infty \leq x \leq L$:

$$\dot{m}_s F c_p (T(L) - T_\infty) = q_v FL. \quad (22.10)$$

Из уравнения (22.10) следует

$$T(L) = \frac{q_v L}{\dot{m}_s c_p} + T_\infty,$$

или в принятых обозначениях

$$T(L) = L \frac{B_m}{A_m} + T_\infty. \quad (22.11)$$

Уравнения (22.4) и (22.9) совместно с граничными условиями для температуры в координатных плоскостях $x = -\infty$ и $x = L$ образуют систему четырех уравнений с четырьмя неизвестными C_1, C_2, C_3 и C_4 :

$$T(x) = C_1 e^{A_r x} + C_2 \quad \text{при} \quad -\infty \leq x \leq 0; \quad (22.12)$$

$$T(x) = C_3 e^{A_m x} + C_4 + \frac{B_m}{A_m} x \quad \text{при} \quad 0 \leq x \leq L; \quad (22.13)$$

$$T_r(-\infty) = T_\infty \quad \text{в точке} \quad x = -\infty; \quad (22.14)$$

$$T(L) = L \frac{B_m}{A_m} + T_\infty \quad \text{в точке} \quad x = L. \quad (22.15)$$

Предположив, что температура в точке $x = 0$ известна, т. е. $T(0) = T_0$, определим из системы уравнений (22.12)—(22.15) следующие значения констант:

$$C_1 = T_0 - T_\infty; \quad C_2 = T_\infty;$$

$$C_3 = \frac{T_0 - T_\infty}{1 - e^{A_M L}}; \quad C_4 = T_0 - \frac{T_0 - T_\infty}{1 - e^{A_M L}}.$$

Подставив эти значения в уравнения (22.12) и (22.13), получим зависимости для температуры:

при $-\infty \leq x \leq 0$ (I)

$$T(x) - T_\infty = (T_0 - T_\infty) e^{A_M x}; \quad (22.16)$$

и при $0 \leq x \leq L$ (II)

$$T(x) - T_\infty = \frac{B_M}{A_M} x - \frac{T_0 - T_\infty}{e^{A_M L} - 1} (e^{A_M x} - 1). \quad (22.17)$$

Для определения T_0 используем уравнение неразрывности теплового потока (частный случай закона сохранения энергии), записанное для плоскости пористой пластины при $x = 0$, физический смысл которого состоит в равенстве теплового потока, входящего в пластину со стороны охладителя (газа) — координата $x = 0 - \Delta$, тепловому потоку, распространяющемуся в сторону пластины — координата $x = 0 + \Delta$. Это уравнение, записанное аналогично соотношению (22.1), имеет вид

$$-\lambda_\Gamma \frac{dT_\Gamma}{dx} F + \dot{m}_s F c_p T_\Gamma = -\lambda_M \frac{dT_M}{dx} F + \dot{m}_s F c_p T_M.$$

С учетом того, что значение координаты для левой и правой частей этого уравнения одно и то же ($x = 0$) и $T_\Gamma = T_M$, приводя подобные члены и сокращая на постоянный множитель F , получаем

$$-\lambda_\Gamma \frac{dT_\Gamma}{dx} = -\lambda_M \frac{dT_M}{dx}. \quad (22.18)$$

Дифференцирование зависимостей (22.16) и (22.17) и подстановка производных в уравнение (22.18) дают уравнение, разрешаемое относительно искомой температуры T_0 :

$$T_0 - T_\infty = \frac{\frac{\lambda_M B_M}{A_M}}{A_T \lambda_T + \frac{\lambda_M A_M}{e^{A_M L} - 1}}. \quad (22.19)$$

После подстановки соотношения (22.19) в уравнения (22.16) и (22.17) и упрощающих преобразований получим расчетные выражения для температур охладителя и пластины, содержащие только заданные параметры:

при $-\infty \leq x \leq 0$ (I)

$$T(x) - T_\infty = \frac{B_M}{A_M} \frac{1 - \exp(-A_M L)}{A_M} \exp(A_T x); \quad (22.20)$$

при $0 \leq x \leq L$ (II)

$$T(x) - T_\infty = \frac{B_M}{A_M} \left[x + \frac{1 - \exp(-A_M (L - x))}{A_M} \right]. \quad (22.21)$$

Зная распределение температуры в пластине (22.21) и ее прочностные характеристики, можно рассчитать возникающие температурные напряжения и оценить ее работоспособность.

На рис. 22.1 приведено распределение температуры для выполненной из материала с постоянной теплопроводностью около 70 Вт/(м·К) пористой пластины толщиной $L = 12,5$ мм с плотностью объемного тепловыделения $q_v = 650$ МВт/м³, охлаждаемой транспирационно газом с удельной теплоемкостью $c_p = 5,2$ кДж/(кг·К) и теплопроводностью $\lambda_T = 10$ Вт/(м·К), который подается через пластину расходонапряженностью газа около 2 кг/(с·м²).

При неизменности значений других параметров увеличение или уменьшение расходонапряженности охладителя в 2 раза приведет соответственно к двукратному увеличению или уменьшению максимальной температуры пластины и росту температуры T_0 «холодной» стороны пластины приблизительно в 3 раза. Очевидно, что такой же результат получится при двукратном изменении плотности объемного тепловыделения q_v .

Увеличение теплопроводности материала пластины в 2 раза при сохранении других условий приводит к повышению темпера-

туры T_0 при постоянной максимальной температуре охладителя и материала пластины, так как сохраняется суммарная тепловая мощность системы, но растет доля теплоты, распространяющейся за счет теплопроводности. Качественно аналогичный результат получается при увеличении теплопроводности охладителя λ_t , когда повышение T_0 соответствует большей доле теплоты, переданной за счет теплопроводности «холодной» стороной пластины. Степень влияния конкретного параметра на поле температур зависит от сочетания всех исходных данных. Аналогично рассмотренной задаче, хотя и по значительно более сложной методике, рассчитывается поле температур в транспирационно охлаждаемом цилиндре. Получаемые при этом результаты качественно сходны с рассмотренными в данной главе.

Существенными особенностями отличается применение частично прозрачного пористого материала в виде охлаждаемой транспирационно стенки, отделяющей плазменную АЗ реактора (см. рис. В.4, схема ЯРД типа «В» и «Г») от нагревной полости рабочего тела. Охладитель, как правило, это водород с давлением выше, чем в нагревной полости, создает защитный слой между собственно урановой плазмой и прозрачной проницаемой стенкой. Проходя через нее, охладитель создает и поддерживает допустимое термпрочностное состояние материала, т. е. как расход охладителя, так и инфракрасное излучение распространяются со стороны координаты $x = -\infty$. В этом случае суммарное объемное тепловыделение $q_{v\Sigma}$ в пористом материале, например на основе кварца, индуцируется не только и не столько излучением γ -квантов и нейтронного потока из АЗ реактора $q_v \approx \text{const}$, но в основном частичным поглощением проходящего через полупрозрачный материал и рассеивающегося в нем инфракрасного потока $q_{v\text{инфр}}(x)$. Специфика расчета поля температур для этого случая заключается в определении зависимости $q_{v\Sigma}(x) = q_v + q_{v\text{инфр}}(x)$.

Известные весьма сложные закономерности поглощения и рассеяния излучения с учетом их зависимости от энергетического спектра позволяют выполнить расчет полей температур, реализуемый только численными методами. Однако практическая ценность таких решений снижается вследствие отсутствия экспериментальных значений анизотропных переносных характеристик (поглощения, рассеяния, теплопроводности, гидравлических по-

терь и др.) для конкретных или только разрабатываемых частично прозрачных проницаемых материалов, работающих при высоких температурах (приближающихся к температуре плавления) длительное время в поле интенсивных γ -квантов и нейтронного потока. Это обосновывает целесообразность получения решений с помощью фундаментальных закономерностей без учета некоторых, предположительно несущественных, особенностей протекания частных физических процессов. Например, для простейшего экспоненциального закона снижения плотности лучистого потока вида

$$q_{v \text{ инфр}}(x) = q_{v \text{ инфр}}(0) \exp(-K_{\text{инфр}} x)$$

при предположении постоянства коэффициента $K_{\text{инфр}}$, характеризующего прозрачность материала в инфракрасной области, получены решения, позволяющие априори оценить влияние и целесообразные диапазоны изменения оптических и теплофизических характеристик проницаемого, т. е. пористого или перфорированного, материала.

В частности, как и для полученных выше решений (22.20) и (22.21) для случая $q_v \approx \text{const}$, увеличение теплопроводности пористого оптического материала приводит не только к снижению градиента температуры, но и одновременно к росту температуры со стороны плазменной АЗ реактора. Это изменение может также привести к переизлучению теплоты в сторону АЗ, что необходимо обязательно учитывать в балансовых уравнениях для системы охлаждения ЯРД как целостной системы.

Более подробно вопросы использования пористых материалов, их характеристики, гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций ЛА рассмотрены в работах научной школы, основанной профессором МГТУ им. Н.Э. Баумана В.М. Поляевым¹.

¹ Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.Л. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988; Белов С.В. Пористые металлы в машиностроении. М.: Машиностроение, 1981.

Контрольные вопросы

1. Работа каких элементов конструкции ЯРД моделируется задачей расчета охлаждения плоской пористой стенкой с объемным тепловыделением?
2. Перечислите допущения, принятые при выводе расчетных выражений для распределения температуры в теплоносителе.
3. Какие допущения приняты при выводе расчетных выражений для распределения температуры в пористой пластине?
4. Обоснуйте возможность пренебрежения теплопроводностью теплоносителя при расчете распределения температур в пористой пластине.
5. Почему можно не учитывать нагрев теплоносителя излучением от пористой пластины?
6. Предложите методику расчета толщины нормального температурного пограничного слоя.
7. Какие параметры пористой пластины существенны для решенной задачи?
8. Почему не рассматривается нагрев теплоносителя, уже прошедшего пластину?
9. Какие допущения можно не принимать, если распределение температур рассчитывать по малым участкам по оси X , и какие дополнительные данные при этом нужно использовать?

Глава 23

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА В ТВС С РАДИАЛЬНО-ОСЕВЫМ ТЕЧЕНИЕМ РАБОЧЕГО ТЕЛА

В соответствии с рассмотренной конструктивной схемой ТВС (см. рис. 13.3) охладитель — рабочее тело — поступает во входное сечение первого блока твэлов и, нагреваясь и ускоряясь, движется вдоль оси ТВС: реализуется так называемая осевая схема течения охладителя, теплоносителя, рабочего тела в АЗ реактора. Длина, на которой проявляются потери давления рабочего тела, не может быть меньше высоты $2H$ АЗ, поэтому суммарные потери давления достигают нескольких мегапаскалей, а усилия на силовых элементах (опорных решетках, узлах крепления твэлов) — нескольких десятков килоньютонов. При этом значительная осевая неравно-

мерность тепловыделения $q_v(z) = q_{v0} \sin\left(\frac{\pi z}{2H}\right)$ приводит к тому,

что материал твэлов, находящихся в составе входных и выходных блоков, испытывает существенно разные температурные напряжения и, следовательно, его возможности используются не в полной мере. За счет применения блоков твэлов с разным содержанием ^{235}U (так называемое концентрационное профилирование) отмеченные недостатки компенсируются лишь частично.

Осевую неравномерность термдеформационного нагружения блоков твэлов можно существенно снизить при радиально-осевом течении теплоносителя (рабочего тела) в ТВС, конструктивная схема которой приведена на рис. 13.4. Такая ТВС представляет собой последовательность n блоков твэлов (или нагревных секций) 3 с общим центральным каналом и собственным коллектором подвода охладителя с требуемым именно для данного блока расходом. Твэлы в блоках выполняют или в виде колец 5 с радиальными выступами, или в виде пористых втулок из сферических микротвэлов 6 или 7. Охладитель течет по зазорам между твэлами 5 и 6 от периферии к центру по нормали к оси симметрии центрального канала, проходя расстояние $L \ll 2H$. В блоке 7 охладитель в зазорах между образующими блок сферическими микротвэлами протекает в основном параллельно оси симметрии центрального канала, но нагретый до близкой к максимально возможной температуре поступает в него также под прямым углом к оси симметрии.

В тупиковом, закрытом с противоположной соплу стороне центральном канале, прошедший между твэлами и нагретый до максимально возможной температуры (в идеальном случае до $T^* = T_2$) охладитель смешивается с поступившим из предвключенных блоков твэлов нагретым рабочим телом и, разворачиваясь на 90° , движется к соплу. Очевидно, что температура торможения T^* охладителя (рабочего тела) при его движении по центральному каналу не изменяется, тогда как давление (и статическое, и полное) снижается вследствие диссипации энергии в процессах смешения (потерь «на удар» при смешении и развороте потока на 90°) по отношению к давлению p_0^* в тупике 4, где $z = 0$.

Поскольку при заданном давлении на срезе именно полное давление рабочего тела во входном сечении сопла ограничивает термический КПД сопла, необходимо определить потери давления при течении рабочего тела в центральном канале с распределенной по координате z подводимой массой. Очевидно, что при одинаковых размерах и материале с одним и тем же содержанием делящегося изотопа тепловая мощность блоков твэлов будет разной в зависимости от координаты z (от их порядкового номера i ; рис. 23.1). Для нагрева теплоносителя со средней постоянной теплоемкостью c_p от одной и той же температуры T_1 до одной и той же температуры торможения $T^* = T_2$ во всех блоках с номерами $1 \leq i \leq n$ необходимо пропускать через каждый блок вполне определенный расход теплоносителя m_i .

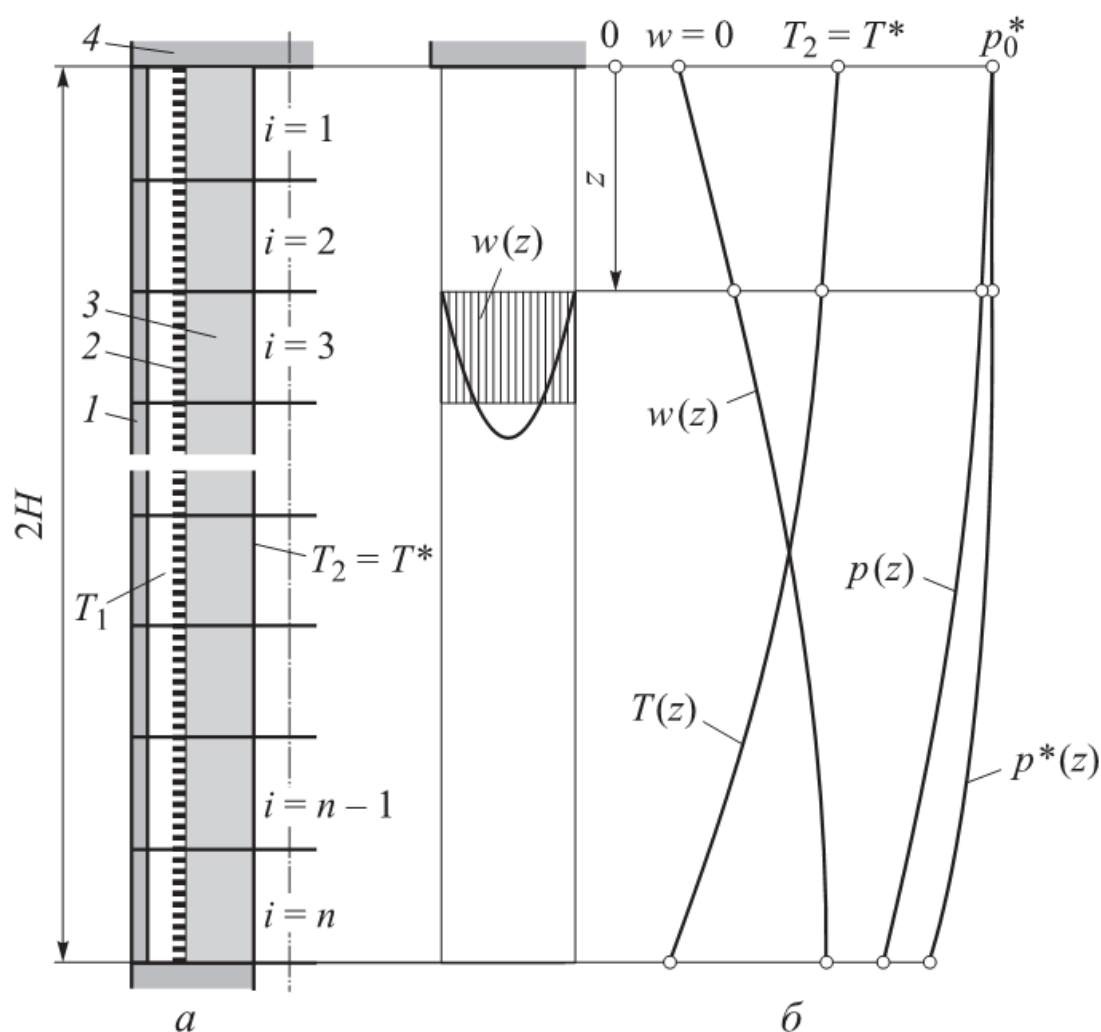


Рис. 23.1. Конструктивная (а) и расчетная (б) схемы ТВС с радиально-осевым течением охладителя:

1 — корпус ТВС; 2 — перфорированная стенка; 3 — блок твэлов с радиальным течением охладителя; 4 — тупик

Распределение заданного суммарного расхода между несколькими потребителями (блоками) называется *гидравлическим профилированием*, применяемым с целью обеспечения одной и той же температуры нагрева охладителя $T^* = T_2$. Для заданных для конкретной ТВС тепловой мощности $N_{\text{ТВС}}$ и суммарного расхода $\dot{m}_\Sigma$ охладителя распределение расхода описывается системой уравнений энергии, записанных для каждого блока твэлов с известными объемом V_i и средним удельным объемным тепловыделением q_{v1} :

$$\begin{aligned} q_{v1} V_1 &= \dot{m}_1 c_p (T_2 - T_1); \\ q_{v2} V_2 &= \dot{m}_2 c_p (T_2 - T_1); \\ &\dots\dots\dots \\ q_{v,i} V_n &= \dot{m}_i c_p (T_2 - T_1); \\ N_{\text{ТВС}} &= \sum_{i=1}^n q_{v,i} V_i; \\ N_{\text{ТВС}} &= \dot{m}_\Sigma c_p (T_2 - T_1). \end{aligned} \tag{23.1}$$

Поскольку в системе (23.1) число уравнений равно числу неизвестных, решив ее, можно определить требуемое распределение расходов между блоками твэлов. В результате в каждом сечении центрального канала расход охладителя будет известен, как известна и его не изменяющаяся температура торможения, а рабочий процесс в центральном канале сводится к перемешиванию потоков, поступившего из предвключенных блоков твэлов и из данного блока, и движению потока в сторону сопла.

Конструктивным схемам ТВС с радиально-осевым течением по обоим вариантам (см. рис. 3.14) поставим в соответствие единую **расчетную схему** (см. рис. 23.1) в виде тупикового в сечении $z = 0$ цилиндрического канала длиной $2H$ с постоянной площадью F поперечного сечения. Через боковую поверхность этого канала под углом 90° к оси симметрии подается рабочее тело — идеальный газ с известными свойствами, с заданным давлением торможения $p_0 = p_0^*$ в тупике при $z = 0$ и одинаковой для всех точек ка-

нала температурой торможения $T^* = T_2 = \text{idem}$. Закон распределения подводимой массы по длине канала известен:

$$\dot{m}(z) = f(z), \quad (23.2)$$

где $f(z)$ — рассчитанная по уравнениям (23.1) известная функция, возрастающая от нулевого значения при $z = 0$ до максимального значения $\dot{m}(2H) = \dot{m}_\Sigma$ при $z = 2H$. Другие ограничения на эту функцию не накладываются.

В соответствии с принятым допущением о том, что рабочее тело в канале проявляет свойства идеального газа, к математическим моделям описываемых процессов применимы следующие уравнения:

$$\frac{p}{\rho} = RT; \quad R = \text{const}; \quad k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}; \quad (23.3)$$

$$c_p = \text{const}; \quad c_p - c_v = R; \quad a = \sqrt{kRT}.$$

Применим закон обращения воздействия Вулиса, имея в виду, что однонаправленным воздействием (в данном случае это подвод массы) можно ускорить поток только до скорости звука, т. е. для проекции скорости на ось Z верны соотношения $w < a$, $M < 1$ в любой точке и в любом сечении, кроме сечения $z = 2H$, где справедливо неравенство $w \leq a$ или $M \leq 1$.

Процесс смешения возможен только при действии внутреннего трения, следствием которого является рост энтропии, т. е. течение неизоэнтропийное и $dS > 0$. Рост энтропии эквивалентен диссипации энергии, т. е. снижению ее качества. В данном случае качество энергии отражает возможность преобразования ее в полезную кинетическую энергию (скорость, тягу). В частности, развиваемый РД на расчетном режиме удельный импульс тяги, равный скорости истечения,

$$I_{y.p} = W_a = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT^* \left(1 - \left(\frac{p_a}{p_{вх}^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)},$$

зависит от давления торможения на входе в сопло $p_{вх}^*$, которое практически равно давлению торможения в выходном сечении ТВС независимо от структуры течения в нем охладителя (теплоносителя).

Процессы в центральном канале ТВС с радиально-осевым течением идут без подвода энергии извне, т. е. при удельной энтальпии $c_p T^* = \text{const}$ как меры энергии идеального газа. С учетом системы уравнений (23.3) запишем уравнение сохранения энергии в виде

$$T^* c_p = T c_p + \frac{w^2}{2}$$

или

$$T^* = T + \frac{w^2}{2c_p}. \quad (23.4)$$

Осевая скорость потока $w(z)$ (см. рис. 23.1) распределяется по сечению канала обязательно неравномерно, так как непосредственно на его боковой границе действует только радиальная скорость (подвод массы со скоростью, перпендикулярной оси Z) и нет осевой скорости. Примем допущение, что параметры потока на длине $\Delta z \approx 0$ мгновенно выравниваются, т. е. в любом сечении эпюры всех параметров потока суть прямоугольники. Тогда, учитывая, что ρ и w — это функции координаты z , а $F = \text{const}$, на основе соотношения (23.2) можно записать уравнение неразрывности (или сохранения массы) для любого сечения канала:

$$\dot{m}(z) = \rho W F = f(z). \quad (23.5)$$

Отсутствие осевой скорости вблизи стенки канала и соответствующего пограничного слоя эквивалентно отсутствию напряжения трения на границе потока, т. е. $\tau = 0$. С учетом отсутствия сил трения уравнение сохранения импульса в проекции на ось Z в форме Эйлера запишем для участка течения, ограниченного сечением в тупике $z = 0$ и текущим сечением z (см. рис. 23.1):

$$(\dot{m}w + p_0^* F)_0 = (\dot{m}w + p F)_z. \quad (23.6)$$

Имея в виду, что при $z = 0$ $w = 0$, $\dot{m} = 0$ и $p = p_0^*$, а расход в любом сечении $\dot{m} = \rho w F$, после упрощающих преобразований получим из уравнения (23.6) следующее выражение для закона сохранения импульса:

$$p_0^* = p + \rho w^2. \quad (23.7)$$

Совокупность уравнений сохранения массы (23.5), энергии (23.4) и количества движения (23.7) и известных соотношений связи параметров идеального газа (23.3) представляет собой замкнутую систему, разрешимую для неизвестных переменных p , p^* , w , T и ρ при $dS > 0$:

$$\dot{m}(z) = \rho w F = f(z);$$

$$T^* = T + \frac{w^2}{2c_p}; \quad (23.8)$$

$$p_0^* = p + \rho w^2.$$

Обратим внимание на то, что описывается течение идеального газа, но с проявлением внутреннего трения, когда процесс неизоэнтропийный, диссипативный и $\frac{p}{\rho^k} \neq \text{const}$, если связывать текущие параметры с параметрами в тупике. Но в произвольной точке течения статические значения параметров можно выражать через параметры торможения потока в этой же точке на основе уравнения изоэнтропы $\frac{p}{\rho^k} = \text{const}$, т. е. можно использовать известные

ГДФ для изоэнтропийного адиабатного течения идеального газа.

Решение системы уравнений (23.8) определим также в виде ГДФ, существенное отличие которых от изоэнтропийных ГДФ, а именно $dS > 0$, отмечается знаком « $\sim$ » (тильда) над обозначением конкретных функций. Поскольку для условий задачи скорость потока w ограничена скоростью звука a , в качестве аргумента используем число Маха M , что позволит существенно упростить расчетные выражения.

Введем ГДФ для неизоэнтропийного потока:

$$\tilde{\tau}(M, k) = \frac{T}{T^*}; \quad (23.9)$$

$$\tilde{\pi}(M, k) = \frac{P}{P_0^*}; \quad (23.10)$$

$$\tilde{\pi}^*(M, k) = \frac{P^*}{P_0^*}. \quad (23.11)$$

Используя известное соотношение ГДФ для изоэнтропийного потока $\pi(M, k) = \frac{P}{P^*}$ и давления торможения $P^* = \frac{P}{\pi(M, k)}$ и подставив эту формулу в уравнения (23.10) и (23.11), получим вместо выражения (23.11) соотношение связи

$$\tilde{\pi}^*(M, k) = \frac{P}{\pi(M, k) P_0^*} = \frac{\tilde{\pi}(M, k)}{\pi(M, k)}. \quad (23.12)$$

Расчетное выражение для ГДФ приведенной температуры $\tilde{\tau}(M, k)$ (23.9) получается делением уравнения сохранения энергии (23.4) на статическую температуру T и заменой $c_p = \frac{k}{k-1}R$ и

$$M = \frac{w}{a} :$$

$$\tilde{\tau}(M, k) = \frac{T}{T^*} = \frac{1}{1 + \frac{k-1}{2}M^2}. \quad (23.13)$$

Отметим, что это выражение математически эквивалентно расчетному выражению для $\tau(M, k)$ ГДФ изоэнтропийного потока, так как отражает адиабатность и изоэнтропийного, и неизоэнтропийного течения. Примерный график функции $\tilde{\tau}(M, k)$ в диапазоне значений $0 \leq M \leq 1$ представлен на рис. 23.2.

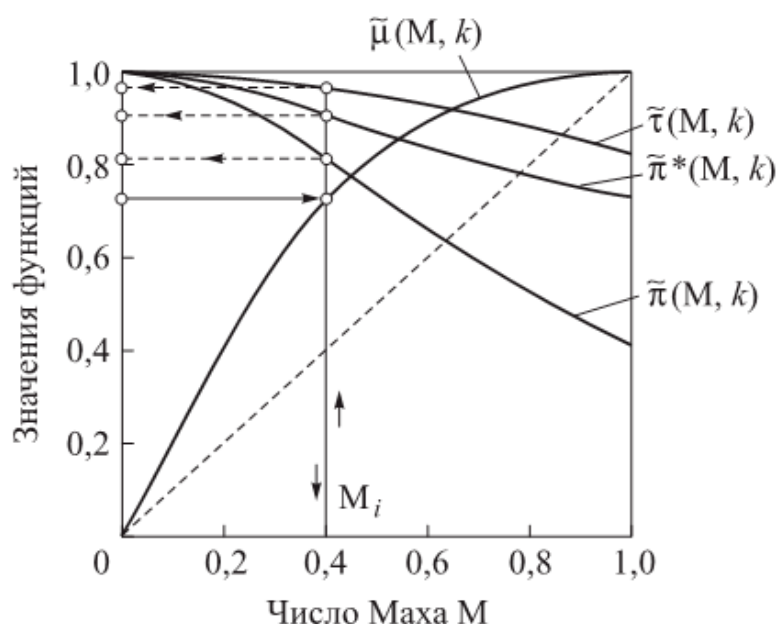


Рис. 23.2. Типичные графики ГДФ течения с распределенным подводом массы

Аналогичные преобразования уравнения сохранения импульса (23.7) дают расчетные выражения для ГДФ приведенных давлений: статического —

$$\tilde{\pi}(M, k) = \frac{p}{p_0^*} = \frac{1}{1 + kM^2}; \quad (23.14)$$

полного —

$$\tilde{\pi}^*(M, k) = \frac{p^*}{p_0^*} = \frac{\tilde{\pi}(M, k)}{\pi(M, k)} = \frac{1}{\pi(M, k)(1 + kM^2)}. \quad (23.15)$$

Типичные графики функций $\tilde{\pi}(M, k)$ и $\tilde{\pi}^*(M, k)$ приведены на рис. 23.2. По полученным расчетным выражениям (23.13)—(23.15) и известным температуре торможения T^* и давлению в тупике p_0^* можно рассчитать давление, температуру, плотность рабочего тела и его скорость в любом сечении центрального канала, если известно значение M в этом сечении с координатой z . В частности, в предельном случае, когда в выходном сечении скорость потока приближается к скорости звука и сечение становится критическим, потери полного давления достигают 20 % давления в тупике. Приемлемым скоростям в выходном сечении до $0,1 < M < 0,3$ соответствуют потери полного давления не более 5...7 %.

Распределение безразмерной скорости (числа Маха) по длине канала (по координате z) должно соответствовать заданным граничным условиям: температуре торможения T^* , давлению в тупике p_0^* и распределению подводимой массы или расхода $\dot{m}(z) = \rho w F = f(z)$. Для этого вводится новая ГДФ — функция приведенного расхода

$$\tilde{\mu}(M, k) = \frac{\dot{m}(z)}{\dot{m}_{\text{кр}}(z)} = \frac{f(M, k)}{\dot{m}_{\text{кр}}(z)}, \quad (23.16)$$

где $\dot{m}_{\text{кр}}(z)$ — расход того же рабочего тела (т. е. с теми же значениями R и k), который необходимо подать через боковую поверхность данного канала для получения звуковой скорости в выходном сечении (ставшем виртуальным критическим сечением: $F = F_{\text{кр}}$, где $M = 1$) при давлении в тупике $p_0^* = \text{const}$.

Значение расхода в виртуальном критическом сечении $\dot{m}_{\text{кр}}$ единственное и однозначно определяется исходными параметрами R, k, T^*, p_0^* и F . Очевидные преобразования

$$\dot{m}_{\text{кр}} = \rho_{\text{кр}} w_{\text{кр}} F;$$

$$w_{\text{кр}} = a = \sqrt{k R T_{\text{кр}}} = \sqrt{k R T^* \tau(1, k)};$$

$$\frac{p_{\text{кр}}}{\rho_{\text{кр}}} = R T_{\text{кр}} \Rightarrow \rho_{\text{кр}} = \frac{p_{\text{кр}}}{R T_{\text{кр}}} = \frac{p_0^* \tilde{\pi}(1, k)}{R T^* \tilde{\tau}(1, k)}$$

дают расчетное выражение для знаменателя правой части функции (23.16)

$$\dot{m}_{\text{кр}} = \frac{p_0^* \tilde{\pi}(1, k)}{R T^* \tilde{\tau}(1, k)} F \sqrt{k R T^* \tau(1, k)}. \quad (23.17)$$

С учетом выражения (23.17) при известной правой части функции приведенного расхода (23.16) распределение ГДФ приведенного расхода $\tilde{\mu}(M, k)$ по координате z имеет вид

$$\tilde{\mu}(M, k) = \frac{f(M, k)}{\dot{m}_{кр}}. \quad (23.18)$$

Решение этого уравнения относительно M для каждого сечения позволяет рассчитать значения всех ГДФ, а следовательно, и искомых параметров потока.

Выражение $\tilde{\mu}(M, k)$ следует из преобразований исходной функции (23.16) с использованием ГДФ неизоэнтропийного потока $\tilde{\pi}(M, k)$, $\tilde{\pi}^*(M, k)$ и $\tilde{\tau}(M, k)$ и соотношений, справедливых для идеального газа (23.3):

$$\begin{aligned} \tilde{\mu}(M, k) &= \frac{\dot{m}(z)}{\dot{m}_{кр}} = \frac{\rho w F}{\rho_{кр} w_{кр} F} = \\ &= \left| \begin{array}{l} M = \frac{w}{a} \Rightarrow w = aM \\ \frac{p}{\rho} = RT \Rightarrow \rho = \frac{p}{RT} \end{array} \right| = \frac{1}{\rho_{кр} w_{кр}} \frac{p}{RT} aM = \\ &= \frac{M}{\rho_{кр} W_{кр}} \frac{p_0^* \tilde{\pi}(M, k)}{RT^* \tilde{\tau}(M, k)} \sqrt{kRT^* \tilde{\tau}(M, k)} = \\ &= \frac{MRT^* \tilde{\tau}(1, k) p_0^* \tilde{\pi}(M, k) \sqrt{kRT^* \tilde{\tau}(M, k)}}{p_0^* \tilde{\pi}(1, k) \sqrt{kRT^* \tilde{\tau}(1, k)} RT^* \tilde{\tau}(M, k)} = \\ &= \frac{M \tilde{\tau}(1, k) \tilde{\pi}(M, k)}{\tilde{\pi}(1, k) \sqrt{\tilde{\tau}(1, k)} \sqrt{\tilde{\tau}(M, k)}}. \end{aligned}$$

Итоговое расчетное выражение имеет вид

$$\tilde{\mu}(M, k) = M \frac{\tilde{\tau}(1, k) \tilde{\pi}(M, k)}{\tilde{\pi}(1, k) \sqrt{\tilde{\tau}(1, k)} \sqrt{\tilde{\tau}(M, k)}}. \quad (23.19)$$

Очевидно, что функция $\tilde{\mu}(M, k)$ в диапазоне значений $0 \leq M \leq 1$ монотонно возрастает от $\tilde{\mu}(0, k) = 0$ до $\tilde{\mu}(1, k) = 1$ и уравнение (23.18) имеет единственное решение относительно неизвестного M (см. рис. 23.2).

Тогда расчет давления и температуры в произвольном сечении центрального канала можно вести в соответствии с приведенной ниже последовательностью.

1. Определяем расход в виртуальном критическом сечении $m_{кр}$ по выражению (23.17).

2. Рассчитываем распределение функции $\tilde{\mu}(M, k)$ по длине канала.

3. Решая уравнение (23.18) относительно M для произвольных сечений (координат z), находим значения M и ГДФ неизоэнтропийного потока $\tilde{\pi}(M, k)$, $\tilde{\pi}^*(M, k)$ и $\tilde{\tau}(M, k)$.

4. По найденным значениям ГДФ неизоэнтропийного потока $\tilde{\pi}(M, k)$, $\tilde{\pi}^*(M, k)$ и $\tilde{\tau}(M, k)$ и заданным параметрам в тупике p_0^* и T^* рассчитываем искомые статические давление p и температуру T , а также давление торможения p^* .

Если центральный канал ТВС с радиально-осевым течением не имеет тупика во входном сечении $z = 0$ первого блока твэлов (рис. 23.3), где известны расход, абсолютная и приведенная (число Маха) скорости и давление охладителя, то задача расчета распределения параметров потока по длине канала для такого варианта может быть сведена к рассмотренной выше. Предполагается, что параметры потока в сечении $z = 0$ сформировались на виртуальном предвключенном тупиковом участке с радиальным подводом массы. Тогда, если известно значение M в сечении $z = 0$, можно рассчитать давление в виртуальном тупике p_0^{**} и, таким образом, получить решенную выше задачу.

Если ТВС с радиально-осевым течением охладителя отличается от рассмотренных выше только увеличивающейся по длине канала площадью поперечного сечения (например, центральный канал конический (см. рис. 23.3, б), но течение остается дозвуковым), то, разбивая канал на малые по длине конические участки и заменяя их цилиндрическими участками с некоторым средним диаметром $d_{срi}$ с теми же, что для исходных конических участков расходами, получаем для каждого цилиндрического участка решенную выше задачу. Переход от предыдущего участка к последующему должен сопровождаться пересчетом статических параметров потока, претерпевающих изменение при течении в идеаль-

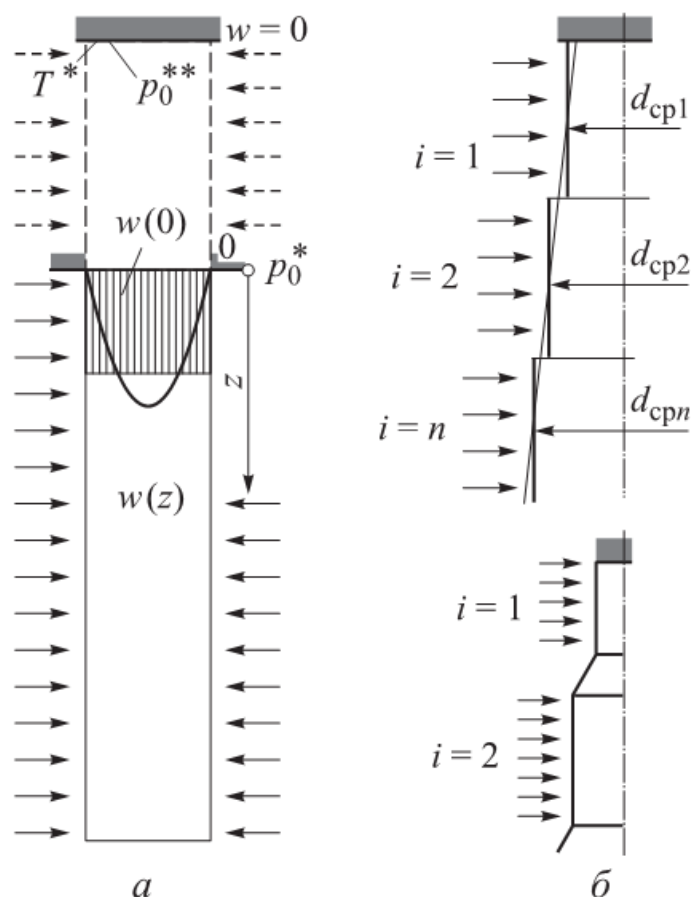


Рис. 23.3. Расчетные схемы для течения в канале ТВС с распределенным подводом массы:

a — цилиндрический канал с виртуальным тупиком; *б* — конический центральный канал

ном виртуальном диффузоре, входное сечение которого равно сечению предшествующего цилиндрического участка, а выходное сечение совпадает с входным сечением следующего участка. При этом, поскольку течение идеальное, давление торможения и критические параметры не изменяются, т. е. для расчета изменения параметров потока в диффузоре можно использовать ГДФ для изоэнтропийного адиабатного течения идеального газа.

При правильном отражении качественных и количественных взаимосвязей между существенными параметрами количественные результаты могут иметь погрешность, зависящую от степени приближения модели к реальному течению потока в реальном техническом объекте: адиабатность, одномерность, постоянство свойств рабочего тела, одинаковость температуры торможения подаваемого охладителя на всех участках и другие условия, принятые в качестве допущений при разработке методики. В частности, техническая реализация ТВС с рассмотренным течением затруднена необходи-

мостью выполнения стыков между секциями, число которых относительно невелико, что не позволяет обеспечить идеальное распределение расходов охладителя с одинаковой температурой торможения. Однако ТВС с такой схемой течения рассматривается как техническое решение, имеющее ряд преимуществ по сравнению с ТВС с осевым течением теплоносителя, что может оказаться существенным в конкретных технических условиях, особенно при ужесточении требований к минимизации выноса радиации в окружающую среду и применении сферических микротвэлов.

При заданном давлении перед соплом p_2 (условном давлении в камере p_k) для ТВС с радиально-осевым течением потока происходит потенциальное снижение удельного импульса тяги вследствие диссипации энергии в центральном канале. Это может быть компенсировано повышением максимального давления в цикле, схема которого представлена на рис. 23.4. Процесс нагрева ускоряющегося рабочего тела отображает кривая 1'—2'—2, где точка 2' приближенно отражает параметры рабочего тела на выходе из зазора между кольцевыми твэлами (см. рис. 13.4, поз. 5 и 6). Участку 2'—2 соответствует процесс ускорения рабочего тела, нагретого до температуры торможения $T^* = T_2$ в твэлах, при течении в центральном канале. Отметим, что этот процесс не является изотермическим, но близок к нему (на рис. 23.4 кривая 2'—2 практически совпадает с изотермой T^*). Остальные участки и их обозначения идентичны приведенным на рис. 1.2.

Для ТВС с осевым течением потока максимальное давление в цикле $p_{\max}$ превышает давление p_2 на значение Δp_1 , равное потерям давления в твэлах. Для того чтобы обеспечить то же самое заданное давление перед соплом p_2 ТВС с радиально-осевым течением, приходится компенсировать еще и потери давления Δp_2 в центральном канале ТВС и соответственно как минимум на это значение повысить максимальное давление в цикле, что требует повышения мощности, а следовательно, и массы ТНА и др. Поскольку требуемые значения давления рабочего тела (охладителя) на выходе из насосов ТНА в ДУ с ЯРД зависят не только от максимального давления в термодинамическом цикле, но и в не меньшей степени от потерь давления в трактах охлаждения конструкции, то компенсация потерь давления в центральном канале ТВС с ради-

ально-осевым течением не приводит к существенному увеличению массы агрегатов ДУ.

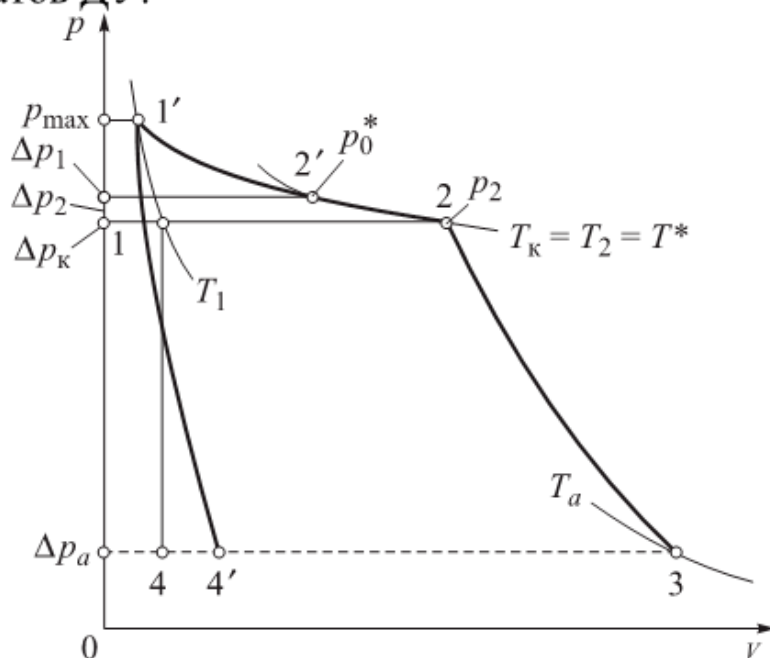


Рис. 23.4. Условный термодинамический цикл ЯРД с радиально-осевым течением охладителя в ТВС

Рассмотренные модели течения в каналах с распределенным подводом массы и методику расчета параметров потока можно применять и для других аналогичных случаев, например, для расчета поля скоростей и давлений в горящем по внутренней поверхности канале заряда твердого ракетного топлива или в камере ЖРД с подачей топлива с торцовых и цилиндрических поверхностей камеры сгорания, а также в иных технических объектах, течение в которых может быть сведено к рассмотренной модели.

Контрольные вопросы и задания

1. Перечислите потенциальные преимущества ТВС с радиально-осевой схемой течения охладителя по сравнению с ТВС с осевой структурой течения охладителя.

2. Какие допущения приняты при разработке модели течения потока в центральном канале ТВС?

3. Каким образом учитывается (используется) допущение об адиабатности процесса?

4. Каким образом учитывается (используется) допущение об идеальности охладителя?

5. Изменение каких существенных параметров потока отражает диссипацию энергии и рост энтропии?

Часть 4

КОНСТРУКЦИЯ И СХЕМЫ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ ЯРД

Глава 24

КОНСТРУКТИВНАЯ СХЕМА И ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА

Конструктивная схема ТВС соответствует выбранной схеме течения рабочего тела (теплоносителя): осевой (см. рис. 13.3) или радиально-осевой (см. рис. 13.4). Концепция гетерогенной АЗ реактора предусматривает отработку конструкции ТВС как базового агрегата. В общем случае из произвольного числа ТВС может быть сформирована АЗ заданной тепловой мощности. Присущая АЗ пространственная неравномерность нейтронного потока, например описываемая соотношением (11.29), обуславливает неравенство тепловых мощностей даже одинаковых ТВС, но расположенных на разных расстояниях от оси симметрии АЗ реактора. Если при этом расходы рабочего тела будут одинаковыми, то это приведет к разным его температурам на выходе из ТВС и, следовательно, к снижению развиваемого удельного импульса тяги¹. Такое нежелательное проявление присущих АЗ свойств частично компенсируется гидравлическим профилированием АЗ: распределением расходов рабочего тела между ТВС, исходя из требования одинаковой температуры или одинакового прироста температуры рабочего тела (охлаждителя) во всех ТВС.

Возможны схемы размещения ТВС по площади поперечного сечения АЗ как по концентрическим окружностям, так и по вершинам сетки, состоящей из правильных треугольников (рис. 24.1).

¹ Дорофеев А.А. Указ. соч.

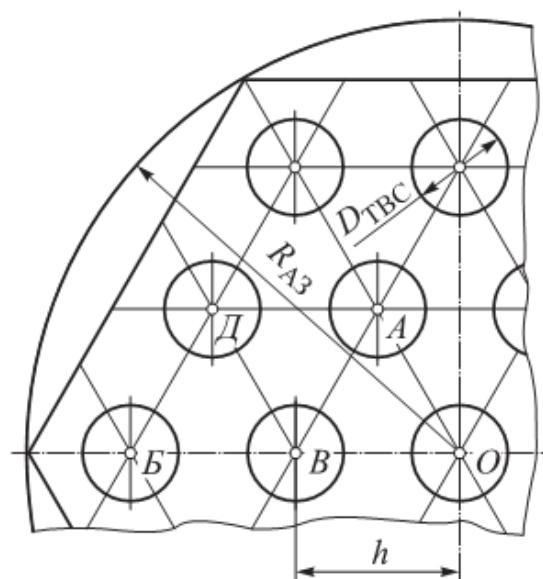


Рис. 24.1. Геометрическая структура компоновки активной зоны ЯРД

При этом для семи ТВС эти системы совпадают. К положительным свойствам схем на основе концентрических окружностей относится их регулярность, т. е. отсутствие особенностей вблизи цилиндрической (в сечении — окружность) границы АЗ. Однако при этом имеются значительные различия в локальных соотношениях площадей замедлителя и ТВС (аналогично в соотношениях Σ_f , Σ_s и Σ_a), расположенных на разных радиусах (разных расстояниях от оси симметрии АЗ).

Этот недостаток отсутствует при размещении ТВС по вершинам сетки, состоящей из правильных треугольников, но при такой схеме вблизи круговой границы АЗ появляются значительные площади в виде шести сегментов круга, которые следует полезно использовать.

На рис. 24.1 структура АЗ образована правильными треугольниками со стороной h , называемой шагом решетки. Ось симметрии сечения АЗ радиусом R_{AZ} совпадает с осью центральной ТВС и обозначена буквой O . Как стороны правильных треугольников равны между собой следующие отрезки: $AO = AB = BO = BV = DV = h$. В вершинах образующих регулярную сетку треугольников расположены оси симметрии 19 идентичных по материалу составу и размерам цилиндрических ТВС диаметром D_{TBC} . При этом шесть ТВС, ближайших к оси симметрии АЗ, находятся на окружности радиусом h с центром O . Из следующих 12 ТВС шесть расположены на окружности радиусом $BO = 2h$ и еще шесть из них — на концентрической окружности радиусом OD , причем $h < OD < 2h$.

Если обозначить тепловую мощность центральной ТВС как N_0 , то согласно соотношению (11.29), мощность, развиваемая шестью ТВС, расположенными на удалении от центра, равном h , со-

ставит $6N_h = 6J_0 \left(\frac{2,405h}{R_{AZ}} \right) N_0$, следующих шести ТВС, распо-

женных на удалении OD , $6N_{OD} = 6J_0 \left(\frac{2,405 OD}{R_{A3}} \right) N_0$, а расположен-

ных на удалении $2h$, — $6N_{2h} = 6J_0 \left(\frac{4,81h}{R_{A3}} \right) N_0$. Здесь R_{A3} — эквива-

лентный радиус АЗ, рассчитанный с учетом влияния отражателей нейтронов. Коэффициенты 2,405 и 4,81 в этих выражениях соответствуют одинаковой концентрации ^{235}U в твэлах всех ТВС при примерно одинаковых соотношениях Σ_f , Σ_s и Σ_a . Если эти условия не соблюдаются, например вследствие применения концентрационного профилирования для снижения радиальной неравномерности тепловыделения в АЗ реактора, то значения этих коэффициентов будут другими, но логика расчета распределения расходов охладителя между ТВС (гидравлическое профилирование АЗ) при этом сохранится.

Для заданной суммарной тепловой мощности N_T всей АЗ реактора (см. гл. 4), суммарного расхода m_Σ охладителя (рабочего тела) и одинакового для всех ТВС подогрева $\Delta T = \text{idem}$ одного и того же рабочего тела со средней постоянной теплоемкостью c_p справедливы равенства, представляющие собой выражение закона сохранения энергии:

$$N_T = m_\Sigma c_p \Delta T; \quad (24.1)$$

$$N_T = N_0 + 6J_0 \left(\frac{2,405h}{R_{A3}} \right) N_0 + 6J_0 \left(\frac{2,405 OD}{R_{A3}} \right) N_0 + 6J_0 \left(\frac{4,81h}{R_{A3}} \right) N_0. \quad (24.2)$$

Из равенств (24.1) и (24.2) следуют очевидные расчетные выражения для тепловой мощности центральной ТВС (см. рис. 24.1):

$$N_0 = \frac{N_T}{1 + 6J_0 \left(\frac{2,405h}{R_{A3}} \right) + 6J_0 \left(\frac{2,405 OD}{R_{A3}} \right) + 6J_0 \left(\frac{4,81h}{R_{A3}} \right)} \quad (24.3)$$

и расхода рабочего тела через эту ТВС

$$m_0 = \frac{m_\Sigma}{1 + 6J_0 \left(\frac{2,405h}{R_{A3}} \right) + 6J_0 \left(\frac{2,405 OD}{R_{A3}} \right) + 6J_0 \left(\frac{4,81h}{R_{A3}} \right)}. \quad (24.4)$$

Тогда для ТВС, отстоящих от оси симметрии АЗ на расстояния h , $ОД$ и $2h$, получим соответственно:

$$m_h = m_0 J_0 \left(\frac{2,405 h}{R_{АЗ}} \right); \quad (24.5)$$

$$m_{ОД} = m_0 J_0 \left(\frac{2,405 ОД}{R_{АЗ}} \right); \quad (24.6)$$

$$m_{2h} = m_0 J_0 \left(\frac{4,81 h}{R_{АЗ}} \right). \quad (24.7)$$

Требуемые расходы рабочего тела через ТВС, рассчитанные по формулам (24.5)—(24.7), обеспечивают установкой на входе в ТВС или дроссельных шайб требуемого диаметра, или распределительных дросселирующих решеток (см. рис. 13.3, поз. 11) с соответствующим гидравлическим сопротивлением. При этом за счет распределения по площади дросселирующей решетки отверстий разного диаметра суммарный расход рабочего тела распределяется по входному сечению (по радиусу) первой нагревной секции в соответствии с радиальной неравномерностью распределения тепловой мощности по сечению блока твэлов (локальное гидравлическое профилирование ТВС, компенсирующее **блок-эффект** — снижение нейтронного потока вблизи оси симметрии нагревной секции (или блока твэлов) вследствие поглощения нейтронов ураном без деления). Например, при расположении отверстий по распределительной дросселирующей решетке с одинаковым шагом их диаметр увеличивается от минимального на оси симметрии до максимального на периферии. Дросселирующая решетка при этом стабилизирует течение охладителя в ТВС, что способствует повышению стабильности работы АЗ реактора как теплогидравлической системы. При одинаковых условиях на входе во все ТВС требуемый расход в каждую из них может быть обеспечен также установкой индивидуального сопла Лаваля с соответствующей площадью критического сечения.

Следует отметить, что для ТВС с осевым течением охладителя (рабочего тела) гидравлическое профилирование не может компенсировать осевую неравномерность распределения тепловой

мощности, а значит, и использование объема АЗ не вполне эффективное. Частичная компенсация неравномерности тепловыделения по оси АЗ гидравлическим профилированием возможна при ее комплектации из ТВС, в которых рабочее тело подается в нагревные секции (блоки твэлов) в различных сечениях ТВС (см. рис. 13.4). В ТВС с таким течением охладителя (рабочего тела) гидравлическое профилирование и для ТВС в целом как элемента АЗ, и для каждого блока твэлов реализуется переменной по длине проницаемостью (долей проходного сечения) перфорированной оболочки. Таким образом, на входе каждого блока устанавливается индивидуальное местное гидравлическое сопротивление.

Каждая ТВС и того и другого типа, снабжается выходным соплом, которое может быть цилиндрическим, коническим или типа сопла Лаваля (см. рис. 13.3, поз. 5), в котором охладитель уже в качестве рабочего тела ускоряется до сверхзвуковых скоростей. В последнем случае (см. рис. 13.2) образуется сопло-решетка 6 с общим дорасширительным насадком 7, в котором рабочее тело дополнительно ускоряется с созданием заданной реактивной тяги. Если же выходное сопло ТВС цилиндрическое или коническое (см. рис. 13.2, поз. 2), т. е. конфузор, то сопло Лаваля выполняется единым для всех ТВС (см. рис. 13.2, поз. 5).

Сопло-решетка вследствие большей, чем у единого сопла, контактирующей с потоком поверхности и внутренних процессов смешения в дорасширительном насадке будет развивать меньший на 3...5 % по сравнению с единым соплом удельный импульс тяги, но при этом его осевые габариты будут приблизительно в $\sqrt{N}$ меньше (N — число ТВС с соплами Лаваля). Кроме того, наличие сверхзвукового потока в соплах ТВС препятствует распространению возмущений вверх по течению и исключает нежелательные связанные колебания параметров ТВС, которые могут вызвать неустойчивость совокупного рабочего процесса ДУ с ЯРД.

Возникающий при обтекании блоков твэлов (см. рис. 13.3, поз. 1) перепад давления теплоносителя создает осевую силу сопротивления, воспринимаемую или выступами пластинчатых твэлов, или опорной решеткой, если применяются твэлы стерженькового типа. Корпус ТВС в виде связанных через оребрение оболочек воспринимает осевую силу сопротивления в сочетании с равнодействующей сил давления (реактивной силой) в сопле и передает ее как суммарное осевое усилие в месте крепления.

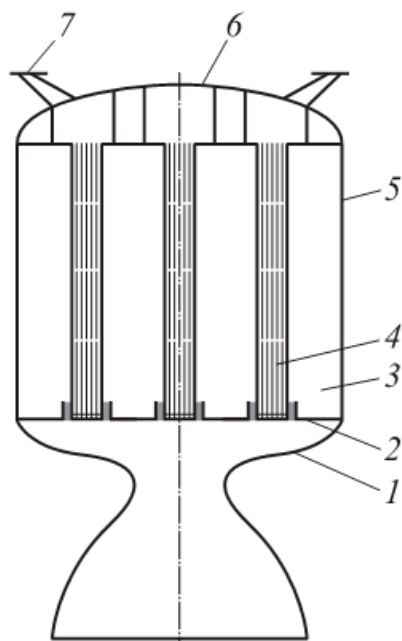


Рис. 24.2. Схема ЯРД с гетерогенным канално-корпусным реактором:

1 — сопловое (огневое) днище корпуса реактора; 2 — узел подвижной и герметичной связи корпусов ТВС и реактора; 3 — полость размещения замедлителя; 4 — ТВС как канал и силовое звено; 5 — корпус реактора; 6 — глухое днище корпуса реактора; 7 — узлы крепления

ТВС, нагруженные внутренним давлением охладителя в тракте охлаждения, внутренним давлением охладителя в каналах блоков твэлов (атрибутивный конструктивный признак каналного реактора) и суммарным осевым усилием, объединены в единой силовой схеме реактора ЯРД (рис. 24.2) на основе его корпуса 5 — оболочки, нагруженной внутренним давлением теплоносителя (например, рабочего тела — водорода или стороннего компонента), охлаждающего твердый замедлитель, например свободно вложенные и не несущие механической нагрузки блоки из гидрида циркония в полости 3 (атрибутивный конструктивный признак корпусного реактора). При этом ТВС 4 как силовые звенья конструкции неподвижно скреплены с глухим днищем 6 корпуса и подвижно и герметично (узел 2) связаны с ним со стороны соплового (так называемого огневого) днища 1. Равнодействующая всех сил — тяга — передается ЛА через узлы крепления 7.

Возможны также и другие силовые схемы сочленения ТВС и корпуса реактора, выбор которых ведется с учетом силовой схемы двигательной установки (см. рис. В.1—В.3). Конкретные конструктивные решения деталей, узлов и агрегатов гетерогенных реакторов ЯРД, в большинстве своем относящихся к канално-корпусному типу, во многом определяются применяемыми материалами, специфические условия работы которых обусловили их специальную разработку именно для этих целей.

Контрольные вопросы и задания

1. Перечислите функции и обусловленные ими требования к материалам и конструкции корпуса ТВС.
2. Каковы функции камер смешения и почему они отсутствуют в ТВС из стерженьковых твэлов?
3. Почему функции опорных решеток могут отсутствовать в ТВС из пластинчатых твэлов?
4. Каковы функции устанавливаемых до входа в первый блок твэлов дроссельных шайб или входных решеток и в каких случаях они могут отсутствовать в ТВС?
5. Сравните преимущества и недостатки ТВС с выходными сверхзвуковыми соплами или с конфузоров.
6. Каковы преимущества и недостатки ТВС с осевой и с радиально-осевой схемой течения теплоносителя?
7. Предложите объяснение применения подвижного и герметичного соединения корпусов ТВС и реактора со стороны соплового днища.

Глава 25

МАТЕРИАЛЫ ЯРД

25.1. Материалы и технологии изготовления твэлов и других элементов, работающих при высоких температурах

В твэлах в результате деления ^{235}U вырабатывается до 94 % всей тепловой мощности АЗ реактора ЯРД. Условия работы твэлов ЯРД на двигательном режиме существенно более жесткие, чем в составе стационарных реакторов. При удельном энерговыделении в материале твэла до 33 кВт/см^3 и плотности теплового потока до $8,5 \text{ МВт/м}^2$ при температуре $600 \dots 300 \text{ К}$ предусматривается большое число запусков ЯРД (более 10), т. е. циклов нагрева и остывания. При этом за относительно небольшое суммарное время работы более 1 ч при плотности нейтронного потока до $10^{16} \dots 10^{18} \text{ 1/(см}^2 \cdot \text{с)}$ флюенс достигает $(3 \dots 5) \cdot 10^{18 \dots 21} \text{ см}^{-2}$, что приводит к существенным изменениям свойств материала твэла.

При несоответствии хотя бы одного параметра, например размера или шероховатости поверхности, установленным предельным значениям ТВЭЛ считается поврежденным. Если при этом происходит нарушение целостности ТВЭЛ как сборочной единицы (отделение фрагмента), он считается разрушенным.

Включение в состав ТВЭЛ непосредственно металлического урана невозможно вследствие его низкой температуры плавления, равной 1 405 К (1 132 °С), высокой химической активности и пиррофорности. Поэтому в основе выбора состава ТВЭЛ лежат свойства материала, содержащего делящийся изотоп (в виде тугоплавких химических соединений) с учетом остаточного наличия ^{238}U . Основные теплофизические свойства таких соединений представлены в табл. 25.1.

Таблица 25.1

**Основные теплофизические свойства
тугоплавких соединений урана**

Соединение	Максимальная плотность, 10^3 кг/м^3	Массовая доля урана, %	Температура плавления, К	Теплопроводность при 1 000...1 300 К, Вт/(м·К)
UO ₂	10,97	88,1	3 025	3,6
UC	13,63	94,9	2 800	20
UN	14,32	94,4	3 120	15
UB ₂	12,7	91,65	2 700	13,5
US	14,32	88,1	2 723	11

Для повышения допустимой удельной мощности ТВЭЛ ЯРД при максимальной температуре нагрева рабочего тела материал ТВЭЛ должен содержать возможно большее количество урана, его температура плавления и теплопроводность должны быть высокими, а свойства при рабочих температурах — стабильными. При этом желательно проявление минимальной поглощающей способности, что достигается изотопным составом, например обогащением бора по ^{11}B и азота по ^{15}N . Однако технико-экономическая эффективность изотопной модификации материалов требует обоснования на основе учета всех особенностей технического решения и его применения.

Диоксид урана UO_2 относится к хорошо освоенным соединениям, недостатком его является низкая теплопроводность. Закись-оксид урана U_3O_8 уступает диоксиду по большинству показателей, однако может применяться в контакте с материалами, которые вызывают термодинамическую неустойчивость диоксида.

К особенностям карбидов урана относится их пирофорность в дисперсной фазе при температуре выше 573 К (300 °С). Лучшими свойствами обладает монокарбид UC . Дикарбид UC_2 с меньшим содержанием урана претерпевает аллотропные превращения в рабочем диапазоне температур, но превосходит монокарбид по стойкости в контакте с конструкционными материалами, что может оказаться важным в бимодальных энергодвигательных ядерных установках. Нитрид урана UN с приближением к температуре плавления начинает разлагаться с выделением азота. Сульфид урана, уступая другим тугоплавким соединениям урана, также может вызвать интерес, если потребуется работа соединений ^{235}U при высоких температурах в контакте с материалами, по отношению к которым US проявляет требуемые для длительной совместимости качества.

Свойства, выявленные при исследовании химических соединений урана, могут частично или полностью изменяться, если эти соединения находятся в составе материала, содержащего компоненты с другим химическим и фазовым, микроструктурным составами. Во многом это относится к так называемым дисперсным твэлам, в которых содержащий уран материал дисперсно распределен в не содержащем уран теплопроводном и воспринимающем силовые факторы материале. Например, твэлы разных конструктивных вариантов реактора ЯРД «Киви» (США) представляли собой пластины размером примерно $203 \times 195 \dots 203 \times 6,3$ мм из модифицированного графита с диспергированным диоксидом или карбидом урана. При этом на дисперсные частицы размером 10...20 мкм были предварительно нанесены слои углерода с заданной анизотропией свойств, существенных при контакте с графитом.

Отечественными и зарубежными разработчиками ЯРД рассматривались также твэлы, изготовленные из композиционного металла-псевдосплава на основе вольфрама, обогащенного по слабо поглощающему тепловые нейтроны изотопу ^{184}W , в виде кошички из двух скрученных проволок диаметром около 1 мм. При

равном объемном содержании W и UO_2 при температуре 373...773...1 273 К теплопроводность составляла соответственно 52...44...42 Вт/(м · К). Несколько меньшая теплопроводность в этом же диапазоне температур характерна для аналогичных молибденовых псевдосплавов, термопластические свойства которых позволяли изготавливать из них твэлы методом прокатки.

Содержащий делящийся изотоп материал твэлов, а также материал их матрицы, по отношению к дисперсному урансодержащему материалу (так называемому ядерному горючему) должны быть тугоплавкими и теплопроводными, слабо поглощающими нейтроны и продолжительное время сохраняющими удовлетворительные прочностные характеристики в условиях радиации. Причем необходимость сохранения ГПД, в основном ксенона и криптона, обуславливает наличие пор в материале. При этом рабочий температурный диапазон по возможности должен включать участки выхода из хрупкого состояния и перехода к высокотемпературному пластическому состоянию. Это также зависит от пористости: UO_2 с пористостью около 3 % начинает переходить из хрупкого состояния в пластическое при 1 500 К (1 228 °С), а при пористости 2 % этот переход начинается уже при 1 400 К (1 128 °С).

Противоречивость таких требований очевидна. Поэтому выбор материала представляет собой итерационный поиск компромиса требований и возможностей по системной формуле «Ф — К — М — Т» (см. рис. 15.5) с учетом имеющихся ограничений. Причем этот подход характерен для выбора материалов и других конструкций, работающих в экстремальных условиях. К потенциально пригодным для таких целей материалам относят карбиды и нитриды таких металлов, как вольфрам W, тантал Ta, ниобий Nb, цирконий Zr. Значения температуры плавления этих металлов и их карбидов приведены в табл. 25.2.

Следует обратить внимание на то, что при температуре возгонки графита около 3 700 К (около 3 500 °С) и температуре плавления вольфрама 3 683 К (3 410 °С) температура плавления карбида вольфрама WC составляет 2 873 К (2 600 °С), т. е. существенно меньше температуры плавления собственно вольфрама и возгонки углерода.

Таблица 25.2

Температура плавления металлов и их тугоплавких соединений

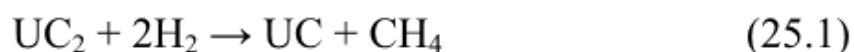
Металл	Плотность, 10^3 кг/м^3	Температура плавления, К ($^{\circ}\text{C}$)	Соединение	Плотность, 10^3 кг/м^3	Температура плавления, К ($^{\circ}\text{C}$)
W	19,1	3 683 (3 410)	WC	15,6	2 873 (2 600)
			W ₂ C	17,2	2 983 (2 700)
Ta	16,6	3 273 (3 000)	TaC	14,5	4 153 (3 880)
			Ta ₂ C	15,1	3 663 (3 390)
			TaN	14,36	3 366 (3 093)
Nb	8,6	2 688 (2 415)	NbC	7,8	3 773 (3 500)
			NbN	8,4	2 477 (2 204)
Zr	6,5	2 123 (1 850)	ZrC	6,8	3 803 (3 530)
			ZrN	7,09	3 255 (2 982)

Этим можно объяснить отслоение даже первоначально идеально связанных вольфрама на графите при нагреве детали выше 2 873 К (2 600 $^{\circ}\text{C}$): при нагреве переходного слоя идеальной адгезии вольфрама и углерода за счет диффузии и идущей в твердой фазе химической реакции образуется относительно легкоплавкий карбид, который в дальнейшем плавится и перестает воспринимать касательные механические напряжения, т. е. вольфрам отслаивается от графита (углерода). Похожие процессы могут происходить и в составе работающих при высоких температурах графитометаллических узлов конструкций тепловых РД другого типа, например РДТТ или ЖРД.

Аналогичных негативных особенностей лишены тугоплавкие (высокотемпературные) топливные композиции, представляющие собой твердые растворы и химические соединения, спеченные в виде единого материала или имеющие свойства, близкие к свойствам керамики. Сочетания неметаллов и металлов в виде карбидов, нитридов и гидридов носят условное название фаз внедрения¹.

¹ Первоначально предполагалось, что атомы неметаллов внедряются в междоузельное пространство металлических структур. Выяснилось, что это не совсем так, но название сохранилось.

Например, материал, содержащий (по массе) 47 % UO_2 и 53 % BeO , с разной пористостью, плотностью $\rho = (3,2 \dots 3,6) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и теплопроводностью $\lambda = 23 \dots 35 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; углерод-оксидные смеси, содержащие 19,9 % UO_2 и 80,1 % C , ρ до $1,93 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\lambda = 18 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; углерод-карбидные спеченные материалы, содержащие 30,3 % UC и 69,7 % C , $\rho = 2,22 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\lambda = 57 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. К характерным недостаткам карбидных материалов относят их низкую пластичность при относительно низких температурах. Следует отметить, что нагретый водород, практически не взаимодействуя с монокарбидом UC , наиболее интенсивно химическим путем «вымывает» с поверхности твэла дикарбид:



Химическую эрозию можно замедлить, предварительно вводя в водород метан CH_4 или другой углеводород, разлагающийся термически с образованием углерода в качестве ингибирующей добавки, действие которой объясняется принципом Ле Шателье и, соответственно, распространяется на обратимые реакции вида



К перспективным композициям относятся так называемое нитридное керамические топливо UN высокой плотности, равной $14,02 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, с приемлемой теплопроводностью, равной $16 \dots 21 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, содержащее (по массе) 94,3 % урана и 5,32 % азота с примесями 0,034 % углерода и 0,047 % кислорода. Согласно принципу Ле Шателье, склонность к термическому разложению мононитрида может подавляться за счет повышения давления азота в окружающей среде, например в охладителе (при введении содержащих азот ингибирующих добавок — NH_3 , N_2H_4 и др.). Это ограничивает область потенциального применения мононитрида как материала твэлов.

Отсутствие среди рассмотренных урансодержащих материалов материала, удовлетворяющего одновременно всем, нередко противоречивым, требованиям, обуславливает разработку твэлов на основе композиций из этих и других материалов. При этом новое сочетание совместимых материалов как компонентов может дать новое сверхсуммарное системное качество материалов.

Отечественные разработки материалов твэлов включают тугоплавкие и теплопроводные композиции: $\text{ZrC} - \text{UC}$, $\lambda = 25 \text{ Вт/(м·К)}$; $\text{ZrC} - \text{UC} - \text{C}$, $\lambda = 30 \text{ Вт/(м·К)}$ и $\text{ZrC} - \text{NbC} - \text{UC}$, $\lambda = 25 \text{ Вт/(м·К)}$. При этом в зависимости от состава и технологии получения допустимые температуры функционирования этих материалов и без ингибирования водорода варьируются в диапазоне $3\,100 \dots 3\,700 \text{ К}$, наибольшие из которых относятся к композициям, содержащим карбиды циркония, ниобия и тантала. В перспективе применение оптимальных комбинаций твэлов из этих материалов в АЗ реактора ЯРД позволит повысить температуру нагрева рабочего тела до $3\,500 \text{ К}$ с соответствующим удельным импульсом тяги, превышающим $10\,000 \text{ м/с}$.

В отечественном реакторе-прототипе ЯРД использовались керамические твэлы из материала $(\text{U}, \text{Zr})\text{C} + \text{C}$ и $(\text{U}, \text{Zr}, \text{Nb})\text{C}$ с содержанием урана (90 %-ное обогащение по ^{235}U) от 9 до 18 % (по массе). Отметим, что максимальное содержание урана достигается в карбонитридных материалах $\text{U} - \text{Zr} - \text{C} - \text{N}$, наиболее полно проявляющих свои преимущества в реакторах на быстрых нейтронах, находящихся в настоящее время в стадии проектных разработок.

Обладающие лучшими эксплуатационными качествами твэлы стерженькового типа имели форму продольно закрученных пластин длиной 100 мм, толщиной 1,24 мм, с диаметром описанной окружности 2,2 мм. Кромки продольных ребер закругленные с радиусом около 0,5...0,6 мм. При плотной упаковке стерженьковых твэлов в нагревных секциях (блоках), объединенных обоймой (гильзой), эквивалентный гидравлический диаметр образующихся каналов составляет 1...2 мм (см. рис. 13.3, 14.1, 15.2).

Технология изготовления твэлов основана на операциях порошковой металлургии, включающей подготовку мелкодисперсных (ультрадисперсных или нанодисперсных) порошков заданных химического, изотопного, микроструктурного и дисперсного составов, их смешение, спекание и прессование, как правило, в контролируемой газовой среде при температуре, равной 0,6...0,8 температуры плавления $T_{\text{пл}}$. При необходимости полученное изделие подвергают финишной обработке алмазным инструментом. Ряд свойств твэл приобретает в результате специальной термобарообработки и нанесения защитных многослойных (в пределе до нескольких сот наноразмерных или мономолекулярных по тол-

щине слоев) покрытий, например, методами плазменного напыления. При этом диаметр исходных частиц, близких по форме к сфере, составляет 40...250 мкм, а их предшествующая спеканию и прессованию физико-химическая обработка ведется в псевдокипящем и (или) вибрирующем слое контролируемой по составу газовой среды при заданном времени действия температуры и давления с последующей калибровкой на ситах.

Собственно твэл (изделие, деталь) можно изготавливать также прокаткой или мундштучным методом: продавливанием через фильеру смеси порошков с пластификатором. Последний на последующих стадиях связывается материалом порошков или удаляется при спекании при давлении 600...1 600 МПа и температуре до 1 500...3 500 К, действующих в течение десятков часов.

Требования экологической безопасности, особенно строгие к режимам экспериментальной отработки реактора ЯРД на Земле, обуславливают проектирование твэлов, сохраняющих работоспособность и при частичном нарушении их целостности. Такими качествами могут обладать твэлы, в которых ядерное топливо находится в тугоплавкой теплопроводной матрице в дисперсном виде. При этом каждая частица имеет собственные удерживающие твердые и газообразные продукты деления, защитные оболочки, образующие сферический микротвэл наружным диаметром 0,5...2,2 мм.

Сферические оболочки имеют наилучшие термopрочностные характеристики по сравнению с оболочками иных форм и, в принципе, могут сохранять работоспособность даже при нагреве центральной области до температур, близких к температуре плавления оксида или карбида урана. При этом расстояние от центра сферической оболочки до теплоотдающей поверхности практически одинаково для всех ее точек, что позволяет закладывать минимальные запасы при проектировании даже спекаемых пористых твэлов, теплосъем с которых происходит при транспирации газа-теплоносителя (охладителя) через поры. Каждый микротвэл, как размещенный в матрице, так и находящийся в составе пористого материала, должен выполнять все основные функции твэла газоохлаждаемого реактора: удерживать все продукты деления урана при температуре околоцентральной области, близкой к температуре плавления оксида и (или) карбида урана, и температуре теплоотдающей поверхности до 3 300 К в потоке промежуточных и быстрых нейтронов ($E > 0,1$ МэВ) при минимальном содержании

материалов, поглощающих нейтроны. Высокие температуры приповерхностных слоев сферической оболочки ужесточают требования к инертности материала по отношению к теплоносителю (водороду), а работа микротвэлов в составе пористого тела, несущего механические нагрузки в результате перепада давления при транспирации теплоносителя, требует обязательной их спекаемости при минимальном нарушении сферичности. Причем механическая прочность соединения должна сохраняться до соответствующих ресурсу ЯРД максимальных флюенсов.

Таким требованиям может отвечать так называемый композитный керамический микротвэл с близким к сфере ядром, состоящим из карбида, нитрида и (или) оксида урана, окруженным многослойными связанными сферически оболочками из углерод-углеродного материала и карбидов металлов и (или) кремния. Технология выполнения этих слоев на основе осаждения углерода из технологической смеси углеводородов (метана, пропана, ацетилен, бензола, толуола или др.) и инертного несущего газа (аргона или др.), а карбида и силицида — из метилдихлорсилана и водорода в псевдокипящей газовой смеси, позволяет, варьируя температуру, давление и состав технологической смеси, получать карбидо-углероды со структурой от пористого углерода до стеклоуглерода и пирографита с заданной анизотропией свойств. При этом свойства каждого слоя могут быть оптимальными для выполнения им конкретной функции. Нанесение барьерных слоев тугоплавких оксидов, нитридов, карбидов может осуществляться с применением плазменных технологий.

Накопление ГПД без значительного повышения давления происходит в пористом слое (см. рис. 15.4), окружающем тугоплавкое урансодержащее ядро. Пористый слой окружается тормозящим осколки деления высокоплотным слоем карбида, например SiC, герметизируется слоем газонепроницаемого аналога стеклоуглерода, упрочненным окружающим его слоем высокомодульного пироуглерода. Буферный слой из малопрочного углерода компенсирует расширение внутренней сферы без разрушения наружного технологического контактного слоя с защищающим от химической эрозии инертным покрытием.

Микротвэл включают в несущую графитовую матрицу или связывают спеканием в пористый материал за счет взаимной термодиффузии материала технологических слоев контактирующих

микротвэлов при температурах, несколько превышающих рабочую на режиме максимальной мощности. В частности, рассматривается применение блоков спеченных микротвэлов в виде втулок (цилиндров с центральным каналом) в ТВС с радиально-осевым течением охладителя. В центральном канале нагретое до максимальной температуры рабочее тело смешивается с поступающим из вышестоящих блоков рабочим телом, имеющим практически одинаковую температуру, близкую к предельно допустимой (см. рис. 13.4).

Введение в состав материалов тугоплавких оксидов способствует снижению выхода радиоактивных изотопов в охладитель, который выносит их в окружающую среду. Толщины слоев микротвэлов варьируются от нескольких десятков нанометров (так называемые «мономолекулярные» покрытия) до 100 мкм с плавным изменением свойств от слоя к слою. Возможно выполнение также слоев, осуществляющих одновременно несколько функций. Причем во время работы микротвэлов происходит асимметричное диффузионное размывание границ слоев (эффект «амебы») с изменением свойств твэлов, а также проявляются другие радиационные эффекты в зависимости от температуры и достигнутого флюенса. Все это необходимо учитывать при проектировании собственно твэлов, их блоков и ТВС ЯРД. Значительный опыт использования сферических микротвэлов как элементов конструкции твэлов и ТВС накоплен также при разработке современных стационарных ядерных установок, в частности высокотемпературных газоохлаждаемых ядерных реакторов (ВТГР).

Непосредственно в контакте с твэлом (см. рис. 13.3) находятся такие детали ТВС, как обойма нагревной секции (блок твэлов), теплоизоляция между обоймой и металлическим корпусом ТВС. Высокие механические нагрузки воспринимает опорная решетка, обтекаемая рабочим телом при температуре до 3 200 К.

Следует отметить, что материал обоек (гильз) и вкладышей-вытеснителей (см. рис. 13.3, поз. 9 и рис. 14.1, поз. 4) в блоках или нагревных секциях и сопл, как правило, отличается от материала твэлов только отсутствием соединений урана. Например, они могут быть изготовлены из тугоплавких композиций $ZrC_x - NbC_y$, а также из композиционных материалов $ZrC - C$ и $NbC - C$, теплопроводность которых при рабочих температурах достигает 30...50 Вт/(м·К). Также близки по составу к твэлам материалы

опорных решеток, один из вариантов которых представляет собой спеченные не содержащие урана твэлы.

Принципиально иные требования — минимальная теплопроводность при повышенной прочности и термостойкости — предъявляются к материалам теплоизоляции, представляющей собой так называемый теплоизоляционный пакет: многослойный набор тонкостенных коаксиальных втулок, выполненных из пористых карбидных и (или) углеродных материалов.

В основе многих тугоплавких материалов находится углерод в его различных формах, выбираемых применительно к функциям, выполняемым деталями из этих материалов: эрозионно-стойкий, антифрикционный, рекристаллизованный и (или) силицированный графит, пирографит, стеклоуглерод и их технологически интегрированные комбинации в одном композите с заданной анизотропией свойств. При этом углерод переходит в такие наномасштабные структуры, как фуллерены C_{60} , C_{70} и C_{540} , односторонние и двусторонние нанотрубки, которые выступают в качестве армирующих элементов в сочетании с графитом, аморфным углеродом и другими материалами.

К типичным углеродным материалам относятся или пирографиты, получаемые осаждением из газовой фазы слоя пироуглерода при температуре более 2 400 К, или углерод-углеродные высокомодульные материалы, например КУП-ВМ₃₀₀₀ — композиционный высокомодульный углепластик, характерная температура обработки исходной намотанной полимерной нитью втулки составляет около 3 000 °С. В этом случае конечное изделие образует сохранивший структуру намотки пористый каркас из углеродных нитей с межатомными связями, аналогичными связям в полимере. При этом теплопроводность материала по нормали к поверхности составляет около 0,2...0,5 Вт/(м·К).

Низкая теплопроводность анизотропного (чаще ортотропного, т. е. $\lambda_x = \lambda_y$, но $\lambda_z \neq \lambda_x$) по свойствам материала по нормали к поверхности в сочетании с зазорами между втулками обеспечивает снижение температуры с 3 000 до 500 К на суммарных толщинах пакета не более 3 мм. Причем минимальная сборочная единица — втулка — изготовлена одновременно и как деталь, и как материал, технология которых едина и направлена на получение заданных конструктивных (размеров и формы) и эксплуатационных характеристик в единой тетраде системной «Ф — К — М — Т».

Например, пористые теплоизоляционные материалы из карбида циркония получают или высокотемпературной обработкой хлоридами циркония высокопористого углеродного войлока (получаются карбоволокниты пористостью до 80 % и теплопроводностью 1...2 Вт/(м·К)), или выжиганием из заготовки бромистого калия, смешанного с порошком карбида циркония. В последнем случае получают материал — изделие из порокарбида пористостью до 65 %, но с большей, чем у карбоволокнита, прочностью и меньшей теплопроводностью.

Конструкцию, аналогичную теплоизоляционному пакету — сочетание тонкостенных коаксиальных втулок — может иметь и сопло, в состав которого могут входить также детали из вольфрама. Малым толщинам соответствуют относительно небольшие градиенты температуры и, соответственно, температурные напряжения. Зазоры между втулками обеспечивают некоторую свободу температурных деформаций, что также способствует минимизации температурных напряжений. Кроме того, при разрушении части деталей их фрагменты будут удерживаться контактирующими с ними частями, что предотвращает вынос радиации в окружающую среду.

Контрольные вопросы и задания

1. По каким критериям твэлы относят к поврежденным или к разрушенным?
2. С какой целью в состав микротвэлов вводят относительно слабopочные слои, выполняющие свои функции при частичном разрушении?
3. Проведите сравнение характеристик стерженькового твэла и многослойного сферического микротвэла.
4. По какой технологии изготавливают стерженьковые твэлы?
5. Расскажите, как можно изготовить пластинчатый твэл.
6. Перечислите общее и особенное технологий гидропрессования и выдавливания через фильеру (мундштучная технология).
7. Почему целесообразно выполнять микротвэлы сферическими?
8. Почему ядро микротвэлов не выполняют из металлического урана?
9. Почему даже содержащие только углерод материалы могут существенно различаться по термopочностным характеристикам?
10. Какими недостатками обладает нитрид урана в качестве материала дисперсного твэла?

25.2. Материалы замедлителя и отражателя

В основе выбора материала замедлителя лежит удовлетворение во многом противоречивых требований: минимизация массы и габаритов АЗ и загрузки высокообогащенного ^{235}U при обеспечении необходимых механической прочности, надежности и безопасности работы ЯРД или ЯЭРДУ. Это требует учитывать не только нейтронно-физические характеристики материала как замедлителя, но и его конструктивно-технологические и эксплуатационные свойства, изменяющиеся в процессе набора флюенса нейтронов и суммарной дозы поглощенного γ -излучения. Например, вода по своим замедляющим свойствам является одним из лучших замедлителей (см. табл. 8.1). Но, если учесть, что вода замерзает при температуре 273 К (около нуля по Цельсию) и кипит при 373 К (100 °С), то это требует ее охлаждения при работе и подогрева в паузах работы реактора. Кроме того, вода подвержена радиолизу, т. е. разложению на водород и кислород под воздействием γ -излучения (реакция радиолиза с образованием гремучего газа в самом взрывоопасном соотношении $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2$). Для снижения взрывоопасности необходимо вводить в воду токсичные компоненты, связывающие образующийся кислород, например гидразин N_2H_4 , а появление в несжимаемой жидкости газа и, следовательно, снижение плотности, обуславливают применение специальных устройств, компенсирующих эти явления без возникновения дополнительных механических нагрузок в конструкции.

Относительно низкая температура кипения воды, около 373 К при давлении, равном 1 атм (около 0,1 МПа), и высокие критические параметры — $p_{\text{кр}} = 22,1$ МПа (225 атм) и $T_{\text{кр}} = 647$ К (374 °С) — обуславливают меры по обязательному предотвращению ее кипения, т. е. необходимость охлаждения воды в соответствующих теплообменниках. Поэтому в настоящее время, несмотря на хорошие замедляющие способности воды, ее применение в летных вариантах установок с ядерным реактором практически отвергается. Применение тяжелой воды дополнительно ограничивается ее высокой стоимостью.

В первых ядерных реакторах **замедлители** и отражатели выполняли из графита (в настоящее время применяется только искусственный графит) реакторной чистоты в виде самой распространен-

ной аллотропной модификации (кристаллической формы) углерода ($98,892\% \text{ }^{12}\text{C}$ и $1,108\% \text{ }^{13}\text{C}$) плотностью $(1,6 \dots 1,8) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, зависящей от степени пористости ($0,1 \dots 0,3$) и частоты дефектов структуры. Теоретическая максимальная плотность $\rho_{\text{max}} = 2,27 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. При нагреве до температуры $3\,973 \text{ К}$ ($3\,700 \text{ }^\circ\text{C}$) графит сублимирует, минуя жидкую фазу; в жидкое состояние он может перейти только при сверхбыстром, взрывном нагреве. Сочетание относительно малого ТКЛР ($\alpha_t \approx 3,5 \cdot 10^{-6}$) и высокой теплопроводности (до $500 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$) обеспечивает стойкость графита против тепловых ударов. Графит хрупок, но хорошо работает на сжатие. Прочность графита возрастает при повышении температуры вплоть до $3\,000 \dots 3\,100 \text{ К}$, а при дальнейшем нагреве снижается. Проявляются также радиационная и высокотемпературная ползучесть. Вследствие наличия сообщающихся между собой микропор ($0,1 \dots 0,2 \text{ см}^3/\text{г}$) графит пропускает газ.

При нагреве графит активно окисляется кислородом, в том числе входящим в виде примеси в инертные газы промышленной чистоты, например в гелий He и в азот N_2 . С гелием не реагирует даже в поле ионизирующих излучений. При высоких температурах химически активен по отношению ко многим конструкционным материалам в твердой фазе в зоне контакта с ними. При этом могут образовываться карбиды, температура плавления которых ниже, чем у прореагировавших материалов, или происходить науглероживание материала с соответствующим охрупчиванием, снижением теплопроводности и т. п. С заметными скоростями начинает реагировать с водородом при нагреве до температуры выше 773 К ($500 \text{ }^\circ\text{C}$). Возможно также применение защитных покрытий, в том числе из пироуглерода иной, чем у графита, структуры, а также из нанесенных методом плазменного напыления карбидов тугоплавких металлов.

Наличие углеводорода в водороде (метана, гексана и т. п.) ингибирует реакцию водорода с углеродом, что соответствует принципу Ле Шателье. Кроме того, на поверхности графита откладывается углерод — продукт пиролиза введенного в водород извне углеводорода. Это отчасти компенсирует унос углерода водородом (химическую эрозию). Практически применяются материалы на основе углерода, в том числе уплотненный малопористый графит и композиты типа углерод — углерод (сочетание модификаций

графита, фуллеренов, нанотрубок, аморфного углерода и др.), имеющие обусловленные выполняемой функцией заданные свойства и получаемые непосредственно в процессе изготовления изделия. При этом в составе изделия пористость и плотность материала могут изменяться в 10—150 раз с соответствующей пропорциональной плотности вариацией удельной теплопроводности и прочности. Как правило, эти детали выполняют свои конструктивные функции и одновременно проявляют замедляющие способности как полезные сопутствующие качества.

По комплексу свойств наиболее приемлемыми материалами для применения их в качестве замедлителя и отражателей компактных транспортных реакторов, в том числе для ЛА, являются гидрид циркония и (или) металлический бериллий при использовании в составе АЗ реактора как вспомогательных деталей и узлов из оксида бериллия, уплотненного графита и углерод-углеродных композитов.

Гидрид циркония является химическим соединением водорода с цирконием. В зависимости от технологии получения и состояния (состава, давления окружающей среды и температуры) химическая формула гидрида циркония имеет вид $ZrH_{1,33...2}$. В предельном состоянии содержание водорода в гидриде циркония ZrH_2 почти на 10 % выше, чем в жидкой воде, и достигает $7,34 \cdot 10^{22}$ атомов/см³. При нагреве гидрид циркония может интенсивно терять водород. Это в основном негативное свойство может обусловить перевод реактора в подкритическое состояние при нарушении охлаждения замедлителя, т. е. способствует ядерной безопасности реактора, хотя тем самым может исключить его повторный запуск без регенерации замедлителя. Зависимость содержания водорода в гидриде циркония от температуры и давления представлена на рис. 25.1. Некоторые марки этого материала, например легированный гидрид циркония, так называемый ϵ -гидрид циркония и ниобия $(Zr_{0,99}Nb_{0,01})H_{1,9}$, обладают относительно высокими замедляющими свойствами и могут использоваться в реакторе до температур нагрева, равных 700 К (430 °С) при охлаждении воздухом. В частности, при использовании замедлителя в виде пакета, состоящего из 13 выполненных из этого материала дисков толщиной около 50 мм, с более чем 400 отверстиями для прохода охлаждающего воздуха, и введении экспериментальных устройств в составе

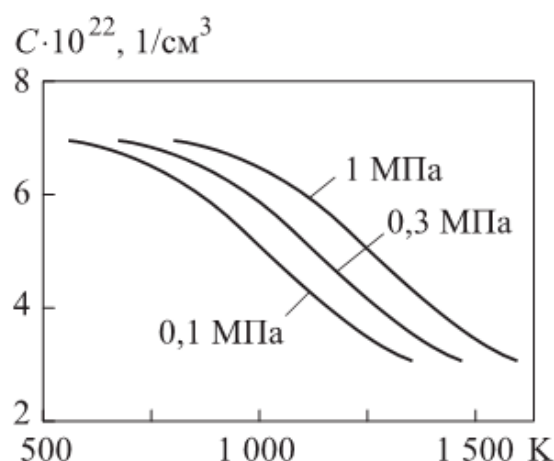


Рис. 25.1. Зависимость содержания водорода в гидриде циркония от температуры и давления

исследовательского реактора с плотностью нейтронного потока $\Phi \approx 1,5 \cdot 10^{12}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и набранным флюенсом быстрых и тепловых нейтронов $J \approx 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ размеры замедлителя и содержание водорода после длительной эксплуатации (более 4 700 ч) практически не изменились. Охлаждение водородом повышенного давления вплоть до температуры 873 К (600 °С) существенно сдерживает процесс потери водорода гидри-

дом циркония, что соответствует принципу Ле Шателье. Для гидрида циркония характерно кажущееся парадоксальным отрицательное значение ТКЛР, связанное с переменностью содержания водорода в функции температуры. Этим же объясняется экспериментально подтвержденное самоподдерживающееся термодублирование — периодическое (во времени) перераспределение содержания водорода в соответствии с разностью температур в материале.

Бериллий (атомная масса равна 9,01218 а. е. м.) — типичный хрупкий и твердый (в кристаллическом состоянии царапает стекло) металл, его плотность около $(1,81 \dots 1,85) \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, температура плавления — 1560 К (1 287 °С). Прочностные характеристики в значительной степени зависят от его чистоты и технологии получения, как правило, методами порошковой металлургии и термообработкой в газообразной или жидкой среде контролируемого состава. Полученные спеканием заготовки можно затем подвергать любой обработке: прокатке, ковке, резанию и др. Бериллий в составе ЯРД практически работоспособен при температуре до 1 000 К (727 °С). Радиационная стойкость бериллия удовлетворительная. Механические характеристики сохраняются при температуре облучаемого материала до 773 К (500 °С) при наборе флюенса быстрых нейтронов до 10^{19} см^{-2} , а при большей температуре — до 10^{21} см^{-2} . При большем флюенсе (до 10^{27} см^{-2}) временное сопротивление на сжатие уменьшается примерно в 2 раза, предел текучести возрастает примерно на 60 % (радиационное упрочнение)

при снижении пластичности от 18 до 1 % (радиационное охрупчивание). Бериллию свойственно радиационное распухание: 0,2 % при флюенсе быстрых нейтронов до 10^{22} см^{-2} ($E > 1 \text{ МэВ}$).

По критерию отношения предела прочности к плотности (величина, пропорциональная максимальной длине каната, выдерживающего собственный вес), бериллий относится к группе самых прочных из легких материалов. При нагреве практически не корродирует, поскольку во всем диапазоне температур эксплуатации не претерпевает структурных превращений. При температуре до 1 000 К (800 °С) устойчив к коррозии за счет образования оксидных пленок. Образует тугоплавкие нитриды Be_3N_2 и карбиды Be_2C . Возможно нанесение покрытий, защищающих бериллий от окисления. Бериллий весьма токсичен в летучих и растворенных соединениях и в виде пыли, а также при втирании в кожу, но практически безопасен при нормальных условиях эксплуатации в составе изделий.

Оксиды бериллия BeO или нестехиометрические соотношения вида Be_xO_y как материал обладают свойствами керамики, т. е. это хрупкий, твердый, тугоплавкий материал (температура плавления $T_{\text{пл}} \approx 2\,873 \text{ К}$ (2 600 °С)), проявляющий свойства высокотеплопроводного электроизолятора при нагреве вплоть до температуры, приближающейся к температуре плавления. Технологии изготовления изделий из оксидов бериллия аналогичны технологиям изготовления керамических изделий с модификацией материала термообработкой в контролируемой газовой среде. Труднообрабатываемый механически (резанием или электроэрозионными методами) материал, снижающий свою и без того невысокую пластичность, подвержен короблению при нагреве и наборе флюенса. Рассматривалось его применение как основы твэлов реакторов с гомогенной АЗ. Возможно также его использование как электроизоляционного материала в определенном диапазоне температур при заданном составе окружающей среды. В отражателях такой материал может заменить металлический бериллий при температуре нагрева выше 1 000 К (727 °С).

Современные технологии разработки материалов предусматривают их легирование или модифицирование путем введения в их состав диспергированных наноразмерных компонентов и (или) целевую конкретизацию их изотопного состава, практически не влияющего на химические свойства, но существенно изменяющего

термопрочностные характеристики, особенно в поле ионизирующих излучений. В большинстве разрабатываемых композитных материалов используются химические элементы, обогащенные или обедненные по соответствующим изотопам: по ^{14}N и ^{15}N , ^3He и ^4He , ^{10}B и ^{11}B , ^6Li и ^7Li . Эти изотопы существенно отличаются только по нейтронно-физическим характеристикам, что обуславливает неизменность теплофизических и термопрочностных свойств необлученного материала композита, но существенное изменение его соответствующих нейтронно-физических свойств. В частности, карбид бора, освоенный как материал — поглотитель нейтронов, при замене изотопа ^{10}B (содержание в природном боре 19,8 %, $\sigma_a \approx 3837$ б) изотопом ^{11}B (80,2 %, $\sigma_a \approx 5,5 \cdot 10^{-3}$ б) становится эффективным замедлителем. Модифицированный по изотопному составу нитрид бора $^{11}\text{B}^{15}\text{N}$, который иногда условно называют «белым графитом», превосходит графит по нейтронно-физическим свойствам и приближается к нему по теплофизическим характеристикам.

В табл. 8.1 запись «+ He» после символа химического элемента или соединения означает модификацию материала методом термобарообработки: импрегнированием гелия с природным соотношением изотопов ^3He ($1,38 \cdot 10^{-4}$ %, $\sigma_a \approx 0,031 \cdot 10^{-3}$ б) и ^4He (99,999862 %, $\sigma_a \approx 0$) в кристаллическую структуру материала при одновременном или попеременном давлении до 1 000 МПа ($\sim 10\,000$ атм) и температуре до 2 500 К. Если применялся гелий, обедненный по поглощающему изотопу ^3He , это отмечается знаком плюс: + He*. У модифицированных гелием ^4He материалов не только улучшаются замедляющие свойства, но и увеличивается теплопроводность. Высокие нейтронно-физические характеристики таких материалов обуславливают их дальнейшие исследования и возможное применение в космической ядерной энергетике и в другой наукоемкой прогрессивной технике.

Контрольные вопросы и задания

1. Проведите сравнительный анализ воды и гидрида циркония как замедлителей.
2. В чем заключаются сходство и различие графита и бериллия как замедлителей?

3. Проведите сравнительный анализ металлического бериллия и его оксидов как материалов замедлителя.
4. Чем обосновано преимущество охлаждения деталей из углеродсодержащих материалов водородом с добавками углеводородов?
5. Обоснуйте преимущества охлаждения гидрида циркония водородом.
6. Охарактеризуйте методы модификации материалов с целью повышения их нейтронно-физических характеристик.

25.3. Материалы исполнительных органов СУЗ

Основным процессом, обеспечивающим функционирование исполнительных органов СУЗ ядерного реактора (регулирующих барабанов, стержней), является поглощение нейтрона (захват без образования новых нейтронов) ядрами, входящими в состав материала исполнительных органов. К поглощающим ядрам с соотношением микроскопических эффективных сечений рассеяния и поглощения $\sigma_s \ll \sigma_a$ и $\sigma_f = 0$ (см. табл. 5.2) в диапазоне энергий, соответствующем спектру ядерного реактора, относят кроме ^{10}B и ^6Li также кадмий ^{112}Cd (для тепловых нейтронов $\sigma_a = 2\,450$ б), европий ^{152}Eu ($\sigma_a = 4\,300$ б), гадолиний ^{157}Gd ($\sigma_a = 46\,000$ б), гафний ^{178}Hf ($\sigma_a = 105$ б) и др.

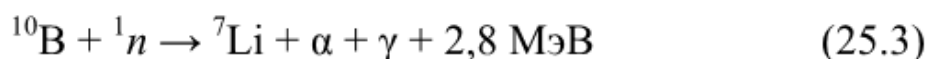
Выбор поглощающих элементов проводят с учетом зависимости σ_a от энергии нейтрона и изменения их свойств в процессе работы (выгорающие элементы, например ^{157}Gd , и невыгорающие, например ^{152}Eu , поглотители), обращая внимание на наведенную в материале-поглотителе γ -радиоактивность. В частности, ^{10}B и ^{78}Hf относительно одинаково поглощают нейтроны в диапазоне энергий $0,01 \text{ эВ} < E_n < 100 \text{ эВ}$, тогда как σ_a ^{112}Cd уменьшается в несколько раз с ростом энергии нейтрона от 0,15 до 1 эВ. Облученный нейтронами европий распадается с периодом полураспада около 16 лет, кадмий — 43 сут, а гадолиний — всего 18 ч. При этом содержащий поглощающие ядра материал должен сохранять размеры и прочностные характеристики при наборе флюенса, быть термостойким, инертным, тугоплавким и теплопроводным, совместимым с другими материалами и охладителем при приемлемой технологичности и стоимости.

Практически невозможно удовлетворить все эти зачастую противоречивые требования для одного материала, поэтому выбор

его для конкретного реактора представляет собой компромиссное решение при соблюдении приоритета обеспечения ядерной безопасности. Наибольшее применение в исполнительных органах СУЗ реакторов ЯРД нашли материалы, содержащие бор, обогащенный по ^{10}B .

Бор представляет собой хрупкие монокристаллы в виде игл диаметром около 0,1 мм и длиной до 200...300 мм или в виде порошка. Природный бор содержит около 18 % ^{10}B , остальное — ^{11}B . Микроскопическое сечение поглощения природного бора на порядок меньше, чем у ^{10}B в диапазоне энергий нейтрона $10^{-2} \text{ эВ} < E_n < 10 \text{ эВ}$. Для повышения эффективности бора как поглотителя природное соотношение изотопов бора изменяют удалением ^{11}B . Обогащенный бор может содержать более 90 % ^{10}B .

Поглощение нейтрона ядром бора идет по реакции



Излучаемые α -частицы представляют собой двукратно ионизированные ядра гелия $^4\text{He}^{++}$, накапливающиеся в межкристаллическом пространстве и (или) затем выходящие в виде гелия. Выход гелия растет с повышением температуры. Накопление гелия вызывает появление внутренних микроконцентраторов напряжений, охрупчивание борсодержащего материала и увеличение его размеров (понижение плотности) с набором флюенса.

В исполнительных органах СУЗ ядерных реакторов бор применяется как компонент борсодержащих материалов, например, бористых коррозионно-стойких сталей с содержанием бора до 3...5 %, карбидной (B_4C), нитридной (B_xN_y) и комбинированной борокерамики, графитов с дисперсным бором или поглощающих нейтроны газов (BF_3). Изготовленные из борсодержащей стали или из графита с дисперсной борсодержащей керамикой стержни 1 (см. рис. 10.3), вводимые или выводимые из каналов АЗ 2 приводом их линейного перемещения 3, поглощают нейтроны, нагреваясь при этом.

Технически достаточно освоенный трифторид бора BF_3 (молекулярная масса $\mu = 67,81$) при нормальных условиях является токсичным бесцветным газом с удушливым запахом, дымящимся во влажном воздухе, температура плавления 145 К (-128°C), кипения — 173 К (-100°C). Применяется как газ-поглотитель в исполни-

тельных органах СУЗ ядерных реакторов, а также в качестве рабочего тела при разделении изотопов бора, урана и др.

Примерная схема изменения содержания поглощающих ядер в АЗ реактора представлена на рис. 10.4. Емкости 2 (шаровые баллоны, или шары-баллоны) для хранения BF_3 , как правило, должны снабжаться системой охлаждения, защитой 1 от γ - и нейтронного излучения и предохранительным клапаном 5, препятствующим повышению давления в емкости выше заданного. Рост давления возможен вследствие нагрева газа при замедлении и поглощении нейтронов, торможении γ -квантов и α -частиц, а в основном вследствие накопления гелия.

Твердые материалы — поглотители нейтронов содержат ^{10}B как компонент сплава, например легированной стали, или в качестве основы керамикоподобного материала бора-карбида, или в виде дисперсной фазы карбидов бора в композиционных материалах. Карбид бора со стехиометрической формулой B_4C в исходном состоянии в виде кристаллов окисляется на воздухе при нагреве свыше 873 К (600 °С). Детали из B_4C плотностью до $2,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ могут быть получены горячим прессованием при давлении 20...35 МПа и температуре 2 273...2 723 К (2 000...2 450 °С) или холодным прессованием с последующей термообработкой в водородсодержащей среде. Характерные толщины деталей не превышают 10...15 мм. При температуре выше 2 723 К (2 450 °С) карбид бора плавится или разлагается, а также может и гореть в зависимости от состава окружающей газовой среды.

Карбид бора в зависимости от чистоты исходных материалов в разных условиях проявляет свойства диэлектрика или полупроводника p -типа. В виде изделий (типа таблеток, дисков, втулок) обладает теплофизическими свойствами керамики, т. е. является твердым, хрупким, низкотеплопроводным и т. п. Может применяться как дисперсный компонент в углеродном материале, например в графите, и в пластмассах, например в полиэтилене и др.

Бористая сталь вследствие бóльшей плотности и присутствия железа и легирующих элементов, поглощающих нейтроны, в основном значительно интенсивнее изотопа углерода ^{12}C и при одинаковых с борокерамикой размерах уступает 20...30 % последней в макроскопических характеристиках, но превосходит в теплопроводности, технологичности, стойкости против тепловых ударов и

конструктивной прочности. Применение наноразмерных борсодержащих лигатур позволяет сохранить на достаточно высоком уровне теплофизические и технологические свойства бористых легированных сталей при содержании бора до 3...5 %.

Редкоземельные металлы — ^{152}Eu , ^{112}Cd , ^{178}Hf и др. — также используются в сплавах с основными компонентами, обеспечивающими требуемые несущие способности элемента конструкции, например, в виде $\text{Zr} - \text{Nb} - \text{Cd}$ и $\text{Al} - \text{In} - \text{Cd}$ или в виде дисперсных оксидов (Eu_2O_3 и др.) в сталях, цирконии, алюминии, тугоплавких металлах. Вследствие большого числа поглощающих ядер (известно более 15, нашли практическое применение около 10) продолжаются исследования по созданию оптимальных композиционных материалов исполнительных органов СУЗ ядерных реакторов.

Контрольные задания и вопросы

1. Приведите пример ядер, поглощающих нейтроны.
2. Перечислите количественные характеристики поглощающих ядер.
3. Какова связь между поглощающими характеристиками материала и ядер, входящих в его состав?
4. Сформулируйте требования к материалам исполнительных органов СУЗ.
5. Приведите пример материалов исполнительных органов СУЗ.
6. Приведите пример поглощающих нейтроны газов.

25.4. Конструкционные материалы

В канально-корпусном реакторе ЯРД (см. гл. 24) твэлы находятся в составе ТВС, корпус которой изолирован от прямого контакта с нагретым рабочим телом, но воспринимает его давление. Корпус реактора воспринимает внутреннее давление, создаваемое охладителем замедлителя, функции которого чаще всего, но не обязательно, выполняет рабочее тело (например, в некоторых стендовых аналогах отечественного ЯРД в качестве охладителя применялись азот, вода и др.). При этом давление охладителя может быть как меньше, так и больше давления рабочего тела, охлаждающего твэлы в ТВС.

Большинство узлов и деталей реактора, несущих механические нагрузки, охлаждается при прохождении рабочего тела и воспринимает их при умеренных температурах (до 2 000 К) в условиях, аналогичных рабочим условиям материалов конструкций ЖРД, в которых используется водород в качестве горючего и охладителя. Это позволяет применять в качестве конструкционных материалов ЯРДУ те же или схожие материалы (слабо поглощающие нейтроны легкие нежаростойкие металлы Al, Ti, Be, Zr, Mg и циркониевые, титановые, алюминиево-магниевые, алюминиево-бериллиевые сплавы; коррозионно-стойкие жаростойкие и жаропрочные легированные стали; тугоплавкие металлы и сплавы на основе молибдена и ванадия; металлические и неметаллические композиты и другие материалы, рекомендуемые для использования в контакте с нагретым водородом), но с учетом особенностей ядерной техники, основная из которых — воздействие ионизирующих излучений, изменяющих свойства материала (радиационные эффекты). При этом приемлемая технологичность, высокая удельная прочность и радиационная стойкость должны сочетаться с низкой водородной проницаемостью и незначительным водородным охрупчиванием при рабочих температурах: криогенных, нормальных или умеренно высоких. Например, только при криогенных температурах ниже 77 К (-196°C) существенно радиационное охрупчивание сталей 08X18H10T (коррозионно-стойкая аустенитная сталь) и 07X25H16AG6 (0,2...0,3 % N_2) при их облучении нейтронами с энергией $E \geq 1$ МэВ до флюенса нейтронов, равного $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

Учитывая накопленные экспериментальные данные, в качестве возможных материалов силовых деталей ЯРД можно рассматривать легированные азотом хромоникелевые стали, а также содержащие Mo, Nb, Al и Ni сплавы системы Fe — Cr (18...20 %) — Ni (40...55 %). Эти сплавы, превосходя стали по удельной прочности, уступают им в стойкости против водородного охрупчивания при умеренных рабочих температурах 223...323 К ($-50...+50^{\circ}\text{C}$). Понижение рабочей температуры таких сплавов сопровождается повышением их радиационной стойкости, которая выше, чем у коррозионно-стойких сталей.

Выбор конструкционных материалов производится из допущенного и рекомендуемого для изделий ядерной техники сорта-

мента с учетом изменения их эксплуатационных характеристик (стационарной и усталостной удельной прочности, пластичности, ползучести, водородопроницаемости и др.) при одновременном воздействии механических нагрузок, температуры, газовой среды и ионизирующих излучений. Если конструкционный материал используется в АЗ реактора на тепловых или на промежуточных нейтронах, он должен обладать минимальными поглощающими способностями по отношению к нейтронам при повышенной замедляющей способности.

Наряду с минимальной плотностью, высокими удельной прочностью и стойкостью в условиях эксплуатации к предпочтительным свойствам всех материалов, используемых в конструкции ЯРД, относится минимальная остаточная радиоактивность, т. е. минимальная энергия излучения при возможно меньшем периоде полураспада образующихся изотопов, что существенно упрощает отработку и техническую эксплуатацию таких объектов и способствует повышению радиоактивной безопасности. Например, после стендовых испытаний отечественного прототипа реактора ЯРД основную работу с ним по специальным технологиям (частичной разборке, дефектоскопии, дефектации, измерении и др.) можно было проводить не ранее чем через 20...30 сут (через 40 сут после энергетического пуска мощность дозы на поверхности реактора составляла 2 Р/ч). Радиоактивность непосредственно после останова реактора и темп ее снижения определяются временем работы реактора до останова и составом материалов, облучаемых в процессе его работы. Характеристики поглощения тепловых нейтронов ядрами (изотопами), входящими в состав наиболее распространенных конструкционных материалов, в том числе параметры образующихся радиоактивных изотопов (вид распада, энергия излучаемых частиц или квантов, период полураспада), приведены в табл. 25.3, где данные для вольфрама и свинца относятся к металлам с природным соотношением изотопов.

Большинство из перечисленных требований, предъявляемых к материалам ЯРД противоречиво и назначение конкретного материала представляет собой компромиссное решение, принимаемое разработчиком с учетом всей совокупности существенных факторов.

Таблица 25.3

Характеристики поглощения тепловых нейтронов изотопами

Исходный изотоп	Распространенность, %	σ_a , б	Характеристики образующегося изотопа		
			Изотоп	Период полураспада	Вид распада, энергия, МэВ
^1H	99,985	0,33	^2H	Очень мал	γ : 2,23
^2H	0,015	$5,7 \cdot 10^{-4}$	^3H	12 лет	β : 0,018
^6Li	7,5	945	^3H	12 лет	β : 0,018
^7Li	92,5	0,033	^7Li	0,9 с	β : 13; 6; 3
^9Be	100	0,009	^{10}Be	$2,7 \cdot 10^6$ лет	β : 0,56; γ : 3,337; 6,3
^{10}B	18,8	4000	^7Li	Очень мал	γ : 0,478
^{11}B	81,2	<0,05	^{12}B	0,03 с	β : 13,4; γ : 4,5
^{27}Al	100	0,21	^{28}Al	2,3 мин	β : 2,86; γ : 1,78
^{58}Fe	0,31	0,9	^{59}Fe	47 сут	β : 0,46; γ : 0,26; 1,3; 1,1
^{59}Co	100	20	^{60}Co	5,3 года	β : 0,31; γ : 1,33; 1,17
^{64}Ni	1,2	2,6	^{65}Ni	2,6 ч	β : 2,1; 1,0; 0,6; γ : 1,5; 1,1; 0,4
^{113}Cd	12,3	27000	^{114}Cd	Очень мал	γ : 1...5
^{187}W	100	19,2	^{187}W	От секунд до 140 сут	γ : 3...7
^{210}Pb	100	0,17	^{210}Pb	От секунд до 20 лет	γ : 7,4

Специфические функции и рабочие процессы в системе радиационной защиты формируют специальные требования к материалам, применяемым в ее конструкции, которые выделяются в отдельную группу и должны рассматриваться системно с учетом как конструкции, так и технологии ее изготовления.

Контрольные задания и вопросы

1. Сформулируйте требования, предъявляемые к конструкционным материалам АЗ реактора, дополнительные по отношению к требованиям, предъявляемым к материалам жидкостных и (или) твердотопливных ракетных двигателей.

2. Сравните преимущества и недостатки материалов ТВЭЛов на основе углерода (графита) и карбидов тугоплавких металлов.

3. Чем обусловлены особые качества дисперсных ТВЭЛов?

4. Сравните преимущества и недостатки материалов замедлителя на основе гидридов циркония, углерода (графита), бериллия и его оксидов.

5. Почему охлаждение гидрида циркония водородом повышает замедляющие способности этого материала?

6. Приведите примеры характерных радиационных эффектов (радиационных охрупчивания, распухания, упрочнения), свойственных материалам ЯРД.

7. Перечислите материалы, содержащие бор, обогащенный по изотопу бора ^{10}B .

8. Проведите сравнение эксплуатационных и технологических свойств бористой стали и борокерамики.

Глава 26

РАДИАЦИОННАЯ ЗАЩИТА ЯРД

Работа РД с ядерным реактором деления или с радиоизотопным источником теплоты — РИТ — на всех режимах сопровождается интенсивным ионизирующим излучением: потоками γ -квантов (фотонов) и нейтронов, действующими на все составные части ЛА и окружающую среду. Например, при работе ядерного реактора отечественного ЯРД 11Б91 интенсивность γ -излучения непосредственно вблизи реактора достигала $10^{18} \dots 10^{19}$ МэВ/(см²·с), а плотность нейтронного потока — $10^{14} \dots 10^{15}$ 1/(см²·с). При этом излучение при меньшей, снижающейся во времени интенсивности сохраняется и после останова реактора, т. е. после прекращения управляемой ядерной реакции деления.

В соответствии с требованиями безопасности живых объектов и надежности работы электронной аппаратуры интенсивность (мощность дозы) γ - и нейтронного излучений не должна превышать некоторых задаваемых предельных значений. Например, за

время работы набираемый защищенным приборным отсеком флюенс быстрых нейтронов ($E_n > 0,1$ МэВ) не должен превышать 10^{13} см⁻², а доза излучения — 10^4 Гр.

Основная функция радиационной защиты состоит в обеспечении допустимых значений флюенса и поглощенной дозы γ -излучения в защищаемом пространстве. При этом устройство радиационной защиты (например, агрегат), входящее в состав ЛА, должно иметь минимальные массу и габариты, обладать необходимой несущей способностью и по возможности выполнять функции силового элемента конструкции, воспринимающего возникающие механические нагрузки.

Конструктивно радиационную защиту можно выполнять или полной (иногда называемой ампульной), окружающей защищаемый объект и (или) источник излучения со всех сторон, или теневой, защищающей заданную область пространства за счет создания «тени» (рис. 26.1). Устройство полной радиационной защиты, очевидно, будет иметь соотносимую с источником излучения массу и поэтому применимо только к относительно малоразмерным РИТ. Теневую радиационную защиту используют в ЯРД, предназначенных для работы в пустоте, в космосе, где и нейтроны, и γ -кванты при движении сохраняют первоначальное направление и не рассеиваются, т. е. не пересекают границы «тени», а излучение в окружающую среду не представляет опасности. При этом снижение интенсивности излучений вблизи защищаемого объекта можно обеспечить за счет его удаления от источника (реактора), например, при размещении на телескопической штанге (длиной до 20...30 м) или на тросовой системе (длиной до нескольких километров), разворачиваемых на полную длину в космосе.

Проектирование системы радиационной защиты следует проводить не только в расчете на заданную **кратность ослабления** интенсивности первичного γ -излучения и нейтронного потока, исходящих от АЗ реактора, но и с учетом вторичного, наведенного, γ -излучения, возникающего при взаимодействии (неупругом рассеянии или захвате) быстрых нейтронов с ядрами атомов, входящих в материалы радиационной защиты. При этом эффективность радиационной защиты должна подтверждаться экспериментально. Например, исследованные варианты теневой радиационной защиты стендового прототипа реактора отечественного ЯРД в условиях эксперимента снижали поток нейтронов в 150—160 раз, а γ -излучение в 20—30 раз.

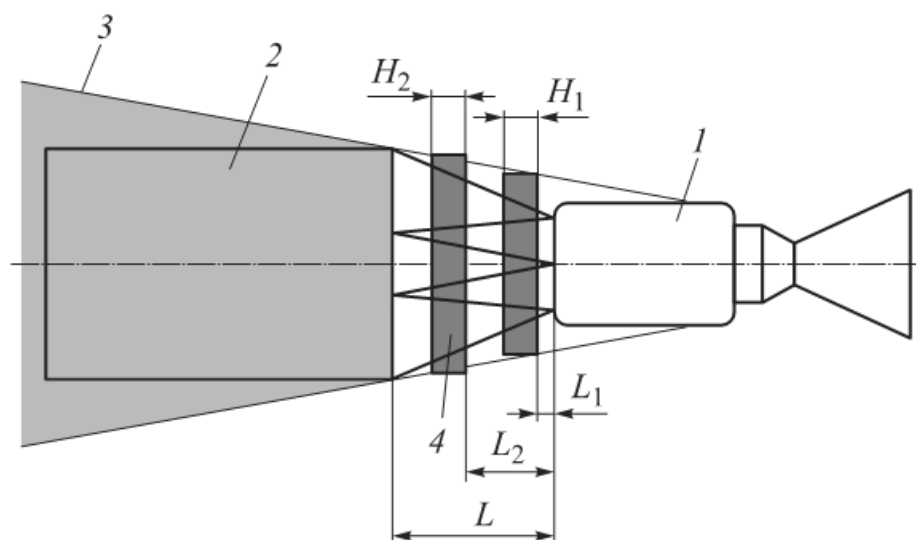


Рис. 26.1. Схема компоновки вынесенной теневой радиационной защиты в составе ЯРДУ:

1 — ядерный реактор; 2 — защищаемая часть ЛА; 3 — граница «тени»; 4 — радиационная защита

При выборе материалов радиационной защиты учитывается также период полураспада образующихся **радиоактивных изотопов** (наведенная радиация, вторичная радиоактивность). Причем очевидна предпочтительность его минимальных значений, поскольку это обеспечит относительно безопасную работу с ЯРД уже через непродолжительное время после останова реактора, а также экологически безопасную его утилизацию.

Приведенные в табл. 25.3 значения эффективного микроскопического сечения поглощения или активации характеризуют вероятность взаимодействия тепловых нейтронов ($E \approx 0,025$ эВ) с ядрами материалов, применяемых в ядерной технике. В результате этого взаимодействия образуются радиоактивные изотопы с известными видами распада (α -, β -, γ -распад или их сочетания), энергией γ -квантов, α - или β -частиц и периодом полураспада. При работе реактора радиоактивные изотопы образуются и накапливаются в облучаемых материалах, а также и в материалах радиационной защиты. В результате и сам агрегат защиты становится источником радиации, от которой необходимо защищать чувствительные к ней узлы ЛА. Таким образом, реализуется так называемый фактор накопления, проявляющийся в кажущемся снижении кратности ослабления излучений радиационной защитой или в увеличении интенсивности падающего излучения (со стороны АЗ реактора) с течением времени.

Период полураспада радиоактивного изотопа характеризует темп снижения наведенной радиоактивности: чем меньше период полураспада, тем за меньшее время после останова реактора радиоактивность радиационной защиты как агрегата снизится до приемлемого безопасного уровня. Например, обогащение природной смеси изотопов лития по изотопу ${}^7\text{Li}$, т. е. снижение содержания сильного поглотителя нейтронов ${}^6\text{Li}$, позволит исключить долговременную наведенную радиоактивность материала радиационной защиты вследствие образования β -радиоактивного трития. Однако очевидно, что при этом существенно изменятся нейтронно-физические характеристики материала, в частности снизится коэффициент ослабления нейтронного потока. Обогащение лития по изотопу ${}^6\text{Li}$ в составе гидрида лития в несколько раз снижает требуемые толщины слоя материала, поглощающего нейтроны. Целесообразность такой модификации материалов можно оценить только при комплексном анализе проектных параметров радиационной защиты. Нежелательной легирующей добавкой в материалах радиационной защиты является изотоп ${}^9\text{Be}$, превращающийся при облучении нейтронами в изотоп ${}^{10}\text{Be}$, сохраняющий β - и γ -радиоактивности практически неизменными в течение десятков лет.

Наибольший разброс значений периодов полураспада радиоактивных изотопов, образовавшихся в результате облучения нейтронами вольфрама и свинца, объясняется полным набором исходных изотопов в природном материале и соответствующим рядом получающихся ядер с различными массовыми числами. Существенно то, что только взаимодействие нейтрона и изотопов ${}^6\text{Li}$ или ${}^{10}\text{B}$ сопровождается α -излучением — реакция типа (n, α) , тогда как при активации нейтроном других ядер происходит излучение γ -кванта — реакция типа (n, γ) . Такая реакция нежелательна, так как требуется снижение относительно высокой проникающей способности этого γ -кванта путем размещения между зоной снижающих нейтронный поток реакций типа (n, γ) и защищаемой областью такого материала, который поглощает или снижает до приемлемого уровня энергию γ -кванта, излученного при распаде. Наведенная радиоактивность α - или β -типа, напротив, предпочтительна, так как α - и β -частицы задерживаются в металлах при длинах пробега, существенно меньших 10^{-3} м (в большинстве случаев

до $10^{-5} \dots 10^{-4}$ м), и поэтому дополнительные ограничения на устройство радиационной защиты не накладываются.

Одним из факторов, объясняющих возможность проектирования радиационной защиты с минимальной массой, является наличие принципиально разных требований к материалам: минимальная масса ядер и, как следствие, низкая плотность материала, предназначенного для замедления нейтронов; максимальная концентрация электронов, т. е. максимальная концентрация тяжелых ядер, и, следовательно, максимальная плотность материалов, предназначенных для интенсивного снижения γ -излучения. Вместе с тем и легкие материалы одновременно с нейтронной составляющей (компонентой) излучения снижают интенсивность γ -излучения, так же как и тяжелые материалы (металлы), предназначенные для эффективного снижения энергии γ -квантов, замедляют и частично поглощают нейтроны.

Гетерогенная радиационная защита, состоящая из существенно различных по плотности материалов, может обеспечить одну и ту же кратность ослабления интенсивности ионизирующих излучений при различных сочетаниях толщин слоев этих материалов, а следовательно, и при массе, соответствующей единице площади радиационной защиты как агрегата — удельной массе M_s , кг/см². Например, для различных конкретных условий радиационная защита будет иметь минимальную массу при оптимальном соотношении в ее материалах гидридов циркония и лития с добавками бора ($x\text{ZrH}_{1,85} + y\text{LiH} + z\text{B}$) или без них ($x\text{ZrH}_{1,85} + y\text{LiH}$), обедненного урана и гидроксида лития ($x^{238}\text{U} + y\text{LiH}$), а также в общем случае при комбинации всех этих компонентов, дополняемой железом как конструкционным материалом, входящим в состав сталей. В частности, отечественной промышленностью освоено производство термостойких ($T = 770 \dots 820$ К) материалов для радиационной защиты, выполняемой из гидроксида циркония с добавкой 1 % (по массе) бора и гидроксида лития, которые работоспособны до флюенсов, достигающих $10^{19} \dots 10^{20}$ см⁻².

В значительной степени указанное выше соотношение (мольные, массовые или объемные доли) зависит не только от замедляющих и поглощающих свойств примененных материалов, но и от спектра ионизирующих излучений и удаленности устройства радиационной защиты от источника излучений (в данном случае от АЗ реактора), а также в незначительной степени зависит от его

формы — плоская плита или часть полый сферы. Существенным являются также **флюенс** нейтронов и суммарная доза поглощенных γ -квантов, набираемые материалом в процессе работы и влияющие на изменение нейтронно-физических характеристик во времени.

При характерной для ЯРД соизмеримости размера АЗ реактора и расстояния L от нее до устройства радиационной защиты поток γ -излучения (фотонов) в теневой радиационной защите (в виде плиты) можно рассматривать как одномерный, описываемый уравнением

$$I(x) = B_s I_0 e^{-\mu x}, \quad (26.1)$$

где B_s — фактор накопления; I_0 — поток γ -излучения (фотонов) на границе устройства радиационной защиты со стороны АЗ, обратно пропорциональный расстоянию L до АЗ; μ — линейный коэффициент ослабления, см^{-1} ; x — расстояние от обращенной к АЗ границы по нормали, см. Величина, обратная линейному коэффициенту ослабления, называется *длиной релаксации*. Она равна толщине слоя материала, прохождение которого снижает поток излучений в $e \approx 2,71$ раз.

Об эффективности материала как защиты от однонаправленного потока γ -излучения можно судить по коэффициенту μ , значения которого для типичных для ЯРД материалов и энергий γ -квантов приведены в табл. 26.1. Большие значения коэффициента μ означают меньшую требуемую толщину материала радиационной защиты для одной и той же кратности ослабления потока γ -излучения. Характеристики слоя (толщина, см, необходимая для 100-кратного снижения энергии E_γ , МэВ, этого потока, и соответствующие удельные массы M_s , г/см^2) представлены в табл. 26.2, где ρ — плотность материала, г/см^3 .

Точный расчет снижения интенсивности γ - и нейтронных составляющих ионизирующего излучения реактора ЯРД радиационной защитой весьма сложен. Однако ослабление плотности нейтронного потока, проходящего через слой среды, содержащей и легкие замедляющие, и поглощающие, и тяжелые ядра, можно оценить с приемлемой точностью по расчетному выражению, аналогичному по структуре соотношению (26.1). При этом следует учесть вероятность всех нейтронно-физических взаимодействий с

Таблица 26.1

**Линейные коэффициенты ослабления γ -излучения, см^{-1} ,
для различных материалов**

Энергия, МэВ	Алюминий	Вода	Вольфрам	Железо	Свинец	Графит	Уран
0,01	69,9	4,99	1740	1330	1390	4,82	3180
0,1	0,424	0,165	81,6	2,6	60,3	0,333	31
1,0	0,165	0,0706	1,23	0,467	0,771	0,143	1,41
10	0,0626	0,0222	0,897	0,234	0,55	0,0441	0,946

Таблица 26.2

**Характеристики слоев материалов, обеспечивающих
100-кратное снижение потока γ -квантов**

Материал слоя	ρ , г/см ³	Характеристики слоя при E_γ , МэВ		
		0,1	1,0	10
H ₂ O	1,00	64/64	105/105	253/253
Fe	7,85	2,101/16,49	14,684/115,27	24,96/195,95
Pb	11,35	0,168/1,910	7,099/80,570	11,59/131,61
²³⁸ U	16,68	0,219 (0,2МэВ)/ 3,653	3,806/63,480	5,503/91,790
W	19,3	0,078/1,505	4,699/90,691	5,902/113,910
Пр и м е ч а н и е. В числителе приведены значения толщины слоя материала, см, в знаменателе — удельной массы, г/см ² .				

материалом радиационной защиты, используя так называемое сечение выведения $\Sigma_{\text{вывед}}$, см^{-1} , что позволяет учитывать и процессы поглощения нейтронов, и их рассеяние на большие углы, в результате которого нейтроны не могут войти в зону «тени», создаваемой радиационной защитой.

Известные полученные экспериментально для основных материалов значения $\Sigma_{\text{вывед}}$ позволяют рассчитать его для сочетания материалов конкретной конструкции устройства радиационной защиты. Отсутствие процессов, аналогичных процессам, учитываемым в соотношении (26.1) фактором накопления, позволяет запи-

сать применимое для расчетов первого приближения выражение в следующем виде:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\Sigma_{\text{вывед}} x} = \Phi_0 e^{-\frac{x}{L_{\text{релакс } n}}}, \quad (26.2)$$

где Φ_0 , $\Phi(x)$ — значения плотности нейтронного потока на обращенной к источнику нейтронов границе радиационной защиты ($x = 0$) и соответственно на удалении от нее по нормали на расстояние x или толщину слоя материала; $L_{\text{релакс } n}$ — длина релаксации для потока нейтронов, т. е. требуемая длина пробега нейтронов в материале или толщина слоя этого материала, после прохождения которой плотность нейтронного потока уменьшится в $e \approx 2,71$ раза, $L_{\text{релакс } n} = 1 / \Sigma_{\text{вывед}}$.

Очевидно, что, чем меньше длина релаксации, тем меньше толщина материала, необходимая для одной и той же кратности ослабления нейтронного потока. Поскольку для ЛА массовые характеристики часто более значимы, чем габаритные характеристики, представляет интерес также приведенная или массовая длина релаксации $L_{\text{рр}} = \rho L_{\text{релакс } n}$, т. е. масса единицы площади устройства радиационной защиты (удельная масса M_s , г/см²), уменьшающей интенсивность нейтронного потока в $e \approx 2,71$ раза. Примерные значения $L_{\text{рр}}$, г/см², для некоторых материалов и нейтронов разной энергии E_n приведены в табл. 26.3. Эти данные носят ориентировочный характер и могут отличаться от других известных данных вследствие разных толщины слоев исследуемых материалов, спектров нейтронов и типов источника (точечный или плоский), а также от расстояния от него при проведении эксперимента.

Из соотношения (26.1) следует, что с отдалением теневой защиты от АЗ реактора (см. рис. 26.1), увеличивается расстояние L , а энергия γ -квантов и плотность нейтронного потока со стороны АЗ снижаются. При этом в соответствии с данными табл. 26.2 и 26.3 снижается требуемая удельная масса радиационной защиты, причем увеличивается площадь F_γ плоской, дисковидной радиационной защиты, необходимая для создания одной и той же защищенной зоны «тени»: $L_1 < L_2$ и $F_{\gamma 1} < F_{\gamma 2}$. Соответственно для одного и того же материала радиационной защиты с соотношением высот $H_1 > H_2$ ее толщина будет максимальной для так называемой встроенной защиты в составе ядерного реактора.

Таблица 26.3

**Массовые длины релаксации нейтронов
(удельные массы радиационной защиты)
для характерных материалов**

Материал	Плотность, г/см ³	Массовая длина релаксации, г/см ²		
		Тепловые и медленные нейтроны	$E_n > 2$ МэВ	$E_n > 3$ МэВ
Карбид бора	2,5	18,9	15,3	—
Железо	7,8	—	59,5	51
Свинец	11,3	—	16	—

Поскольку масса радиационной защиты в первом приближении пропорциональна произведению ее площади F_γ и удельной массы M_s , и при изменении расстояния радиационной защиты от АЗ реактора один из сомножителей (F_γ) увеличивается, а другой (M_s) — уменьшается, то принципиально возможно определить оптимальное расстояние, которому соответствует минимальная масса радиационной защиты.

Известны разработанные в США варианты ЯРД со встроенной радиационной защитой, входящей в конструкцию ядерного реактора, и отечественный ЯРД РД-0410, имеющий и встроенную радиационную защиту, и вынесенную теньевую защиту в виде автономного блока или агрегата, размещенного на силовой раме двигателя. Выбор конкретного варианта осуществляется по результатам системного анализа с учетом всех существенных факторов, включая и эксплуатационные.

Минимальная удельная масса радиационной защиты выбранного типа (встроенная или вынесенная, с известными радиальными габаритами, в свою очередь, обеспечивается при оптимальном соотношении толщин или масс (соответствующих объемных или массовых долей в гомогенном представлении) слоев материалов радиационной защиты:

- слоя, содержащего в основном легкие, интенсивно замедляющие нейтроны ядра;
- слоя, содержащего ядра-поглотители нейтронов;
- слоя материала большой плотности, интенсивно снижающего энергию γ -квантов.

В частности, для ослабления в 10 000 раз γ - и нейтронного излучения АЗ реактора, сходной по характеристикам с АЗ отечественного ЯРД 11Б91, близкими к оптимальным являются следующие структура и размеры (последовательность и толщины слоев начиная со стороны АЗ) теневой радиационной защиты при суммарной ее толщине 350 мм:

- слой гидрида лития LiH, общей толщиной 240 мм;
- слой карбида бора $^{10}\text{B}_4\text{C}$, толщиной 10 мм;
- слой коррозионно-стойкой стали, близкой по составу к стали 1X18H10T, толщиной 90 мм;
- слой карбида бора $^{10}\text{B}_4\text{C}$, толщиной 10 мм.

Отметим, что согласно некоторым экспериментальным данным, степень снижения интенсивности излучений радиационной защитой неизменного состава (соотношения долей материалов) слабо зависит от последовательности размещения слоев разных материалов. Это можно объяснить тем, что при переходе из воздуха (или из пустоты), где излучение распространялось практически по законам светового потока, в материал защиты нейтроны и γ -кванты теряют преимущественное направление движения и начинают перемещаться почти хаотически.

Конструктивно вынесенную радиационную защиту можно выполнять как отдельный агрегат (рис. 26.2), несущий механические нагрузки, установленный на раме ракетного двигателя. Необходимое охлаждение проводится, как правило, основным компонентом рабочего тела ЯРД — водородом, проходящим через зазоры (тракты охлаждения) между дисковидными элементами.

Выполненные из хрупкого, термически и радиационно нестабильного, относительно легкоплавкого гидрида лития LiH (плотность $0,78 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, температура плавления в инертной атмосфере 629°C , интенсивная возгонка от 727°C , реагирует с газообразными O_2 и N_2 при $T = 330 \dots 430^\circ\text{C}$) диски 5 (см. рис. 26.2) не могут нести механические нагрузки и входят в конструкцию как вкладные элементы с собственными несущими тонкостенными металлическим оболочками, в которые гидрид лития введен методом заливки и отверждения. Материалом оболочек может быть как сталь, так и бораль — композиционный материал на основе алюминия и дисперсного карбида бора. Характерные размеры залитого гидрида лития (например, толщина) обратно про-

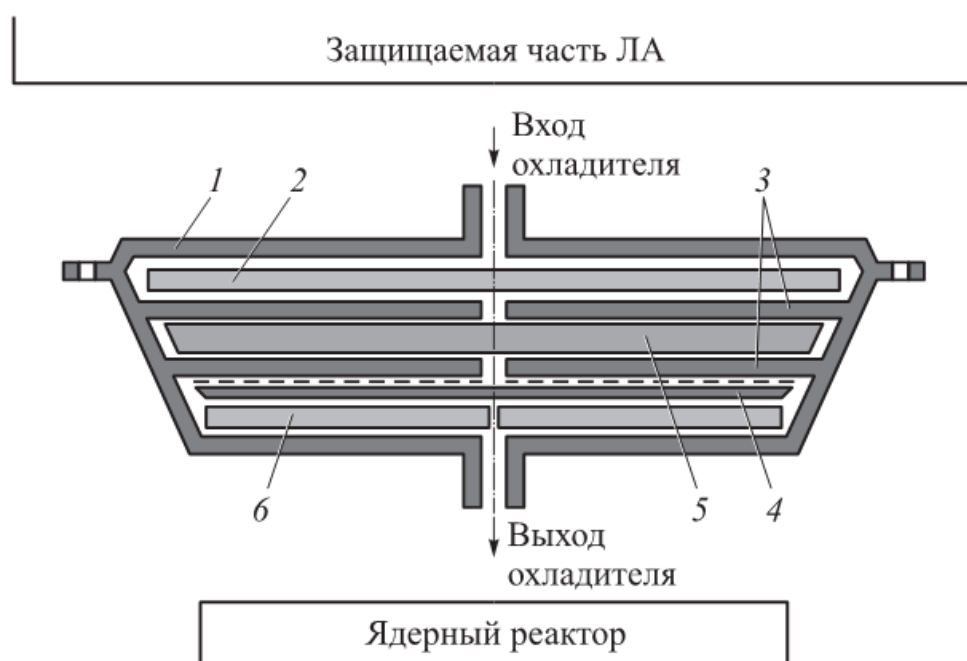


Рис. 26.2. Конструктивная схема теневого радиационной защиты:

1 — корпус из коррозионно-стойкой стали, несущий механическую нагрузку; 2, 6 — закладные слои борокерамики, не несущие механической нагрузки; 3 — внутренние пластины из борсодержащей стали, включенные в силовую схему; 4, 5 — закладные элементы из вольфрама и из гидрида лития соответственно, не несущие механической нагрузки

порциональны интенсивности γ -излучения, плотности нейтронного потока, поглощенной дозе и флюенсу нейтронов за время работы АЗ реактора, от которых зависит накопление в материале газообразных продуктов и возможность их диффузии через границу детали.

В ряде специальных случаев в состав радиационной защиты включают термопластичный полиэтилен C_nH_n , защитные свойства которого вследствие высокой концентрации ядер водорода приближаются к защитным свойствам воды. Введение в полиэтилен дисперсного бора существенно снижает требуемую толщину слоя материала защиты, к отрицательным свойствам которого относятся низкая температура плавления, подверженность радиационной деструкции, а также пожароопасность.

Вследствие технологических трудностей элементы из вольфрама W или тантала Ta также выполняют в виде закладных деталей 4 (см. рис. 26.2), например в виде прутков, размещенных в трактах охлаждения. Вольфрам может быть заменен близким ему по защитным свойствам, но гораздо менее дорогим, обедненным ураном. Поглощающий нейтроны бор входит в состав конструк-

ции в виде дисков 2, 6 из борокерамики B_4C , которая вследствие высокой температуры плавления может работать и без охлаждения. В данном случае она все же омывается и соответственно охлаждается водородом, что способствует удалению газов, образующихся при воздействии нейтронного потока.

Силовую нагрузку воспринимает выполненный из коррозионно-стойкой стали корпус 1 и менее нагруженные внутренние диски 3 из борсодержащей стали, которая существенно уступает сталям 1X18H10T по технологическим свойствам, особенно по свариваемости. Это значительно усложняет технологию изготовления радиационной защиты и делает целесообразность применения борсодержащих сталей проблематичной, тем более что уже используется хорошо поглощающий нейтроны бор в виде борокерамики или боралюминиевых композиционных материалов.

Однако следует отметить, что современные технологии легирования коррозионно-стойких сталей бором с использованием наноразмерных лигатур и специальных режимов термообработки позволяют значительно, до 3—4 раз, увеличить содержание бора при практическом сохранении технологичности, близкой к технологичности коррозионно-стойкой стали 1X18H9T. Такие борсодержащие стали могут применяться как конструкционные, несущие силовую нагрузку с сопутствующей функцией блокирования тепловых нейтронов. Применяемые в конструкции устройства радиационной защиты стали приобретают наведенную остаточную радиоактивность: образуется изотоп железа ^{59}Fe , испускающий γ -кванты с энергией, равной [0,26; 1,1 и 1,3 МэВ] и другие радиоактивные изотопы (см. табл. 25.3).

Определение оптимальных параметров радиационной защиты и ее конструирование как агрегата конкретной ДУ с ЯРД, в частности выбор материалов и их соотношения, целесообразность ее полного или частичного проточного охлаждения, представляют собой комплексную задачу. Решение этой задачи требует не только обширных экспериментальных данных о поглощающих свойствах применяемых материалов для конкретного состава и спектра ионизирующих излучений, но и обязательного испытания опытного образца с последующей доработкой конструкции.

Контрольные вопросы и задания

1. Сравните преимущества и недостатки встроенной и вынесенной теневой радиационной защиты.
2. Какие группы материалов, отличающиеся выполняемой функцией, целесообразно включать в состав радиационной защиты?
3. Каковы физические механизмы снижения нейтронного потока в радиационной защите?
4. Какие характеристики повышаются или понижаются при применении гидрида лития, обогащенного (обедненного) по изотопу ${}^6\text{Li}$?
5. Каковы физические механизмы снижения интенсивности излучения γ -квантов (фотонов) в радиационной защите?
6. Какие радиационные эффекты учитываются при проектировании радиационной защиты?
7. С какой целью в состав радиационной защиты включают борсодержащие материалы?
8. Сравните свойства борокерамики и борсодержащей стали с точки зрения использования их в радиационной защите.
9. Сравните свойства вольфрама и свинца с точки зрения использования их в радиационной защите.
10. Какие противоположные тенденции обуславливают возможность проектирования радиационной защиты минимальной массы при заданной кратности ослабления интенсивности излучения на границе защищаемой зоны?
11. Предложите методику решения вопроса о целесообразности или нецелесообразности проточного охлаждения радиационной защиты.

Глава 27

РАБОЧИЕ ТЕЛА ТЕПЛОВЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С РАДИОИЗОТОПНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛОТЫ И ЯРД

Рабочее тело как вещество, отбрасываемое для создания реактивной тяги РД, транспортируется на борту ЛА. Задачей ракетной ДУ является обеспечение требуемого изменения скорости $\Delta w_{\text{ЛА}}$ ЛА. При этом учитывается масса полезного груза $M_{\text{п}}$ и конструкции $M_{\text{к}}$ ЛА, включая массу баков и транспортируемых расходоуемых запасов рабочего тела плотностью $\rho_{\text{р.т}}$ в баке объемом $V_{\text{бак}}$. Связь параметров РД (развиваемого удельного импульса тяги I_y) и ЛА отражает формула Циолковского

$$v_k = \Delta w_{\text{ЛА}} = I_y \ln \frac{M_{\text{п}} + M_{\text{к}} + V_{\text{бак}} \rho_{\text{р.т}}}{M_{\text{п}} + M_{\text{к}}}. \quad (27.1)$$

Рабочее тело выполняет функции охладителя элементов конструкции и теплоносителя в ядерном реакторе ЯРД, при этом, находясь в поле ионизирующих излучений, снижает его интенсивность, в том числе поглощая нейтроны. Когда рабочее тело (например, жидкий аммиак или твердый гидрид лития) находится в баке, полезная функция радиационной защиты возрастает. Поглощение нейтронов рабочим телом в пространстве АЗ реактора является нежелательным. Однако тепловыделение в баке ЛА непосредственно в рабочем теле, сопровождающее поглощение нейтронов, способствует повышению потерь на испарение криогенного компонента (например, жидкого водорода), что снижает эффективность ЯРДУ.

Включение рабочего тела в технологический цикл накладывает дополнительные требования к нему. К рабочим веществам РД на химическом топливе также предъявляют дополнительные требования: широкий температурный диапазон эксплуатации, не требующий специального термостатирования и мер при обслуживании системы человеком; минимальная токсичность, взрыво- и пожаробезопасность; минимально вредное экологическое воздействие. Специфика последнего требования применительно к ЯРД заключается в дополнительном требовании минимальной токсичности (максимальных предельно допустимых концентраций — ПДК) и минимального периода самоликвидации заражения окружающей среды поступающими в нее из двигателя веществами и, кроме того, возможности минимизации выносимой в окружающую среду наведенной радиоактивности с наименьшим периодом полураспада радиоактивных изотопов с предпочтительным α - и β -излучением.

Основной составляющей целевой функции рабочего тела как вещества, отбрасываемого для создания реактивной тяги, является обеспечение заданного прироста скорости при минимальной массе конструкции двигательной установки рабочего тела, т. е. собственно двигателя и баков с системой сохранения рабочего тела, и его подачи в ядерный реактор. Это может быть достигнуто увеличением удельного импульса тяги I_y и (или) уменьшением требуемого объема баков $V_{\text{бак}}$ (за счет повышения плотности $\rho_{\text{р.т}}$ рабочего тела в условиях бака) и, как правило, при одновременном изменении (снижении или увеличении) массы конструкции.

Существенным фактором также являются возможные безвозвратные потери рабочего тела при его хранении до использования. Например, снижение, вплоть до исключения, таких потерь криогенного компонента при необходимости длительного (от нескольких суток до нескольких месяцев) периода хранения может потребовать значительного усложнения конструкции баков, обязательного дополнения их пассивной экранно-вакуумной теплоизоляцией и (или) криогенной холодильной системой¹.

Альтернативные конкурирующие по эффективности технические решения могут состоять или в герметичном хранении газообразного компонента рабочего тела при высоком (до 30 МПа) и сверхвысоком (до 60...70 МПа) давлении, или в размещении рабочего тела в баках при низком давлении (до 1 МПа), но в связанном состоянии, т. е. в виде соединения с другими веществами, удерживающими собственно рабочее тело в баке при приемлемых объемных и массовых концентрациях. Эти варианты представляются целесообразными для рабочих тел тепловых РД с РИТ.

Полезный эффект снижения потерь рабочего тела в этом случае сопровождается нежелательным увеличением массы вследствие наличия удерживающего рабочее тело вещества, например наноразмерных структур углерода или других веществ², и необходимой дополнительной системы высвобождения рабочего тела. Следует отметить, что в общем случае высвобождение не может быть полным и необходимо учитывать остаточное количество рабочего тела, которое невозможно использовать. При этом существенной остается плотность $\rho_{р.т}$ собственно рабочего тела в баке, равная отношению высвобождаемой массы рабочего тела к объему бака. Массу шаров-баллонов высокого давления, как и массу удерживающего рабочее тело вещества, относят к увеличивающейся массе системы подачи, т. е. конструкции ЛА в целом.

Из известных из теории тепловых РД соотношений³ для расчета удельного импульса тяги в пустоте при давлении торможения p_2

¹ Многоразовый орбитальный корабль «Буран» / Ю.П. Семенов, Г.Е. Лозино-Лозинский, В.Л. Лопыгин и др.; под ред. Ю.П. Семенова и др. М.: Машиностроение, 1995.

² Ключкова Л.Л. Указ. соч.

³ Дорофеев А.А. Указ соч.

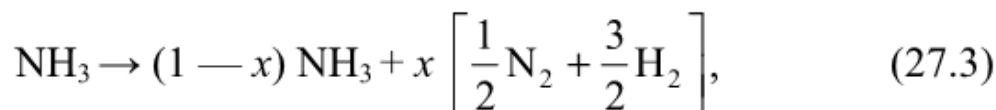
на входе в сопло, давлении p_3 в выходном сечении сопла и температуре T_2^* торможения на входе в сопло (см. рис. 1.2)

$$I_{y,п} = \beta K_{т.п}(F_a / F_{кр}, k) = \beta K_{т.п}(p_3 / p_2, k) = \frac{\sqrt{RT_2^*}}{A(k)} K_{т.п}(p_3 / p_2, k), \quad (27.2)$$

где $K_{т.п}(F_a / F_{кр}, k)$ — значение коэффициента тяги в пустоте, $K_{т.п}(F_a / F_{кр}, k) = K_{т.п}(p_3 / p_2, k)$ (определяется в основном конструкторским параметром — геометрической степенью расширения сопла $F_a / F_{кр}$, однозначно определяемой заданной степенью расширения p_2 / p_3 рабочего тела — и практически не зависит от свойств рабочего тела), следует требование минимальной кажущейся молекулярной массы μ_2 (максимального значения удельной газовой постоянной $R = R_0 / \mu_2$) рабочего тела на входе в сопло.

Следующий из соотношения (27.1) вывод о предпочтении использования рабочих тел с максимальной плотностью $\rho_{р.т}$ в условиях бака противоречит требованию минимальной молекулярной массы μ_2 на входе в сопло, поскольку, как правило, плотность вещества пропорциональна массе его грамм-моля или грамм-атома. Например, масса моля жидкого водорода минимальна, плотность его в баке также минимальна по сравнению с плотностями всех других жидких веществ.

Представляется логичным преодолеть это противоречие за счет применения рабочих тел, диссоциирующих при нагреве, например аммиака (транспортируемого в баке в жидком состоянии), в значительной степени диссоциирующего на водород H_2 и азот N_2 при нагреве и при действии ионизирующих излучений по схеме



где x — степень диссоциации аммиака как доля исходного его количества, диссоциирующего при термокаталитическом и радиационном воздействии на азот и водород, в мольном соотношении определяемого по формуле $\left[\frac{1}{2} N_2 + \frac{3}{2} H_2 \right]$. При прочих одинаковых условиях степень диссоциации увеличивается с ростом температуры. В частности, в равновесном состоянии аммиака, нагретого

до температуры $3\ 200\text{ К}$, кажущаяся молекулярная масса продуктов разложения $\mu \approx 8,5$, т. е. в рабочем теле молекулы аммиака практически отсутствуют. Аналогичным образом, но в меньшей степени диссоциирует большинство веществ (за исключением гелия и водорода), рассматриваемых в качестве возможных рабочих тел ЯРД с ядерным реактором или РИТ.

Нагреваясь до максимально возможной температуры $2\ 800\ldots 3\ 200\text{ К}$ при обтекании твердых твэлов, рабочее тело выполняет также функции охладителя-теплоносителя при обеспечении требуемого температурного состояния элементов конструкции, работающих при температуре до $1\ 000\text{ К}$. Это обуславливает требования минимальной температуры в условиях хранения в баке, максимальной удельной теплоемкости c_p , максимальных теплопроводности λ и удельной теплоты парообразования r при стабильности свойств рабочего тела при нагреве до допустимой температуры и минимальной его химической активности по отношению к материалу поверхности охлаждаемых деталей. Если существенный вклад в теплоперенос от излучающей АЗ реактора вносит инфракрасное излучение (см. рис. В.4, схема «В»), то рабочее тело должно обладать минимальной прозрачностью в этом диапазоне.

Допустимые температуры нагрева, которые по возможности должны быть как можно бóльшими, нередко ограничиваются или началом химического разложения охладителя, или фазовым переходом «жидкость — газ». Фазовые переходы, например, в режиме пузырькового, а затем и пленочного кипения в тракте охлаждения, являются нежелательными, поскольку могут быть источниками колебаний давления и снижать надежность ДУ в целом. Фазовые переходы отсутствуют, если давление и (или) температура в контуре охлаждения превышают критические для применяемого теплоносителя. Этим обусловлено требование минимальных критических параметров $p_{\text{кр}}$ и $T_{\text{кр}}$ рабочего тела, выполняющего функции теплоносителя-охладителя.

Сформулированные выше требования отчасти противоречивы и не могут быть удовлетворены применением одного вещества. Частичное преодоление этих противоречий возможно при использовании сложных рабочих тел, представляющих собой композиции нескольких компонентов, например основного — водорода и добавок: либо снижающих прозрачность рабочего те-

ла в инфракрасной области (зачерняющих) добавок в виде паров металлов, например Li, K или W для ЯРД схемы «В», либо ингибиторов уноса водородом углерода из материалов на основе углерода, например метана CH_4 или гептана C_7H_{16} для ЯРД схемы «А» (см. рис. В.4).

Механизм ингибирования можно условно представить как компенсационный: унос углерода с поверхности материала путем образования углеводородов C_xH_y как бы компенсируется, «залечивается» за счет отложения на этой же поверхности пирографита — продукта пиролиза метана CH_4 или гептана C_7H_{16} . При этом содержание углеводородов в водороде стремится к равновесному, а динамика этого процесса соответствует принципу Ле Шателье. В частности, в динамически равновесную систему с равными скоростями образования углеводородов C_xH_y на поверхности материала и разложения углеводородов в смеси вносится извне углеводород CH_4 или C_7H_{16} , т. е. возмущение состоит в увеличении концентрации углеводородов в смеси. Система реагирует, пытаясь компенсировать это возмущение путем уменьшения скорости образования углеводорода на поверхности углеродсодержащего материала, т. е. снижения скорости его химического уноса, что и является целью ингибирования. Стойкость по отношению к нагретому водороду современных тугоплавких материалов на основе карбидов ниобия, циркония и других металлов позволяет исключить необходимость ингибирования, однако углерод остается основой для современных термостойких композиционных материалов, и ингибирование может оказаться востребованным.

Для АЗ реактора с углеродсодержащими материалами, контактирующими с нагретым водородом, возможность пиролиза рабочего тела является существенным признаком, как и наличие водорода, химически активного по отношению к углероду и обладающего способностью проникать во многие металлы, что приводит к понижению их ударной вязкости и теплопроводности (эффект наводороживания). Отметим, что образование сложного рабочего тела непосредственно в баке ЛА требует обязательного, хотя бы частичного, совпадения температурных диапазонов нахождения компонентов в одной и той же фазе (один из компонентов не должен затвердевать, находясь в контакте с другим, жидким компонентом, т. е. оба компонента должны оставаться

жидкими, образуя раствор, в идеальном случае эвтектический). Для криогенных компонентов это условие практически невыполнимо и образование сложного рабочего тела происходит путем смешения предварительно нагретых компонентов, которые до смешения и нагрева (испарения) должны храниться в разных баках при разных температурах и давлениях.

Рабочие тела ЯРД можно классифицировать по рассмотренным выше признакам, существенным при выполнении одной или нескольких функций в составе ЛА, в частности:

- *по агрегатному состоянию* в условиях хранения на борту ЛА — на жидкие (водород H_2 , аммиак NH_3), твердые (гидрид лития LiH), двухфазные (шуга — водородный лед в жидком водороде), газообразные (гелий He , водород H_2);

- *по составу* — на простые (H_2) и сложные ($85...95\% H_2 + 5...15\% CH_4$), которые, в свою очередь, подразделяют на однокомпонентные, смешиваемые и хранимые в одном баке, и двухкомпонентные, хранимые в разных баках ($85\% H_2 + 15\% CH_4$);

- *по стабильности в условиях реактора* — на стабильные (гелий He , водород H_2) и диссоциирующие с образованием водорода (аммиак NH_3) или углерода (метан CH_4 или гептан C_7H_{16});

- *по фазовому составу на выходе из сопла* — на однофазные (аммиак NH_3 , гелий He , водород H_2) и содержащие конденсированную фазу (гидрид лития LiH и смесь $85...95\% H_2 + 5...15\% CH_4$).

Основные свойства типичных рабочих тел иллюстрирует табл. 27.1, где рабочие тела приведены в порядке возрастания их молекулярной массы в условиях бака. Пустотный удельный импульс тяги J_n рассчитан в одномерном равновесном приближении с использованием программного комплекса Terra для рабочего тела при температуре 3 200 К и давлении торможения перед соплом 5 МПа при давлении на срезе сопла 0,01 МПа. Особенностью состава рабочего тела в выходном сечении сопла является наличие конденсированной фазы, составляющей для гидрида лития, метана и гептана 30, 75 и 84 % соответственно. При этом гептан и метан используются в качестве ингибирующей добавки к водороду до 1...5 % и 3...15 % соответственно для снижения скорости уноса углерода водородом из тугоплавких углеродсодержащих материалов при температуре 2 000...3 500 К.

Таблица 27.1

Свойства типичных рабочих тел ЯРД

Рабочее тело	$\mu, 10^{-3}$ кг/моль	$\rho, 10^3$ кг/м ³	$T_{\text{бак}}, \text{K}$ (°C)	$T_{\text{пл}}, \text{K}$ (°C)	$T_{\text{кип}}, \text{K}$ (°C)	$p_{\text{кр}}, \text{МПа}$ (атм)	$T_{\text{кр}}, \text{K}$ (°C)	$J_{\text{п}}, \text{м/с}$
H ₂ (жид- кий)	2,016	0,071	20 (-253)	14 (-259)	21 (-252)	1,3 (13,5)	33 (-240)	9 907
⁴ He (жид- кий)	4,003	0,178	≈ 4 (-269)	≈ 1 (-272)	≈ 6 (-267)	0,23 (2,3)	≈ 5 (-268)	5 621
LiH (твер- дый)	7,950	0,78	293 (20)	965 (692)	1865 (1592)	Не из- вестно	Не из- вестно	5 941
CH ₄ (жид- кий)	16,04	0,425	111 (-162)	91 (-182)	112 (-161)	4,6 (45,1)	191 (-82)	5 952
NH ₃ (жид- кий)	17,03	0,68	240 (-33)	195 (-78)	240 (-33)	11,42 (112)	405 (132)	4 809
C ₇ H ₁₆ (жид- кий)	100,2	0,6837	293 (20)	223 (-90)	371 (98)	2,7 (26,5)	540 (267)	4 868

Водород H₂ (жидкий и газообразный) рассматривается как наиболее перспективное рабочее тело ЯРД, применение которого обеспечивает наибольший удельный импульс тяги. Водород является одним из самых эффективных горючих для ЖРД и ДУ экологически чистой водородной энергетики, а также горючим топливных элементов бортовых источников питания современных космических аппаратов. Жидкий водород применяется также для охлаждения мощных электрогенераторов стационарных электростанций. Он обладает высокими качествами как охладитель, в жидком состоянии удельная теплоемкость $c_p = 9,53$ кДж/(кг·К), удельная теплота испарения $r = 458$ кДж/кг, удельная теплота плавления $q_{\text{пл}} = 58,5$ кДж/кг, при $T = 40...1500$ К удельная теплоемкость $c_p = 10,5...16$ кДж/(кг·К).

Жидкий водород относится к криогенным жидкостям с низкими значениями критических параметров, что исключает фазовые переходы в трактах охлаждения: повышение давления на первых ступенях центробежного насоса переводит жидкий водород в сверхкритическое состояние. При этом водород ведет себя как сжимаемая жидкость, что обуславливает повышенную мощность и определяет размер (число ступеней) насосов.

Плотность жидкого водорода наименьшая по сравнению с другими жидкостями. Это требует увеличенных объемов баков, снабжаемых теплоизоляцией и обязательно дренируемых в окружающую среду с потерей водорода до 3 % в сутки вследствие теплоподвода через элементы конструкции и за счет внутреннего тепловыделения в поле нейтронного и γ -излучений. Из-за относительно высокого давления насыщенных паров водорода хранение его в замкнутом сосуде практически невозможно. Многослойную экранно-вакуумную изоляцию целесообразно дополнять промежуточными экранами, охлаждаемыми жидким азотом, испаряющимся водородом, что позволяет снизить потери водорода за сутки до 0,1...0,5 %, в зависимости от объема, формы и конструкции баков.

Водород нетоксичен, но жизненных процессов не поддерживает; относится к чрезвычайно взрыво- и пожароопасным компонентам. При истечении водорода из трубопровода может накапливаться статическое электричество, способное привести к воспламенению паров водорода в воздухе, в том числе и со взрывом. Устойчивое пламя водорода в воздухе прозрачно, почти невидимо, что повышает опасность для человека.

Минимальная молекулярная масса водорода $\mu = 2$, что обуславливает минимальную плотность и максимальную по сравнению с другими газами скорость звука, высокую удельную работу, а следовательно, мощность взрыва при возможном разрушении баллонов со сжатым водородом. Это требует повышенного запаса прочности и значительной массы сосудов для хранения водорода под давлением, а также выполнения оболочек, которые разрушаются без образования осколков, например изготавливаемых намоткой.

При давлении выше 10 МПа свойства газообразного водорода значительно отклоняются от закономерностей идеального газа. Водород может находиться в устойчивом состоянии в твердой фазе (водородный лед), плотность которой равна 80,7 кг/м³, т. е. выше, чем у жидкости (до 71 кг/м³). Такой водород хранится на борту ЛА в баке в виде шуги — смеси жидкого водорода с полидисперсным водородным льдом. При этом водородный лед должен быть искусственно состарен многократной циркуляцией исходной шуги до твердого состояния, допускающего максимальное содержание твердой фазы до 50 % (по массе) с повышением плотности и соответственно вместимости баков примерно на

10 % (по массе). При этом становится возможным снижение требуемой толщины теплоизоляции, так как значительная часть тепловой энергии до начала испарения водорода затрачивается на плавление водородного льда.

Наряду с уже рассмотренной химической активностью нагретого водорода по отношению к углероду также проявляется повышенная способность водорода к прониканию в межкристаллическое пространство металлов, следствием чего является их охрупчивание и снижение теплопроводности. Этим процессам препятствует полирование контактирующей с водородом поверхности, но наиболее эффективно противостоят им нагартованные слои металла и специальные барьерные покрытия, например на основе титана. Скорость наводороживания и перетекания водорода через слои металла значительно (почти по экспоненте) повышается с ростом температуры.

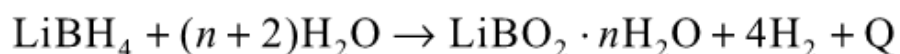
Особенность строения атома водорода (протон и электрон) и его двухатомная молекула обуславливают уникально малую долю объема, занимаемую ядрами водорода, вследствие практического отсутствия перекрытия орбит вращения электронов в соединениях водорода, в которых концентрация ядер выше, чем у чистого свободного водорода. В частности, концентрация ядер водорода в воде выше, чем в газообразном водороде при нормальной температуре (20 °С) и давлении 10 МПа. Плотность газообразного водорода приближается к плотности жидкого водорода при температуре около 300 К (27 °С) только при сверхвысоком давлении 200 МПа (2 000 атм). Освоено хранение газообразного водорода в шарах-баллонах при давлении до 25...35 МПа. На основе современных композитных наноструктурных и полимерных материалов, превосходящих стали по допустимым напряжениям примерно на порядок, разрабатываются конструкции баллонов с рабочим давлением до 70 МПа.

К перспективным вариантам относят находящиеся в стадии научных исследований способы хранения газообразного водорода в микрокапиллярных пористых материалах, в которых эффективная плотность водорода может быть выше, чем водорода в жидком состоянии. Возможно хранение водорода и в связанном состоянии, из которого он высвобождается для использования в качестве рабочего тела путем внешнего воздействия, например, нагрева, снижения давления или химического влияния подаваемого специаль-

ного реагента. Связывание водорода возможно в интерметаллических химических соединениях за счет адсорбции и абсорбции на наноструктурных материалах (нанотрубках, фуллеренах и др.).

Эффективность хранения водорода оценивается удельной массой шара-баллона, бака или иного устройства с учетом теплоизоляции, системы охлаждения и системы высвобождения водорода, если он хранится в связанном виде, т. е. отношением суммарной массы конструкции к массе хранящегося в ней водорода $\bar{M}_{H_2}$. Для самых совершенных криогенных систем хранения водорода $\bar{M}_{H_2} = 1 \dots 3$, для газообразного водорода в шарах-баллонах $\bar{M}_{H_2} = 10 \dots 20$ (массовая доля водорода 4,5...9 %). При заполнении шара-баллона капиллярно-пористыми наноструктурными материалами этот показатель в пределе может быть повышен до 6...7 (массовая доля водорода до 16 %) при освоенном уровне давления. Высвобождение водорода из наноструктур происходит при снижении давления.

При высвобождении нагреванием химически связанного водорода путем нагрева его массовая доля в материале не превышает 5 %. Например, в гидриде циркония, диссоциирующего при нагреве, начиная от температуры 1 100 К (800 °С) содержится 4 % водорода, а в интерметаллическом соединении Mg_2NiH_4 , которое начинает интенсивно выделять свободный водород уже при температуре 475 К (200 °С) — 3,8 %. Известны водородсодержащие химические соединения, например боргидрид лития $LiBH_4$, высвобождение водорода из которых происходит при действии замещающего компонента, в частности воды:



Очевидна необходимость включения в ДУ химического реактора и системы хранения и подачи воды. При массовой доле водорода, соизмеримой с массовыми долями других соединений, применение боргидридов значительно затрудняется вследствие их высокой токсичности, пожароопасности, а также необходимости исключения примесей бора, лития и особенно даже следов кислорода из рабочего тела. К преимуществам этой и аналогичных систем можно отнести возможность их использования в составе радиационной защиты, эффективность которой можно повысить

обогащением по изотопам лития и бора. Конкурирующие с жидким и газообразным водородом по удельным массовым характеристикам и исключающие безвозвратные его потери способы хранения практически не всегда могут быть реализованы вследствие невозможности или трудности полного извлечения водорода и усложненной схемы ДУ, включающей системы газификации и очистки рабочего тела от недопустимых примесей.

Существуют три изотопа водорода с массовыми числами 1 (протий — ^1H), 2 (дейтерий — $^2\text{H} \equiv \text{D}$) и 3 (третий — $^3\text{H} \equiv \text{T}$). Дейтерий и тритий в очень малых количествах содержатся в природном водороде. При этом только тритий — радиоактивный изотоп с β -излучением и периодом полураспада $\tau_{1/2} = 12$ лет. У протия малое сечение захвата нейтронов ($\sigma_a \approx 0,3$ б) и относительно большое сечение рассеяния тепловых нейтронов ($\sigma_s \approx 38$ б). Для ядра протия характерно максимальное значение декремента потери энергии за один удар, нейтроны практически не поглощаются, но низкая ядерная концентрация не позволяет считать существенным вклад водорода в замедление нейтронов в АЗ реактора.

Гелий ^4He , применяемый в качестве рабочего тела ЯРД с РИТ, — это инертное вещество, имеющее хорошие охлаждающие свойства (при $T = 1\,000$ К удельная теплоемкость $c_p = 5,18$ кДж/(кг·К)). В жидком состоянии гелий является предельно криогенным компонентом. Гелию практически несвойственна наведенная радиоактивность. Обеднение гелия с природным соотношением изотопов ^4He и ^3He по легкому, поглощающему нейтроны изотопу ^3He значительно повышает его замедляющие свойства.

В настоящее время считается технически неоправданным хранение гелия на борту ЛА в жидком состоянии. Газообразный гелий широко используется в ракетной технике как рабочее тело газовой автоматики и для наддува баков. Вследствие малого размера молекул гелий, как и водород, может проникать через металл, если его температура превышает $700 \dots 800$ К ($500 \dots 600$ °С). Схожесть проявления физических свойств водорода и гелия как реальных газов объясняется близкими значениями их низких критических параметров, в частности, эффект дросселирования — эффект Джоуля — Томпсона (эффект «мятия»), состоящий в снижении или повышении температуры реального газа при

адиабатном (без энергообмена с окружающей средой) дросселировании, т. е. преодолении сил трения в местном сопротивлении с неизбежной диссипацией энергии и ростом энтропии. В ГЖС РД такими местными сопротивлениями (рис. 27.1) являются дроссельная шайба или жиклер 1, редукционный автоматический клапан 2, называемый газовым редуктором, обратный клапан 3 и аналогичные проточные элементы, через которые газ проходит с малыми скоростями при существенном вкладе трения в общее снижение статического и полного давления.

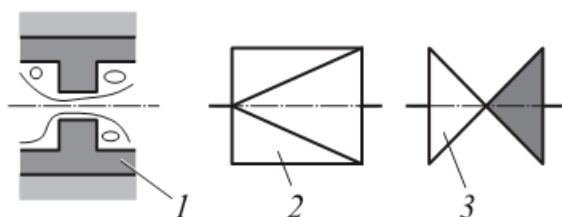


Рис. 27.1. Элементы ГЖС, в которых как в местных сопротивлениях может проявляться эффект дросселирования (эффект Джоуля — Томпсона):

1 — дроссельная шайба или жиклер; 2 — редукционный автоматический клапан (газовый редуктор); 3 — обратный клапан

Эффект Джоуля — Томпсона зависит от соотношения диапазонов температуры и давления при протекании газа при адиабатном дросселировании. Рабочая область кривой инверсии имеет вид, подобный параболе, направленной ветвями вниз (рис. 27.2). Характерные координаты кривой инверсии приближенно выражаются через критические давление $p_{кр}$ и температуру $T_{кр}$ дросселируемого газа (рис. 27.2, а). Для каждого газа кривую инверсии получают экспериментально.

Если процессу адиабатического дросселирования соответствуют диапазоны давления и температуры внутри кривой инверсии, то процесс сопровождается понижением температуры, если эти диапазоны расположены вне кривой инверсии, то температура газа повышается. Низким значениям критических давления и температуры — для водорода 1,3 МПа (13,5 бар) и 33 К (–240 °С), а для гелия 0,23 МПа (2,3 бар) и 5 К (–268 °С) — отвечают кривые инверсии для гелия He и водорода H₂ (рис. 27.2, в, г).

Согласно этим зависимостям, в технически реальных диапазонах давления и температуры адиабатическое дросселирование, например при редуцировании и водорода, и гелия, сопровождается

ся нагревом газа. Следует отметить, что для имеющего относительно высокие критические параметры азота, напротив, при технически реальных давлениях и температурах адиабатическое дросселирование приводит к интенсивному охлаждению (рис. 27.2, б).

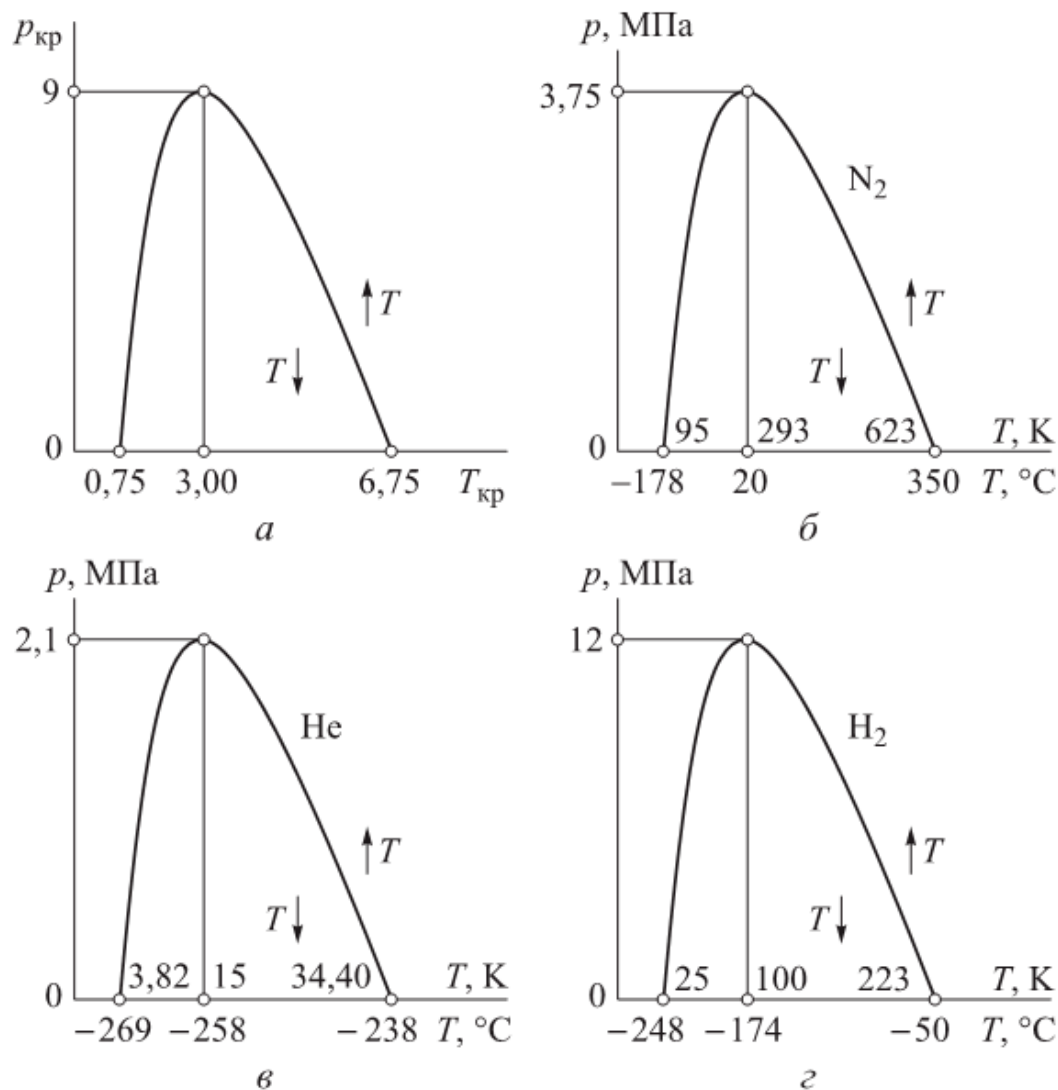


Рис. 27.2. Кривые инверсии изменения температуры при адиабатическом дросселировании реальных газов (эффект Джоуля — Томпсона) в обобщенных координатах (а) и для азота (б), гелия (в) и водорода (г)

Гидрид лития LiH как рабочее тело транспортируется в баке в твердом состоянии. Это практически исключает его потери при длительном хранении, что представляется особо значимым для продолжительности полета начиная с нескольких месяцев. Плотность LiH в баке выше, чем у других рабочих тел, что обеспечивает значительную защиту полезного груза от исходящих от ядерного реактора ионизирующих излучений, в поле которых гидрид ли-

тия теряет водород, образуя коллоидный металлический литий. Это может проявиться в виде окрашивания первоначально бесцветного полупрозрачного материала.

Гидрид лития в инертной среде термически стабилен вплоть до температуры плавления 765 К (692 °С), заметно возгоняется начиная от температуры 1 000 К (727 °С), при температуре выше 600 К (330 °С) взаимодействует с кислородом и азотом, образуя Li_2O и Li_3N , реагирует с водой с выделением водорода, при этом возможно его самовоспламенение. Расплавленный LiH восстанавливает оксиды металлов и неметаллов. Свойства LiH требуют специального подбора конструкционных материалов, что в сочетании с необходимостью плавления до подачи в АЗ реактора делает проблематичным его практическое использование. При этом обогащение лития с природным соотношением изотопов (92,5 % ^7Li с $\sigma_a = 0,0454$ б и 7,5 % ^6Li с $\sigma_a = 970$ б) по изотопу ^7Li снижает его защитные свойства от нейтронной составляющей излучения при нахождении в баке, но существенно улучшает его нейтронно-физические характеристики как вещества, проходящего через АЗ реактора.

Удельный импульс тяги, развиваемый при использовании гидрида лития в качестве рабочего тела, меньше, чем при использовании водорода. Кажущаяся молекулярная масса рабочего тела, транспортируемого в баке в твердом состоянии, диссоциирующего при нагреве до температуры 3 000 К на газообразный водород и пары лития, снижается с 7,95 в баке до 5,64 на входе в сопло. Отрицательным качеством рабочего тела является конденсация в сопле паров лития и образование до 18 % (по массе) жидкого лития. Это создает опасность отложения металла на оптических поверхностях, а также возможность помех радиосвязи.

Метан CH_4 вследствие низкого удельного импульса и наличия к-фазы, возникающей при нагреве, применяется только как ингибирующая добавка к водороду. Метан имеет удовлетворительные свойства как охладитель: $q_{\text{пл}} = 58,625$ кДж/кг, в жидком состоянии $c_p = 2,53$ кДж/(кг·К), $r = 511,25$ кДж/кг, при нагреве паров метана от 400 до 1 500 К удельная теплоемкость изменяется в пределах $c_p = 2,5 \dots 5,42$ кДж/(кг·К). Метан — слабокриогенный компонент, не допускающий смешения с водородом в одном баке, не имеет цвета и запаха, горит прозрачным бесцветным

пламенем, с воздухом образует взрыво- и пожароопасные смеси, слабо токсичен.

Аммиак NH_3 — слабокриогенная жидкость со специфическим запахом нашатырного спирта, относящаяся к токсичным веществам. На воздухе жидкий аммиак не воспламеняется и не горит, но в виде паров образует с ним взрывоопасные смеси; обладает высокой коррозионной активностью по отношению к сплавам меди, цинка и др. При высоких температурах при контакте с некоторыми металлами аммиак подвержен термокаталитическому разложению. Степень разложения существенно зависит от времени действия температуры и состава и состояния каталитического материала. Жидкий аммиак — хороший охладитель: $c_p = 2,18$ кДж/(кг·К), $q_{\text{пл}} = 332,9$ кДж/кг, $r = 1\,372$ кДж/кг, в диапазоне температур 400...1 500 К проявляется переменная удельная теплоемкость $c_p = 2,23...3,88$ кДж/(кг·К), в твердом виде имеет кристаллическую структуру.

Основное преимущество аммиака по сравнению с водородом состоит в большей (почти на порядок) плотности и низких криогенных характеристиках, обеспечивающих возможность длительного его хранения на борту космического ЛА при приемлемых потерях, без существенного усложнения и утяжеления конструкции. В одном из отечественных проектов ЯРД аммиак рассматривался и как рабочее тело, и как жидкий замедлитель. Обогащение аммиака по изотопу ^{15}N значительно снижает поглощающие свойства аммиака и повышает его замедляющие свойства.

Гептан C_7H_{16} — один из немногих углеводородов, представляющий собой в нормальных условиях высококипящую жидкость, которую можно хранить при нормальных температуре и давлении. Это является основным преимуществом по отношению к метану как ингибитору уноса углерода водородом. Физические свойства гептана и метана аналогичны, но гептан менее летуч, тяжелее воздуха, слаботоксичен, умеренно взрыво- и пожароопасен в смесях с воздухом.

Для уровня тяги в диапазоне 30...300 кН (3...30 тс) наиболее совершенные отечественные и зарубежные проектные разработки ЯРД предусматривали использование в качестве рабочего тела жидкого водорода, как чистого, так и с углеводородными добавками. Ракетные двигатели с РИТ (см. гл. 3) разрабатывались и ис-

пытавались при применении различных рабочих тел: аммиака, газообразных водорода и гелия. Кроме преимуществ, основанных на инертности и практическом отсутствии наведенной радиоактивности, интерес к гелию объясняется тем, что в большинстве ракетных ДУ этот газ имеется на борту в качестве рабочего тела газовой автоматики, газа наддува или теплоносителя.

Выбор рабочего тела, его агрегатного состояния и способа хранения на борту следует проводить с учетом всех особенностей проектируемой ДУ с ЯРД, ЛА и решаемой задачи. При этом необходимо учитывать влияние нейтронно-физических свойств рабочего тела на работу ядерного реактора и требование минимизации выноса радиоактивности в окружающую среду при обеспечении ядерной безопасности на всех этапах жизненного цикла ЯРДУ.

Контрольные вопросы и задания

1. Сформулируйте требования к рабочим телам с позиции минимизации массы летательного аппарата.
2. Каковы требования к рабочему телу как охладителю элементов конструкции ЯРД.
3. В чем заключаются требования к рабочему телу как теплоносителю и охладителю ТВЭЛов в активной зоне реактора ЯРД?
4. Перечислите требования к рабочему телу как веществу, находящемуся в активной зоне реактора ЯРД.
5. Перечислите требования к рабочему телу как веществу, частично выполняющему функцию радиационной защиты.
6. В чем состоит противоречивость требований к рабочим телам с позиции минимизации массы летательного аппарата и каким образом можно частично компенсировать эту противоречивость?
7. Почему гелий, значительно уступающий водороду по развиваемому при его использовании удельному импульсу тяги, все же рассматривается в качестве рабочего тела ЯРД с РИТ?
8. Предложите критерии и области предпочтения одного из рабочих тел из пары: газообразные водород и гелий, газообразный водород и жидкий аммиак, жидкие аммиак и водород.
9. Предложите критерии и области предпочтительного использования метана или гептана как ингибирующих добавок к водороду.

Глава 28

ГАЗОЖИДКОСТНЫЕ СИСТЕМЫ ДВИГАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК С ЯРД

Системное сочетание принципиально различных по физической природе нейтронно-физических и сопряженных с ними газогидродинамических и тепловых рабочих процессов определяет необходимость управления ЯРДУ, отрабатываемой как автономная система, но предназначенная для использования в составе ЛА (см. рис. В.1 и В.3 и гл. 1). При этом основные компоненты (подсистемы, элементы или звенья) ЯРДУ — ядерный реактор; подсистемы хранения и подачи рабочего тела; сопловой блок с органами управления вектором тяги и ориентации ЛА по крену; радиационная защита и единая для них система управления, включающая СУЗ ядерного реактора, — имеют общую ГЖС, объединяющую эти звенья внутрисистемными связями с целью обеспечения ядерной и радиационной безопасности на всех режимах работы и этапах жизненного цикла ЯРДУ. Цель управления ЯРДУ в составе ЛА состоит в выполнении им заданной программы изменения скорости движения и пространственной ориентации ЛА на траектории полета, а также в обеспечении эффективного и безопасного функционирования бортового ядерного источника энергии.

Температурное и термopочностное состояния конструкции ЯРДУ определяются балансом энергoвыделения и теплoсъема, зависящего от распределения расходов охладителя и его состояния (давления, температуры, фазового состояния, скорости). Алгоритмы управления ЯРДУ, учитывающие необходимое соответствие между нейтронно-физическими и теплофизическими рабочими процессами, реализуются исполнительными органами СУЗ ядерного реактора и агрегатами, входящими в ГЖС ЯРДУ, которая должна соответствовать ряду функционально обусловленных требований.

28.1. Особенности проектирования газожидкостных систем ЯРД

При общности функций с ЖРДУ — хранении и подаче компонентов на всех режимах работы и объединении в единой конструкции ГЖС и собственно двигателя как силового агрегата —

ЯРДУ отличаются от ЖРДУ специфическими задачами и особенностями их решения, обусловленными свойствами ядерного источника энергии — реактора. Если ядерным источником энергии является РИТ, то тепловой РД на этой основе развивает тягу, не превышающую нескольких ньютонов, и соответствующая ГЖС (см. рис. 3.2) или будет состоять из шара-баллона 6 для хранения сжатого газа — рабочего тела (например, гелия или водорода), подаваемого через управляемый клапан 8 в камеру нагрева под некоторым избыточным давлением, сниженным в газовом редукторе 7, или, если рабочее тело — низкокритическая или высококипящая жидкость (например, аммиак NH_3 или гидразин N_2H_4), будет представлять собой вытеснительную систему подачи компонента, такую же, как и для однокомпонентных ЖРД малой тяги¹. Если в тепловом ЯРД используется в качестве источника тепловой энергии ядерный реактор, то особенности его как нагревателя рабочего тела и основного агрегата определяют существенные отличия ГЖС ЖРДУ и ЯРДУ.

Как основное звено, во многом задающее структуру (схему), состав, свойства и требуемые характеристики ГЖС ЯРДУ, гетерогенный ядерный реактор представляет собой генерирующий тепловую энергию проточно охлаждаемый агрегат, включающий **активную зону** (см. рис. 13.2) в виде ТВС 2 с размещенным между ними замедлителем нейтронов 3 и радиальный (боковой) 4 и торцевой 1 отражатели нейтронов. В АЗ и отражателе выполнены каналы для протекания охладителя и (или) размещения исполнительных органов СУЗ: стержней (см. рис. 10.3); барабанов 3 (см. рис. 10.4) из бериллия с пластиной из борсодержащего материала 4 (см. рис. 10.2); газа, например BF_3 . В результате действия СУЗ на нейтронно-физические процессы в АЗ реактора изменяется его тепловая мощность как нагревателя, теплосъем с которого ведется теплоносителем. Параметры теплоносителя задаются управляемой ГЖС собственно ЯРДУ и ЛА в целом.

Технологические режимы запуска реактора и ЯРДУ, и ЖРДУ с переходом на номинальный режим работы, функционирование на этом режиме при номинальных параметрах и режим останова включают специфические подрежимы, необходимость которых

¹ Дорофеев А.А. Указ соч.

обусловлена именно наличием и особенностями ядерного реактора как источника тепловой энергии. На рис. 28.1 приведена диаграмма, отражающая состав и последовательность основных режимов работы ЯРД, где режиму запуска соответствует последовательность интервалов A и B , работе на номинальном режиме — интервал B , режиму останова — интервал Γ . При этом по оси абсцисс отложено время t в условном неравномерном масштабе, а по оси ординат — относительные значения характерных параметров (текущее значение параметра, отнесенное к его значению на номинальном режиме).

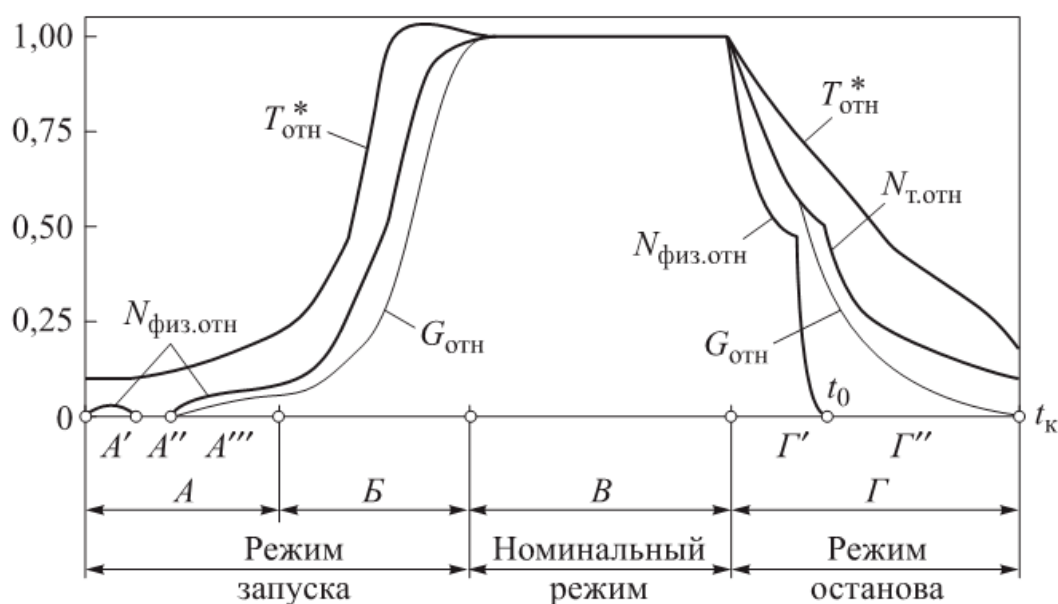


Рис. 28.1. Диаграмма основных характерных режимов работы ЯРД:

A — пуск и предварительный разогрев реактора; A' — подрежим физического пуска реактора; A'' — подрежим захолаживания; A''' — подрежим предварительного разогрева реактора; B — разгонный режим; B — маршевый номинальный режим; Γ — режим останова; Γ' — подрежим дросселирования тяги; Γ'' — подрежим расхолаживания; $N_{\text{физ.отн}}$ — относительная тепловая мощность, пропорциональная нейтронному потоку (физическая или нейтронная мощность); $T_{\text{отн}}^*$ — относительная температура торможения рабочего тела на входе в сопло; $N_{\text{т.отн}}$ — относительная тепловая мощность на участке остаточного тепловыделения; $G_{\text{отн}}$ — относительный расход охладителя (рабочего тела)

Интервал A отражает пуск и предварительный разогрев реактора как последовательность подрежимов *физического запуска* A' реактора, *захолаживания* A'' (необязательного) и *предварительного разогрева* A''' реактора. Интервалу B соответствует так называ-

емый разгонный режим, интервалу B — *маршевый номинальный режим*, интервалу Γ — *режим останова*, включающий подрежимы *дросселирования тяги* Γ' перед ее обнулением и *расхолаживания* Γ'' .

Тепловая мощность реактора, пропорциональная физической или нейтронной мощности A_3 , задается плотностью нейтронного потока, изменяющейся на 5...10 порядков. Причем датчики нейтронного потока начинают устойчиво и с достаточной точностью работать только начиная с некоторых минимально достаточных значений плотности нейтронов. Это отражает режим запуска или подрежим физического запуска реактора (интервал A'). Реактор при включении драйвером пускового источника нейтронов выводится из предшествующего глубоко подкритического состояния на начальный критический режим при тепловой мощности, равной 0,1...0,2 % номинальной мощности, и система управления нейтронно-физическими процессами выходит на рабочий режим. При этом циркуляции теплоносителя (рабочего тела) не требуется и ГЖС ЯРДУ не изменяет своего состояния.

В режим запуска (интервалы A и B) может входить в принципе не обязательный, следующий за подрежимом физического пуска подрежим захлаживания (интервал A''): охлаждение от исходных нормальных температур (около 293 К) до близких к криогенным температурам элементов конструкции. Последние будут в дальнейшем контактировать с криогенным рабочим телом, например с жидким водородом (в стендовых условиях для варианта ЯРД РД-0410Х время захлаживания составило около 130 с при расходе жидкого водорода до 35 кг).

Для повышения плотности водорода и уменьшения его потери в результате испарения при хранении в баке необходима предстартовая заправка переохлажденным водородом, температура которого должна быть ниже температуры кипения, равной 20 К (-253°C), вплоть до температуры начала образования твердого водорода, равной 14 К (-259°C) (см. табл. 27.1). Технически освоена заправка при температуре переохлажденного водорода около 18 К (-255°C).

До заполнения полостей и трактов системы подачи жидким водородом в общем случае необходимо выполнить продувку нагретым гелием для удаления воздуха и следов влаги (как прави-

ло, ее проводят до технологической герметизации полостей при подготовке к транспортировке). Выполняют продувку гелием нормальной температуры, затем газообразным водородом и окончательно — жидким водородом на режиме захолаживания, на котором проточные тракты насосов должны заполниться жидким водородом или водородом со сверхкритическими параметрами, причем некоторые из этих технологических процессов могут быть или исключены, или объединены. При этом агрегаты и трубопроводы должны охладиться до температуры жидкого водорода. На этом режиме охлаждающий («захолаживающий») конструкцию водород, как правило, возвращается в бак, а уменьшению продолжительности этого режима способствует теплоизоляция водородных магистралей, например пенопластами (пенополиуретаном и др.) с влагонепроницаемым защитным покрытием. Теплоизоляцию баков проводят путем экранно-вакуумной теплоизоляции: пакетами (матами), состоящими из десятков слоев сплошной или перфорированной металлизированной полимерной пленки, чередующихся с полимерной сеткой, находящихся в вакуумированной или в заполненной инертным низкотеплопроводным газом полости. Подсистемы поддержания требуемого температурного состояния баков (например, бортовая холодильная машина, тепловые затворы и др.) связаны с ЖГС ЯРД и работают по согласованным циклограммам.

Принципиально возможны и режимы так называемого «горячего запуска» — без захолаживания водородных магистралей, когда агрегаты некоторое время работают на жидкостно-газовом рабочем теле. Однако это требует специального исполнения агрегатов, а циклограмма такого запуска отрабатывается экспериментально в реальных условиях. Малая температура кипения ($T_{\text{кип}} = 20,24 \text{ К } (-252,76 \text{ °C})$) осложняет, а низкие критические параметры водорода несколько упрощают эту задачу, так как при повышении температуры до $32,9 \text{ К } (-239,97 \text{ °C})$ и (или) давления до $1,28 \text{ МПа}$ исчезают различия между жидкой и газообразной фазами водорода, который при сверхкритических параметрах ведет себя как сплошная сжимаемая среда.

Принципиально возможные высокие темпы повышения тепловой мощности при запуске реактора могут вызвать существенно бóльшие, чем на номинальном стационарном режиме, гради-

енты температур и, следовательно, повышенные температурные напряжения, приводящие к разрушению твэлов. Эта особенность обуславливает необходимость включения в режим запуска (интервал A) подрежима *прогрева* (интервал A''), соответствующего плавному, с заданным ограниченным темпом, нарастанию нейтронного потока и соответственно тепловой мощности, развиваемой АЗ реактора, при практически постоянном или медленно возрастающем расходе охладителя. На следующем интервале времени (интервал B) с использованием СУЗ реактора с заданным темпом увеличивают нейтронный поток и одновременно пропорционально ему тепловую мощность, соответственно которой увеличивают расход охладителя (рабочего тела) до значений, близких к номинальным. Например, при испытаниях одного из стендовых вариантов отечественного ЯРД РД-0410Х (11Б91Х) с газогенераторной имитацией ядерного реактора водородный турбонасос примерно за 7 с с начала запуска выходил на режим предварительной ступени $(40...48) \cdot 10^3 \text{ мин}^{-1}$, а затем за 5...6 с переходил на номинальный режим: $(60...66) \cdot 10^3 \text{ мин}^{-1}$. Таким образом, завершается режим запуска (интервалы A и B) и все системы ЯРДУ выходят на стационарный номинальный режим заданной продолжительности (интервал B), за которым следует режим останова (интервал Γ). Также как и для ЖРДУ, требования повышенной точности выключения реактора по набранному ЛА суммарному импульсу тяги могут привести к необходимости подрежима дросселирования тяги (интервал Γ) непосредственно перед выключением реактора — прекращением реакции деления урана нейтронами в момент времени t_0 .

При снижении практически до нуля физической мощности в результате прекращения реакций деления ядер ^{235}U за 0,1...0,5 с, т. е. практически мгновенно по отношению к продолжительности интервалов $A-\Gamma$, с момента подачи команды в зависимости от исходной реактивности тепловая мощность реактора снижается с характерной постоянной времени, не превышающей нескольких секунд, вследствие продолжающегося тепловыделения при распаде образовавшихся радиоактивных изотопов (так называемое остаточное энерговыделение) и перетечек накопленной теплоты (тепловая инерция АЗ реактора как аккумулятора теплоты). При этом в течение первых 10 с с момента времени t_0 тепловая мощность

уменьшается до 2...4 % стационарного значения N_0 на момент подачи команды. Характер изменения тепловой мощности в общем случае немонотонный и зависит от состава материала, размеров и конструкции реактора и эффективности и динамических характеристик исполнительных органов СУЗ.

На следующем интервале времени $10...10^7$ с дальнейшее снижение тепловыделения можно приблизительно описать соотношением

$$N_T(t) = 0,07N_0 \left[(10+t)^{-0,2} - (10+tt_0+t)^{-0,2} \right],$$

где время t отсчитывается начиная от 10 с после момента времени t_0 ; tt_0 — продолжительность времени работы реактора на предшествующем стационарном режиме B .

Изменению остаточного тепловыделения во времени должно соответствовать синхронизированное постепенное уменьшение расхода охладителя в элементах конструкции АЗ реактора и агрегатах ГЖС: подрежим расхолаживания (см. рис. 28.1, интервал Γ'') в составе режима останова — время от момента t_0 до прекращения подачи рабочего тела через сопло ЯРД с соответствующим снижением тяги до значения, близкого к нулю — «обнуления тяги» — в момент времени t_k , завершающий интервал Γ и циклограмму в целом.

Соответствующее режимам изменение расхода рабочего тела, по возможности исключающее перерегулирование при поддержании удельного импульса тяги близким к максимальному, осуществляется агрегатами (дросселями, газовыми и жидкостными редукторами и др.), входящими в ГЖС ЯРДУ в качестве исполнительных органов системы управления, интегрированной с СУЗ ядерного реактора и связанной с системой управления ЛА. Как правило, ЯРДУ за время полета включается и выключается несколько раз (по одному из вариантов проекта пилотируемой марсианской экспедиции ЯРДУ включается и выключается не менее шести раз при суммарном времени работы до 6 ч и продолжительности экспедиции более полутора лет). Это накладывает специфические ограничения на циклограммы (параметры, продолжительность и порядок следования) режимов запуска и останова в зависимости от их порядкового номера и соотношения

продолжительности рабочих режимов и длительности пауз между ними, определяющими нейтронно-физические характеристики ядерного реактора, существенных для процессов вывода его на критический режим.

При необходимости перевода ЛА с ЯРД на орбиту захоронения можно использовать режим консервации реактора, гарантированно исключающий возможность инициации реакций деления радиоактивных изотопов в дальнейшем. Присущая ядерным источникам энергии потенциальная опасность ядерной аварии обуславливает повышенные требования к надежности работы ДУ с ЯРД, в том числе и в принципиально возможных аварийных ситуациях, выход из которых не должен сопровождаться выбросом в окружающую среду радиоактивных веществ и превышением установленной нормативами интенсивности распространяющихся в окружающую среду ионизирующих излучений.

Проектирование ГЖС ЯРДУ ведется на тех же принципах, что и ЖРДУ, но с учетом особенностей, свойственных объектам ядерной техники и существенных именно для двигательных и энергетических установок ЛА. Общими для ЖРДУ и ДУ с ядерными источниками энергии (РИТ или ядерный реактор деления) являются следующие функции:

- заправка рабочих компонентов и их хранение в баках в течение заданного времени в заданных условиях при минимизации потерь компонентов и вредного воздействия на окружающую среду;
- подача компонентов из баков с заданными секундными расходами и давлениями, изменяемыми по заданной программе и поддерживаемыми с заданной точностью;
- образование управляющих усилий и (или) моментов сил для исполнения команд системы управления ЛА.

Для выполнения этих функций требуется система регулирования, автоматические и (или) управляемые агрегаты которой входят в состав ГЖС ДУ с ядерными источниками энергии как исполнительные органы. Эти функции должны выполняться на всех режимах работы ЛА по заданной программе полета, включающей: старт; вывод на опорную орбиту; переход на рабочую траекторию, например межпланетного перелета; ускорение, торможение с изменением траектории и пространственной ориентации ЛА; движение по траектории при неработающих ракетных двигателях; вывод

из эксплуатации и прекращение управляемого функционирования, включая экологически безопасную утилизацию.

Возможна утилизация ДУ с ядерным источником энергии, завершающая жизненный цикл ЛА, путем его перевода на так называемую орбиту захоронения. Таковой может быть, например, высокая, на 150...200 км выше геостационарной орбиты, орбита ИСЗ (около 36 000 км) или требующая значительно большей энергии гелиоцентрическая орбита искусственного спутника Солнца. Двигаясь по такой орбите, ядерный источник энергии за требуемый промежуток времени (до 10 периодов полураспада наиболее долгоживущего изотопа) за счет естественных процессов распада радиоактивных изотопов перейдет в безопасное в радиационном отношении состояние. В настоящее время несколько космических ЛА с бортовыми ядерными источниками энергии, выработавшими ресурс, перемещаются по орбите захоронения вокруг Земли.

В случае маловероятного, но все же возможного отказа системы перевода ЛА на орбиту захоронения ядерный реактор должен прекратить свое существование, оставаясь при этом в подкритическом состоянии, разделившись на фрагменты, которые, диспергируясь, в дальнейшем сгорают и распыляются в атмосфере до экологически допустимых концентраций. Известны немногие случаи вынужденного практического применения такой технологии.

Утилизация в условиях Земли требует от ЯРДУ сохранения должной ядерной безопасности как при предусмотренном программой полета приземлении, так и при авариях, которые признаются возможными. Этот принцип оправдал себя применительно к спутниковым бортовым источникам энергии с РИТ, когда при аварии ракет-носителей целостность и герметичность содержащих радиоактивные изотопы полония ^{210}Po и плутония ^{238}Pu капсул сохранилась при полном разрушении ЛА.

Для выбранного на основании описанного выше анализа концептуального, т. е. принципиального, решения для схемы ГЖС ЯРДУ в целом конкретные схемные решения обуславливаются следующими техническими особенностями установок с ядерными источниками энергии по сравнению с ЖРДУ космического назначения.

1. *Наличие ионизирующих излучений*, сопровождающих работу ЯРД и сохраняющихся с медленным снижением интенсивности после останова ЯРД в течение длительного времени, а также нали-

чие объемного тепловыделения, обусловленного полем излучений, во всех элементах конструкции и в рабочих средах и сопровождающие его радиационные эффекты — изменения теплофизических и прочностных свойств.

2. Значительная, достигающая нескольких тонн масса собственно ЯРД, не позволяющая управлять вектором тяги путем перемещения или поворота АЗ реактора относительно центра масс ЛА.

3. С одной стороны, возможность интенсивного роста тепловой мощности реактора за счет кратного увеличения нейтронного потока за доли секунды и обусловленная этим необходимость синхронного и адекватного по мощности изменения интенсивности охлаждения, например путем увеличения расхода охладителя. С другой стороны, необходимость охлаждения конструкции и после прекращения реакций деления делящихся изотопов на режимах остаточного тепловыделения.

4. Значительные различия свойств, в частности температур плавления (замерзания) и кипения, основного компонента рабочего тела — жидкого водорода — и ингибирующей добавки на основе углеводородов. Эти различия обуславливают необходимость хранения водорода и углеводорода в разных баках с разными системами подачи и получение рабочего тела смешиванием компонентов только после их предварительного подогрева.

Целесообразность использования ингибирующей добавки к рабочему телу определяется в зависимости от свойств материалов, контактирующих с нагретым рабочим телом, и их взаимной реакционной и эрозионной активности. Например, если основу этих материалов составляют графит, графитоподобные и углерод-углеродные композиции, а рабочим телом является водород при температуре 2 700...3 100 К, то углеводородная добавка повышает ресурс работы деталей из таких материалов на 20...30 %. Применение термостойких в среде нагретого водорода материалов на основе твердых растворов карбидов тугоплавких металлов позволяет отказаться от ингибирования с соответствующим упрощением ГЖС ЯРДУ.

Разработку функционально и конструктивно интегрированной (интегральной) ГЖС объекта (как правило, ЛА космического назначения) с ядерными источниками энергии в составе теплового РД (ядерного реактора или РИТ) или энергодвигательной установки следует проводить с учетом приведенных выше особенностей

протекания рабочих процессов как на номинальных режимах, так и при их аварийном развитии. При этом уже на этапе проектирования принимаются все возможные и целесообразные меры по предупреждению и предотвращению возможных аварий, связанных с радиационным заражением окружающей среды.

Система управления и схема ГЖС, обеспечивающие работу бортового ядерного реактора, должны гарантированно поддерживать его в подкритическом состоянии до выхода ЛА на высокую орбиту при любых, включая аварийные, вариантах полета, а вывод в рабочее номинальное состояние — только на рабочей орбите ЛА. Например, один из вариантов отечественных проектов ЯРД космических ЛА предусматривает использование дополнительных стержней ядерной безопасности (см. рис. 10.3), находящихся в АЗ реактора только при его транспортировке на опорную орбиту. Выключение работающего реактора, т. е. перевод его в стабильное подкритическое состояние, должно быть обязательным как при выполнении программы полета, так и при возникновении аварийной ситуации¹.

Специфика рабочих процессов ДУ с ядерным реактором учитывает потенциальную возможность развития интенсивных процессов деления делящихся изотопов на надкритических режимах с синхронным быстрым увеличением тепловой мощности. Это требует наличия надежной дублированной или троированной быстродействующей системы нейтронно-физического регулирования и соответствующей по динамике и тепловой мощности системы охлаждения наиболее теплонапряженных агрегатов и элементов установки, практически исключающих возможность аварий тепловой природы (тепловых взрывов).

Момент инерции ротора высокооборотных ТНА (например, частота вращения ротора водородного насоса может достигать $70 \cdot 10^3 \text{ мин}^{-1}$, а насоса подачи ингибирующей добавки ЯРД РД-0410 — $160 \cdot 10^3 \text{ мин}^{-1}$) с постоянной времени порядка нескольких секунд не позволяет обеспечить требуемое увеличение расхода охладителя (например, на 15...20 % за 0,1...0,5 с) вариацией числа оборотов. Необходимое быстродействие достигается приме-

¹ Аналогичные требования сформулированы как обязательные в принятом ООН действующем документе «Принципы, касающиеся использования ядерных источников...» (см. сноску на с. 25).

нением байпасных схем регулирования расхода, для которых характерна работа центробежного насоса с номинальной частотой вращения при расходе, увеличенном по отношению к требуемому для работы реактора на номинальном режиме. Компонент с избыточным по отношению к требуемому расходом с выхода насоса по байпасному каналу через быстродействующий нормально открытый перепускной управляемый клапан возвращается на вход насоса, причем суммарный расход через насос равен максимально возможному и достаточному для безаварийного охлаждения АЗ реактора при максимальной тепловой мощности.

При быстром росте нейтронного потока и, следовательно, увеличении тепловой мощности до максимально допустимого значения соответствующее по скорости изменения и по абсолютному значению увеличение расхода охладителя достигается за счет прикрытия быстродействующего клапана в байпасном канале. Постоянная времени такого переходного процесса будет на порядок меньше, чем при регулировании путем изменения частоты вращения насоса (при испытаниях стендового варианта ЯРД РД-0410 частота вращения ТНА возрастала до 20 %).

Недостатком такой схемы регулирования является избыточная мощность, а следовательно, и массы турбины и насоса. Для обеспечения синхронного изменения расходов основного компонента рабочего тела (как правило, водорода при сверхкритических параметрах) и ингибирующей добавки (чаще всего на основе высококипящих или слабокриогенных углеводородов, например, метана) насос подачи добавки в смесительное устройство снабжается аналогичной по принципу действия и параметрам переходного процесса системой регулирования.

Напротив, быстрое снижение нейтронного потока, например при переводе АЗ реактора в подкритическое состояние или при переходе на предшествующий выключению ЯРД режим меньшей тяги (см. рис. 28.1, интервал I'), не вызывает синхронного уменьшения тепловой мощности. Последняя снижается с запаздыванием вследствие продолжающегося распада образовавшихся в АЗ радиоактивных изотопов (так называемое остаточное тепловыделение, снижающееся пропорционально времени $t^{-0,2}$) и тепловой инерции нагретых до высоких температур массивных элементов конструкции ЯРД. Соответственно расход охладителя (см.

рис. 28.1, интервал Γ'') должен снижаться не прямо пропорционально и синхронно уменьшению нейтронного потока и числа делений ^{235}U , но медленнее, согласно темпу снижения тепловой мощности со скоростями, которые вполне обеспечиваются энергетически выгодными процессами уменьшения расхода охладителя путем снижения частоты вращения насоса. Это обеспечивается уменьшением мощности вращающей насос газовой турбины, которая снижается при снижении расхода ее рабочего тела.

Рабочим телом турбины ТНА, как правило, является проходящий по трактам охлаждения конструкции водород, который затем поступает в АЗ реактора для повышения температуры до предельных максимальных значений. В связи с этим для сохранения безопасного термopочностного состояния конструкции ЯРД целесообразно минимизировать изменения расхода охладителя при регулировании ТНА за счет изменения расхода рабочего тела турбины. Минимизировать расход можно также при использовании байпасной схемы регулирования: суммарный расход через турбину и байпасную магистраль сохраняется, а уменьшение или увеличение расхода через турбину происходит при одновременном увеличении или уменьшении расхода через байпасную магистраль путем поворота и соответствующего прикрытия и открытия проходных сечений в управляемом дросселе.

С учетом приведенных выше особенностей были спроектированы и испытаны ГЖС разработанных в США и в СССР ЯРД в стендовых вариантах, в разной степени моделирующих системы, предназначенные для использования в составе космических ЛА.

28.2. Примерная схема газожидкостной системы ЯРДУ

ГЖС собственно ЯРД и ЯРДУ в целом выполняют в виде системно целостной конструкции, по возможности функционально интегрированной с ЛА. Например, баки могут входить в его силовую часть, а система управления движением вырабатывает команды, исполняемые системой управления ЯРД: на запуск, останов, изменение тяги или пространственной ориентации. При этом должна сохраняться возможность автономной, т. е. вне ЛА, отработки ЯРДУ, а собственно ЯРД — и вне ЯРДУ, например, со стен-

довыми системами хранения и подачи рабочего тела, как это происходило в СССР при отработке отечественного прототипа ЯРД РД-0410 и в США при создании ЯРД «Нерва».

Значительное число совпадающих функций ДУ на основе ЯРД и ДУ с ЖРД (ЖРДУ) позволило успешно использовать опыт их создания, когда разработка ГЖС отечественного ЯРД была поручена КБхиммаш, а затем ОАО КБХА, ранее разрабатывавшим только ЖРД и ЖРДУ. Реактор для этого двигателя разрабатывали организации, специализирующиеся в проектировании объектов ядерной энергетики (НИКИЭТ, ФЭИ, ПНИТИ и др.).

Общее и особенное ДУ с ЖРД или ЯРД рассмотрим на примере принципиально возможной схемы ГЖС ЯРДУ на основе гетерогенного ядерного реактора с твердым замедлителем и газовой СУЗ, представленной на рис. 28.2. Система нейтронно-физического регулирования, работающая за счет изменения альбедо радиального отражателя нейтронов, например поворотом барабанов с борсодержащей пластиной, и система ядерной безопасности на основе стержней из поглощающего нейтроны материала (на рисунке условно не показаны, хотя тракты их систем охлаждения входят в состав объединенной ГЖС ЯРДУ). Отметим, что сочетание регулируемого альбедо отражателя и стержней может обеспечить требуемые характеристики СУЗ и без подсистемы газового регулирования реактивности.

Подача слабокриогенного (метана CH_4) или высококипящего (гептана C_7H_{16}) углеводорода, в общем случае выполняющего функции не обязательной ингибирующей добавки, осуществляется ТНА с одноступенчатым насосом 24 (см. рис. 28.2). При этом предельно криогенные свойства жидкого водорода требуют применения бустерного относительно низкооборотного ТНА (3, 4) и высокооборотного двухступенчатого турбонасоса (2). Газовые малоперепадные полнопоточные (непарциальные) турбины ТНА (в одном из вариантов системы подачи ЯРД «Нерва» при температуре рабочего тела около 160 К и давлении на входе в турбину около 7,3 МПа (74 бар) (давление снижалось в 0,68 раза, т. е. до 4,95 МПа (50,5 бар)) соединены параллельно, чтобы избежать суммирования потерь давления рабочего тела на турбинах при последовательном их включении и понизить требуемое давление на выходе водородных насосов ТНА.

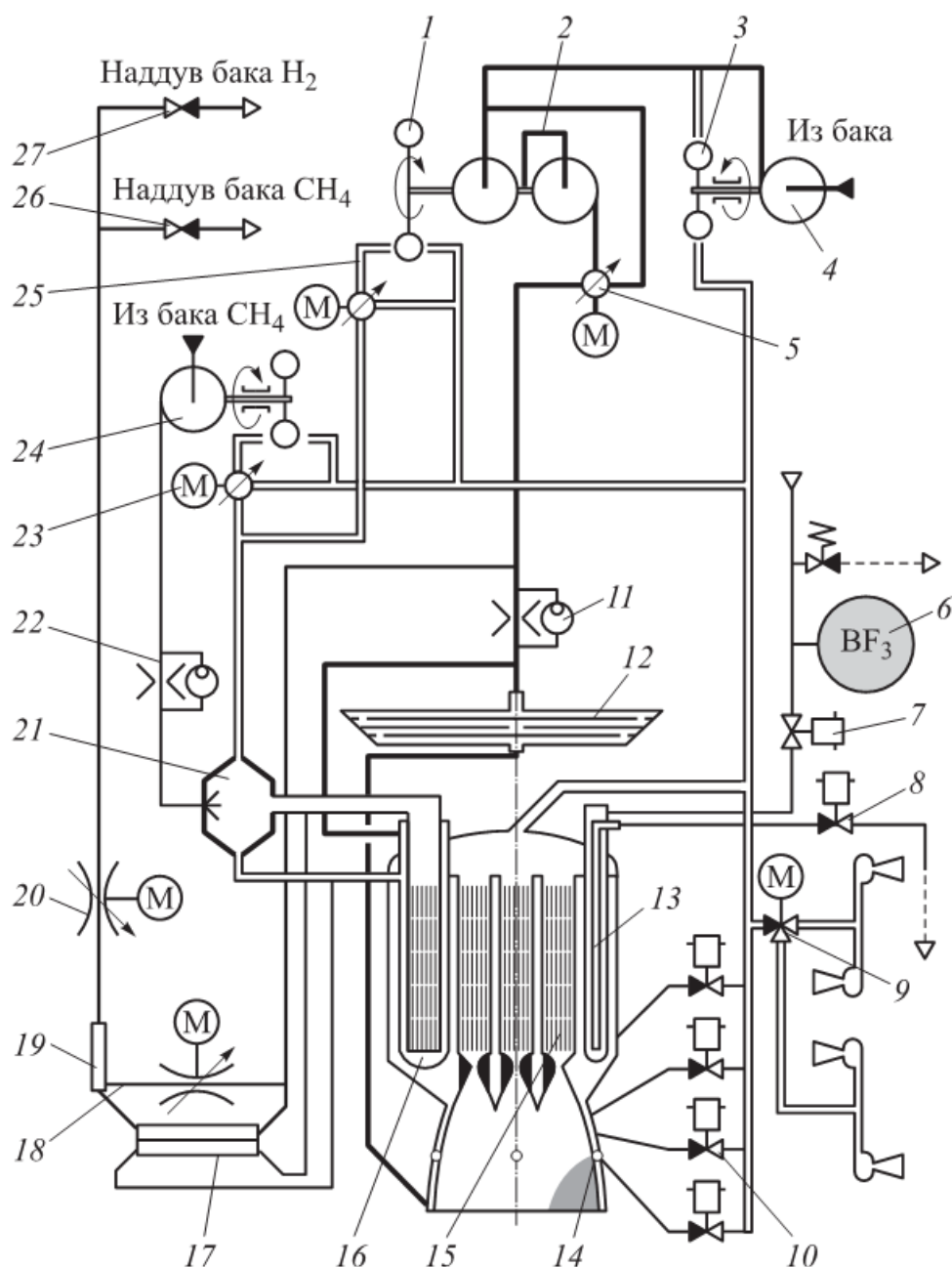


Рис. 28.2. Схема ГЖС ЯРДУ с твердым замедлителем:

1 — газовая турбина ТНА высокого давления водорода; 2 — двухступенчатый насос ТНА высокого давления; 3 — газовая турбина бустерного ТНА; 4 — насос бустерного ТНА низкого давления; 5 — управляемый байпасный дроссель; 6 — шарбаллон поглощающего газа СУЗ; 7 — нормально открытый электромагнитный клапан; 8 — нормально закрытый электромагнитный клапан дренажа газа СУЗ; 9 — управляемый переключающий клапан; 10 — электромагнитный клапан системы управления вектором тяги; 11 — устройство для измерения расхода водорода; 12 — радиационная тень вынесенная защита; 13 — канал поглощающего газа СУЗ; 14 — сопло газа вдува; 15 — основная ТВС; 16 — газогенераторная ТВС; 17 — теплообменник; 18 — управляемый дроссель байпасной магистрали теплообменника; 19 — смеситель газа наддува; 20 — управляемый дроссель газа наддува; 21 — смеситель рабочего тела; 22 — устройство для измерения расхода ингибирующей добавки; 23 — управляемый байпасный дроссель турбины ТНА подачи ингибирующей добавки; 24 — ТНА подачи ингибирующей добавки; 25 — тракт подачи рабочего тела турбины ТНА высокого давления; 26 — обратный клапан наддува бака с ингибирующей добавкой; 27 — обратный клапан наддува бака с водородом

Взаимное влияние турбин при их регулировании путем изменения расхода рабочего тела уменьшается при применении байпасной схемы, когда за счет изменяющего проходное сечение дросселя 23 увеличение расхода через турбины сопровождается соответствующим снижением расхода в обход турбин через байпасные магистрали. В результате и расходы через каждую турбину с соответствующими байпасными магистралями, и суммарный расход рабочего тела системы турбин ТНА в целом практически сохраняются как при стационарной работе, так и на переходных режимах. Вместо работающей на газообразном рабочем теле турбины 3 привода насоса низкого давления 4 можно устанавливать гидравлическую турбину, в которой водород высокого давления отбирается, например, с выхода насоса высокого давления 2. Предпочтительность того или иного варианта может быть определена с учетом конструктивных, режимных параметров и программы работы конкретной ЯРДУ.

Следует отметить идентичность основных рабочих процессов в турбонасосных системах подачи водорода в ЯРДУ и ЖРДУ (РД-0120, SSME и др.), а также сходность рабочих процессов на описанном выше участке ГЖС и в так называемых безгенераторных ЖРД (RL-10, РД-0126, РД-0146 и др.), где рабочим телом турбины также служит водород, нагретый в трактах охлаждения камеры сгорания и сопла. Это позволяет использовать опыт разработки ЯРД и ЖРД.

Наддув баков как техническое схемное решение в ГЖС ЯРДУ и ЖРДУ способствует заполнению магистралей компонентом до начала работы ТНА, обеспечивает отсутствие кипения непосредственно в баке (для криогенных жидкостей) и бескавитационную работу высокооборотных центробежных насосов, а также повышает несущую способность тонкостенных баков в силовой схеме ДУ или ЛА в целом. Поскольку газ наддува не участвует непосредственно в создании тяги, минимизация его массы при выполнении им функций прямого назначения является одним из необходимых условий при проектировании системы наддува. При стационарной работе системы наддува объемные секундные расходы вытекающего компонента и заменяющего его газа практически равны.

Согласно уравнению Клапейрона — Менделеева

$$p_{\text{над}} V_{\text{бак}} = M_{\text{над}} R_{\text{над}} T_{\text{над}},$$

для заданного объема $V_{\text{бак}}$ бака газ наддува, заполняющий его в конце работы при заданном давлении $p_{\text{над}}$ и возможной максимальной температуре $T_{\text{над}}$, будет иметь минимальную массу $M_{\text{над}}$ при максимальном значении газовой постоянной $R_{\text{над}}$, а значит, при минимальной молекулярной массе $\mu_{\text{над}}$ газа наддува. Следовательно, наддув баков ДУ с ЯРД целесообразно проводить нагретым водородом (например, до температуры¹ 60...70 °С), что требует введения в схему ГЖС ДУ (см. рис. 28.2) теплообменника 17, где отобранный из магистрали газогенераторных ТВС 16 нагретый до температуры 1 500...1 700 К водород через теплопроводную стенку нагревает идущий на наддув водород до температуры, превышающей допустимую. Затем температура снижается до заданного уровня в смесителе 19, куда добавляется холодный водород, поступающий через байпасную магистраль с регулирующим управляемым дросселем 18. Система управления ДУ, измеряя температуру газа наддува на выходе из смесителя, подает команду на увеличение или уменьшение расхода холодного водорода через байпасную магистраль путем увеличения или уменьшения проходного сечения дросселя 18.

Расход газа наддува регулируется управляемым дросселем 20 в зависимости от соотношения текущего и требуемого по программе значений давления в полости наддува бака. Если при перерегулировании температура газа наддува кратковременно будет превышать заданную, то за счет ускоренного испарения компонента в баке давление может превысить давление на выходе из смесителя 19. Повышение давления может произойти также вследствие интенсификации испарения компонентов в баке при вибрациях или перемешивании нагретого газа наддува и компонента, например при переменных боковых перегрузках. Для избежания недопустимого обратного тока газа наддува из баков в магистрали установлены обратные клапаны 26 и 27.

На предстартовых режимах возможен наддув бака жидкого водорода гелием, например до давления 0,25...0,30 МПа, а на номинальном режиме — подогретым водородом (на одном из режи-

¹ Здесь и далее приведены только ориентировочные значения и возможные диапазоны технических характеристик, при конкретизации требующие учета всей совокупности существенных факторов.

мов работы ЯРД «Нерва» температура водорода в системе наддува составляла около 140...150 К). Конкретные значения давления и температуры определяются с учетом конструктивных и режимных параметров ЯРДУ.

Вследствие существенных различий свойств водорода и ингибирующей добавки приведенная на рис. 28.2 схема ГЖС ЯРДУ с твердым замедлителем включает отдельные ТНА для подачи ингибирующей добавки 24 и водорода с быстродействующей системой регулирования. Рабочее тело турбин всех трех ТНА образуется в смесителе 21, куда поступают нагретый до высокой температуры 1 500...1 700 К водород из объединенных общими входным и выходным коллекторами периферийных газогенераторных ТВС 16 (на рис. 28.2 условно показана одна из них), слабо нагретый в трактах охлаждения замедлителя и всей конструкции ядерного реактора водород (до 100...150 К) и ингибирующая добавка. Расходы водорода и ингибирующей добавки (0,5...5 % расхода водорода), измеряются мерными устройствами 11 и 22. Требуемое соотношение компонентов рабочего тела (основного и ингибирующего) изменяется вариацией частоты вращения насоса ТНА 24 за счет увеличения или уменьшения мощности газовой турбины, регулируемой байпасным дросселем 23. Рабочее тело турбин ТНА после выхода из коллектора подается на вход основных ТВС 15 ядерного реактора, в которых нагревается до заданной температуры торможения (3 000...3 200 К), определяющей развиваемый ЯРД удельный импульс тяги. Нагретое рабочее тело после прохождения турбин ТНА подается на нагревные секции (блоки твэлов) основных ТВС. Это позволяет снизить температурные напряжения в керамических (на основе тугоплавких карбидов металлов) твэлах и повысить надежность их работы.

Соответствующий возможному интенсивному увеличению нейтронного потока и тепловой мощности реактора рост расхода водорода невозможно обеспечить за счет изменения частоты вращения ротора ТНА, постоянная времени которого достигает нескольких секунд. Поэтому выбрана байпасная схема регулирования расхода, когда на номинальном режиме расход водорода через насосы 2 высокооборотного ТНА превышает необходимый номинальный расход на 15...20 % и этот избыток через байпасную магистраль и управляемый дроссель 5 направляется на вход насоса. При необходимости увеличения подачи водорода в систему охла-

ждения дроссель 5 увеличивает сопротивление байпасной магистрали и уменьшает возвращаемый на вход насоса расход водорода, увеличивая таким образом подачу водорода в систему охлаждения без изменения частоты вращения инерционного ротора ТНА. Однако наряду с высокодинамичными характеристиками такой схеме регулирования присущи и недостатки: повышенная по отношению к номинально необходимой потребляемая мощность и, следовательно, большие габариты и масса ТНА.

Компенсация — снижение до приемлемых значений быстрого увеличения нейтронного потока — достигается введением в СУЗ нейтронно-физических процессов быстродействующей подсистемы газового регулирования реактивности реактора, включающей: шар-баллон 6 с поглощающим нейтроны борсодержащим газом, например BF_3 (на рис. 28.2 система охлаждения и радиационная защита шара-баллона условно не показаны); каналы поглощающего газа (условно изображен один канал 13), размещенные в АЗ ядерного реактора, объединенные общими входным и выходным коллекторами; канал подачи поглощающего газа с электромагнитным клапаном 7 и канал дренажа поглощающего газа в окружающую среду с электромагнитным клапаном 8.

Запаздывающее по отношению к уменьшению нейтронного потока снижение тепловой мощности охлаждаемой части конструкции реактора, и прежде всего ТВС, требует синхронного изменения расхода охладителя, функции которого выполняет рабочее тело. Для этого при изменении мощности турбин ТНА вариацией по байпасной схеме поступающего в их лопаточный аппарат рабочего тела суммарный расход сохраняется, т. е. сохраняется режим охлаждения основных 15 и газогенераторных 16 ТВС. Впоследствии расход рабочего тела уменьшается менее интенсивно за счет более экономичного метода снижения частоты вращения ротора ТНА.

Большая масса собственно ЯРД, включающая массу АЗ реактора и радиального отражателя нейтронов, обуславливает неподвижное, т. е. без возможного отклонения или перемещения, крепление двигателя к ЛА. Управление вектором тяги осуществляется несимметричным вводом (вдувом) рабочего тела через одно или несколько сопел вдува 14 в расширяющуюся часть сопла ЯРД. Четыре сопла вдува расположены попарно диаметрально противоположно в плоскостях, образующих прямой двугранный

угол. Поступающее в сверхзвуковой поток вдуваемое рабочее тело вызывает скачки уплотнения, давление за которыми, в том числе и на стенке сопла, повышается, а на противоположной стороне сопла практически не изменяется. Это вызывает появление боковой составляющей тяги, т. е. сил для управления в плоскостях тангажа и рыскания. Равнодействующая этих сил проходит через ось симметрии сопла и поэтому не создает вращательного момента. Для управления ориентацией ЛА относительно оси симметрии сопла (по крену) используют разнонаправленные пары сопел, рабочим телом которых является отработавшее рабочее тело турбин ТНА, направляемое управляемым переключающим клапаном 9.

Конструкция агрегатов ГЖС и их компоновка непосредственно на ядерном реакторе и (или) на силовой раме должны удовлетворять как общепринятым требованиям минимизации массы и симметрии ее распределения относительно оси предполагаемого вращения при эволюциях на траектории, компактности, технологичности монтажа и ремонтпригодности, так и требованию снижения интенсивности распространяющегося в окружающую среду ионизирующего излучения, в основном γ -квантов (фотонов). Агрегаты, создающие почти сплошную «тень», защищающую от излучения реактора, рекомендуется размещать максимально компактно между охлаждаемым агрегатом радиационной защиты 12 и баками с компонентами рабочего тела (на рис. 28.2 не показаны).

Возможна схема ГЖС ЯРДУ, где в отличие от представленного на рис. 28.2 варианта не предусмотрена подача ингибирующей добавки, рабочим телом турбины основного ТНА для подачи водорода служит водород, предварительно нагреваемый в трактах охлаждения реактора (корпус, отражатель, замедлитель, поглощающие элементы органов регулирования) и в рекуперативном теплообменнике.

Бустерный водородный ТНА представлен условно называемой «жидкостной» турбиной, работающей на водороде высокого давления, отбираемом на выходе центробежного насоса основного водородного ТНА и возвращаемом по выходе из «жидкостной» турбины на вход этого же насоса. Кроме того, имеются магистрали управляемой рециркуляции водорода с возвращением его в бак. При этом так же, как и в приведенной на рис. 28.2 схеме ГЖС, турбина основного ТНА управляется по байпасной схеме, управ-

ляющие силы и моменты создаются системой сопл, сообщающихся через газораспределитель с выходным коллектором турбины основного ТНА, а теневая радиационная защита охлаждается водородом.

Разработка ГЖС как на этапе схемных решений, так и на этапе проектирования их агрегатов и узлов, ведется с учетом ЯРДУ, включенной в состав ЛА, выполняющей конкретную программу полета, определяющую функции ГЖС и задающую существенные для проектирования ограничения. Например, если наряду с двигательными режимами предусмотрена работа реактора на энергетическом режиме с выработкой электрической энергии, т. е. установка является энергодвигательной, то ГЖС, относящаяся к ЯРД, дополняется контуром, реализующим цикл Брайтона (см. рис. 2.1). При этом предусматривается долговременная работа реактора на энергетическом режиме при существенно меньшей тепловой мощности, чем при работе на номинальном двигательном режиме. Принципиальная схема и проектные технические характеристики ядерной энергодвигательной установки (ЯЭДУ), предназначенной для пилотируемого межпланетного корабля, приведены в энциклопедии¹. Системная совокупность всех существенных факторов влияет на выбор технических решений, формирующих структуру, количественные и качественные параметры ГЖС ЯРДУ, разрабатываемых для конкретных программ при безусловном приоритете вопросов обеспечения ядерной и радиационной безопасности.

Контрольные вопросы и задания

1. Какие функции и факторы определяют общее и особенное схем ГЖС ЯРДУ и ЖРДУ?
2. Какие специфические по отношению к ЖРДУ режимы должны обеспечить работу ЯРДУ?
3. Почему ингибирующую добавку нельзя вводить непосредственно в бак с водородом?
4. Опишите состав и функционирование системы генерации рабочего тела турбин турбонасосных агрегатов ЯРД.

¹ Машиностроение. Энциклопедия. Машиностроение ядерной техники... Т. IX—XXV... / под общ. ред. Е.О. Адамова... (см. сноску на с. 6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современное состояние отечественной и зарубежной ядерной энерготехники космического назначения, научная и экспериментальная база, освоение в промышленных масштабах специфических технологических процессов обеспечивают возможность разработки в относительно короткие, экономически приемлемые сроки образцов ЯРД для ЛА и энергоустановок на их основе, массо-энергетические характеристики которых значительно превышают аналогичные показатели установок на химическом топливе, например ЖРДУ. Разработанные высокоэффективные научные, технические, технологические решения и материалы с уникальными свойствами могут и должны применяться в других отраслях науки и техники.

Перспектива продолжения исследований, решения основных научно-технических проблем, разработка ЯРД и энергетических установок связаны с задачами, решение которых невозможно без использования ядерных источников энергии. К этим актуальным задачам можно отнести и космическую деятельность человека на удалении за орбиту Марса, и тем более пилотируемые полеты в пределах Солнечной системы. Автоматические межпланетные аппараты с ресурсом работы более 10 лет должны иметь источники теплоты и электрической энергии, использующие или РИТ, или ядерный реактор, альтернатива которым пока не найдена. Достаточно широко используемые в настоящее время бортовые ядерные источники энергии, особенно работающие по безмашинному циклу на долговременно функционирующих орбитальных объектах, могут обеспечить их маневренность, если избыточную теплоту, излучаемую в космическое пространство, использовать для нагрева рабочего тела РД системы управления движением и ориентацией межпланетного ЛА.

Перспективы создания космических ядерных энергоустановок с турбомашинным преобразователем энергии обусловлены тем, что установки этого типа способны вырабатывать электрическую энергию мощностью от 10 кВт до нескольких мегаватт. При таком

уровне мощности является реальной комбинация энергетического и двигательного агрегатов как интегрированной энергодвигательной ЯРДУ. Если для обеспечения грузопотока на трассе «Земля — Луна» потребуется запускать на орбиту до нескольких ЛА в год, то будут экономически эффективными ДУ на основе ЯРД, работающие кратковременно в двигательном режиме и продолжительное время в энергетическом режиме.

Ракетные ДУ и работающие силовые импульсные установки, аналогичные по принципу действия исследованным в проекте «Орион» импульсным ЯРД или ТЯРД, но рассчитанные на создание существенно бóльших тяг, и средства их доставки в пределах Солнечной системы в перспективе могут стать основой для установок, способных изменять орбиты небесных тел, если нашей планете будет угрожать реальная астероидная опасность.

На уровне расчетно-теоретических исследований рассматриваются принципиальные схемы двигательных и энергетических установок с использованием ядерного реактора деления в качестве источника энергии. Системная новизна обусловлена включением в их состав лазеров как звена преобразования ядерной энергии в энергию когерентного излучения и (или) сочетания теплового и электрического способов ускорения рабочего тела.

Как показывают расчеты, полеты за орбиту Плутона на расстояния в тысячи астрономических единиц (1 а.е. $\approx$ 150 000 000 км, что приблизительно равно расстоянию от Земли до Солнца) возможны только с применением фотонных ЯРД, создающих тягу за счет излучения избыточной теплоты, вырабатываемой в реакторе с твердой АЗ параболическим отражателем или иным устройством, формирующим параллельный пучок теплового излучения. Развиваемый при этом удельный импульс тяги приближается к скорости света, равной 300 000 000 м/с. Присущий таким двигателям недостаток — малая тяга, создаваемая давлением света на отражающую поверхность¹, — может частично компенсироваться повышением температуры отражателя. Это требует выполнения крупнога-

¹ Давление света было впервые экспериментально выявлено и измерено в 1899 г. русским ученым П.Н. Лебедевым (1866—1912), воспитанником Императорского Московского технического училища (ныне МГТУ им. Н.Э. Баумана).

баритных конструкций из теплостойких легких материалов, прототипы которых на основе нанотехнологий уже создаются в лабораторном масштабе.

На основе накопленного опыта возможно создание мобильной ядерной ракетно-космической техники для решения задач глобального масштаба, требующих крупных финансовых инвестиций и интеллектуальных ресурсов при объединении возможностей нескольких стран в интересах всего человечества. В соответствии с современной принятой международным сообществом идеологией применение ядерных энергосиловых установок в космосе при обеспечении ядерной и радиационной безопасности как приоритетной задачи приемлемо только в тех случаях, когда использование источников энергии другой природы невозможно.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Какие элементы входят в ЯРД как техническую систему? Какие из них можно отнести к атрибутивным?

2. Сформируйте последовательность трансформации энергии в тепловом и электрическом ЯРД. Сравните их преимущества и недостатки.

3. Какие базовые законы положены в основу уравнения связи параметров теплового ракетного двигателя и тепловой мощности ядерного реактора?

4. Какие допущения принимались при выводе уравнения связи параметров теплового ракетного двигателя и тепловой мощности ядерного реактора?

5. Укажите общее и особенное ЯРД и ракетного двигателя на химическом топливе. Сравните их преимущества и недостатки (на примере образцов отечественной и зарубежной разработки).

6. Перечислите признаки, по которым классифицируют ЯРД.

7. Перечислите атрибутивные признаки и проведите сравнительный анализ ЯРД схем «А», «Б» и «В».

8. Перечислите атрибутивные признаки и проведите сравнительный анализ бортовых космических ядерных энергоустановок с машинным (по циклам Ренкина и Брайтона, с диссоциирующим теплоносителем) и безмашинным преобразованием энергии (термоэмиссионные и термоэлектрические).

9. Перечислите общее и особенное реактора деления и РИТ как источников энергии ракетных двигателей.

10. Какие признаки и значения параметров являются характерными для радиоизотопных источников теплоты?

11. Дайте определение рабочего тела ЯРД и перечислите выполняемые им функции.

12. Сформулируйте требования к свойствам рабочих тел ЯРД, исходя из выполняемых ими функций.

13. Объясните причины применения сложных рабочих тел (основа с добавками).

14. В каких случаях добавку необходимо хранить на борту и подавать как отдельный компонент рабочего тела? Приведите примеры.

15. Перечислите преимущества и недостатки рабочих тел, хранящихся в твердом состоянии на борту летательного аппарата.

16. Какие свойства обусловили применение водорода в качестве основного рабочего тела ЯРД отечественной и зарубежной разработки?

17. Перечислите и дайте сравнительную характеристику способов хранения водорода на борту транспортного аппарата. Обратите внимание на особенности применения с этой целью наноструктурного углерода.

18. Проведите сравнение водорода и гелия как рабочих тел ЯРД.

19. Почему в практике применения гелия (водорода) и азота (воздуха) высокого давления газовые редукторы или нагреваются, или охлаждаются?

20. В чем заключается дуализм свойств нейтрона?

21. Перечислите типы (варианты) и параметры, характеризующие взаимодействие нейтрона и ядра.

22. Приведите примеры делящихся, поглощающих и рассеивающих нейтроны ядер.

23. Каким образом получают первое (пусковое) поколение нейтронов и каким способом нейтроны регистрируют?

24. Дайте определение радиационных эффектов. Какие из них можно отнести к позитивным, а какие к негативным?

25. Что такое замедление нейтронов и какими физическими величинами характеризуется этот процесс?

26. Для чего замедлитель нейтронов вводят в активную зону реактора ЯРД?

27. Перечислите материалы замедлителя нейтронов и проведите сравнительный анализ их свойств.

28. Охарактеризуйте процессы поглощения нейтронов ядрами и поглощающие материалы (твердые и газообразные), применяемые в ЯРД.

29. В чем заключается принципиальное различие (перечислите атрибутивные признаки) гомогенной и гетерогенной активных зон ЯРД?

30. Проведите сравнение гомогенной и гетерогенной активных зон ЯРД по их существенным признакам, влияющим на показатели эффективности ракетного двигателя.

31. Дайте функционально обусловленное определение твэла, блоков твэлов и ТВС как основных конструктивных элементов (сборочных единиц, агрегатов, составных частей и т. п.) ЯРД.

32. Проведите сравнительный анализ экспонированных в лаборатории твэлов и блоков твэлов в соответствии с принципом «функция — конструкция — материал — технология».

33. Раскройте физический механизм прямых и обратных связей компонентов совокупного рабочего процесса ЯРД в их системном взаимодействии.

34. Проанализировав формулу четырех сомножителей для коэффициентов K_{∞} и $K_{эф}$, предложите принципиально возможные способы нейтронно-физического регулирования реактора ЯРД.

35. Каковы функции отражателя нейтронов и как они влияют на параметры ЯРД?

36. Перечислите способы нейтронно-физического регулирования ЯРД и приведите примеры их схемной и конструктивной реализации.

37. Каковы назначение и функции системы управления и защиты ЯРД?

38. На основе анализа элементарного уравнения кинетики ядерного реактора покажите связь между параметрами его активной зоны и требуемыми характеристиками быстродействия исполнительных органов СУЗ.

39. Сформулируйте условие достижения критичности активной зоны в виде бесконечной пластины конкретного материального состава.

40. Каковы условия достижения критичности активной зоны в виде бесконечной пластины данной толщины?

41. В чем заключается условие достижения критичности активной зоны в виде бесконечного цилиндра заданного радиуса?

42. Сформулируйте условие достижения критичности активной зоны конкретного материального состава, имеющей вид бесконечного цилиндра.

43. Сформулируйте условие критичности активной зоны в виде цилиндра конечных размеров.

44. Каким образом наличие и характеристики отражателя нейтронов влияют на условия критичности активной зоны реактора?

45. Изобразите схемы охлаждения активной зоны ЯРД с осевым и радиально-осевым течениями охладителя.

46. Перечислите преимущества и недостатки схем охлаждения активной зоны ЯРД с осевым и радиально-осевым течениями охладителя.

47. Какому агрегату активной зоны ЯРД соответствует понятие канала?

48. Какие особенности конструкции ТВС учитывает или не учитывает расчетная схема течения рабочего тела в канале активной зоны реактора?

49. Какие допущения приняты при составлении методики расчета изменения температуры рабочего тела по длине канала?

50. Приведите допущения, принятые при составлении методики расчета изменения температуры теплоотдающей поверхности по длине канала.

51. Перечислите допущения, принятые при составлении методики расчета изменения температуры плоскости симметрии (центра) твэла по длине канала.

52. Изобразите типичные зависимости температуры рабочего тела, теплоотдающей поверхности и плоскости симметрии (центра) твэла от осевой координаты.

53. Какой критерий работоспособности твэла принят при выводе уравнения для максимальной тепловой мощности канала?

54. Какими мерами можно увеличить допустимую тепловую мощность канала?

55. Какие особенности конструкции ТВС учитываются или не учитываются расчетной схемой определения изменения давления рабочего тела по длине канала для осевого течения теплоносителя?

56. Приведите особенности конструкции ТВС и укажите какие из них учитывает или не учитывает расчетная схема определения изменения давления рабочего тела по длине канала для радиально-осевого течения теплоносителя?

57. Какие допущения приняты в методике расчета изменения параметров потока в центральном канале ТВС с радиально-осевым течением теплоносителя?

58. Проведите сравнительный анализ осевого и радиально-осевого течений теплоносителя в ТВС.

59. Перечислите свойственные ЯРД факторы, обуславливающие различие газожидкостных систем ЯРД и ЖДРДУ.

60. Опишите состав и функционирование системы подачи рабочего тела в основные ТВС.

61. В чем заключается назначение системы наддува баков с компонентами при насосной подаче?

62. Опишите состав и функционирование системы подачи рабочего тела в газогенераторные ТВС.

63. Опишите состав и функционирование системы подачи ингибирующей добавки и введения ее в рабочее тело.

64. Каковы особенности (преимущества и недостатки) и принцип действия байпасных контуров регулирования температуры рабочего тела наддува баков?

65. В чем заключаются принцип действия и преимущества и недостатки байпасных контуров регулирования мощности газовых турбин ТНА?

66. Опишите принцип действия, преимущества и недостатки байпасных контуров регулирования расхода компонентов через насосы ТНА.

67. Что входит в состав системы генерации рабочего тела турбин ТНА? Опишите функционирование такой системы.

68. В чем заключается полезный эффект применения нескольких ТНА в системе подачи рабочего тела и ингибирующей добавки?

69. Проведите сравнение последовательного и параллельного включения газовых турбин ТНА газожидкостной системы ЯРД.

70. Опишите состав и функционирование системы управления и защиты (СУЗ) ядерного реактора ЯРД.

71. Почему шар-баллон, в котором находится фторид бора, снабжен системой охлаждения и дополнительной системой защиты от нейтронного излучения?

72. Как и по каким причинам изменяется во времени давление в шаре-баллоне, в котором находится фторид бора?

73. Опишите состав и функционирование системы управления вектором тяги методом несимметричного вдува в расширяющуюся часть сопла.

74. Приведите состав и опишите функционирование подсистемы «газового» регулирования реактора ЯРД.

75. Как функционирует подсистема наддува баков рабочего тела и ингибирующей добавки?

76. Опишите состав и функционирование подсистемы регулирования турбонасосной системы подачи.

77. Перечислите основные режимы работы ЯРД, их функции и особенности, обусловившие различие газожидкостных систем ЯРД и ЖДРДУ.

78. Выделите контуры охлаждения элементов конструкции в газожидкостной системе ЯРДУ.

79. Составьте конструктивную схему и опишите назначение и принцип действия характерных агрегатов ЯРДУ (управляющих створок, теневой радиационной защиты, управляющих стержней, ТВС, блоков ТВЭЛОВ и др.).

80. Какие отрицательные потенциальные экологические воздействия возможны при работе ЯРД и какие меры принимаются для их предотвращения или снижения?

ВОПРОСЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ОСТАТОЧНЫХ ЗНАНИЙ

1. Какие элементы входят в ЯРД как техническую систему? Наличие каких из них можно отнести к атрибутивным признакам?

2. Укажите общее и особенное ЯРД и ракетных двигателей на химическом топливе. Сравните их преимущества и недостатки на примере отечественных и зарубежных образцов.

3. Перечислите признаки, по которым классифицируют ЯРД.

4. Проведите сравнительный анализ ЯРД схем «А», «Б» и «В», различающихся агрегатным состоянием активной зоны.

5. Перечислите атрибутивные признаки и проведите сравнительный анализ бортовых космических ядерных энергоустановок с машинным (по циклам Ренкина и Брайтона, с диссоциирующим теплоносителем) и безмашинным преобразованием энергии (термоэмиссионные и термоэлектрические).

6. Перечислите общее и особенное реактора деления и РИТ как источников энергии ЯРД. Какими признаками и значениями параметров характеризуются радиоизотопные источники теплоты?

7. Дайте определение рабочего тела ЯРД и перечислите выполняемые им функции. Сформулируйте требования к свойствам рабочих тел ЯРД, исходя из выполняемых ими функций. Приведите примеры рабочих тел.

8. Какие свойства обусловили применение водорода в качестве основного рабочего тела ЯРД отечественной и зарубежной разработки?

9. Перечислите и дайте сравнительную характеристику способов хранения водорода на борту транспортного аппарата. Обратите внимание на особенности применения с этой целью наноструктурного углерода.

10. Перечислите типы (варианты) и параметры, характеризующие взаимодействия нейтрона и ядра. Приведите примеры делящихся, поглощающих и рассеивающих нейтроны ядер.

11. Дайте определение радиационных эффектов. Какие из них можно отнести к позитивным, а какие к негативным?

12. Что такое замедление нейтронов и какими физическими величинами характеризуется этот процесс? Для чего замедлитель нейтронов вводят в активную зону реактора ЯРД?

13. Охарактеризуйте процессы поглощения нейтронов ядрами и поглощающие материалы (твердые и газообразные), применяемые в ЯРД.

14. В чем заключается принципиальное различие (перечислите атрибутивные признаки) гомогенной и гетерогенной активных зон ЯРД? Проведите сравнение гомогенной и гетерогенной активных зон ЯРД по их существенным признакам, влияющим на показатели эффективности ракетного двигателя.

15. Дайте функционально обусловленное определение твэла, блоков твэлов и ТВС как основных конструктивных элементов (сборочных единиц, агрегатов, составных частей и т. п.) ЯРД.

16. Изобразите эскизы (конструктивную схему) твэлов основных видов, их блоков и ТВС.

17. Каковы функции радиационной защиты и отражателя нейтронов и как они могут повлиять на параметры ЯРД?

18. Перечислите способы нейтронно-физического регулирования ЯРД и приведите примеры их схемной и конструктивной реализации. Каковы назначение и функции системы управления и защиты ЯРД?

19. Сформулируйте условие достижения критичности активной зоны реактора. Каким образом наличие и характеристики отражателя нейтронов влияют на условия критичности активной зоны?

20. Изобразите графически схемы охлаждения активной зоны ЯРД с осевым и радиально-осевым течениями охладителя.

21. Приведите типичные зависимости температуры рабочего тела, теплоотдающей поверхности и плоскости симметрии (центра) твэла от осевой координаты.

22. Какими мерами можно увеличить допустимую тепловую мощность канала?

23. Перечислите характерные для ЯРД факторы, обуславливающие их преимущества, недостатки и различие газожидкостных систем ЯРД и ЖДРДУ.

24. Опишите принцип действия и особенности (преимущества и недостатки) байпасных контуров регулирования температуры рабочего тела наддува баков, мощности газовых турбин ТНА, расхода компонентов через насосы ТНА.

25. Какие отрицательные экологические воздействия возможны при работе ЯРД и какие меры принимаются для их предотвращения?

ЛИТЕРАТУРА

Основная

Бассард Р., Делауэр Р. Ядерные двигатели для самолетов и ракет: сокр. пер. с английск. / под ред. д.-ра техн. наук О.Н. Фаворского. М.: Военное изд-во Министерства обороны СССР, 1967.

Васильева Л.М., Дорофеев А.А., Талаквадзе В.В. Тепловыделяющие элементы и элементы конструкции тепловыделяющих сборок. Методические указания по выполнению лабораторной работы по курсу «Конструкция и расчет Д-2» / под ред. В.В. Талаквадзе. М.: РИО МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1989.

Власов Н.М., Федик И.И. Тепловыделяющие элементы ядерных ракетных двигателей: учеб. пособие. М.: ЦНИИАтоминформ, 2001.

Ганев И.Х. Физика и расчет реактора: учеб. пособие для вузов / под общ. ред. Н.А. Доллежала. М.: Энергоиздат, 1981.

Гришин С.Д., Лесков Л.В. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1989.

Дзюбенко Б.В., Дрейцер Г.А., Ашмантис Л.А. Нестационарный тепломассообмен в пучках витых труб. М.: Машиностроение, 1988.

Емельянов И.Я., Ефанов А.И., Константинов Л.В. Научно-технические основы управления ядерными реакторами: учеб. пособие для вузов / под общ. ред. Н.А. Доллежала. М.: Энергоиздат, 1981.

Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах / Б.В. Дзюбенко, Ю.А. Кузма-Кичта, А.И. Леонтьев, И.И. Федик и др.; под ред. Ю.А. Кузма-Кичты. М.: ЦНИИАтоминформ, 2008.

Лозовецкий В.В., Крымасов В.Н. Гидромеханические и тепловые процессы в ядерных реакторах с микротвэльным топливом. М.: ВИНТИ РАН, 2002.

Основы теории, конструкции и эксплуатации космических ЯЭУ (учеб. издание) / А.А. Куландин, С.В. Тимашев, В.Д. Атаманов и др. Л.: Энергоатомиздат, 1987.

Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.Л. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкции летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988.

Ракетные двигатели и энергетические установки на основе газофазного ядерного реактора / А.С. Коротеев, А.Б. Пришлецов, В.М. Мартишин и др. / под ред. А.С. Коротеева. М.: Машиностроение, 2002.

Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы / Ю.И. Данилов, Б.В. Дзюбенко, Г.А. Дрейцер и др.; под ред. В.М. Ивлева. М.: Машиностроение, 1986.

Ядерные ракетные двигатели / Ю.Г. Демянко, Г.В. Конюхов, А.С. Коротеев и др. / под ред. А.С. Коротеева. М.: Норма-Информ, 2001.

Дополнительная

Бассард Р., Де-Лауэр Р. Ракета с атомным двигателем : пер. с англ. / под ред. В.А. Кириллина и А.Е. Шейндлина. М.: Изд-во иностранной литературы, 1960.

Галин Н.М., Кириллов Л.П. Тепломассообмен (в ядерной энергетике): учеб. пособие для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1987.

Герасимов В.В., Монахов А.С. Материалы ядерной техники: учебник для вузов; 2-е изд. перераб. и доп. М.: Энергоиздат, 1982.

Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках (основы расчета) / В.И. Субботин, М.Х. Ибрагимов, П.А. Ушаков и др. М.: Атомиздат, 1975.

Емельянов И.Я., Михан В.И., Солонин В.И. Конструирование ядерных реакторов: учеб. пособие для вузов / под общ. ред. Н.А. Доллежала. М.: Энергоиздат, 1982.

Кузнецов В.А. Судовые ядерные реакторы (основы теории и эксплуатации): учебник. Л.: Судостроение, 1988.

Нестеренко Г.Н., Соболев А.И., Сушков Ю.Н. Применение атомных двигателей в авиации / под ред. В.А. Михайлова. М.: Военное изд-во Министерства обороны СССР, 1957.

Петухов Б.С., Генин Б.С., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках: учеб. пособие для вузов / под ред. Б.С. Петухова. М.: Атомиздат, 1974.

Синярев Г.Б., Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. Теория и проектирование: учебник. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Изд-во оборон. промышленности, 1957.

Штехер М.С. Топлива и рабочие тела ракетных двигателей: учеб. пособие для авиационных вузов. М.: Машиностроение, 1976.

Учебно-методическая

Демидов А.С. Конструкция и расчет на прочность космических радиоизотопных генераторов: учеб. пособие. М.: Изд-во МАИ-ПРИНТ, 2008.

Дорофеев А.А., Драчев Н.М., Талаквадзе В.В. Тепловой и гидравлический расчет канала тепловыделяющей сборки газоохлаждаемого реактора / Методические указания к домашнему заданию, курсовому и дипломному проектированию; под ред. В.В. Талаквадзе. М.: РИО МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1985.

Драчев Н.М. Методические указания по выполнению лабораторных работ по курсу «Теория рабочих процессов Д-2» / под ред. Г.Т. Лоскутниковой. М.: РИО МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1981.

Драчев Н.М., Талаквадзе В.В. Материалы ядерных ракетных реакторов (конспект лекций по курсу «Рабочие процессы Д-2»). Ч. 1. М.: РИО МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1974.

Талаквадзе В.В. Конструкция и расчет Д-2: учеб. пособие по выполнению домашних заданий и курсового проекта / под ред. В.М. Поляева. М.: РИО МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1988.

Талаквадзе В.В. Методические указания по выполнению лабораторной работы № 1 по курсу «Теория и проектирование Д-2» / под ред. Н.М. Драчева. М.: РИО МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1981.

Талаквадзе В.В. Методическое пособие по домашним работам и курсовому проекту курса «Теория и проектирование Д-2» / под ред. Н.М. Драчева. М.: РИО МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1976.

ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Аварийная защита ядерного реактора — функция системы управления и защиты (СУЗ) ядерного реактора, заключающаяся в предотвращении развития аварийной ситуации на ядерном реакторе быстрым переводом реактора в подкритическое состояние.

Авария радиационная — потеря управления источником ионизирующего излучения, которая могла привести или привела к облучению людей выше допустимых норм или к радиоактивному загрязнению окружающей среды.

Авария ядерная — один из видов *радиационных аварий*: авария, связанная с повреждением *тепловыделяющих элементов*, превышающим установленные пределы безопасной эксплуатации, и (или) связанная с облучением персонала, превышающим допустимый уровень.

Активная зона — часть ядерного реактора, в которой размещены материалы, содержащие *делящиеся изотопы* (ядерное топливо, ядерные материалы), замедлитель, теплоноситель, средства воздействия на реактивность реактора, а также элементы конструкции, предназначенные для осуществления управляемой цепной ядерной реакции деления и передачи энергии теплоносителю.

Альбедо излучения — отношение числа частиц, отражающихся от границы раздела двух сред, к числу частиц, падающих на поверхность раздела.

Альфа-излучение (α -излучение) — *корпускулярное излучение*, состоящее из α -частиц (двукратно ионизированных атомов гелия He, молекулярная масса которого $\mu = 4$, или, что то же самое, изотопа ядер ${}^4\text{He}$), испускаемых при *радиоактивном распаде* ядер или при ядерных реакциях, превращениях.

Бэта-излучение (β -излучение) — корпускулярное излучение, состоящее из отрицательно или положительно заряженных электронов или позитронов (β^- - или β^+ -частиц), возникающее при радиоактивном β^- -распаде ядер или нестабильных частиц.

Блок-эффект — уменьшение плотности потока нейтронов по мере приближения к центру (оси симметрии) *твэла* и *ТВС* (влияние гетерогенной структуры активной зоны).

Гамма-излучение (γ -излучение) — *фотонное излучение*, возникающее в основном при изменении энергетического состояния атомных ядер и (или) при ядерных превращениях, в том числе при взаимодействии первичного *ионизирующего излучения* с веществом.

Драйвер — устройство, предназначенное для инициирования ядерной реакции в ядерном реакторе.

Замедлитель — вещество (материал, среда), служащее для снижения кинетической энергии (скорости) нейтронов за счет соударения их с ядрами этого вещества.

Излучение ионизирующее — излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разного знака (видимый свет и ультрафиолетовое излучение не относят к ионизирующим излучениям). Допускается использование сокращенного термина *излучение*.

Излучение корпускулярное — ионизирующее излучение, состоящее из частиц, масса которых отлична от нуля (α -, β -частиц, нейтронов и др.).

Излучение косвенно ионизирующее — ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывать ядерные превращения; может состоять из нейтронов, фотонов и др.

Излучение непосредственно ионизирующее — ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, кинетическая энергия которых достаточна для ионизации при столкновении; может состоять из электронов, протонов, α -частиц и др.

Излучение тормозное — фотонное излучение с непрерывным энергетическим спектром, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц.

Излучение фотонное — электромагнитное косвенно ионизирующее излучение.

Изотоп — *нуклид* с числом Z протонов в ядре, характерным для данного элемента с атомным номером Z , например, изотопы урана ($Z = 92$) ^{238}U , ^{235}U , ^{233}U , отличающиеся друг от друга только числом нейтронов, изотопы бора ($Z = 5$) ^{12}B и ^{10}B , также отличающиеся друг от друга только числом нейтронов.

Изотоп делящийся — изотоп, делящийся на два нуклида при взаимодействии с нейтроном любой энергии, например ^{235}U или ^{233}U .

Кратность ослабления — величина, показывающая, во сколько раз требуется уменьшить или уже уменьшена радиационной защитой плотность потока излучения.

Макроскопическое эффективное сечение взаимодействия данного типа — характеристика вероятности взаимодействия данного типа (рассеяния или поглощения) ионизирующей частицы со всеми одинаковыми по массе атомными ядрами, находящимися в единице объема вещества; характеризуется суммой микроскопических эффективных сечений взаимодействия данного типа всех одинаковых по массовому числу атомных ядер, находящихся в единице объема вещества. Единица измерения — м^{-1} , см^{-1} .

Макроскопическое эффективное сечение вывода — характеристика вероятности вывода нейтронов из пучка тяжелым материалом в водородсодержащей радиационной защите за счет поглощения нейтронов и их рассеяния на большие углы. Единица измерения — м^{-1} , см^{-1} .

Микроскопическое эффективное сечение взаимодействия данного типа — характеристика вероятности взаимодействия данного типа (рассеяния или поглощения) ионизирующей частицы с ядром атома; характеризуется площадью диаметрального сечения воображаемой сферы, условно приписываемой бомбардируемому ядру, при прохождении через которое ионизирующая частица испытывает взаимодействие данного типа. Единица измерения — м^2 , см^2 . внесистемная единица — барн ($1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$).

Минимально контролируемый уровень мощности ядерного реактора — минимальный уровень мощности активной зоны реактора, достаточный для контроля за цепной реакцией деления СУЗ данного реактора.

Нуклид — вид атомов с данными числами протонов и нейтронов в ядре, характеризующихся массовым числом A (атомной массой) и атомным номером Z .

Отражатель нейтронов — часть ядерного реактора, содержащая материалы, замедляющие и отражающие нейтроны, предназначенная для уменьшения утечки нейтронов из активной зоны реактора.

Плотность потока ионизирующих частиц Φ — отношение потока dF ионизирующих частиц (число частиц N за единицу времени t), проникающих в объем элементарной сферы, к площади dS

диаметрального сечения этой сферы: $\Phi = dF / dS = d^2N / (dtdS)$. Скалярная величина.

Плотность тока ионизирующих частиц I_x — отношение потока dF_x ионизирующих частиц, проходящих по направлению нормали через элементарную площадь dS_x , к этой площади: $I = dF_x / dS_x = d^2N / (dt dS)$. Векторная величина.

Поглощающий материал (среда) — материал или среда (жидкость или газ) со значением макроскопического сечения поглощения нейтронов, значительно превышающим эту характеристику других материалов ядерного реактора.

Поле ионизирующего излучения — пространственно-временное распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде.

Поток ионизирующих частиц F — отношение числа dN ионизирующих частиц, проходящих через данную поверхность за промежуток времени dt , к этому промежутку: $F = dN / dt$.

Превращения ядерные (или ядерные превращения) — процессы, идущие с изменением состава и (или) состояния ядер, например, при ядерных реакциях синтеза или деления и при радиоактивном распаде.

Привод СУЗ ядерного реактора — устройство, предназначенное для изменения положения или состояния рабочего органа СУЗ ядерного реактора.

Пусковой источник нейтронов — источник нейтронов, предназначенный для увеличения плотности потока нейтронов при пуске ядерного реактора.

Рабочий орган системы управления и защиты ядерного реактора — устройство, изменением положения или состояния которого обеспечивается изменение реактивности ядерного реактора.

Радиоактивность — самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения.

Радиоизотоп — изотоп, обладающий радиоактивностью.

Разрушение твэла — нарушение целостности твэла, в результате которого он утрачивает форму и размеры, обеспечивающие его проектное охлаждение.

Реактор газофазный — ядерный реактор, в активной зоне которого делящееся вещество находится в газообразном состоянии.

Реактивность ядерного реактора — величина, определяющая отклонение размножающих свойств среды ядерного реактора, в которой происходит цепная реакция деления, от критического состояния.

Реактор гетерогенный — ядерный реактор, в активной зоне которого большая часть замедляющих материалов размещена вне твэлов (все материалы активной зоны распределены таким образом, что ее нейтронные характеристики невозможно описать с достаточной точностью при равномерном их распределении по всей активной зоне на расстояниях, сравнимых с длиной пробега нейтрона или с длиной миграции нейтрона).

Реактор гомогенный — ядерный реактор, в активной зоне которого материалы распределены таким образом, что его нейтронные характеристики можно описать с достаточной точностью при равномерном их распределении по всей активной зоне на расстояниях, сравнимых с длиной пробега нейтрона или с длиной миграции нейтрона (большинство замедляющих материалов находится в твэлах).

Реактор на тепловых нейтронах — ядерный реактор, в котором основная доля деления ядер топлива обусловлена тепловыми нейтронами.

Реактор саморегулирующийся — ядерный реактор, обладающий свойствами самостоятельно компенсировать изменения своей реактивности.

Реактор транспортный — ядерный реактор, главным назначением которого является выработка энергии, используемой для движения транспортного средства, на котором он установлен.

Реактор ядерный — устройство, предназначенное для организации и поддержания управляемой цепной реакции деления ядер.

Реакции ядерные (или ядерные реакции) — взаимодействия ядер (или ядра) и частиц, в результате которых образуются ядра, отличающиеся по составу и (или) состоянию от ядер, вступивших во взаимодействие, например, ядерная реакция синтеза или деления.

Спектр частиц энергетический — распределение ионизирующих частиц по их энергии.

Система управления и защиты (СУЗ) — совокупность средств обеспечения воздействия на реактивность и элементы конструкции, предназначенные для осуществления этого воздействия

с целью безопасного инициирования, поддержания управляемой цепной ядерной реакции деления в заданных режимах и ее прекращения как при нормальных, так и при аварийных ситуациях.

Тепловыделяющая сборка (ТВС) — агрегат, входящий в состав активной зоны реактора, представляющий собой охлаждаемый корпус, как правило в виде тела вращения, с размещенными в нем тепловыделяющими элементами (ТВЭлами), обтекаемыми теплоносителем (охладителем, рабочим телом).

Тепловыделяющий элемент (ТВЭЛ) — сборочная единица, содержащая ядерные материалы (ядерное топливо) и предназначенная для получения тепловой энергии в ядерном реакторе за счет осуществления управляемой цепной реакции деления ядер.

Флюенс (перенос) J ионизирующих частиц — отношение числа dN ионизирующих частиц, проникающих в объем элементарной сферы, к площади dS диаметрального поперечного сечения этой сферы: $J = dN / dS$.

Эффекты радиационные (или радиационные эффекты) — изменение физических (плотность, удельная теплоемкость, сжимаемость, теплопроводность, электрическая проводимость, тип проводимости, кристаллическая структура, температурный коэффициент линейного (объемного) расширения, модуль упругости, удельная прочность, ударная вязкость, ползучесть и др.) и химических (химический состав, молекулярная масса, структура молекулы, степень полимеризации, химический потенциал, химическая активность и др.) свойств твердых веществ, жидкостей и газов в результате и (или) в процессе воздействия ионизирующего излучения.

Ядерная радиационная безопасность — свойство установки с ядерным реактором или радиоизотопным источником теплоты с определенной вероятностью предотвращать возникновение ядерной радиационной аварии.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ¹

Агрегат турбонасосный 24, 311, 313

Адиабата 32, 40

Азот 216, 295

Азотный тетроксид 40

Альбе́до 100

– *излучения* 90, 334

– *отражателя* 90, 100

Аммиак 53, 285

Баки 283, 313

Балластировка 283

Блок-э́ффект 154, 242, 334

Вода 15, 257, 296

Водород 53

– газообразный 216

– жидкий 289

– твердый 290

– шугаобразный 290

Газ идеальный 59, 176, 228

Гелий 53, 216, 293

Гептан 287, 297

Гидразин 106, 257, 300

Давление

– в камере 31

– – сгорания 31

(в газогенераторе)

– статическое 53

– полное (торможения) 31, 53

Двигатель

– идеальный 31

– ракетный 27

– – жидкостный (ЖРД) 18

– – ядерный тепловой 55

– реактивный 27

– тепловой 18

– ядерный 18

Диссипация энергии 107, 228, 294

Диссоциация 285

Драйвер 81, 335

Дросселирование 294, 301

Замедление 72, 86

Замедлитель 95, 257, 335

Защита аварийная 334

Зона активная 300, 334

Излучение

– ионизирующее 335

– корпускулярное 335

– тормозное 335

– фотонное 335

Изотоп 335

– делящийся 63, 335

Импульс удельный 17, 33

– – пустотный 24

– – расчетный 59

Источник нейтронов пусковой 337

Источник теплоты 14, 31

– – радиоизотопный (РИТ) 17, 47

Камера

– ракетная 31

Компонент рабочего тела 286

¹ Курсивом выделены термины, определения которых приведены в тексте или тезаурусе.

Конденсированная фаза 288, 296

Коэффициент

– тяги 284

– – пустотный 285

Кратность ослабления 271, 336

Масса двигателя 13, 17

– двигательной установки (ДУ)
35, 54

Материал поглощающий 93, 263

Метан 287, 289, 296

Мощность

– насоса 57

– тепловая 57

– турбины 316

Насос

– ингибитора 313

– рабочего тела 313

Нейтрон 64

Нуклид 336

– делящийся 335

Орган системы управления

и защиты рабочий 115, 117, 337

Отражатель нейтронов 90, 97,
120

Параметры критические 289

Плотность 284

– материала 246, 249, 276

– потока 74, 336

– тока 337

Поглотитель 337

Показатель

– адиабаты 10

– изоэнтропы 10

Поле ионизирующего излучения
337

Поток ионизирующих частиц 337

Превращения ядерные 337

Привод 337

Продукты газогенерации 313, 316

– сгорания 13

Процесс

– деления 69

– замедления 72

– поглощения 66, 92

Радиоактивность 337

Радиоизотоп 47, 337

Расход массовый

– – ингибирующей добавки 288

– – рабочего тела 288, 316

Реактивность 338

Реактор ядерный 338

– – газофазный 337

– – гетерогенный 143, 338

– – гомогенный 141, 338

– – канальный 244

– – на тепловых нейтронах 338

– – саморегулирующийся 338

– – транспортный 338

Реакции

– диссоциации — рекомбинации
285

– обратимые 285

– радиоактивного распада 29, 48,
50

– химические 285

– – экзотермические 285

– – эндотермические 285

– ядерные 28, 338

– – деления 28

– – синтеза 28

Режим работы сопла расчетный 59

Рекомбинация 285

Сборка тепловыделяющая (ТВС)
143, 313, 339

Секция нагревная 146, 187, 203

Сечение взаимодействия

– макроскопическое 83, 336

– микроскопическое 68, 336

Сечение сопла выходное 20, 285

– – критическое 142, 144, 285

– – минимальное 142, 144, 285

Сила реактивная 13, 34, 243

Система

– жидкостно-газовая 311

– подачи 316

Система управления и защиты (СУЗ) 135, 263

Скорость истечения 13, 33, 228

– потока 33

Сопло 32

– Лавалья 18, 33, 59

Спектр 338

Стержень поглощающий 117, 118

Степень расширения газа в сопле

– – сопла геометрическая 285

Тело рабочее 19, 289

Температура компонента 282

Течение в сопле

– адиабатное 228

– двухфазное 228

– изоэнтروпийное 228

– равновесное 285

– – химически замороженное 228

Топливо

– химическое 13

– ядерное 14

Тракт охлаждения 279, 311

Турбина газовая 312

Тяга ракетного двигателя 14, 17, 34

Уровень мощности минимально контролируемый 301

Установка двигательная 37

Устройство пропульсивное 31

Флюенс 75, 104, 339

Функции газодинамические

адиабатного потока

– – – – – изоэнтропийного 230

– – – – – неизоэнтропийного 231

Часть сопла расширяющаяся 142, 144

– – сужающаяся 142, 144

Элемент тепловыделяющий (твэл) 19, 145, 245

Энтальпия полная

– – компонента 61

– термодинамическая 33

Энтропия 228, 294

Эффект радиационный 103, 339

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Бауман Н.Э., 5, 9, 53
Бернулли Д. (Bernouli D.) 191
Бондарюк М.М. 19
Брайтон (или Брейтон) Дж.
(Brayton G.) 23, 37, 319
Бройль Луи де (Louis de Broglie)
64
Вигнер Ю.П. (Wigner E. P.) 104
Вентури Дж. (Venturi G.) 107
Вулис Л.А. 228
Глушко В.П. 19, 34
Дарси А. (Darcy A.) 190
Декарт Р. (Descartes R.) 159
Джоуль Д.П. (Joule J.P.) 42, 293
Доллежалъ Н.А. 21
Драчев Н.М. 333
Зеебек Т.И. (Seebeck T.J.). 41
Исаев А.М. 19
Каторгин Б.И. 22
Келдыш М.В. 21
Клапейрон Б.П. (Clapeyron B.) 314
Королев С.П. 19
Кудрявцев В.М. 8
Лаваль К.Г. (Laval C.G.) 18, 59, 141
Лавочкин С.А. 19
Лаплас П.-С. (Laplace P.-S.) 91, 159
Лебедев П.Н. 321
Лейпунский А.И. 21
Люлька А.М. 19
Ле Шателье А. (H. Le Chatelier)
250, 258
Майер Ю.Р. (Mayer J.) 228
Максвелл Д.С. (Maxwell J.C.) 66, 77
Мах Е. (Mach E.) 10, 178, 192
Менделеев Д.И. 10, 314
Мишин В.П. 19
Мясищев В.М. 19
Оберт Г. (Oberth H.) 34
Пельтье Ж. (Peltier J.) 42
Поляев В.М. 8, 223
Прандтль Л. (Prandtl L.) 10, 178
Пуассон С.-Д. (Poisson S.-D.) 11,
162
Рейнольдс О. (Reynolds O.) 10,
178, 191
Ренкин (или Ранкин) У.Дж.
(Rankine U.) 38, 329
Ричардсон О.У.
(Richardson O.U.) 41
Симпсон Т. (Simpson T.) 194
Талаквадзе В.В. 5, 8
Томсон У. (лорд Кельвин)
(Thomson W.) 42, 293
Федик И.И. 5
Ферми Э. (Fermi E.) 11, 77, 86
Фик А. (Fick A.) 90, 95
Фридляндер И.Н. 70
Фурье Ж.Б.Ж. (Fourier J.B.J.) 180
Циолковский К.Э. 13, 34, 282
Чурсин Г.И. 21
Штоколов В.А. 5
Шухов В.Г. 165
Эйлер Л. (Euler L.) 229
Юнг Т. (Young T.) 11, 162

Учебное издание

Дорофеев Анатолий Александрович

ЯДЕРНЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

Введение в теорию, расчет и проектирование

Редактор *Л.Т. Мартыненко*
Технический редактор *Э.А. Кулакова*
Художник *Н.Г. Столярова*
Корректор *Е.В. Авалова*
Компьютерная графика *О.В. Левашовой*
Компьютерная верстка *И.А. Марковой*

Оригинал-макет подготовлен
в Издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Сертификат соответствия
№ РОСС RU. АЕ51. Н 16228 от 18.06.2012

Подписано в печать 24.04.2013. Формат 60×90 1/16.
Усл. печ. л. 21,5. Тираж 500 экз. (1-й з-д 1–200)
Заказ

Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана.
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5, стр. 1.
<http://www.baumanpress.ru>
E-mail: press@bmstu.ru

Отпечатано в типографии МГТУ им. Н.Э. Баумана.
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5, стр. 1.
E-mail: baumanprint@gmail.com