

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Чернеженко Сергей Анатоліевич

«Сверхмедленное волновое нейтронно-ядерное горение на надтепловых нейтронах и режимы с обострением в уран-плутониевой среде»

01.04.16 – Физика ядра, элементарных частиц и высоких энергий

Диссертация на соискание научной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Тарасов Виктор Алексеевич, Одесский национальный
политехнический университет, кафедра
теоретической и экспериментальной ядерной физики

Одесса – 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
РАЗДЕЛ 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР СОСТОЯНИЯ ВОПРОСА И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	15
1.1. Состояние вопроса.....	15
1.1.1. Общие положения.....	15
1.1.2. Кинетика волнового нейтронно-ядерного горения.....	17
1.1.3. Быстрый уран-плутониевый реактор с внутренней безопасностью на бегущей волне (реактор V поколения).....	37
1.1.4. Курдюмовские режимы с обострением	41
1.1.4.1. Курдюмовские режимы с обострением	41
1.1.4.2. Сечения основных нейтронных ядерных реакций для основных реакторных топливных нуклидов.....	47
1.1.5. Теория и данные экспериментальных работ по теплоемкостям и теплопроводностям делящихся сред с учетом изменений фазовых состояний.....	59
1.1.5.1. Введение.....	59
1.1.5.2. Теплофизические свойства топливных материалов ядерных реакторов.....	60
1.1.5.2.1. Введение.....	60
1.1.5.2.2. Теплофизические свойства металлического ядерного топлива.....	60
1.1.5.2.2.1. Введение.....	60
1.1.5.2.2.2. Уран и его сплавы.....	60
1.1.5.2.2.3. Плутоний и его сплавы.....	64
1.1.5.2.3. Теплофизические свойства керамического ядерного топлива.....	66
1.1.5.2.3.1. Введение.....	66
1.1.5.2.3.2. Оксидное ядерное топливо.....	69
1.1.5.2.3.3. Карбидное ядерное топливо.....	86
1.1.5.2.3.4. Нитридное ядерное топливо.....	93
1.1.5.2.4. Дисперсионное ядерное топливо.....	95
1.1.5.3. Теплофизические свойства жидких топливных материалов ядерных реакторов.....	95
1.1.5.3.1. Теплофизические свойства жидких металлов.....	95
1.1.5.3.2. Теплофизические свойства кориума.....	96
1.1.5.4. Теплофизические свойства газообразных топливных материалов ядерных реакторов.....	96
1.1.6. Ядерный геореактор на бегущей волне	97
1.2. Выводы по литературному обзору и постановка задачи исследования...	97

РАЗДЕЛ 2. СВЕРХМЕДЛЕННОЕ ВОЛНОВОЕ НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОЕ ГОРЕНИЕ НА НАДТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ 100

2.1. Супермедленное волновое нейтронно-ядерное горение на холодных, тепловых, надтепловых и резонансных нейтронах.....	100
2.1.1. Введение.....	100
2.1.2. Волна ядерного горения А.И. Ахиезера для тепловых нейтронов.....	102
2.1.3. Выполнение критерия Феоктистова для уран-плутониевой делящейся среды и энергий нейтронов 0,1 эВ ÷ 1 МэВ.....	109
2.1.4. Обобщенный критерий Л.П. Феоктистова для уран-плутониевой делящейся среды.....	113
2.1.5. Выполнение критерия Феоктистова для делящейся среды, первоначально состоящей из двуоксида урана 238 с обогащениями 4,38 %, 2,00 %, 1,00 %, 0,71 % и 0,50% по урану 235, для области энергий нейтронов 0,015 – 10,00 эВ.....	117
2.1.6. Моделирование нейтронно-ядерного горения природного урана для надтепловой области энергии нейтронов.....	121
2.1.7. Оценка скорости медленного нейтронно-ядерного горения для надтепловых областей энергии нейтронов.....	136
2.2. Заключение.....	139

РАЗДЕЛ 3. РЕЖИМЫ С ОБОСТРЕНИЕМ В УРАН-ПЛУТОНИЕВОЙ ДЕЛЯЩЕЙСЯ СРЕДЕ 143

3.1. Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде.....	143
3.1.1. Введение.....	143
3.1.2. Уравнение теплопереноса для уран-плутониевой делящейся среды...144	
3.1.3. Зависимости сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект).....	147
3.1.3.1. Структура алгоритма и описание компьютерной программы для вычисления зависимостей сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект).....	147
3.1.3.2. Результаты компьютерных вычислений зависимостей сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект).....	148
3.1.3.3. Выводы	152
3.1.4. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива.....	152
3.1.4.1. Теоретическая модель для компьютерного вычисления зависимостей усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива.....	152
3.1.4.2. Структура алгоритма и описание компьютерной программы для вычисления зависимостей усредненных по нейтронному спектру сечений	

нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива.....	154
3.1.4.3. Результаты компьютерных вычислений.....	154
3.1.4.4. Выводы.....	157
3.1.5. Нелинейный тепловой источник для уран-плутониевой делящейся среды.....	158
3.1.5.1. Нелинейный тепловой источник для уран-плутониевой делящейся среды.....	159
3.1.5.2. Выводы.....	159
3.1.6. Нестационарные диссипативные тепловые 3d структуры в уран-плутониевой делящейся среде.....	160
3.1.6.1. Решения уравнения теплопереноса с нелинейным степенным тепловым источником в уран-плутониевой делящейся среде для граничных и начальных параметров соответствующих техническим реакторам.....	160
3.1.6.2. Решения уравнения теплопереноса с нелинейным степенным тепловым источником в уран-плутониевой делящейся среде для граничных и начальных параметров соответствующих геореактору.....	166
3.1.6.3. Выводы.....	174
3.2. Диссипативные структуры дефектов в открытой нелинейной физической системе «ядерное топливо + нагрузка + облучение».....	175
3.2.1. Введение.....	175
3.2.2. Диссипативные структуры дефектов в открытой нелинейной физической системе «ядерное топливо + нагрузка + облучение».....	177
3.2.3. Выводы.....	180
3.3. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора.....	180
3.3.1. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора.....	180
3.3.2. Выводы.....	182
3.4. Режимы с обострением в топливных материалах ядерных реакторов... ..	183
3.4.1. Введение.....	183
3.4.2. Режимы с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.....	184
3.4.3. Математическое моделирование режимов с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.....	189
3.4.4. Выводы.....	191
3.5. Различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива и связанные с этим особенности аварии на третьем блоке АЭС «Фукусима-1».....	191
3.6. Гипотеза о поджиге геореактора межгалактическими протонами высоких энергий.....	191
3.7. Заключение.....	192
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	194

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	196
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Теория теплофизических свойств твердых тел.....	215
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Состав ядерного топлива и его классификация.....	260
ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Плутоний и его сплавы.....	266
ПРИЛОЖЕНИЕ 4. Карбидное ядерное топливо.....	273
ПРИЛОЖЕНИЕ 5. Нитридное ядерное топливо.....	275
ПРИЛОЖЕНИЕ 6. Дисперсионное ядерное топливо и его теплофизические свойства	277
ПРИЛОЖЕНИЕ 7. Теплофизические свойства жидких металлов.....	309
ПРИЛОЖЕНИЕ 8. Теплофизические свойства газообразных топливных материалов ядерных реакторов.....	317
ПРИЛОЖЕНИЕ 9. Геореактор и результаты KamLAND- эксперимента.....	319
ПРИЛОЖЕНИЕ 10. Зависимости сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата от энергии нейтронов для реакторных нуклидов...	325
ПРИЛОЖЕНИЕ 11. Спектр тепловых нейтронов реактора ВВЭР.....	330
ПРИЛОЖЕНИЕ 12. Блок-схема алгоритма для компьютерной программы, рассчитывающей зависимости сечений от энергии нейтронов для заданной температуры делящейся среды (Доплер эффект).....	331
ПРИЛОЖЕНИЕ 13. Блок-схема алгоритма для компьютерной программы для вычисления зависимостей усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива	335
ПРИЛОЖЕНИЕ 14. Результаты расчета теплового поля для уран-плутониевой делящейся среды геореактора в виде цилиндра.....	340
ПРИЛОЖЕНИЕ 15. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора.....	344
ПРИЛОЖЕНИЕ 16. Математическое моделирование режимов с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.....	349
ПРИЛОЖЕНИЕ 17. Влияние распределения плотности на собственные функции и устойчивость собственных функций тепловых структур в топливной делящейся среде с нелинейными объемным источником тепла и коэффициентом теплопроводности, зависящими от температуры по степенному закону.....	363
ПРИЛОЖЕНИЕ 18. Различие температурных зависимостей плотностей теплового источника мокс-топлива и диоксидного топлива и связанные с этим особенности аварии на третьем блоке АЭС «Фукусима-1».....	368
ПРИЛОЖЕНИЕ 19. Значения фактора Весткотта для основных реакторных нуклидов и значения для тепловых сечений, использовавшиеся при вычислениях в разделе 4.....	383
ПРИЛОЖЕНИЕ 20. Гипотеза о поджиге волнового геореактора межгалактическими протонами высоких энергий	386

ВВЕДЕНИЕ

Диссертация посвящена теоретическому исследованию реакторов V поколения, концепция которых предполагает безусловное выполнение следующих главных требований: безопасность и биосовместимость. Наиболее перспективный из них – ядерный реактор Л.П. Феоктистова, который в отличие от реакторов предыдущего поколения не требует сверхкритической загрузки ядерного топлива, а, значит, принципиально не может взорваться и вызвать разрушение реакторного зала и поэтому относится к классу безопасных реакторов. При этом в нем реализуется нелинейный саморегулирующийся режим нейтронно-делительной волны медленного ядерного горения, исключая участие оператора, что делает его не просто безопасным, но относит к реакторам с высоким уровнем безопасности, так называемой внутренней безопасностью. Такой реактор, как следует из результатов данной диссертации, может быть реализован и в виде реактора-трансмутатора (биосовместимость), например, уран-плутониевый реактор V поколения на бегущей волне нейтронно-ядерного горения на промежуточных нейтронах со свинцовым или свинцово-висмутовым или газовым замедлителем и теплоносителем.

Актуальность темы. Одной из самых актуальных проблем ядерной энергетики является обеспечение безопасной работы активной зоны реактора. Эту проблему можно решать, с одной стороны, путем разработки эффективных методов контроля активной зоны реактора, а с другой – путем разработки безопасных реакторов.

Требованиям по безопасности для реакторов нового V поколения в полной мере отвечает реактор типа Л.П. Феоктистова, характеризующийся внутренней безопасностью. В таком перспективном реакторе реализуется режим нейтронно-делительной волны медленного ядерного горения в уран-плутониевой делящейся среде.

Кроме безопасности, важнейшим преимуществом этого нового типа реакторов является то, что в них в качестве ядерного горючего можно использовать естественный (и даже технический) уран, а, следовательно, и отработанное ядерное топливо. Это позволяет исключить в топливно-ядерном цикле процедуру обогащения ядерного топлива и тем самым решить проблему топливной базы ядерной энергетики на долгие годы в обозримом будущем, а также позволит решить проблему накопления отработанного ядерного топлива в биосфере Земли. Кроме того, в этих реакторах отсутствует система регулирования реактивности реактора, а степень выгорания топлива может достигать 30-50% и выше в зависимости от постановки задачи. При этом он может быть реализован как реактор с гомогенной, так и с гетерогенной активной зоной, а также как реактор с большой временной компанией.

Кинетические уравнения реактора включают уравнения диффузионного типа с обратными связями различного вида. Базовые кинетики реактора (кинетики нейтронов и нуклидов) связаны прямыми и обратными связями с кинетиками теплопереноса и радиационных дефектов топлива. Кинетика дефектов топлива, через изменение геометрических размеров, вызванных пластической деформацией, набуханием или разрушением топлива, находящегося под нагрузкой и облучением, а также через изменение его плотности влияет на реактивность реактора. Исследования устойчивости работы реакторов требуют применения методов нелинейной динамики. В то же время, кинетика реактора типа Феоктистова характеризуется рядом принципиальных для теории нелинейных диссипативных структур особенностей, одной из которых является неравновесность уран-плутониевой делящейся среды в условиях высоких плотностей нейтронного поля и высоких температур. Образование диссипативных тепловых структур (режимы с обострением С. П. Курдюмова), диссипативных структур дефектов уран-плутониевой делящейся среды, может существенно влиять на кинетику реактора, в частности, на саму реализацию волны медленного ядерного горения в реакторе типа Феоктистова и на ее устойчивость.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Работа выполнялась в соответствии с НИР «Уран-плутониевый ядерный реактор, его дистанционная антинейтринная спектрометрия и режимы с обострением в уран-плутониевой среде» (номер госрегистрации 0112U000568) и «Моделирование тяжелой аварии с резким возрастанием реактивности реактора ВВЭР-1000/320 при небольших течах первого контура» (номер госрегистрации 0112U000569), которые выполнялись в 2011-2015 г., а так же программы исследований по договору о научно-техническом сотрудничестве между ОНПУ и Институтом ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской Академии наук (г. София).

При выполнении этих научно-исследовательских работ роль автора диссертации заключалась в разработке кинетики реактора Феоктистова, математическом моделировании бегущей волны нейтронно-ядерного горения в нестационарных нейтронных мультиплицирующих средах, развитии теории и исследовании режимов с обострением в уран-плутониевой среде.

Цель работы и задачи исследования. Целью работы было исследование возможности реализации режима волнового нейтронно-ядерного горения для областей энергий нейтронов значительно меньших быстрой области и режимов с обострением в уран-плутониевой делящейся среде.

Для реализации цели в работе необходимо решить следующие задачи:

- разработать обобщенный критерий Феоктистова для реализации режима волнового нейтронно-ядерного горения;

- провести исследование выполнения обобщенного критерия Феокистова для реализации режима волнового нейтронно-ядерного горения в широком диапазоне энергий нейтронов (0,010эВ – 1МэВ) в уран-плутониевой среде;

- провести математическое моделирование кинетики режима волнового нейтронно-ядерного горения в уран-плутониевой среде в диапазоне энергий нейтронов, для которого было обнаружено выполнение обобщенного критерия волнового горения;

- разработать теорию режимов с обострением в уран-плутониевой среде;

- провести математическое моделирование реализации режимов с обострением в уран-плутониевой среде, для чего следует:

- а) получить расчетным путем зависимости сечений основных нейтронно-ядерных реакций для основных реакторных нуклидов от температуры уран-плутониевой топливной среды (Доплер эффект) в широком температурном диапазоне (до 6000 К);

- б) получить расчетным путем зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений основных нейтронно-ядерных реакций для основных реакторных нуклидов от температуры уран-плутониевой топливной среды в широком температурном диапазоне (до 6000 К);

- в) получить расчетным путем зависимости плотности теплового источника от температуры, делящейся уран-плутониевой среды;

- г) провести математическое моделирование, демонстрирующее реализацию режимов с обострением в уран-плутониевой делящейся среде.

Объект исследования – процессы в волновых ядерных реакторах.

Предмет исследования – кинетика волнового нейтронно-ядерного горения и режимы с обострением в уран-плутониевых делящихся средах.

Методы исследования – методы физики реакторов при разработке кинетики реакторов V поколения; методы нелинейной динамики при исследовании кинетики реактора; методы теории нелинейных диссипативных структур при разработке теории диссипативных тепловых структур в делящихся средах; методы радиационной физики металлов при создании теории диссипативных структур дефектов; численные методы решения систем дифференциальных уравнений; вычислительные методы для компьютерного моделирования реакторной кинетики.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Сформулирован общий критерий реализации волновых режимов нейтронно-ядерного горения, как волны Ахизера, так и волны Феокистова.

2. Для делящейся среды из урана ^{238}U , впервые проведены исследования выполнения критерия волнового горения в широком диапазоне энергий нейтронов и впервые обнаружена возможность волнового ядерного горения не только в области быстрых нейтронов, но и для холодных, надтепловых и резонансных нейтронов.

3. На основании результатов исследования выполнения критерия Феоктистова для делящейся среды из урана ^{238}U с обогащениями по урану ^{235}U , соответствующими подкритическому состоянию, впервые показана возможность реализации режима медленного волнового нейтронно-ядерного горения уран-плутониевых сред в области холодных, тепловых, надтепловых и резонансных нейтронов.

4. Впервые с помощью численного моделирования показана возможность волнового нейтронно-ядерного медленного горения природного урана в надтепловых области энергий нейтронов (1,0-7,0 эВ).

5. Впервые показана возможность создания волнового ядерного реактора на тепловых нейтронах с ядерным топливом из природного урана и урана-238 с разной степенью обогащения по урану-235.

6. Впервые обнаружен и объяснен резонансный характер зависимостей усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива.

7. Получены температурные зависимости плотности теплового источника для уран-плутониевой среды, которые могут быть аппроксимированы степенной функцией с показателем степени больше 1, и впервые доказано существование режимов с обострением Курдюмова.

8. Впервые получены нестационарные диссипативные тепловые $3d$ структуры в уран-плутониевой делящейся среде.

9. Впервые показана возможность существования режимов с обострением и их виды для всех известных видов реакторного ядерного топлива с учетом их теплофизических свойств.

10. Впервые обнаружено и объяснено принципиальное отличие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива, что позволило выявить и обосновать характерные черты аварии на 3-м блоке АЭС «Фукусима-1».

Практическая значимость полученных результатов.

Полученные в широких температурных интервалах функциональные зависимости усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива могут быть использованы при решении широкого круга актуальных задач:

- исследование физики ядерных реакторов, потому что эти зависимости необходимы при исследованиях кинетики ядерных реакторов, что напрямую связано с безопасностью работы реакторов и позволяет разрабатывать ядерные реакторы нового поколения с внутренней безопасностью (например, перспективных быстрых уран-плутониевых реакторов V поколения, реактор типа Л.П. Феоктистова);

- определение характеристик прочности (таких как радиационная ползучесть, набухание и трещиностойкость) реакторного ядерного топлива;

- кинетика природного геореактора.

Полученные в диссертации теоретические результаты раскрывают теорию реакторов на бегущей волне, нейтронно-ядерных реакций и ее существенные особенности по сравнению с кинетикой ядерных реакторов предыдущих поколений. Эта теоретическая база является необходимой базой для принятия на практике оптимальных инженерных и проектных технических решений по разработке конструкций ядерных реакторов, работающих в режиме бегущей волны, нейтронно-ядерных реакций, и прогнозирования параметров разрабатываемых ядерных реакторов нового поколения.

Личный вклад соискателя. Все результаты, которые составляют основное содержание диссертации, получены лично автором, а именно:

- сформулирован общий критерий реализации волновых режимов нейтронно-ядерного горения, как волны Ахиезера, так и волны Феокистова.

- для делящейся среды из урана 238, проведены исследования выполнения критерия волнового горения в широком диапазоне энергий нейтронов и впервые обнаружена возможность волнового ядерного горения не только в области быстрых нейтронов, но и для холодных, надтепловых и резонансных нейтронов.

- исследовано выполнение критерия Феокистова для делящейся среды, первоначально состоящей из урана 238 с обогащениями 4,38 %, 2,00 %, 1,00 %, 0,71 % и 0,50% по урану 235, в области энергий нейтронов 0,015 – 10,00 эВ.

- показано существование медленного нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (1,0-7,0 эВ).

- показана возможность создания теплового волнового ядерного реактора, который может работать на природном уране и уране-238 с разной степенью обогащения по урану-235, а также волновых ядерных реакторов на быстрых, холодных, тепловых, надтепловых и резонансных нейтронах;

- разработана компьютерная программа и проведен расчет зависимостей сечений нейтронных ядерных реакций в зависимости от энергий нейтронов с учетом эффекта Доплера, то есть, для различных температур ядерного топлива.

- разработана компьютерная программа и проведены компьютерные вычисления для основных реакторных топливных нуклидов ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$ и ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива.

- получены функциональные зависимости усредненных по нейтронными спектрами сечений основных реакторных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива;

- получены температурные зависимости плотности теплового источника и нестационарные диссипативные тепловые 3d структуры в уран-плутониевой делящейся среде.

- исследована возможность существования режимов с обострением в топливных материалах ядерных реакторов и определены возможные режимы с обострением для каждого из известных видов ядерного топлива с учетом их теплофизических свойств.

Апробация результатов диссертации. Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах кафедры теоретической и экспериментальной ядерной физики ОНПУ, а также были представлены на следующих научных конференциях:

- V, VI, VII, VIII, IX конференциях по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011);

- The 2-nd, 3-rd and 4-th International Conferences “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2008, NPAE-Kyiv2010, NPAE-Kyiv2012)”, Kyiv, Ukraine, 2008, 2010, 2012;

- Международных научных конференциях студентов и молодых научных сотрудников по теоретической и экспериментальной физике «Эврика-2010», «Эврика-2013», «Эврика-2014» Львов, Украина, 2010, 2013, 2014;

- Международная конференция «XII Харитоновские тематические чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии». ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Россия, 2010;

- XIX и XX Международных конференциях по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению, ННЦ ХФТИ, г. Алушта, Украина, 2010, 2012;

- The 4th Chaotic Modeling and Simulation International Conference (CHAOS 2011, Agios Nikolaos, Crete Greece, May 31-June 3, 2011);

- Третьей и Четвертой международной научно-технической конференции "Повышение безопасности и эффективности атомной энергетики", Одесса, Украина, 2012, 2014;

- The 23rd International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 23, Makuhari Messe, Chiba, Japan, May 17th - 21st, 2015).

Публикации. Основное содержание диссертации опубликовано в 38 научных публикациях, в том числе в 12 статьях в научных специализированных журналах, 6 докладах в трудах научных конференций и дополнительно представлены в 20 тезисах докладов научных конференций:

1. Rusov V. D. On some fundamental peculiarities of the traveling wave reactor operation / V. D. Rusov, V. A. Tarasov, I. V. Sharf, V. M. Vaschenko, E. P. Linnik, T. N. Zelentsova, M. E. Beglaryan, S. A. Chernegenko et al. // Science and Technology of Nuclear Installations. — 2015. — Vol. 2015. — P. 1 – 23; doi: 10.1155/2015/703069.

2. Rusov V.D. Ultraslow wave nuclear burning of uranium-plutonium fissile medium on epithermal neutrons/ V.D. Rusov, V.A. Tarasov, M.V. Eingorn, S.A.

Chernezhenko et al. // *Progress in Nuclear Energy*. — 2015. — Vol. 83. — P. 105 – 122

3. Rusov V.D. Traveling Wave Reactor and Condition of Existence of Nuclear Burning Soliton-like Wave in Neutron-Multiplicating Media/ V.D. Rusov, E.P. Linnik, V.A. Tarasov, T.N. Zelentsova, V.N. Vaschenko, S.I. Kosenko, M.E. Beglaryan, S.A. Chernezhenko et al. // *Energies* (Special Issue “Advances in Nuclear Energy”). — 2011. — 4. — P. 1337 – 1361; doi: 10.3390/en4091337.

4. Русов В.Д. Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде технических ядерных реакторов и геореактора/ В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко. // *Вопросы атомной науки техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение*. — 2011. — Вып. 2(97). — С. 123 – 131.

5. Русов В.Д. Критерий волнового ядерного горения для уран-плутониевой делящейся среды и теплового спектра нейтронов ВВЭР/ В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко и др. // *Вісник Львівського університету. Серія фізична*. — 2012. — Вип. 47. — С. 26-39.

6. Rusov V.D. Fukushima plutonium effect and blow-up regimes in neutron-multiplying media/ V.D. Rusov, V.A. Tarasov, V.M. Vaschenko, E.P. Linnik, T.N. Zelentsova, M.E. Beglaryan, S.A. Chernezhenko, et al. // *World Journal of Nuclear Science and Technology*, 2013, №3, p. 9-18.

7. Rusov V.D. KamLand-Experiment and Soliton-Like Nuclear Georeactor. Part 1. Comparison of the Theory with Experiment/ V.D. Rusov, D.A. Litvinov, E.P. Linnik, V.M. Vaschenko, T.N. Zelentsova, M.E. Beglaryan, V.A. Tarasov, S.A. Chernezhenko et al. // *Journal of Modern Physics*, 2013, №4, p. 528-550.

8. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 1/ В.А. Тарасов, Т.Л. Борилов, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение*. — 2007. — Вып. 2(90). — С. 63 - 71.

9. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 2 / В.А. Тарасов, Т.Л. Борилов, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение*. — 2007. — Вып. 2(90). — С. 72 - 75.

10. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 3/ В.А. Тарасов, Т.Л. Борилов, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение*. — 2007. — Вып. 6(91). — С. 18 - 28.

11. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы

«металл+нагрузка+облучение». Часть 4/ В.А. Тарасов, Т.Л. Борилов, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение. — 2007. — Вып. 6(91). — С. 29 - 35.

12. Русов В.Д. Функция вероятности резонансного поглощения для нейтрона и мультипликативный интеграл/ В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.И. Косенко, С.А. Чернеженко. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение. — 2012. — Вып. 2(78). — С. 68 – 72.

13. Русов В.Д. Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде. — Проблемы физики высоких плотностей энергии / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко. — Проблемы физики высоких плотностей энергии. XII Харитоновские тематические научные чтения. Доклады. — Саров: изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». — 2010. - С. 94 – 102.

14. Русов В.Д. Функция вероятности избежать резонансного поглощения для нейтрона и мультипликативный интеграл / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.И. Косенко, С.А. Чернеженко. — Проблемы физики высоких плотностей энергии. XII Харитоновские тематические научные чтения. Доклады. — Саров: изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». — 2010. - С. 160 – 164.

15. Rusov V.D. “Quantum” Chaos and Stability Condition of Soliton-like Waves of Nuclear Burning in Neutron-Multiplicating Media / V.D. Rusov, E.P. Linnik, V.A. Tarasov, T.N. Zelentsova, I.V. Sharf, O.A. Byegunova, S.A. Chernezhenko. - Book of Proceedings 4th Chaotic Modeling and Simulation International Conference (CHAOS 2011, Agios Nikolaos, Crete Greece, May 31-June 3, 2011); arXiv: nucl-th/0906.3620v1.

16. Русов В.Д. Критерий волнового ядерного горения для уран-плутониевой делящейся среды и теплового спектра нейтронов ВВЭР / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко и др. - Труды Третьей международной научно-технической конференция "Повышение безопасности и эффективности атомной энергетики", Одесса, Украина, 24 – 28 сентября 2012. - С. 189-202.

17. Русов В.Д. Различие температурных зависимостей плотностей теплового источника МОКС-топлива и диоксидного топлива и связанные с этим особенности аварии на третьем блоке АЭС «ФУКУСИМА-1» / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко и др. - Труды Третьей международной научно-технической конференция "Повышение безопасности и эффективности атомной энергетики", Одесса, Украина, 24 – 28 сентября 2012. - С. 17-29.

18. Rusov V.D. The temperature dependences distinction of thermal source densities of mox-fuel and dioxide-fuel and related with it the features of the AES «Fukusima-1» third block accident V.D. Rusov, V.A. Tarasov, S.A. Chernegenko et al. - Proc. Int. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2012). 2012. September 10 – 14, Kyiv, Ukraine. P. 479-483.

19. Rusov V.D. Fast wave-traveling reactor of the channel type / V.D. Rusov, V.A. Tarasov, V.N. Vaschenko, S.A. Chernenchenko, A.A. Kakaev, O.I. Pantak // arXiv: physics-ins-det/1504.01340v1.

20. Rusov V.D., Tarasov V.A., Chernenchenko S.A., Smolyar V.P. Comment on “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay” / V.D. Rusov, V.A. Tarasov, S.A. Chernenchenko, V.P. Smolyar // arXiv: hep-ph/1204.5974v2.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех разделов, заключения, списка литературы и приложений. Общий объем диссертации составляет 216 страницы, 125 рисунков, 20 таблиц. Список литературных источников содержит 288 наименований цитированной литературы.

РАЗДЕЛ 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР СОСТОЯНИЯ ВОПРОСА И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1. Состояние вопроса.

1.1.1. Общие положения.

На сегодняшний день перспективы решения проблемы обеспечения человечества энергией специалисты связывают с двумя основными проектами, а именно, с термоядерными реакторами и ядерными реакторами V поколения, а также, с их гибридными вариантами – ядерно-термоядерными реакторами [1-8]. Причем, сегодня пока проекты еще не реализованы на практике, перспективы и значимость каждого из этих проектов во многом зависит от того, какой проект будет реализован раньше другого и на сколько. Хотя в какой-то степени это – два конкурирующих между собой проекта, однако, не вызывает сомнения то, что каждый из этих проектов – актуален, обязательно займет свою область практического применения после их практической реализации, тем более, что их гибридные варианты из-за отсутствия на сегодня альтернатив, по-видимому, являются будущим энергетики.

Согласно [1-5] один из аргументов противников развития ядерной энергетики состоит в том, что при интенсивном развитии она исчерпает свой топливный ресурс в виде ^{235}U , примерно, к 2020 году. Верный для нынешней структуры АЭС, он полностью теряет силу, если в оборот включаются быстрые реакторы-размножители. Это предопределяется, тем, что, с одной стороны, в природе ^{238}U в 140 раз больше, чем ^{235}U , а, с другой - становится рентабельной добыча урана как из малообогатенных руд, которых намного больше, так и другие известные способы его производства, вплоть до извлечения урана даже из гранита и морской воды. Отметим, также, как это следует из последних результатов исследований кинетики и разработки волновых ядерных реакторов, являющихся ядерными реакторами нового V поколения, в них возможно сжигание отработанного ядерного топлива (ОЯТ), уже накопленного в достаточно больших количествах в результате работы ядерных реакторов предыдущих поколений. Поэтому база добычи урана расширяется практически беспредельно.

Выдвигаются, конечно, и другие важные приоритеты, и главный из них – ядерная и радиационная безопасность, уровень которой должен обеспечивать при любой неконтролируемой рабочей ситуации не только полное отсутствие радиоактивного загрязнения вне пределов реакторного зала, но одновременно обязан, по умолчанию, иметь дополнительный запас безопасности на случай военных действий, предопределяемый, в свою очередь, известной пороговой плотностью мощности АЭС на единицу площади, которая заведомо не приводит к пересечению смертоносных радиоактивных следов от разрушенных АЭС в рамках любых (ретроспективно усредненных для данной местности) метеоусловий.

Концепция ядерных реакторов V поколения, по нашему мнению, предполагает, что они должны удовлетворять следующим главным требованиям:

- быть безопасным, причем, эта безопасность должна базироваться на внутренней безопасности ядерного реактора;
- экология (биосовместимость с биосферой Земли).

Безопасным реактором является такой реактор, который ни при каких неконтролируемых ситуациях не создает радиоактивного загрязнения вне пределов реакторного зала.

Реактором с внутренней безопасностью является такой безопасный реактор, в котором авария гасится не усилиями человека (оператора), а автоматически, в силу заложенных в него физических причин.

Биосовместимость реактора предполагает, что наиболее опасные для биосферы осколки деления, например, такие как технеций, йод, цезий, цирконий и др. подвергаются трансмутации в самом реакторе, то есть, при взаимодействии с нейтронами преобразуются в другие биологически не опасные ядра. Для этого такой реактор-трансмутатор должен быть реактором на промежуточных нейтронах.

К ядерным реакторам нового поколения относят инновационные проекты ядерных реакторов, некоторые, пока, на уровне идей, в которых, как уже отмечено выше, объединяется решение проблемы безопасности и проблемы радиоактивных отходов. Можно выделить три таких направления (например, [3]):

- первое – это проекты подкритических ядерных реакторов управляемых ускорителями заряженных частиц (так называемые ADS – accelerator driven systems);
- второе – это ядерные реакторы-размножители на расплавленных солях;
- третье – ядерный реактор Л.П. Феоктистова [9], то есть, ядерный реактор, реализующий нейтронно-делительную автоволну ядерного горения.

В этой связи, особую актуальность в настоящее время приобретают ядерные реакторы Л.П. Феоктистова, реализующие нейтронно-делительную автоволну ядерного горения и являющиеся реакторами с внутренней безопасностью [2,3,9].

Реакторы Л.П. Феоктистова, по-видимому, могут быть реализованы и в виде реакторов трансмутаторов, например, уран-плутониевый реактор со свинцовым замедлителем и теплоносителем.

Таким образом, реакторы Л.П. Феоктистова, в случае их практической реализации, будут представителями реакторов V поколения.

Кинетика реактора Л.П. Феоктистова, характеризуется рядом принципиальных для теории нелинейных диссипативных структур особенностей, главной из которых является неравновесность уран-плутониевой делящейся среды в условиях высоких плотностей нейтронного поля и высоких температур. Поэтому – актуальна разработка теории нелинейных диссипативных структур неравновесной системы «топливный металл + нагрузка + облучение», которая устанавливает прямые и обратные связи между базовыми кинетиками реактора (кинетики нейтронов и нуклидов, делящейся среды), теплопереноса и радиационных дефектов.

Разработка реакторов нового поколения, в частности волновых реакторов Феоктистова, требует исследования кинетики реакторного топлива при изменении как внешних параметров (например, плотность потока облучения внешнего источника нейтронов, нагрузка, теплофизические параметры теплосъема), так и внутренних параметров (например, состав топлива или материальный параметр реактора) в широких интервалах. Причем, из-за нелинейности кинетических уравнений реакторов, актуальным становится изучение влияния кинетики дефектов топлива через материальный параметр реактора на кинетику реактора. Отметим, что ранее в исследованиях топлива акцент делался на исследовании прочностных характеристик топлива (ползучесть, распухание, трещиностойкость и другие).

Согласно работам научной школы С.П. Курдюмова, для уравнений теплопереноса, диффузионного типа с нелинейными тепловым источником и теплопроводностью, характерны решения в виде тепловых структур и солитонноподобные решения (режимы с обострением). Реализация режимов с обострением может повлиять на режим нейтронно-ядерного волнового горения. Образование тепловых структур породит структуры дефектов топлива, что в свою очередь также может влиять на кинетику реактора.

1.1.2. Кинетика волнового нейтронно-ядерного горения.

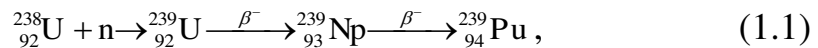
В ядерных реакторах любого типа определяющими физическими процессами являются нейтронно-ядерные реакции, приводящие к выделению энергии в его активной зоне, и отвод от этой зоны тепла, используемого затем для получения электроэнергии. Работающий ядерный реактор поддерживается в критическом состоянии, когда число выделяющихся нейтронов таково, что вырабатываемая мощность практически не зависит от времени. В подкритическом режиме нейтронов появляется меньше, чем теряется, и реакция деления быстро затухает. В надкритическом состоянии, наоборот, нейтронный выход слишком велик, и это может привести к разогреву и "взрыву" активной зоны.

В обычных ядерных реакторах критическое состояние физически неустойчиво, оно поддерживается искусственно с помощью очень сложной системы управления. Без такой системы происходит выход либо на подкритический, либо на надкритический режимы. Реактор делается с запасом реактивности (надкритичность), который компенсируется введением в активную зону специальных стержней, поглощающих "лишние" нейтроны. Если же по мере выгорания топлива реактивность уменьшится, то управляющие стержни частично выводятся из системы и нейтронный поток вырастает до величины, необходимой для плановой работы реактора.

Характерное время отклонения от критического состояния определяется в основном периодом запаздывающих нейтронов, то есть нейтронов, выделяющихся из осколков деления лишь некоторое время спустя после реакции распада. Этот период менее одной минуты, что предъявляет весьма жесткие требования к системе управления. Именно за это короткое время она должна "принять" и реализовать соответствующее решение при возникновении непредвиденных ситуаций.

Главная идея реактора с внутренней безопасностью – компоненты топлива должны быть подобраны так, чтобы, во-первых, его характерное время было заметно больше минуты и, во-вторых, чтобы в режиме его работы появились элементы саморегулирования [1,9].

Этого можно достичь, если в реакторе среди прочих реакций будет достаточно заметной следующая цепочка превращений:



где через ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{U}$, ${}^{239}\text{Np}$, ${}^{239}\text{Pu}$ обозначены соответствующие изотопы урана, нептуния и плутония, символом n нейтрон, символ β^- обозначает бета-распад. В этом случае образующийся в результате плутоний является основным и используемым сразу топливом. Характерное время такой реакции – время двух бета-распадов, равное приблизительно $\tau = 2,3/\ln 2 = 3,3$ суткам, т.е. оно почти на четыре порядка больше, чем для запаздывающих нейтронов.

Эффект саморегуляции связан с тем, что увеличение (по каким-то причинам) потока нейтронов приведет к быстрому выгоранию плутония, уменьшению его концентрации и соответственно потока нейтронов (образование же новых ядер ${}^{239}\text{Pu}$ будет идти в прежнем темпе примерно в течение 3,3 суток). Если же, наоборот, поток нейтронов в результате внешнего вмешательства резко уменьшится, то уменьшится скорость выгорания и увеличится темп наработки плутония с последующим увеличением числа выделяющихся в реакторе нейтронов через приблизительно такое же (равное нескольким суткам) время.

Достаточно полная математическая модель активной зоны реактора должна включать в себя модели нестационарных пространственно трехмерных процессов переноса нейтронов в сильно неоднородной среде, выгорания и образования нуклидов топлива (то есть, базовой реакторной кинетики), а также модель отвода тепла.

Однако для проверки осуществимости выдвинутой физической идеи, причем, с хорошей количественной точностью, можно ограничиться более простыми моделями. Первое упрощение – отдельный анализ нейтронно-ядерных процессов и процесса теплоотвода (оно оправдано при больших временах регулирования). Собственно нейтронные процессы допустимо изучать не в трехмерной, а в одномерной геометрии, рассматривая их к тому же в диффузионном и однокрупном приближении. (Последнее означает, что соответствующим образом усредняются по фиксированному интервалу энергий нейтронов спектральные характеристики нейтронов и задача решается при фиксированной энергии нейтронов).

Рассмотрим согласно [9] впервые предложенную в этой работе, кинетику саморегулируемого быстрого уран-плутониевого реактора типа Феоктистова.

Основная цепочка превращений отражает уран-плутониевый цикл реакций (1.1). С этой целью рассмотрим полупространство, заполненное ураном 238, которое с открытой поверхности “подсвечивается” нейтронами. Для простоты рассуждений примем, что спектр нейтронов совпадает с делительным. Характерная энергия нейтрона в среде в сильнейшей степени будет зависеть от замедляющих свойств вещества.

Если написать балансовое уравнение для концентрации плутония

$$\frac{dN_{Pu}}{dt} = \nu \cdot n [\sigma_{ag} N_g - (\sigma_a + \sigma_f)_{Pu} N_{Pu}], \quad (1.2)$$

где N_{Pu} - концентрация плутония, N_g - концентрация урана 238, n - концентрация нейтронов, \mathcal{Q} - скорость нейтронов (однокрупное приближение), σ_a и σ_f – сечение захвата нейтрона ядром и сечение деления ядра соответственно, то сразу же можно выписать выражение для равновесной концентрации плутония, обращая производную в ноль:

$$\tilde{n}_{Pu} = \frac{\tilde{N}_{Pu}}{N_g} = \frac{\sigma_{ag}}{(\sigma_a + \sigma_f)_{Pu}}. \quad (1.3)$$

Смысл введения равновесной величины заключен в том, что к ней со временем стремится концентрация плутония, независимо от того, больше или

меньше было ее исходное значение. При $N_{Pu}|_{t=0} = 0$, как в рассматриваемой постановке задачи, концентрация не может превзойти \tilde{N}_{Pu} . Численное значение константы \tilde{n}_{Pu} сильно варьируется в зависимости от энергии нейтронов: для теплового реактора $\tilde{n}_{Pu} = 0,25\%$, для быстрого реактора $\tilde{n}_{Pu} \approx 10\%$.

Другой характеристикой уран-плутониевой среды является критическая концентрация плутония n_{crit} . При $n_{Pu} > n_{crit}$ система может стать надкритичной и способной к саморазмножению и, наоборот, при $n_{Pu} < n_{crit}$ система подкритична и нейтронная плотность в ней со временем затухает.

Сама величина n_{crit} строится из нейтронного баланса

$$\frac{dn}{dt} = n \cdot \nu \cdot N_g \left[(\nu - 1) \cdot \sigma_{f_{Pu}} \cdot n_{Pu} - \sum_i \sigma_{ai} n_i \right], \quad (1.4)$$

где n_i – относительные концентрации веществ; ν – среднее число нейтронов, рождаемых при делении одного ядра плутония 239; σ_{ai} – сечение поглощения вещества, включая Pu и U (при желании в потери может быть включен и вылет нейтронов). Величина

$$n_{Pu} = n_{crit} = \frac{\sum_i \sigma_{ai} n_i}{(\nu - 1) \sigma_{f_{Pu}}} \quad (1.5)$$

определяет концентрацию плутония, при которой смесь критична (стационарна). Величина n_{crit} также является функцией энергии нейтрона. Теперь появилась возможность сравнить два безразмерных числа \tilde{n}_{Pu} и n_{crit} . Поскольку они строятся из различающихся комбинаций констант, возможны варианты: $\tilde{n}_{Pu} > n_{crit}$, $\tilde{n}_{Pu} < n_{crit}$, $\tilde{n}_{Pu} = n_{crit}$. Как оказывается, для тепловых нейтронов $\tilde{n}_{Pu} < n_{crit}$, для быстрых $\tilde{n}_{Pu} > n_{crit}$. В первом случае система живет только при наличии источника. Если его выключить, реакции немедленно прекращаются. Во втором случае, который и будет рассматриваться дальше, возможно решение в виде стационарной бегущей волны как решение асимптотическое, не зависящее от начальных условий. Высказанное положение требует пояснения. В самом деле, на первый взгляд положение кажется парадоксальным. С одной стороны, $n_{Pu} \rightarrow \tilde{n}_{Pu}$, с другой, $\tilde{n}_{Pu} > n_{crit}$ смесь выходит в надкритическое, взрывное состояние. Так ли? Легко проверить, что собственное время жизни нейтрона в веществе $\tau_n = 1/\nu_n$ (1 – диффузионная длина быстрых нейтронов) составляет сотые доли микросекунды (без учета времени жизни запаздывающих нейтронов), что никак несопоставимо с введенным ранее временем $\tau = 3,3$ суток образования плутония. Это означает, что система не может фактически перейти через критическое состояние. Если бы такое произошло, то нейтронная функция за время $\sim \tau_n$ подскочила бы настолько, что выжгла бы практически мгновенно

излишки плутония, компенсация же проявилась бы лишь через дни (за время τ).

Итак, становится ясно, что перешагнуть критический уровень сколько-нибудь заметно невозможно. Формально это приводит к возможности пренебречь частной производной по времени в уравнении переноса нейтронов. Наглядно развитие событий можно представить себе следующим образом. Нейтроны источника на толщине масштаба длины пробега поглощаются и образуют плутоний. По мере накопления плутония делительные процессы усиливаются, нейтронов становится достаточно, чтобы обслужить соседнюю, более удаленную область. Наконец, еще в более позднее время центр энерговыделения смещается вглубь, ослабевает роль внешнего источника, система постепенно входит в стационарно бегущий режим. Другими словами, все функции становятся зависящими от аргумента $z = x + vt$ (волна справа налево, v - ее скорость).

После некоторого упрощения и приведения к безразмерному виду систему уравнений можно представить так, что система будет иметь основное диффузионное уравнение переноса нейтронов

$$0 = \frac{d^2 n}{dz^2} - \left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_{crit}}\right) \cdot n, \quad (1.6)$$

и соответствующую группу кинетических уравнений

$$D \frac{dn_g}{dz} = -n(n_g - n_{Pu} - n_g), \quad (1.7)$$

$$D \frac{dn_g}{dz} = n(n_g - n_g) - n_g, \quad (1.8)$$

$$D \frac{dn_{Pu}}{dz} = n_g - \frac{n n_{Pu}}{\tilde{n}_{Pu}}, \quad (1.9)$$

в предположении, что σ_{ai} одинаковы для всех веществ, включая осколки деления; $v = lD/\tau_{1/2}$.

Для замыкания кинетических уравнений, предполагали, что порождаемый вследствие захвата ^{240}Pu полностью эквивалентен исходному ^{238}U ; l - диффузионная длина поглощения нейтрона, посредством ее обезразмерена длина z .

Краевые условия: при $z = \pm\infty \rightarrow n = 0$, при $z = -\infty \rightarrow n_g = n_{Pu} = 0$.

Решение уравнений основывается далее на аналогии диффузионного уравнения и стационарного уравнения Шредингера в квазиклассическом приближении. Во избежание недоразумения скажем, что стационарность

решения обеспечивается интегрально, так как есть точки, где $n_{Pu} > n_{crit}$, и есть точки, где $n_{Pu} < n_{crit}$. Область $n_{Pu} > n_{crit}$ как бы в разрешенной области, область $n_{Pu} < n_{crit}$ подбарьерная.

В области впереди волны ($z = -\infty$) решение приближенно выглядит следующим образом:

$$n = C \exp z, \quad (1.10)$$

$$n_8 = \exp\left(-\frac{C}{D} \exp z\right), \quad (1.11)$$

$$n_9 = \frac{C}{1+D} \exp z, \quad (1.12)$$

$$n_{Pu} = \frac{\tilde{n}_{Pu}}{1+D} \left[1 - \exp\left(-\frac{C}{D \cdot \tilde{n}_{Pu}} \exp z\right) \right]. \quad (1.13)$$

В этом решении пренебрегали слагаемыми n_9 и n_{Pu} , которые находятся в сочетании с краевым условием $n_8 \cong 1$. Предположим, что подбарьерная область заканчивается при $z = 0$. Автоматически в этой точке $n_{Pu} = n_{crit}$, что и дает возможность определить константу C .

В точке $z=a$ из условия квантования Бора-Зоммерфельда имеем следующее равенство:

$$\int_0^a \left(\frac{n_{Pu}}{n_{crit}} - 1 \right)^{1/2} dz = \frac{\pi}{2}, \quad (1.14)$$

которое одновременно является условием нахождения точки a при $n_{Pu} = n_{crit}$, то есть при совершении перехода в подбарьерную область, но уже вследствие выгорания.

Производя обычную для квазиклассики сшивку с областью надкритичности ($n_{Pu} > n_{crit}$) придем к процедуре вычисления D . Если к этому же предположить, что в центральной области $dn_9/dx = 0$ (т.е. наступил квазистационар по n_9), то решение определяется некоторой системой трансцендентных уравнений (а не дифференциальных). Для $\tilde{n}_{Pu} = 0.1$ получим:

$\eta = \frac{\tilde{n}_{Pu} = 0.1}{n_{crit}}$	1.67	1.75	2.0	2.38
D	0	0.17	0.54	1.06
(D)	0.16	0.28	0.63	1.08

Здесь Феоктистов обращает внимание то, что не при всех значениях η (или, что то же самое, n_{crit}) возможно решение. Так, для $\tilde{n}_{Pu} = 10\%$ распространение проявляется только при $n_{crit} < 6\%$.

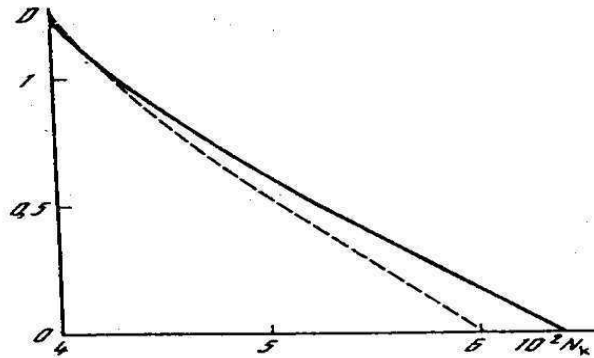


Рис. 1.1. График зависимости D от $N_k = n_{crit}$ для $\tilde{n}_{Pu} = 10\%$: сплошная линия — результаты численного расчета, штриховая — приближенное вычисление.

При этом достигается высокое выгорание (50% и более) по ^{238}U . В скобках указаны величины, полученные из численного интегрирования исходных уравнений. Критерием выбора D_{ucm} служило такое соображение: решение для нейтронной функции n не должно обращаться в бесконечность ($D > D_{ucm}$), но и не должно обращаться в ноль на конечном расстоянии ($D < D_{ucm}$).

Таким образом, в работе Феоктистова впервые показано, что в ^{238}U -среде возможно распространение нейтронно-делительной волны при некотором соотношении между равновесной концентрацией \tilde{n}_{Pu} и критической концентрацией n_{crit} : по плутонию ($\tilde{n}_{Pu} > n_{crit}$). Критическое (квазистационарное) состояние системы выдерживается автоматически, без вмешательства извне.

Описанный ход событий можно сопоставить с "неподвижным" реактором в установившемся режиме, когда на "входе" (где-то на периферии) вводится свежий твэл и выводится (из центральной области) выгоревший. Картина тем ближе, чем больше твэлов и чем больше перемещений совершают твэлы, двигаясь внутрь. В идеале каждый твэл должен "прожить" одинаковую жизнь. Поскольку реально такое невозможно и смена твэлов сопровождается возмущением нейтронного поля, приходится использовать сложную систему компенсации в виде регулирующих стержней, тогда как в бегущем режиме это совершается само собой, естественно.

То обстоятельство, что при $\tilde{\rho}_{Pu} > \rho_{crit}$ критическое состояние поддерживается автоматически, без регулировки, может быть использовано, конечно, не только в режиме бегущей волны, но и стационарной геометрии привычного реактора. В таком реакторе, один раз доведенном до критического состояния и затем предоставленном самому себе, будем развиваться реакция без внешнего вмешательства.

Первыми работами, в которых представлены результаты математического моделирования, активной зоны ядерного реактора, в которой предполагалось реализовать режим нейтронно-ядерного волнового горения, то есть, физически «безопасного» ядерного реактора типа реактора Л.П. Феоктистова [9], были работы группы В.Я. Гольдина [10-12], причем, постановка задачи осуществлялась Л.П. Феоктистовым.

Как отмечалось выше, достаточно полная математическая модель активной зоны реактора должна включать в себя модели нестационарных пространственно трехмерных процессов переноса нейтронов в сильно неоднородной среде, выгорания топлива и модель отвода тепла.

Однако для проверки осуществимости выдвинутой физической идеи, причем, с хорошей количественной точностью, можно ограничиться более простыми моделями. Первое упрощение – отдельный анализ нейтронно-ядерных процессов и процесса теплоотвода (оно оправдано при больших временах регулирования). Собственно нейтронные процессы допустимо изучать не в трехмерной, а в одномерной геометрии, рассматривая их к тому же не точно, а приближено, находя решение кинетического уравнения переноса для нейтронов методом разложения функции плотности потока по сферическим функциям (например, P_1 – приближение метода сферических гармоник при учете полиномов Лежандра нулевого и первого порядков, например [13]) или в диффузионном приближении и одnogрупповом приближении по энергиям нейтронов. (Последнее означает, что соответствующим образом усредняются по фиксированному интервалу энергий нейтронов спектральные характеристики нейтронов и задача решается при фиксированной энергии нейтронов).

В работах [10,11] исследуются получающиеся в P_1 – приближении уравнения переноса нейтронов. Они решаются совместно с уравнениями реакторной кинетики для почти двадцати типов изотопов U, Pu, Np и других

элементов, а также с уравнениями кинетики для шести групп запаздывающих нейтронов. Разделение этих трех кинетических систем невозможно, поскольку большинство искомым величин фигурирует во всех уравнениях. Метод решения – полудискретная (пространственная) аппроксимация исходной модели с последующим численным интегрированием по времени получающейся сложной системы обыкновенных дифференциальных уравнений высокой размерности. Типичный вычислительный эксперимент состоял в задании критической сборки (то есть, смеси веществ и геометрии активной зоны таких, чтобы получившийся реактор был критическим) и изучение эволюции со временем основных характеристик реактора. Отметим, что начальная сборка находится с помощью специального предварительного вычислительного эксперимента. Один из вариантов сборки в цилиндрической геометрии был следующий:

Зона 1	Зона2
^{239}Pu - 8% ^{238}U - 92% Сталь Na	Обедненный природный уран (^{235}U - 0,33%, ^{238}U - 99,77%) Сталь Na
$r_1 = 89,48$ см	$r_1 = 200,00$ см

Сборка разбита на две зоны разных размеров с разным содержанием плутония и изотопов урана (присутствие в гомогенной смеси натрия соответствует наличию натриевого теплоносителя, сталь отвечает конструкционным материалам). Для такой сборки приведена динамика величины $\lambda(t)$ (измеряемой в 10^{-6} c^{-1}) – характеристики времени отклонения от критичности (число выделяющихся нейтронов пропорционально $e^{\lambda t}$) (рис. 1.2).

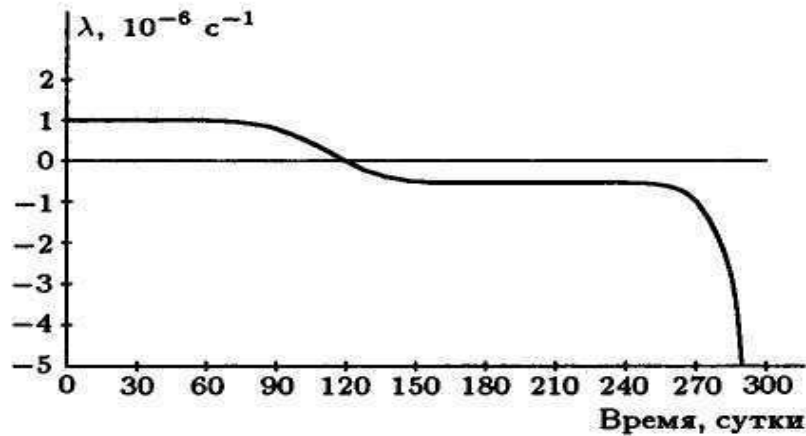


Рис.1.2. Динамика величины $\lambda(t)$ (измеряемой в 10^{-6} с^{-1}) – характеристики времени отклонения от критичности [10,11].

Из этих данных видно, что в течение почти девяти месяцев работы у реактора без управления $|\lambda(t)| \leq 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, то есть, время его отклонения от критичности составляет примерно 10 суток. В данном варианте, если не вводится внешнее управление, реакции деления через девять месяцев затухает (при этом $\lambda(t)$ изменяется от $-1 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ до $-5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$). Таким образом, в этих работах убедительно подтверждается основная идея о физически безопасном реакторе. В работе [10] для зоны 2 сборки представлена пространственная концентрация плутония ^{239}Pu и процентная степень выгорания топлива для нескольких моментов времени (рис.1.3 и рис. 1.4). Показано, что в отличие от обычных реакторов здесь достигается степень выгорания горючего ~40-50% вместо стандартных 4-5%.

Представлены также результаты вычислительного эксперимента по проверке устойчивости реактора к сильным возмущениям (авариям). Моделировалась авария, обусловленная выбросом части натриевого теплоносителя из активной зоны в результате самопроизвольного разрыва оболочки трубопровода. Она моделировалась следующим образом: в момент $t=63$ суткам из первой зоны реактора в интервале $0 \leq r \leq 15,4$ см за 15 минут с постоянной скоростью был выведен весь натрий. Представлена зависимость $\lambda(t)$ для такой аварии (рис. 1.5). Из этой зависимости видно, что авария привела к возникновению колебаний характерного времени, при этом его минимальное значение составляло 8 минут, что вполне достаточно для реальной коррекции работы реактора. В дальнейшем возникшее возмущение

гасится самим реактором без какого-либо внешнего воздействия (саморегулировка) и через 32 часа его характерное время стабилизируется, становясь равным, как и прежде, примерно 10 суткам. Отметим, что в этих работах волна медленного ядерного горения не была получена, и, как отмечалось в [10] это планировалось в дальнейших исследованиях.

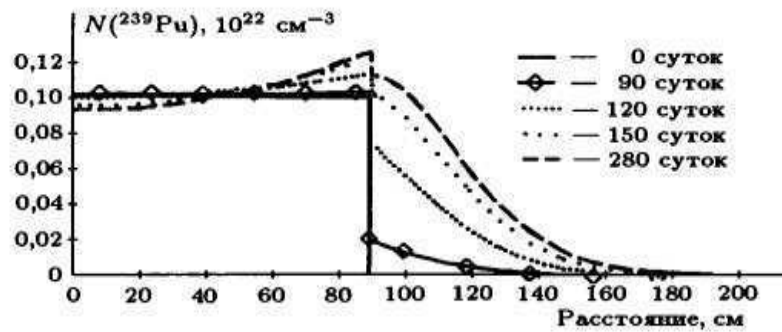


Рис.1.3. Пространственное распределение ^{239}Pu по Зоне 2 для нескольких моментов времени.

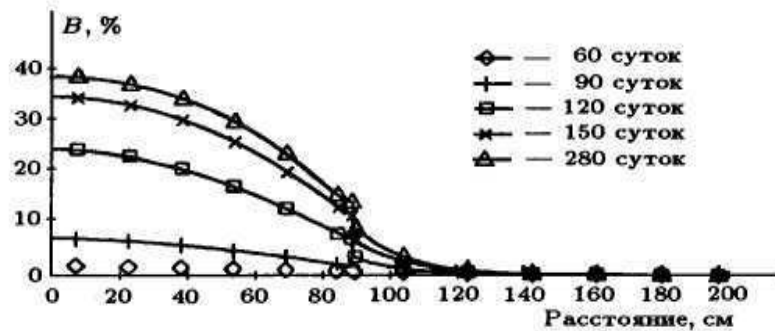


Рис.1.4. Пространственное распределение по Зоне 2 процентной степени выгорания топлива для нескольких моментов времени.

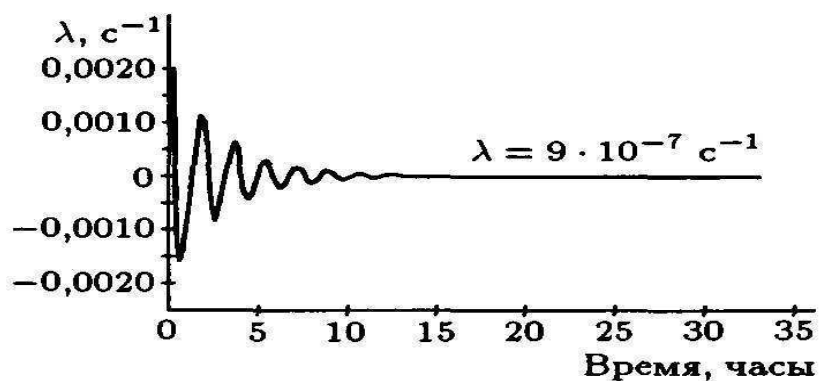


Рис.1.5. Зависимость $\lambda(t)$ для аварии, обусловленной выбросом части натриевого теплоносителя из активной зоны в результате самопроизвольного разрыва оболочки трубопровода.

В работах [14] рассматривается быстрый торий-урановый реактор типа Феокистова. В нем была рассмотрена торий-урановая цепочка превращений:



где через ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{233}\text{Pa}$ обозначены соответствующие изотопы тория, урана и протактиния. В этом случае образующийся в результате уран 233 является основным и используемым сразу топливом. Характерное время такой реакции – время бета-распада, равное приблизительно $\tau = 27,4/\ln 2 = 39,53$ суткам, т.е. оно почти на пять порядков больше, чем для запаздывающих нейтронов. В этих работах представлены результаты математического моделирования, подтверждающие волновой режим нейтронно-ядерного горения в торий-урановой делящейся среде и которые были получены методом Монте-Карло с помощью вычислительных кодов, разработанных Окриджской лабораторией.

В работах [15-17] рассматривалась задача о волновом нейтронно-ядерном горении для первоначально надкритического состояния активной зоны, что, как будет показано ниже в разделе 2 диссертационной работы, является другой задачей и что отвечает исследованию влияния флуктуаций нейтронного поля на активную зону уже действующих реакторов третьего поколения.

В работе [18] Хьюго Ван Дамом рассматривается нейтронная модель ядерного горения в нейтронно-мультиплицирующих средах, основанная на одномерном одностороннем диффузионном приближении с обратной связью по реактивности, причем, коэффициент размножения нейтронов для бесконечной среды задавался как функция нормализованного флюенса нейтронов аналогичная параболической функции горения. Отметим, что в этой работе было угадано аналитическое решение в виде нейтронной солитонной волны ядерного горения.

В работе [19] предпринята попытка поиска аналитического решения как для уран-плутониевого, так и для торий-уранового реактора, но она не закончена из-за смерти автора.

В работе [20] проведено численное исследование решения Хьюго Ван Дамом, адаптированного на основе приближенного подхода поперечного баклинга для цилиндрической делящейся среды, и показано, что если даже первоначальное горючее – однородно, то волновая форма будет искажена, так как зона реакции в центре реактора двигается более быстро, чем во внешних периферийных районах.

Работа [21] является обзором работ [9,14], посвященных волновому нейтронно-ядерному горению.

В работах группы Н. Sekimoto [22-62] проводилось методом математического моделирования обоснование расчетами возможности реализации для нескольких вариантов дизайнов ядерных реакторов, близких к уже реализованным дизайнам реакторов предыдущего поколения, волнового нейтронно-ядерного горения, идея которого для саморегулируемого быстрого ядерного реактора в общем виде (так называемый режим *breed-and-burn*) была впервые высказана на II Женевской конференции в 1958 году российскими физиками С.М. Фейнбергом и Е.П. Кунегиным [63] и относительно недавно «реанимирована» в виде идеи саморегулируемого быстрого ядерного реактора, работающего в режиме бегущей волны нейтронно-ядерного горения, тоже российским физиком Л.П. Феоктистова [9].

Следует особо отметить, что в работах группы Н. Sekimoto [22-62] не делается ссылок на основополагающие работы Л. П. Феоктистова [9,14,63], а режим бегущей волны нейтронно-ядерного горения называется режимом горения свечи (*CANDLE Burnup regime*). *CANDLE* – англоязычная аббревиатура названия *Constant Axial shape of Neutron flux, nuclides densities and power shape During Life of Energy production reactor* была предложена Х. Секимото в его работах [22-28].

С 2001 года реакторы на бегущей волне систематически обсуждались на конференциях INES 1 (в 2004г.), INES-2 (в 2006г.) и INES-3 (в 2010), которые проходили в Японии и на которых они получили название «*CANDLE*».

Характерной особенностью этих работ [22-62] является то, что при исследовании кинетики волнового нейтронно-ядерного горения в них всегда численным образом решалось стационарное уравнение для нейтронов (в его диффузионном приближении) и система нестационарных кинетических уравнений для нуклидов, делящейся среды (см. например, один из последних обзоров работ группы Секимото [59], а также [41, 56]). В этой связи следует заметить, что, как хорошо известно, ядерный реактор с источником нейтронов может быть стационарным только в том случае, если он подкритичен (см., например, [64]), а для инициации волнового нейтронно-ядерного горения в делящейся среде всегда предполагается внешний источник нейтронов. А также, не совсем ясно, почему в этой кинетической системе должно существовать стационарное решение для нейтронов, его вид, а также, почему оно устойчиво. Очевидно, речь может идти лишь об очень далекой асимптотике нестационарного решения по времени. Действительно, в работе [56] отмечено, что речь идет о поиске равновесного состояния «*CANDLE*» горения, для чего кинетическую систему уравнений, включающую стационарное уравнение для нейтронов и нестационарные уравнения для нуклидов, преобразуют к системе координат, которая привязана к зоне горения и в которой волна горения остается неподвижной, и с помощью численного последовательного итерационного процесса

находится равновесное решение, причем, для старта итерационного процесса задается в области горения некоторое начальное распределение для плотности потока нейтронов и для скорости горения. При этом скорость подбирается исходя из того, чтобы равновесные плотность потока и нуклидов были неподвижны по оси Z.

Заметим, что в работах [22-62], посвященных новой стратегии «CANDLE» для развития ядерной энергетики, для реализации волнового нейтронно-ядерного горения используется схема впервые предложенная уже в рассматриваемых выше работах группы Гольдина [10-12], действительно, рассматривается двухзонная структура активной зоны, состоящая из обогащенной делящимся нуклидом зоны, являющейся источником нейтронов, и зоны горения из обедненного урана 238, только размещенных не горизонтально, как в [10-12], а вертикальным образом.

Следует отметить практическую направленность работ группы Секимото, так как большое количество их опубликованных работ направленно на адаптацию уже действующих реакторов для возможной работы в режиме волнового нейтронно-ядерного горения [30-38, 39-52, 54-58, 60-62] и на утилизацию отработанного ядерного топлива [29, 38, 53].

В работе [41] высказана интересная идея, которая повторяется и развивается во многих других работах [42, 44, 45, 47, 49, 50, 54] и состоящая в том, что волновое горение можно осуществить в тепловом высокотемпературном газовом реакторе, например, в японском экспериментальном работающем реакторе HTTR, если в его топливо (обогащенное по ^{235}U) предварительно добавить выгорающий поглотитель нейтронов ^{157}Gd . И как показывают, представленные в работе [41] результаты математического моделирования, волновое горение топлива, связанное с его локальным переходом в области горения в надкритическое состояние, будет обеспечиваться локальным выгоранием поглотителя ^{57}Gd в зоне горения (а при инициации волнового горения выгоранием поглотителя ^{57}Gd в ближайшей к внешнему источнику нейтронов, осуществляющему поджиг, области ядерного топлива). Следует отметить, что в этом варианте реактора, реализующего нейтронно-ядерное горение в тепловой области энергий нейтронов, горит ^{235}U , а не плутоний 239. Поэтому такая возможность реализации волнового горения требует значительного (выше обычного в 3-4% для тепловых реакторов из-за специально введенного в топливо выгорающего поглотителя нейтронов) предварительного обогащения топлива по ^{235}U , а тем самым не реализует главные преимущества идеи Л.П. Феоктистова, возможность горения необогащенного урана 238 или его малообогащенных составов, а также одно из главных преимуществ волнового горения в уран-плутониевой среде, глубокую конверсию ^{238}U в ^{239}Pu , то есть, глубокое выгорание ^{238}U в зоне горения.

В работах [65-73] впервые представлены результаты численного моделирования кинетики волнового нейтронно-ядерного горения в гомогенной уран-плутониевой делящейся среде, полученные с помощью численного решения системы взаимосвязанных нестационарных кинетических уравнений для нейтронов и нуклидов цепочки ядерных реакций (1.1). В этих работах также как и в работе [9] рассматривалось горение одномерной гомогенной уран-плутониевой делящейся среды, инициируемое расположенным на ее границе внешним источником нейтронов с заданной плотностью потока нейтронов. Для описания нейтронов использовалось нестационарное уравнение переноса нейтронов в его диффузионном и одnogрупповом по энергиям нейтронов (энергия нейтронов задавалась ~ 1 МэВ, что соответствует области быстрых нейтронов) приближении. Отметим, что существенным преимуществом такого численного решения системы нестационарных кинетических уравнений для нейтронов и нуклидов, по сравнению с подходом реализованным в работах группы Х. Секимото [22-62], является то, что при моделировании получают полную кинетику волнового нейтронно-ядерного горения, то есть, на стадии формирования автоволны и на стадии самой автоволны, в отличие от соответствующего сформировавшейся автоволне стационарного решения в [22-62]. Такой подход дает возможности исследования устойчивости нестационарного решения от внешних и внутренних параметров задачи. А результаты, полученные на основе подхода реализованного в работах группы Х. Секимото [22-62] можно рассматривать как демонстрацию существования автоволнового режима горения для заданных параметров задачи.

В работах [74-84] впервые поведено 3Д моделирование и представлены результаты численного расчета кинетики волнового нейтронно-ядерного горения в гомогенной уран-плутониевой делящейся среде в форме цилиндра, полученные с помощью численного решения системы взаимосвязанных нестационарных кинетических уравнений для нейтронов и нуклидов цепочки ядерных реакций (1.1). В этих работах развивался подход, предложенный ранее в работах [65-73] и рассматривалось горение цилиндрической гомогенной уран-плутониевой делящейся среды, инициируемое расположенным на ее границе внешним источником нейтронов с заданной плотностью потока нейтронов. Для описания нейтронов использовалось нестационарное уравнение переноса нейтронов в его диффузионном и одnogрупповом по энергиям нейтронов (энергия нейтронов задавалась ~ 1 МэВ, что соответствует области быстрых нейтронов) приближении.

В работах [85,86] для топливной сборки Гольдина [10-12] проводилось моделирование кинетики для одномерной геометрии в диффузионном многогрупповом приближении и получена волна медленного ядерного горения.

В работах [87-89] представлены результаты моделирования для той же топливной сборки, что и в [85,86], но для ее цилиндрической геометрии в диффузионном многогрупповом приближении. Однако, по существу решалась одномерная задача, как и в [85,86], а ее результаты адаптировались для трехмерного цилиндрического случая с помощью упрощенного, так называемого, подхода поперечного баклинга (Backling, например, [20]), предполагающего, что кинетика нейтронов и нуклидов в радиальном направлении цилиндра и по его длине одинакова. Понятно, что такой подход имеет существенные ограничения и, по-видимому, работает только для больших радиусов цилиндра или делящуюся среду с идеальным отражателем нейтронов, то есть практически, мы опять рассматриваем бесконечную делящуюся среду как в [85].

В работах [90,91,2] впервые сформулирован обобщенный критерий реализации режима волнового нейтронно-ядерного горения делящейся среды, разработанный на основе критерия, предложенного Л.П. Феоктистовым в [9], но учитывающего спектр энергий нейтронов и более сложные начальные топливные комбинации (а не только, как в [9] первоначально топливо состоит только из урана 238, или как в [14] первоначально топливо состоит только из тория 232), например, уран 238 + уран 235, уран 238 + торий 232, уран 238+ уран 235+торий 232, уран 235 + торий 232 и др.

В работах [81-84] было строго получено аналитическое решение в виде нейтронной солитонной волны ядерного горения для нейтронной модели ядерного горения в нейтронно-мультиплицирующих средах аналогичной модели Хьюго Ван Дама [18], причем решение получено как для одномерного случая, так и для 3D-случая делящейся среды.

В работах [92,93] на основе подхода представленного в [87-89] проведено моделирование волны ядерного горения в безопасном быстром реакторе с топливом смешанного Th-U-Pu цикла. Также как и в [87-89] рассматривается быстрый реактор с двухзонной цилиндрической активной зоной, состоящей из зоны поджиг из ^{232}Th с 10% обогащением по ^{235}U и зоны горения из ^{232}Th , причем, в отличие от работ, здесь в расчетную схему включается и внешний источник нейтронов, действующий на торцевой границе зоны поджига. В [93] представленные результаты показывают, что для вышеописанной структуры активной зоны реализуется режим автоволнового горения, однако при добавлении относительно небольших количеств конструкционного материала (Fe) и теплоносителя (эвтектический сплав Pb-Bi или гелий), равномерно распределенных по объему активной зоны реактора, приводит к тому, что также устанавливается самоподдерживающийся в течение продолжительного времени (~5лет) режим ядерного горения, однако система не переходит в режим волны горения, бегущей вдоль оси реактора.

Эти результаты согласуются с выводами работы [60] о невозможности реализации волнового режима ядерного горения в быстром реакторе с торий-

урановым топливным циклом и противоречат результатам работы [14], которые такой режим горения подтверждают.

В работе [94] на базе автоволнового вида системы кинетических уравнений, полученных в [9], методом математического моделирования показано, что влияние слабого перемешивания среды во фронте нейтронно-делительной волны может существенно изменить ее скорость.

В работах группы В.Н. Павловича [95-105] исследовались решения кинетической системы уравнений в автоволновом виде, аналогичной кинетической системе уравнений в работе [9], методом теории возмущений по скорости волны, которая рассматривается в качестве малого параметра. В эти работах подтверждено волновое горение для уран-плутониевой делящейся среды и отработанного ядерного топлива, обнаружено влияние учета промежуточного нуклида ^{239}Np , нуклидов ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{243}Pu и ^{241}Am и выгорающего поглотителя на скорость волны и на конечный флюенс.

В работах [106-110] проведено исследование устойчивости критических волн ядерного горения в мультиплицирующих средах и показано следующее.

Очевидно, что для устойчивого перемещения такой солитонно-подобной волны горения необходим некий стабилизирующий механизм, например, типа отрицательного автокатализа или, иначе говоря, любой другой соответствующий механизм отрицательной обратной связи. В традиционных ядерных реакторах – это так называемый механизм отрицательной обратной связи по реактивности. Поэтому запишем нестационарное одномерное уравнение реактора в однопрупповом приближении [64,111-113] с обратной отрицательной связью по реактивности:

$$D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (k_\infty - 1 + \gamma \phi) \Sigma_a \phi = \frac{1}{\nu} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (1.16)$$

где ϕ – поток нейтронов [$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$]; D – коэффициент диффузии [см]; $\gamma \phi$ – реактивность, безразмерная величина; Σ_a – полное макроскопическое сечение поглощения [см^{-1}]; ν – скорость нейтронов [$\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$]. В данном случае отрицательный коэффициент обратной связи γ в основном определяется тем, что в выражении (1.16) используется коэффициент размножения нейтронов для бесконечной среды и поэтому плотность потока должна быть поправлена.

Будем искать решение в виде автоволны:

$$\phi(x, t) = \phi(x - ut) \equiv \phi(\xi), \quad (1.17)$$

где u – фазовая скорость волны, ξ – координата в системе координат,двигающейся с фазовой скоростью. В этом случае

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{u}{v} \frac{\partial \phi}{\partial \xi}. \quad (1.18)$$

Так как известно, например [18], что отношение u/v в (1.18) по порядку величины равно 10^{-13} и 10^{-11} соответственно для быстрых и тепловых ядерных систем, то, очевидно, что частной производной по времени в (1.18) можно, без потери общности, пренебречь.

Тогда с учетом (1.18) уравнение (1.16) можно представить в виде

$$L^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} + [k_\infty(\psi) - 1 + \gamma\phi]\phi = 0, \quad (1.19)$$

где $L=(D/\Sigma_a)^{1/2}$ – длина диффузии нейтронов, а ψ есть, так называемая, функция флюенса нейтронов

$$\psi(x, t) = \int_0^t \phi(x, t') dt'. \quad (1.20)$$

Если теперь в (1.19) использовать разложение функции $\phi(\xi)$ по малому параметру $\varepsilon=k_\infty-1$, то с учетом того, что $|\gamma\phi| \ll O(1)$, получим (с точностью до тривиального масштабного преобразования) хорошо известное солитонное уравнение Кортевега–де Фриза (КдФ):

$$\varepsilon L^2 \phi_{\xi\xi\xi} + \varepsilon \phi_\xi + \gamma \phi \phi_\xi = 0, \quad (1.21)$$

которое только для $\gamma < 0$ имеет устойчивое решение солитонного типа

$$\phi = \phi_m \operatorname{sech}^2(\alpha\xi) = \phi_m \operatorname{sech}^2[\alpha(x - ut)], \quad (1.22)$$

где ϕ_m – амплитуда нейтронного потока; $1/\alpha$ – характерная длина, пропорциональная ширине солитонной волны, которая по определению есть полуширина амплитуды на полувысоте (full-width-at half-maximum, FWHM) и равна

$$\Delta_{1/2} = \text{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) \alpha^{-1}, \quad [\text{cm}]. \quad (1.23)$$

Очевидно, что интегрированием уравнения (1.22) можно вычислить площадь под таким солитоном:

$$S_{\text{area}} = 2\phi_m/\alpha. \quad (1.24)$$

Развивая подход, впервые высказанный в работе Л.П. Феоктистова [9], в [106-110] показано, что в ^{238}U -среде возможно солитоноподобное распространение нейтронно-делительной волны ядерного горения, но только при некотором соотношении между равновесной и критической концентрацией по плутонию ($\tilde{n}_{\text{Pu}} > n_{\text{crit}}$), характеризуемым условием

квантования Бора –Зоммерфельда. Другими словами, только в этом случае критическое (квазистационарное) состояние системы (активной зоны реактора) выдерживается автоматически, без вмешательства извне и, соответственно, только в этом случае критическое состояние активной зоны реактора полностью и однозначно характеризуется свойством внутренней безопасности.

В то же время, следует отметить, что в силу известной упрощенности уравнения для нейтронов реактора (1.16), фазовая скорость солитонноподобной волны ядерного горения сильно идеализирована и не отражает некоторых существенных физических процессов, которые имеют место в действительности. Например, не учитывает времени задержки появления ядер плутония в цепочке (1.1) (или урана 233 в цепочке для торий-урановой среды ядерного горения [14]), связанного со временем τ_β β -распада промежуточных ядер нептуния. В этом смысле здесь становится уместным напомнить очень важный результат Феоктистова получение решения ((1.10-1.13)) и ведение параметра скорости D (1.7-1.9), для которого в [106-110] введено специальное следующее обозначение:

$$\Lambda(a) = \Lambda\left(\frac{n_{\text{crit}}^{\text{Pu}}}{n_{\text{Pu}} - n_{\text{crit}}^{\text{Pu}}}\right) = \frac{u \tau_\beta}{L}, \quad (1.25)$$

и его приближение

$$\frac{u \tau_\beta}{L} \cong \pi \cdot s \exp\left(-\frac{\pi}{4} s^2\right), \quad s = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{n_{\text{crit}}^{\text{Pu}}}{\tilde{n}_{\text{Pu}} - n_{\text{crit}}^{\text{Pu}}}, \quad (1.26)$$

где τ_β – время задержки, связанное с рождением активного (делящегося) изотопа, например, равное суммарному периодам β -распадам промежуточных ядер в уран–плутониевом цикле Феоктистова (см. (1.1)) или в торий–урановом цикле Теллера [14], $\Delta_{1/2}$ – ширина солитонной волны (1.23).

Из анализа решений уравнения (1.16) при заданных зависимостях реактивности от времени, представленного в [106-110], следует, что скорость устойчивого распространения солитонно-подобной волны не обязательно равна диффузионной скорости, то есть, $u=L/\tau_\beta$, а может быть существенно медленнее или быстрее ее, что, в свою очередь, является следствием сильного доминирования параметра нелинейности или, наоборот, параметра дисперсии, которые отражают особенности кинетики рождения и гибели участников ядерных превращений, например, в цепочках (1.1) или для тория [14], и на практике проявляются в виде большей или меньшей степени выгорания активного изотопа (топлива) соответственно.

В работах [106-110] с помощью математического аппарата для гауссового ансамбля матриц 2×2 также показано, что параметр $\Lambda(a)$ (1.25)

волнового ядерного горения подчиняется, так называемой, Вигнеровской функции распределения межуровневых расстояний уровней энергии хаотических систем [114]:

$$p_W(s) = \begin{cases} \frac{\pi}{2} s \exp(-\frac{\pi}{4} s^2), & \nu = 1(GOE); \\ \frac{32}{\pi} s^2 \exp(-\frac{\pi}{4} s^2), & \nu = 2(GUE); \\ \left(\frac{8}{3\sqrt{\pi}}\right)^6 s^4 \exp(-\frac{64}{9\pi} s^2), & \nu = 4(GSE). \end{cases} \quad (1.27)$$

Ниже, представлен рисунок (1.6), взятый из [106-110], на котором представлена теоретическая зависимость $\Lambda(a)$ - Вигнеровская функция распределения и оценки $\Lambda(a)$ для всех, опубликованных результатов математического моделирования волны ядерного горения.

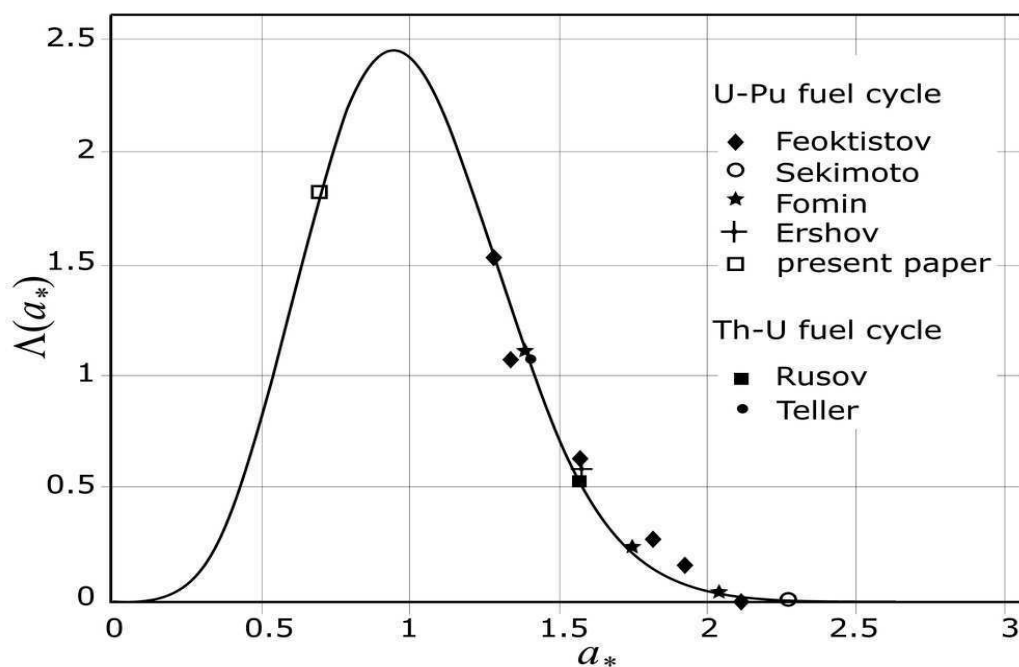


Рис. 1.6. Теоретическая (сплошная кривая) и экспериментальная (точки из [14, 82, 83, 56, 86-88, 115]) зависимость параметра $\Lambda(a)$ от a .

Полученная теоретическая зависимость $\Lambda(a)$ (1.25-1.26 и рис. 1.6) показывает, что скорость волнового нейтронно-ядерного горения равна нулю лишь в одной точке $a = 0$, причем эта точка соответствует случаю $n_{\text{crit}}^{\text{Pu}} = 0$, что – нефизично, а при больших значениях a скорость по экспоненциальной асимптотике приближается к нулю, но она не равна нулю.

Следует также заметить, что в выше представленных работах группы В.Н. Павловича [95-105] исследовались решения кинетической системы уравнений в автоволновом виде, аналогичной кинетической системе уравнений в работе [9], методом теории возмущений по обезразмеренной скорости волны Λ (1.25), которая рассматривается в качестве малого параметра. Из рис. 1.6 наглядно видно, что такой подход оставляет за пределами исследования наиболее интересную область волнового нейтронно-ядерного горения $a = 0,3 \div 2,0$, так как для нее Λ не является малым параметром.

В работах [116,117] методом Монте-Карло с использованием кода MCNPX впервые смоделирована кинетика бегущей нейтронно-ядерной волны в уран-плутониевой делящейся среде для быстрых нейтронов.

В работе [116] проведено 1-D, а в работе [117] проведено 1-D и 3-D моделирование. Представленные в этих работах результаты моделирования подтверждают реализацию режима автоволны и хорошо согласуются с ранее полученными результатами, полученными в рамках вышеописанных подходов.

Следует также отметить работу [118] в которой впервые высказана идея о возможности существования нейтронно-делительной волны Феокистова [9] в недрах Земли.

В работах [67-69,74,76,79,80,82-84] впервые предложена и разработана гипотеза о геореакторе, существующего в виде волны медленного нейтронно-ядерного горения на границе жидкого и твердого ядра Земли.

1.1.3. Быстрый уран-плутониевый реактор с внутренней безопасностью на бегущей волне (реактор V поколения).

Сегодня, хотя исследования кинетики волнового нейтронно-ядерного горения не завершены и остаются не исследованными многие вопросы, например, гетерогенная структура активной зоны, влияние теплопереноса, кинетики радиационных дефектов топлива и фазового состояния топлива, тепловой конвекции и перемешивания (для жидкого или газообразного) топлива, радиационной стойкости конструкционных материалов стенки твэлов, режимы поджига (инициализации) и др., уже существует несколько предложений возможных принципиальных конструкций волновых ядерных реакторов [10,11, 14, 22,25-27, 30-33,36-39,55,58,61,62, 119-127], в основе которых лежат научные работы [1-118], обосновывающие принципиальную теоретическую и, по-видимому, при остающихся пока не решенными вышеуказанных проблемах техническую возможность реализации режимов медленного нейтронно-ядерного горения в реакторах нового V поколения.

Известен волновой реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме, впервые представленный в работах [10,11] и в

усовершенствованном виде запатентованный в [119]. В этом реакторе не реализуется режим медленного бегущего солитонно-подобного волнового нейтронно-ядерного горения волнового нейтронно-ядерного горения. При его работе весь объем активной зоны реактора находится в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме. Активная зона реактора состоит из двух или нескольких зон, причем, хотя бы одна из них является источником нейтронов, обеспечивающую необходимое производство нейтронов при его запуске, и поэтому содержит обогащенное реакторное топливо, создающего сверхкритическую загрузку, и поглощающие стержни системы управления и защиты таким реактором. Из-за сверхкритической загрузки на начальном этапе работы реактора его нельзя отнести к реакторам с внутренней безопасностью [2,3,9]. Возможная степень выгорания урана 238 в необогащенных зонах («вертельное» топливо) не более 10%.

Следует отметить, что и в названии и в самом патенте [119] авторами допущены целый ряд противоречий и ошибок. Конечно же, без запаса реактивности, создаваемого сверхкритической загрузкой обогащенного топлива в зоне, являющейся источником нейтронов и через которую осуществляется управление работой реактора, невозможно запустить реактор. И, конечно же, как это следует из работ [10,11] эта сверхкритическая загрузка топлива для предложенной конструкции реактора может быть меньше, чем сверхкритическая загрузка топлива для обычного быстрого реактора, что и является одним из преимуществ предложенного и запатентованного реактора. Плохо сочетаются в названии патента также управление и саморегулируемый режим работы реактора. Как следует из работ [10,11] такой реактор из-за наработки плутония в необогащенной зоне (или зонах) обладает большей устойчивостью к возмущениям нейтронного поля за счет процессов саморегуляции, что обеспечивает его лучшую управляемость по сравнению с обычными быстрыми реакторами.

Известен также волновой реактор на быстрых нейтронах [120-127, 129,130], предложенный сотрудниками проекта “Terra-power” и также работающий, как и в предыдущем случае [10,11,119], в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме или, так называемом, режиме стоячей волны.

В этом реакторе не реализуется режим медленного бегущего солитонно-подобного волнового нейтронно-ядерного горения. При его работе весь объем активной зоны реактора находится в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме. Активная зона реактора состоит из двух зон, причем, центральная зона них является источником нейтронов, обеспечивающую необходимое производство нейтронов при его запуске и работе, и поэтому содержит обогащенное реакторное топливо, создающего сверхкритическую загрузку, и поглощающие стержни системы управления и защиты таким реактором. Из-за сверхкритической загрузки на начальном этапе работы реактора его нельзя отнести к реакторам с внутренней безопасностью [2,3,9].

Следует отметить, что первоначально “Terra-power” заявила о разработке быстрого ядерного реактора, работающего в режиме бегущей волны нейтронно-ядерного горения и поэтому получившего название TWR (Traveling-wave reactor) [120-127]. Даже были оформлены патенты на реакторы TWR [124-127], основывающиеся на идеологии бегущей волны, например, [9,14]. Однако в ходе возникшей научной дискуссии о реализуемости проекта реактора TWR были выявлены несколько проблем технического характера, решения которых не было и главная из которых радиационная стойкость конструкционного материала стенки твэла, например, [128]. В связи с этим “Terra-power” перешла от разработки конструкции быстрого реактора, работающего в режиме бегущей волны нейтронно-ядерного горения, к конструкции реактора, работающего в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме или, так называемом, режиме стоячей волны, например, [121,129,130]. Очевидно, что здесь была позаимствована вышеописанная принципиальная идея реактора, предложенного группой Гольдина [10,11,119]. Однако, хотя “Terra-power” перешла к конструкции реактора, работающего в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме или, так называемом, режиме стоячей волны, название реактора сохраняется тоже TWR. Участники проекта объясняют это тем, что в перспективе по мере решения вышеотмеченных проблем они будут разрабатывать реактор на бегущей волне нейтронно-ядерного горения.

Непоследовательная стратегия проекта “Terra-power” привела к тому, что в отчете Аргонской национальной лаборатории [131], в которой проводился сравнительный анализ всех инновационных проектов ядерных реакторов, проект реактора, разрабатываемого сегодня “Terra-power” и работающего в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме или, так называемом, режиме стоячей волны, подвергнут критике из-за противоречия этой конструкции главным идеям концепции реакторов на бегущей волне – отказ от необогащенного топлива и внутренней безопасности.

Следует, однако, отметить, что фирма “Burns and Roe”, специализирующаяся на разработке и строительстве энергетических ядерных станциях, на своем сайте уже предлагает архитектурный и инженерные проекты для концептуальной конструкции TWR, разработанной “Terra-power” и работающего в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме или, так называемом, режиме стоячей волны.

В работах Х. Секимото [22-62], как было представлено в предыдущем разделе 1.1.2, рассматривались расчетные обоснования для возможной реализации быстрого ядерного реактора, на бегущей волне ядерного горения, конструкция которого была бы приближенной к конструкциям действующих быстрых реакторов. Эти его предложения были оценены положительно в отчете Аргонской национальной лаборатории [131], по-видимому, из-за его последовательного следования концепции реактора на бегущей волне. Хотя и

Х. Секимото, можно сделать такое же отрицательное замечание, которое было сделано в [131] для проекта “Terra-power” и состоящее в том, что и в предложениях Х. Секимото везде есть зона поджига, которая требует обогащенного ядерного топлива и сверхкритической загрузки его, что так же противоречит главным принципам волнового реактора нового поколения, позволяющему принципиальным образом решить проблему безопасности реактора и расширить топливную базу ядерной энергетики. И, конечно же, в работах Х. Секимото [22-62] не рассматривалась и не решена главная проблема, препятствующая реализации быстрого реактора на бегущей волне ядерного горения, то есть, проблема радиационной стойкости конструкционного материала стенки твэла.

Предложения же Х. Секимото [41], состоящее в том, что волновое горение можно осуществить в тепловом высокотемпературном газовом реакторе, например, в японском экспериментальном работающем реакторе НТТР, если в его топливо (обогащенное по ^{235}U) предварительно добавить выгорающий поглотитель нейтронов ^{157}Gd , уже анализировалось выше в предыдущем разделе 1.1.2. Здесь можно дополнительно отметить, что это предложение также противоречит одному из главных принципов волнового реактора, позволяющему принципиальным образом расширить топливную базу ядерной энергетики, так как предполагает использование обогащенного топлива, а также использование ^{157}Gd , количество которого на Земле и стоимость его получения требуют оценки и возможно не позволят применять это предложение широко.

В [132] предложена конструкция быстрого реактора на бегущей волне канального типа, впервые позволяющая решить проблему радиационной стойкости конструкционного материала стенки твэла. Предложена конструкция волнового ядерного реактора (реактор на бегущей волне медленного нейтронно-ядерного горения) на быстрых (энергия нейтронов ~ 1 МэВ) с большим выгоранием топлива (более 20%), активная зона которого реализована в виде активной зоны канального типа с неподвижной конструкционной частью активной зоны (оболочками твэлов и системой теплоносителя) и движущимися безоболочечными твэлами (топливо), в которых распространяется волна медленного ядерного горения. Проблема высокой повреждающей интегральной дозы для стенки твэла решается путем технической реализации перемещения ядерного топлива, в котором распространяется волна медленного ядерного горения, относительно стенки твэла со скоростью такого перемещения, которая обеспечит необходимое снижение интегрального флюенса на стенке твэла.

Отметим, что в [132] в качестве внешнего источника нейтронов для поджига волны ядерного горения предполагается использовать компактные ускорители нейтронов или протонов с соответствующими мишенями, при взаимодействии с которыми пучков ускоренных частиц рождаются

нейтроны, или импульсные ядерные реакторы, например, такие как в [133,134], имеющие малые размеры и которые могут быть реализованы в мобильном варианте и могут быть использованы для инициализации волнового горения топлива на нескольких волновых ядерных реакторах. Это согласуется с одним из главных принципов волнового реактора, позволяющему принципиальным образом расширить топливную базу ядерной энергетики, так как исключает использование обогащенного топлива в случае конструкции с ускорителем или ограничиться уже накопленным обогащенным делящимся материалом в случае конструкции с импульсным ядерным реактором.

1.1.4. Курдюмовские режимы с обострением.

1.1.4.1. Курдюмовские режимы с обострением.

В последнее время в науке наблюдается большой интерес к сверхбыстрым процессам, протекающим в режимах с обострением, в которых исследуемая функция обращается в бесконечность за конечное время $t = t_f$ в отдельных точках или в целой области пространства [135] (рис. 1.7).

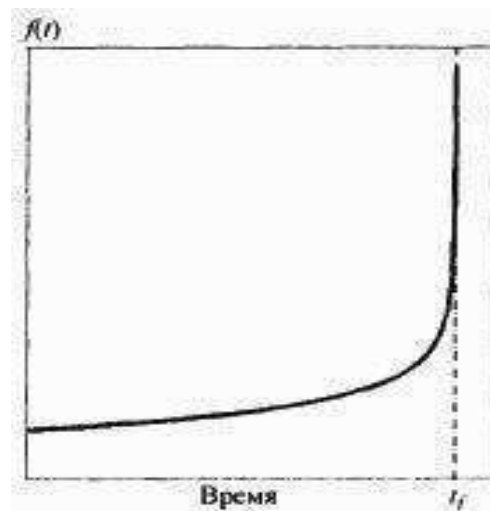


Рис. 1.7. Режим с обострением.

Момент обращения в бесконечность называется *моментом обострения*. Термоядерное горение плазмы [136], динамика свертывания крови [137], быстрое увеличение потребления земных ресурсов и т.д. [138,139] хорошо ложатся на кривую, описываемую режимом с обострением. Одним из наиболее важных и интересных их приложений является социология [140,141]. Изучение закона роста народонаселения также показывает, что численность населения земного шара более 100 тыс. лет увеличивалась в режиме с обострением [141].

Понятно, что режимы с обострением являются идеализацией реальных процессов, и не учитывают факторы, которые ограничивают рост исследуемой функции вблизи момента обострения. Однако модели, в которых решения могут расти в режиме с обострением, позволяют понять и изучить существенные, наиболее значимые черты исследуемой системы, которые проявляются длительное время, вплоть до момента обострения. Замечательной особенностью теории режимов с обострением является наличие парадоксальных свойств в простейших «классических уравнениях» математической физики. Поскольку в центре внимания исследователей были задачи физики плазмы, их анализ средствами вычислительного эксперимента позволил в 70-х годах прошлого столетия обнаружить различные неустойчивости в плазме, структуры разных типов. К таким структурам относятся и так называемые Т-слои, обнаруженные коллективом ученых под руководством академиков А.Н. Тихонова и А.А. Самарского при исследовании уравнений магнитной гидродинамики. Открытие этого явления в вычислительном эксперименте было внесено в Государственный реестр открытий СССР [135]. Только через несколько лет они были обнаружены физиками-экспериментаторами. Естественно возник вопрос, каковы же те простейшие нелинейные среды, в которых возможны устойчивые, самоподдерживающиеся нестационарные структуры.

Рассмотрим процесс горения в среде с нелинейной теплопроводностью и объемным источником тепла, инициированный начальным возмущением температуры в некоторой области пространства. Исследования показали, что при определенных условиях, несмотря на наличие теплопроводности, область горения не увеличивается - в среде формируется *локализованная нестационарная диссипативная структура*, растущая в режиме с обострением (рис. 1.8).

Размер области локализации (или как говорят, *фундаментальная длина*) определяется только параметрами среды и не зависит от начальных условий. Однако от начальных условий зависит время обострения, которое определяется максимумом распределения температуры: чем выше максимум, тем меньше время жизни структуры.

С помощью вычислительных экспериментов было установлено, что горение на развитой стадии, вблизи момента обострения, всегда происходит в виде простой структуры с одним максимумом, или в виде нескольких независимых простых структур, имеющих свои моменты обострения, даже если в качестве начальных данных был взят произвольный профиль температуры, обладающий многими максимумами [142-146] (рис. 1.9).

Простая структура обладает так называемой *структурной устойчивостью* и описывается автомодельным решением задачи рассматриваемого уравнения. Исследование *автомодельной задачи* (задачи, определяющей автомодельное решение) дало неожиданный результат. Выяснилось, что

кроме простой структуры она имеет конечный спектр *собственных функций* (СФ), отвечающих одному моменту обострения и представляющих собой сложные распределения температуры с разным количеством максимумов [146].

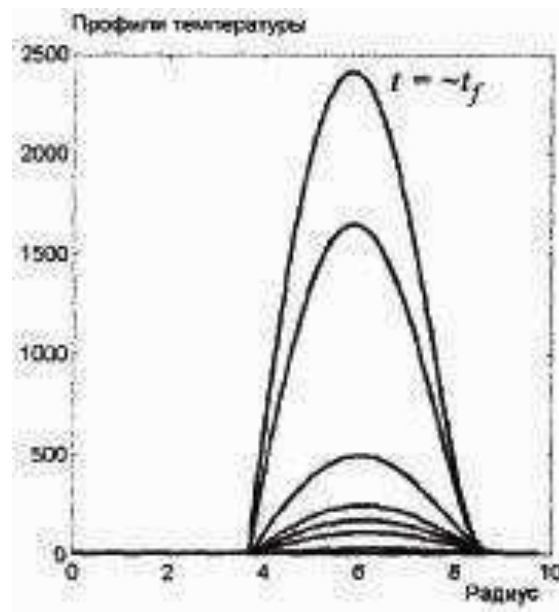


Рис. 1.8. Локализованная диссипативная структура, развивающаяся в режиме с обострением.

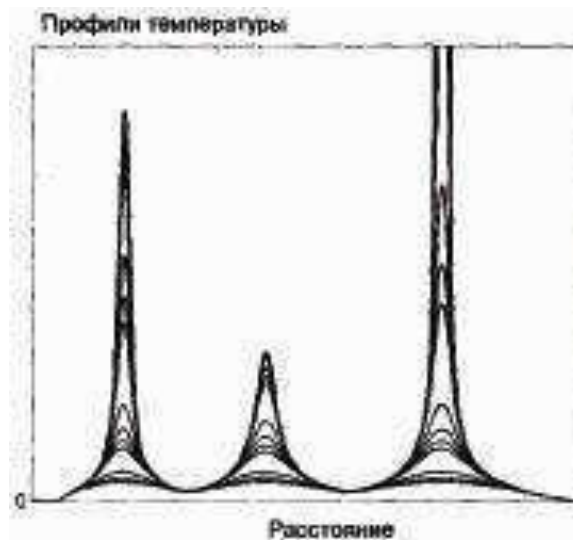


Рис. 1.9. Распадение сложной структуры на три независимые простые структуры.

При использовании их в качестве начальных данных (*так называемое резонансное возбуждение*) они долго сохраняют свою форму, следуя автомодельному закону, и только перед самым моментом обострения «разваливаются», вырождаясь в простые структуры. Таким образом, СФ

обладают *метастабильной устойчивостью* в отличие от произвольных распределений температуры.

В радиационном материаловедении одна из причин появления тепловых, а значит “дефектных”, структур может быть обусловлена тем, что объемный температурный источник, нелинейным образом зависящий от температуры, порождается именно самой средой в силу указанного выше взаимосопряженного (т.е. обусловленного совместным действием механической “квазистатической” нагрузки и радиации) механизма роста тепловой энергии [147-149], что, несомненно, делает его подобным автокаталитическому источнику. Хорошо известно, что в делящихся материалах под облучением, огромное количество тепловой энергии выделяется при взаимодействии кристаллической решетки материала с разлетающимися осколками делений, т.е. при возникновении «термических пиков», и что при этом создается основное количество точечных дефектов.

Согласно работе [150], задача которой – изучение флуктуаций температуры и сопутствующих явлений в делящихся материалах, изменение температуры решетки и электронов при пролете осколка деления ядра урана представляется следующим образом: короткий всплеск температуры решетки за счет ядерных столкновений в малом объеме (по оценке, представленной в [150], это повышение температуры решетки $\sim 10^4$ К и приводит к локальному плавлению) и более растянутое во времени повышение температуры электронной подсистемы, которое приводит к повышению температуры решетки (по упрощенной оценке, представленной в [150], это повышение температуры решетки $\sim 10 - 10^2$ К). Отсюда видно, что энергия, отдаваемая электронам при делении ядер, не может приводить к таким явлениям, как локальное плавление, но может быть существенна при изменении кинетических характеристик твердого тела: теплопроводность, диффузионная подвижность и концентрация дефектов. Тем более, что роль этих эффектов растет с увеличением плотности потока частиц облучения.

При одновременном воздействии механической и радиационной нагрузок условия возникновения и характер развития тепловых неоднородностей (структур) в неподвижной металлической среде с коэффициентом теплопроводности и объемными источниками тепла, зависящими степенным образом от температуры, естественным образом могут быть получены в рамках замкнутой теории локализации для сред с произвольными нелинейностями или, иначе говоря, с помощью теории так называемых режимов с обострением в нелинейных средах, развиваемой научной школой Курдюмова [135].

Таким образом, в среде с нелинейной теплопроводностью и нелинейным объемным источником тепла задача обнаружения нестационарных диссипативных структур и волн сводится к ставшей уже классической, т.е. к “курдюмовской” [135,143], в которой впервые установлено, что в такой среде

может существовать *пространственный масштаб* (фундаментальная длина), определяющий размер области, где имеет место метастабильная локализация теплоты и на асимптотической стадии процесса происходит образование тепловых структур. Ряд особенностей такого поведения нелинейной теплопроводности и тепловых структур теоретически исследовались в [143].

Итак, в [143,151,152], рассматривалась одномерная нестационарная задача об иницировании процесса горения возмущением температуры, внесенным в конечный участок длины Δr_0 первоначально холодной среды. При этом исследование проводилось при помощи анализа автомодельных и аналитических решений, а также при помощи прямого численного решения соответствующих уравнений в частных производных.

Приведем некоторые детали этой работы. В общем случае рассматривается задача Коши в области $-\infty < r < \infty$ для уравнения с источниками (задача о горении [143,151,152])

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(k T^\sigma \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q T^\beta, \quad t > t_0, \quad T(t_0, r) = T_0(r), \quad (1.28)$$

где $k > 0$, $q > 0$, $\sigma > 0$, $\beta > 0$.

Это уравнение имеет автомодельное решение

$$\xi = -irq^{-m_1} t^{-m_1} k^{-1/2} = -ir(qt)^{-m_1} (kt)^{-1/2},$$

$$T(h, t) = (-qt)^n \cdot f(\xi), \quad i^2 = -1, \quad (1.29)$$

где $n = (1 + \beta)^{-1}$, $m_1 = n\sigma/2$, $m = m_1 + 1/2$, а $f(\xi)$ – решение уравнения

$$-nf + m\xi f' = (f^\sigma f')' + f^\beta, \quad f' \equiv df / d\xi. \quad (1.30)$$

Выражение (1.29) дает решение задачи Коши при $t_0 \leq t < \infty$ и при специальном задании

$$T_0(r) = (-q \cdot t_0)^n \cdot f(\xi_0)$$

стремится к нулю и поэтому (1.29) можно трактовать как решение сформулированной выше задачи с бесконечно малыми начальными данными при $t \rightarrow -\infty$. Это позволяет искать решение, отличное от нуля в конечной (или бесконечной) области $-\xi_\phi \leq \xi \leq \xi_\phi$ и удовлетворяющее условиям холодного фона (в данном случае металлической преграды) $f=0$, $f^\sigma \cdot f' = 0$ при $\xi = \pm \xi_\phi$, а также условию симметрии $f' \big|_{\xi=0} = 0$.

Тогда из вида автомодельного решения видно, что возможны три различных режима горения (см. рис.1.10):

- **HS**-режим (при $1 < \beta < \sigma + 1$), когда полуширина области горения Δr_0 возрастает с ростом t ;

- **S**-режим (при $\beta = \sigma + 1$), когда Δr_0 неизменно во времени;

- **LS**-режим (при $\beta > \sigma + 1$), когда полуширина области горения Δr_0 сокращается.

На рис. 1.10 приведены профили температуры $T(r)$ для различных моментов времени в случае S-, HS- и LS-режимах [146]. Для S-режима они получены (рис.1.10а) численным решением задачи (1.28) при $k_0 = 1$, $q_0 = 1$, $\sigma = 2$. Для S-режима ($\beta = 3$) и HS-режима ($\beta = 5/3$) решения выходят на автомодельное в соответствии с (1.29) (рис. 1.10с). Аналогичные расчеты для LS-режима при $\beta > \sigma + 1$ (рис. 1.10b) показали, что в случае конечных начальных возмущений выхода нет, однако профиль $T(t, r)$ внутри области горения близок к автомодельному решению и сильно искажается на границе области.

В случае S-режима существует аналитическое решение уравнения (1.28), удовлетворяющее условию $f^\sigma f'' = 0$ при $f = 0$:

$$T(r, t) = (\bar{q}_0(t_f - f))^{-1/\sigma} (\sin^2 \alpha(c_1 - r))^{1/\sigma}, \quad (1.31)$$

где c_1 – произвольная постоянная, $\bar{q}_0 = q_0 \sigma (\sigma + 2) / 2(\sigma + 1)$,

$$\alpha = [\sigma^2 q_0 / 4k_0 (\sigma + 1)]^{1/2}.$$

Решение (1.31) является периодической функцией r с периодом

$$L_T = \pi / \alpha = 2\pi [(\sigma + 1)k_0 / \sigma^2 q_0]^{1/2}. \quad (1.32)$$

Эта величина в [145] названа *фундаментальной длиной* (ф.д.). Из (1.31) видно, что в точках $r_k = c_1 + kL_T$, $k = \pm 1, 2, \dots$, потоки равны нулю.

Имеет место самоподдерживающаяся в течение конечного времени, зависящего от начального возмущения, тепловая изоляция соседних слоев

(r_{k-1}, r_k) и (r_k, r_{k+1}) длины L_T .

В случае $\sigma = \beta - 1$, независимо от условий $\Delta r_0 < L_T$ или $\Delta r_0 > L_T$, решение уравнений (1.28) асимптотически выходит на один период решения (1.31), иными словами, горение происходит на “ф.д.” в окрестности (имеющей диаметр L_T) точки с максимальной температурой $T_0(r)$. При специальном выборе начальных данных можно получить одновременное горение нескольких структур (1.31), каждая из которых имеет длину L_T .

Как указано в [146], учет ряда физических факторов, например, выгорания среды, изменения закона скорости горения с ростом температуры и др.,

приводит к переходу **LS**- и **S**-режимов в **HS**-режимы при конечных температурах, сопровождающиеся уменьшением времени локализации теплоты.

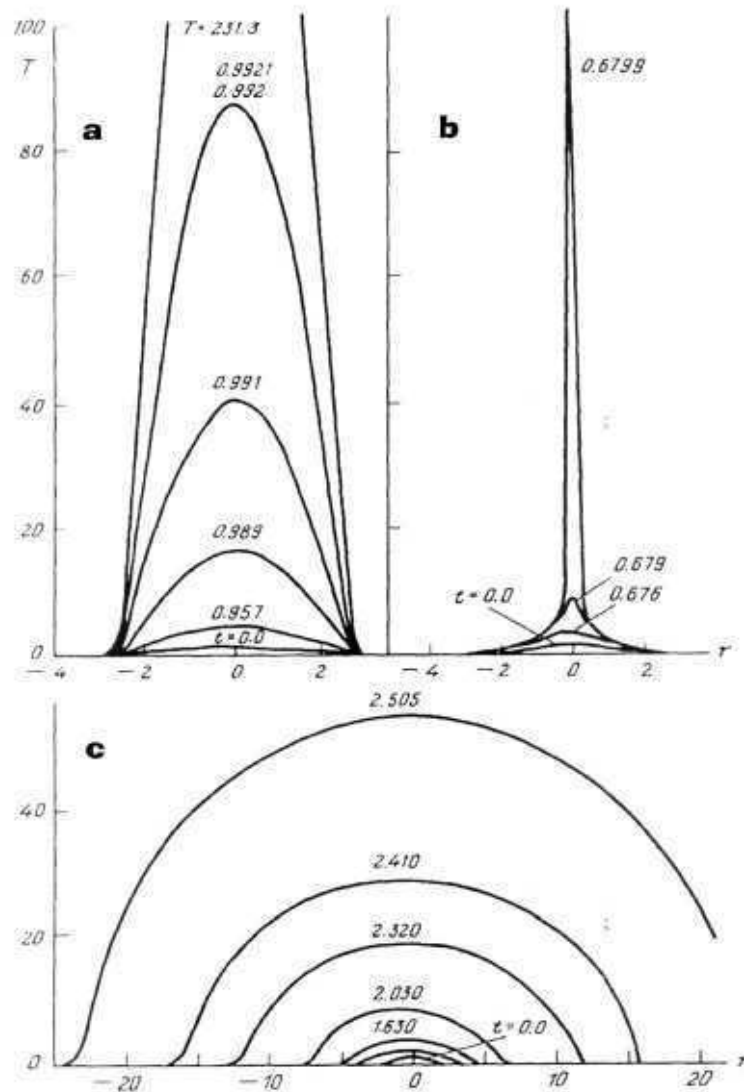


Рис. 1.10. Профили температуры T для различных моментов времени (числа у кривых) в случае S-режима (a), LS-режима (b), HS-режима (c).

И, наконец, следует отметить, что при $\beta \leq 1$ горение осуществляется всегда в **HS**-режиме, а также привести одно очень важное замечание: в сжимаемой движущейся среде аналогом фундаментальной длины является фундаментальная масса [149].

1.1.4.2. Сечения основных нейтронных ядерных реакций для основных реакторных топливных нуклидов.

Рассмотрим для основных топливных реакторных нуклидов ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{92}^{239}\text{U}$ и ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ зависимость сечений ядерных реакций делений при взаимодействии с нейтронами σ_f^i , где i – индекс нуклида, и сечений реакций радиационного захвата нейтрона σ_c^i от температуры топливной среды T .

Квантовая теория ядерных реакций дает [153], что сечение σ_{ab} двухчастичной реакции типа



для нейтральных частиц, то есть когда отсутствует кулоновское взаимодействие между частицами, например, если частицы a и b – нейтроны, и для энергий частицы a , не попадающих в резонансные интервалы ядра A , может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma_{ab} = |T_{ab}|^2 \frac{p_b^2}{v_a v_b} (2j_b + 1)(2j_B + 1), \quad (1.34)$$

где v_a , v_b – скорости частиц в системе центра инерции системы («Ц»); p_b – модуль импульса частицы b в «Ц» системе; j_b и j_B – спины частиц b и B ; T_{ab} – матричный элемент перехода, или – амплитуда вероятности процесса. Зависимость T_{ab} от энергии определяется конкретным видом взаимодействия, вызывающего реакцию (1.33).

Если же в реакции (1.33) участвуют заряженные частицы, то поведение сечений при низких энергиях (а реакторная физика – физика низких энергий) будет иным за счет существования кулоновского отталкивания, препятствующего частице подойти достаточно близко к ядру, чтобы произвести реакцию, и как это не парадоксально, для образовавшихся частиц выйти из области действия ядерных сил. Кулоновское отталкивание имеет большой радиус действия и в основном проявляется вне ядра. Поэтому с хорошей точностью удастся учитывать ядерное и кулоновское взаимодействие отдельно, представляя матричный элемент T_{ab} из (1.34) в виде произведения

$$T_{ab} = P_a^{1/2} T_{ab}^{\text{nuclear}} P_b^{1/2} \quad (1.35)$$

чисто ядерного матричного элемента T_{ab}^{nuclear} на величины $P_a^{1/2}$ и $P_b^{1/2}$, характеризующие вероятности проникновения частиц a и b сквозь кулоновское поле ядра или, как говорят, сквозь кулоновский барьер.

Величины P_a и P_b называют проницаемостями. Проницаемости стремятся к единице при высоких энергиях и к нулю при низких.

Так как нас здесь интересуют ядерные реакции делений на две части при взаимодействии с нейтронами и реакции радиационного захвата нейтрона для реакторных делящихся нуклидов, которые являются экзотермическими, то рассмотрим экзотермическую двухчастичную реакцию



Отметим, что для рассматриваемых реакций деления, так как при этом образуются две заряженные частицы, то в этом случае матричный элемент перехода будет иметь вид:

$$T_{ab}^f = T_{ab}^{\text{nuclear}} P_b^{1/2}. \quad (1.37)$$

А для реакций радиационного захвата будет по-прежнему, то есть, как и в (1.34):

$$T_{ab}^a = T_{ab}^{\text{nuclear}}. \quad (1.38)$$

Рассматривая кинематику реакции (1.36) получим выражение для кинематического множителя $\frac{P_b^2}{v_a v_b}$ из выражения (1.34). Для удобства будем обозначать величины в лабораторной системе координат значком (л), а в центральной системе – (ц). В этих обозначениях мы рассматриваем выражение

$$\frac{(P_b^{(l)})^2}{v_a^{(l)} v_b^{(l)}}. \quad (1.39)$$

Пусть массы и начальные скорости частиц в «л»-системе равны: m_a, m_A, m_b, m_B и $\vec{v}_{a0}^{(l)}, v_{A0}^{(l)}$.

Тогда, как известно, скорость центра инерции равна:

$$\vec{V}_u = \frac{m_a \vec{v}_{a0}^{(l)} + m_A \vec{v}_{A0}^{(l)}}{m_a + m_A}. \quad (1.40)$$

Найдем скорости частиц в «Ц»-системе до реакции:

$$\vec{v}_{a0}^{(c)} = \vec{v}_{a0}^{(l)} - \vec{V}_u = \frac{m_A}{m_a + m_A} [\vec{v}_{a0}^{(l)} - \vec{v}_{A0}^{(l)}], \quad (1.41)$$

$$\vec{v}_{A0}^{(y)} = \vec{v}_{A0}^{(x)} - \vec{V}_y = \frac{m_a}{m_a + m_A} [\vec{v}_{A0}^{(x)} - \vec{v}_{a0}^{(x)}]. \quad (1.42)$$

Выражения для импульсов в «Ц»-системе до реакции:

$$\vec{p}_{a0}^{(y)} = m_a \vec{v}_{a0}^{(y)} = \mu [\vec{v}_{a0}^{(x)} - \vec{v}_{A0}^{(x)}], \quad (1.43)$$

$$\vec{p}_{A0}^{(y)} = m_A \vec{v}_{A0}^{(y)} = \mu [\vec{v}_{A0}^{(x)} - \vec{v}_{a0}^{(x)}], \quad (1.44)$$

где $\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}$. (1.45)

Кинетическая энергия в «Ц»-системе до реакции:

$$E_0^{(y)} = \frac{[\vec{p}_{a0}^{(y)}]^2}{2m_a} + \frac{[\vec{p}_{A0}^{(y)}]^2}{2m_A} = \frac{\mu [\vec{v}_{a0}^{(x)} - \vec{v}_{A0}^{(x)}]^2}{2}. \quad (1.46)$$

Пусть $\vec{p}_b^{(y)}$ и $\vec{p}_B^{(y)}$ - импульсы после реакции в «Ц»-системе, тогда

$$\vec{p}_b^{(y)} + \vec{p}_B^{(y)} = 0 \text{ и, следовательно, } [\vec{p}_b^{(y)}]^2 = [\vec{p}_B^{(y)}]^2. \quad (1.47)$$

Кинетическая энергия частиц после реакции в «Ц»-системе равна:

$$E^{(y)} = \frac{[\vec{p}_b^{(y)}]^2}{2m_a} + \frac{[\vec{p}_B^{(y)}]^2}{2m_A} = \frac{[\vec{p}_b^{(y)}]^2}{2\mu'}, \quad (1.48)$$

где $\mu' = \frac{m_b m_B}{m_b + m_B}$. (1.49)

Так как реакция (1.36) экзотермическая и согласно определению для теплового эффекта реакции Q получим:

$$Q = E^{(y)} - E_0^{(y)}. \quad (1.50)$$

Из (1.50) для $E^{(y)}$ получаем

$$E^{(y)} = E_0^{(y)} + Q. \quad (1.51)$$

Из (1.48), используя выражения (1.51) и (1.46) для $|\vec{p}_b^{(y)}|$ получим:

$$|\vec{p}_b^{(y)}| = \sqrt{2\mu' E^{(y)}} = \sqrt{2\mu' \{E_0^{(y)} + Q\}} = \sqrt{2\mu' \left\{ \frac{\mu [\vec{v}_{a0}^{(x)} - \vec{v}_{A0}^{(x)}]^2}{2} + Q \right\}}. \quad (1.52)$$

Таким образом, для выражения (1.39), используя выражения (1.40), (1.45) и (1.49) получим:

$$\begin{aligned} \frac{(\bar{p}_b^{(y)})^2}{v_a^{(y)} v_b^{(y)}} &= \frac{m_b |\bar{p}_b^{(y)}|}{v_a^{(y)}} = \frac{m_b}{\frac{m_A}{m_a + m_A} \left| \left[\bar{v}_{a0}^{(x)} - \bar{v}_{A0}^{(x)} \right] \right|} \sqrt{2\mu' \left\{ \frac{\mu \left[\bar{v}_{a0}^{(x)} - \bar{v}_{A0}^{(x)} \right]^2}{2} + Q \right\}} = \\ &= \frac{m_b (m_a + m_A)}{m_A \left| \left[\bar{v}_{a0}^{(x)} - \bar{v}_{A0}^{(x)} \right] \right|} \sqrt{\frac{m_b m_B}{(m_b + m_B)} \left\{ \frac{m_a m_A}{(m_a + m_A)} \left[\bar{v}_{a0}^{(x)} - \bar{v}_{A0}^{(x)} \right]^2 + 2Q \right\}}. \end{aligned} \quad (1.53)$$

Тогда для реакций деления ядер с нейтроном $a = n$ согласно (1.34), (1.37) и (1.53) получим:

$$\sigma_{nb}^f = |T_{nb}^f|^2 (2j_b + 1)(2j_B + 1) \frac{m_b (m_n + m_A)}{m_A \left| \left[\bar{v}_n^{(x)} - \bar{v}_A^{(x)} \right] \right|} \sqrt{\frac{m_b m_B}{(m_b + m_B)} \left\{ \frac{m_n m_A}{(m_n + m_A)} \left[\bar{v}_n^{(x)} - \bar{v}_A^{(x)} \right]^2 + 2Q \right\}} \quad (1.54)$$

Так как при делении ядра всех основных реакторных топливных нуклидов $Q \approx 200$ МэВ, то

$$\sigma_{nb}^f \approx |T_{nb}^{\text{nuclear}}|^2 P_b (2j_b + 1)(2j_B + 1) \frac{\tilde{A}}{\left| \left[\bar{v}_n^{(x)} - \bar{v}_A^{(x)} \right] \right|}, \quad (1.55)$$

где

$$\tilde{A} = \frac{m_b (m_n + m_A)}{m_A} \sqrt{\frac{m_b m_B 2Q}{(m_b + m_B)}} = \text{const}. \quad (1.56)$$

Учесть влияние теплового движения ядер можно с помощью усредненного по скоростям теплового движения ядер (распределение Максвелла) сечения $\bar{\sigma}_{nb}^f$. Так как выражение распределения известно, то процедура усреднения выражения (1.55) по скоростям теплового движения ядер может быть реализована достаточно легко. Однако, так как результат не удастся выразить аналитически, то на практике он представляется в виде:

$$\bar{\sigma}_{nb}^f = \sigma_{nb}^f \Psi, \quad (1.57)$$

где Ψ - протабулированная поправочная функция.

Отметим, что при $|\bar{v}_n^{(x)}| \gg |\bar{v}_A^{(x)}|$ (быстрые нейтроны) из (1.55) получим:

$$\sigma_{nb}^f \approx |T_{nb}^{\text{nuclear}}|^2 P_b (2j_b + 1)(2j_B + 1) \frac{\tilde{A}}{\left| \left[\bar{v}_n^{(x)} \right] \right|}. \quad (1.58)$$

Из (1.58) при фиксированном значении для $|\bar{v}_n^{(x)}|$ получим:

$$\sigma_{nb}^f \approx \text{const}. \quad (1.59)$$

Перейдем теперь к рассмотрению характерных особенностей реакций, идущих через составное ядро:



где через C обозначено составное (compound) ядро. Отметим, что все рассматриваемые здесь реакторные нейтронные ядерные реакции идут через стадию составного ядра. Важнейшей особенностью является независимость процесса распада составного ядра от способа его образования. Поэтому сечение реакции (1.60) можно представить в виде произведения двух сомножителей:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} P_{Cb}, \quad (1.61)$$

где σ_{aC} - сечение образования составного ядра, P_{Cb} - вероятность распада составного ядра по каналу b .

Реакции, идущие через составное ядро, подразделяются на резонансные и нерезонансные. Как известно, энергия ядра может принимать только дискретный ряд значений, соответствующий уровням ядра. Однако, представления об уровнях с точно фиксированной энергией справедливо только в отношении основных состояний стабильных ядер (невозбужденные уровни). Все остальные (возбужденные) уровни не обладают определенной энергией – они в той или иной степени «размазаны» по энергии. Оценку ширины Γ_i (i - индекс уровня) размытия уровня можно получить из соотношения неопределенностей время-энергия. Согласно этой оценке, $\Delta E_i = \Gamma_i = \hbar/\tau_i$, где τ_i - время жизни уровня. Ядро может возбуждаться при взаимодействии с какой-либо, налетающей на него частицей, только если энергия его возбуждения, вызванного этим взаимодействием, соответствует разности энергий между его уровнями. Поэтому и составное ядро может образовываться лишь в том случае, если энергия налетающей частицы такова, что вызываемое при взаимодействии с ней энергия возбуждения составного ядра такова, что попадает в интервал неопределенности Γ_i положения соответствующего уровня составного ядра (если ядро до взаимодействия находилось в основном состоянии).

Если ширины уровней составного ядра меньше расстояний между ними, то при фиксированной энергии налетающих частиц реакция может идти лишь через какой-либо i -ый одиночный уровень. Зависимость сечения реакции от энергии налетающей частицы будет носить резонансный характер. Соответственно этому и реакции такого типа называются резонансными.

Если же уровни расположены настолько густо, что расстояния между ними меньше их ширины, то уровни сливаются друг с другом, и в этом случае реакция будет идти при любой энергии налетающей частицы. Такие реакции называются нерезонансными.

Для рассматриваемых здесь реакторных нейтронных ядерных реакций для делящихся нуклидов, как хорошо известно, из эксперимента, резонансная область в зависимости от энергий нейтронов располагается в интервале от 0,5 эВ до 100 эВ, например [154].

Для резонансных ядерных реакций сечение реакции (1.60), аналогично (1.61), может быть записано в следующем виде:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \frac{\Gamma_b}{\Gamma_i}, \quad (1.62)$$

где σ_{ac} - сечение образования составного ядра, $\frac{\Gamma_b}{\Gamma_i}$ - вероятность распада составного ядра по каналу b , Γ_i - ширина резонансного уровня составного ядра, i - индекс резонансного уровня,

$$\Gamma_i = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_d + \dots, \quad (1.63)$$

где a, b, d, \dots - различные каналы реакции, а, например, величина $\frac{\Gamma_a}{\Gamma_i}$ - равна вероятности распада составного ядра по входному каналу. Подчеркнем, что при этом величины (парциальные ширины) $\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_d, \dots$, а, следовательно, и Γ_i не зависят от того, какой канал является входным.

Из вышеизложенного следует, что в области расположения изолированного уровня со средней энергией E_r^i (i - индекс резонансного уровня), то есть удаленного от своих соседних уровней, эффективное сечение σ_{ab} реакции должно иметь резонансный максимум. В квантовой механике доказано, например [155], что для малых $|E_a - E_r^i|$ форма этого резонанса описывается формулой Брейта-Вигнера:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_a - E_r^i)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}}, \quad (1.64)$$

где $\lambda_a = \frac{\hbar}{p}$ - длина волны налетающей частицы a , p - импульс частицы a , E_a - ее энергия; g - статистический множитель:

$$g = \frac{2J + 1}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)}, \quad (1.65)$$

где J - полный момент резонансного уровня составного ядра, j_a и j_A - спины сталкивающихся частиц. В [155] также отмечается, что $\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_d, \dots$, пропорциональны матричным элементам соответствующих переходов из состояния составного ядра в какое-либо конечное состояние.

Для бесспиновых частиц, вступающих в реакцию из S-состояний ($l = 0$) получим упрощенную формулу:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_a - E_r^i)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}}. \quad (1.66)$$

Сложив сечения реакций (1.64) по всем возможным каналам, включая входной упругий, мы получим для полного сечения образования составного ядра (которое согласно принципу детального равновесия равно полному сечению распада составного ядра по всем возможным каналам) следующее выражение:

$$\sigma_{ac} = \pi \lambda_a^2 g \frac{\Gamma_a \Gamma_i}{(E_a - E_r^i)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}}. \quad (1.67)$$

Отметим, что из (1.67) видно, что формулу Брейта-Вигнера (1.64) можно записать в виде:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 g \frac{\Gamma_a \Gamma_i}{(E_a - E_r^i)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}} \frac{\Gamma_b}{\Gamma_i},$$

что соответствует выражению (1.62).

Для нейтронных резонансных ядерных реакций сечение реакции согласно (1.38) мы можем записать в виде:

$$\sigma_{nb} = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{(E_n - E_r^i)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}}, \quad (1.68)$$

где b – индекс процесса (парциальной ширины), который может принимать следующие значения: $r(n)$ - резонансное рассеяние (нейтронная парциальная ширина); $c(\gamma)$ - радиационный захват (радиационная парциальная ширина); $f(f)$ - деление (парциальная ширина деления); и другие возможные значения, соответствующие другим возможным каналам.

Согласно [154], если длину волны нейтрона (в см) выразить через его кинетическую энергию E (в эВ), то в широком интервале энергий $0 \div 100$ МэВ длину волны нейтрона можно получить из соотношения:

$$\lambda = \frac{4,45 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{E_n}}. \quad (1.69)$$

Статистический множитель g для S-состояний ($l = 0$), что соответствует малым энергиям нейтронов, согласно [154] равен:

$$g = \frac{2J + 1}{2(2j_A + 1)}, \quad (1.70)$$

и может принимать два значения:

$$g_1 = \frac{j_A}{(2j_A + 1)} \text{ и } g_2 = \frac{(j_A + 1)}{(2j_A + 1)} \quad (1.71)$$

в соответствии с двумя возможными значениями спина составного ядра:

$$J_1 = j_A - \frac{1}{2} \text{ и } J_2 = j_A + \frac{1}{2}.$$

При взаимодействии нейтронов с четно-четными ядрами, для которых $j_A = 0$, $g = 1$. При больших значениях j_A $g = \frac{1}{2}$.

Также согласно [154], зависимость радиационной ширины Γ_γ от энергии нейтронов и массового числа ядра – относительно слабая. С ростом массового числа Γ_γ в среднем несущественно уменьшается и имеет максимумы вблизи магических чисел. Для средних ядер $\Gamma_\gamma \approx 0,2$ эВ, а для тяжелых $\Gamma_\gamma \approx 0,05$ эВ. Нейтронная ширина Γ_n существенно зависит как от энергии нейтрона, так и от массового числа. Для удобства описания этой зависимости вводится приведенная нейтронная ширина Γ_{n0} и тогда для Γ_n записывается выражение:

$$\Gamma_n = \Gamma_{n0} \sqrt{E_n}. \quad (1.72)$$

Значения Γ_{n0} распределены по статистическому закону (нормальное распределение для $\sqrt{\Gamma_{n0}}$) вокруг среднего $\bar{\Gamma}_{n0}$, которое является характеристикой данного ядра. Значение $\bar{\Gamma}_{n0}$ зависит от массового числа приблизительно так же, как среднее расстояние (по энергиям) между уровнями D. Таким образом, нейтронные парциальные ширины возрастают в среднем с уменьшением массового числа ядер и с ростом энергии нейтронов. При энергии нейтронов 1 эВ Γ_n имеет примерно следующие значения: для легких ядер – 1 кэВ, для средних ядер – 1эВ, для тяжелых ядер – 0,001 эВ.

Отметим следующее. Резонансы тяжелых ядер расположены в относительно узком интервале энергий. Среднее же расстояние между резонансами D определяется энергией возбуждения E^* . Это означает, что для тяжелых ядер D остается практически неизменным во всей области резонансов, так как для них практически неизменно значение E^* (основной вклад в E^* , как известно, дает энергия связи нейтрона $\varepsilon_n \gg 1\text{кэВ}$).

Различие в зависимости от энергии нейтронов величин Γ_γ и Γ_n объясняется тем, что первая из них определяется энергией возбуждения составного ядра E^* , практически постоянной в достаточно широком интервале энергий E_n ($E_n \ll E^*$), а вторая зависит именно от E_n .

Ширина деления Γ_f имеет распределение, аналогичное распределению Γ_{n0} , то есть флуктуирует от резонанса к резонансу по определенному статистическому закону приблизительно одинаковым образом для всех делящихся ядер. Среднее значение $\bar{\Gamma}_f \approx 0,1 \text{ эВ}$.

Резонансная энергия, сечение при резонансной энергии и парциальные ширины резонанса называются параметрами резонанса. Зная эти параметры, можно с помощью Брейта-Вигнера воспроизвести зависимости резонансных сечений от энергии нейтронов и массовых чисел, поэтому параметры резонансов табулируются и хорошо известны для делящихся нуклидов, например [154].

Знание энергетических зависимостей парциальных ширин позволяет записать формулу Вигнера-Брейта (1.68) для любого b -го процесса в виде, показывающем явную зависимость σ_{nb} от энергии нейтрона. Согласно с зависимостью (1.72) мы можем написать:

$$\Gamma_n(E_n = E_r^i) = \Gamma_{n0} \sqrt{E_r^i}. \quad (1.73)$$

Из (1.73) получим:

$$\Gamma_{n0} = \frac{\Gamma_n(E_n = E_r^i)}{\sqrt{E_r^i}} \quad (1.74)$$

и, следовательно, $\Gamma_n(E_n)$ можем записать в следующем виде:

$$\Gamma_n(E_n) = \frac{\Gamma_n(E_n = E_r^i)}{\sqrt{E_r^i}} \sqrt{E_n} \quad (1.75)$$

Аналогично предыдущему, согласно с зависимостью (1.69) мы можем написать:

$$\lambda(E_n = E_r^i) = \frac{4,45 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{E_r^i}} \quad (1.76)$$

и, следовательно, (1.69) мы можем теперь записать в следующем виде:

$$\lambda(E_n) = \frac{\lambda(E_n = E_r^i) \sqrt{E_r^i}}{\sqrt{E_n}} \quad (1.77)$$

Полагая согласно вышеизложенному, что $\Gamma_f = \text{const} \approx \bar{\Gamma}_f \approx 0,1 \text{ эВ}$, а также используя выражение (1.77) для λ , теперь (1.68) мы можем записать для реакции деления в виде:

$$\sigma_{\text{nf}} = \sigma_f^0 \frac{\sqrt{\frac{E_r^i}{E_n}}}{\left(\frac{E_n - E_r^i}{\Gamma_i/2}\right)^2 + 1}, \quad (1.78)$$

где σ_f^0 - сечение деления при резонансной энергии E_r^i (напомним, что i - индекс резонанса):

$$\sigma_f^0 = 4\pi\lambda(E_n = E_r^i)g\Gamma_n(E_n = E_r^i)\Gamma_f/\Gamma_i. \quad (1.79)$$

Аналогичным образом, полагая, что $\Gamma_\gamma = \text{const} \approx 0,05 \text{ эВ}$, мы можем записать выражение для сечения реакции радиационного захвата нейтрона в следующем виде:

$$\sigma_{\text{nc}} = \sigma_c^0 \frac{\sqrt{\frac{E_r^i}{E_n}}}{\left(\frac{E_n - E_r^i}{\Gamma_i/2}\right)^2 + 1}, \quad (1.80)$$

где σ_c^0 - сечение реакции радиационного захвата нейтрона при резонансной энергии E_r^i :

$$\sigma_c^0 = 4\pi\lambda(E_n = E_r^i)g\Gamma_n(E_n = E_r^i)\Gamma_\gamma/\Gamma_i. \quad (1.81)$$

Сечения при энергиях резонансов в среднем увеличиваются с уменьшением энергии нейтронов и для тяжелых ядер могут достигать больших значений в области первых резонансов ($E_n \ll 100 \text{ эВ}$). В реакторе всегда есть такие ядра. К ним относятся в первую очередь изотопы урана (например, ${}_{92}^{238}\text{U}$ - наиболее эффективный резонансный поглотитель нейтронов (реакция радиационного захвата нейтрона)) и плутония, а также продукты деления этих ядер. Особенно велики значения сечения радиационного захвата σ_{nc} для резонансов некоторых продуктов деления, расположенных в области тепловых нейтронов. Например, для ${}^{135}\text{Xe}$ в резонансе при $E_r = 0,08 \text{ эВ}$ $\sigma_c^0 \approx 3,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$.

Теперь рассмотрим вопрос о влиянии температуры топливной среды (металла) на сечения σ_{nf} и σ_{nc} . В формулах Брейта-Вигнера E_n представляет собой суммарную кинетическую энергию сталкивающихся нейтрона и ядра в системе центра инерции. Это означает, что E_n не совпадает с кинетической

энергией нейтрона в лабораторной системе координат E' . Для E_n легко получить выражение:

$$E_n = \frac{1}{2} \frac{m_n M}{m_n + M} (\vec{v}_n - \vec{v}_M)^2 = \frac{M}{m_n + M} E' + \frac{m_n}{m_n + M} E_M - \frac{m_n M}{m_n + M} \vec{v}_n \vec{v}_M, \quad (1.82)$$

где M – масса ядра-мишени, \vec{v}_n – скорость нейтрона в лабораторной системе, \vec{v}_M – скорость ядра в лабораторной системе (скорость теплового движения), E_M – кинетическая энергия ядра-мишени в лабораторной системе координат. Если энергия E' велика по сравнению с E_M ($E_M \approx kT$), а $M \gg m_n$, то вторым членом в (1.82) можно пренебречь и (1.82) удобно представить в следующем виде:

$$E_n \approx \frac{M}{m_n + M} \left(E' - \sqrt{2m_n E'} \frac{\vec{v}_n}{|\vec{v}_n|} \vec{v}_M \right). \quad (1.83)$$

Из (1.83) видно, что нейтрон с заданной энергией E' (относительно лабораторной системы координат) в области резкого изменения сечения в зависимости от энергии нейтрона (относительно системы координат центра инерции), то есть в области резонанса, будет взаимодействовать с ядрами с различными вероятностями, зависящими от скоростей ядер, а, следовательно, от температуры среды. Таким образом, влияние теплового движения ядер (атомов) среды сводится к увеличению ширины резонансов и уменьшению высоты резонанса (что понятно из вероятностных соображений, ибо площадь под кривой резонанса должна давать полную вероятность процесса). Этот эффект по аналогии с оптикой принято называть эффектом Доплера. Из (1.83) очевидно, что эффектом Доплера можно пренебречь при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами. Поскольку в области малых значений E' резонансные уровни наблюдаются лишь у тяжелых ядер, то эффект Доплера заметен только при взаимодействии нейтронов с такими ядрами и тем сильнее, чем выше температура среды. Согласно [154] практическое значение для физики реакторов имеет влияние эффекта Доплера на зависимость сечения радиационного захвата (поглощения для делящихся ядер) от энергии нейтронов.

Для определения $\bar{\sigma}_{nb}$ с учетом теплового движения ядер необходимо усреднить резонансное сечение σ_{nb} (например, интересующие нас здесь выражения (1.78) и (1.80)), взятое при заданном значении E' без учета теплового движения ядер, по всем возможным значениям E_n , задаваемым выражением (1.82), или приближенным выражением (1.83), при заданном значении E' . Распределение ядер по скоростям или энергиям задается распределением Максвелла и процедура усреднения достаточно проста. Однако результат усреднения не удается выразить аналитически, поэтому он обычно представляется в виде

$$\bar{\sigma}_{nb} = \sigma_{nb} \Psi, \quad (1.84)$$

где Ψ - протабулированная поправочная функция, зависящая в частности от величины

$$\Delta = 2\sqrt{m_n E_i^i kT/M}, \quad (1.85)$$

которая называется доплеровской шириной резонанса. Из (1.85) видно, что при большой температуре T величина Δ может быть больше естественной ширины резонанса Γ_i , то есть действительная ширина резонанса $\Gamma_i + \Delta$ может значительно превышать Γ_i .

В [154,156,157] также отмечается, что эффект Доплера играет существенную роль в реакторах. В результате деления ядер температура в реакторе изменяется, а значит, изменяется и соотношение между E_i^i и Δ . Если в реакторе присутствуют резонансные поглотители нейтронов, которые сильно влияют на распределение плотности нейтронов в пространстве (например, уран), то эффект Доплера будет сказываться на поглощении замедляющихся нейтронов в области не слишком узких и высоких резонансов вследствие изменения параметров резонансов.

Отметим также, так как нас интересуют все эффекты, связанные с влиянием температуры на кинетику реактора, что в [154] подчеркивается, что с изменением температуры изменяется влияние на распределение плотности нейтронов эффекта самоэкранировки ядер, что объясняется изменением длины пробега нейтронов с изменением температуры среды. Эффект самоэкранировки особенно велик в гетерогенных реакторах. В таких реакторах с увеличением температуры топлива самоэкранировка существенно уменьшается, что приводит, например, к существенному для практики увеличению так называемого заблокированного резонансного поглощения нейтронов.

1.1.5. Теория и данные экспериментальных работ по теплоемкостям и теплопроводностям делящихся сред с учетом изменений фазовых состояний.

1.1.5.1. Введение.

Как показано в предыдущем разделе 1.1.4 режимы с обострением реализуются в делящихся средах со степенной зависимостью теплопроводности и теплового источника от температуры. Моделирование режимов с обострением требует задания температурных зависимостей для теплопроводности и плотности теплового источника, а также, теплоемкости и коэффициентов термического расширения для рассматриваемой делящейся среды. Поэтому был проведен информационный поиск по теме «теория и

данные экспериментальных работ по теплоемкостям и теплопроводностям делящихся сред с учётом изменений фазовых состояний», результаты которого представлены ниже.

В Приложении 1 представлена теория теплофизических свойств твердых тел.

1.1.5.2. Теплофизические свойства топливных материалов ядерных реакторов.

1.1.5.2.1. Введение.

Ядерное топливо используют в металлическом состоянии (U, Pu, их сплавы), в виде химических соединений, растворов солей и суспензий окислов урана в различных жидких средах. Каждый из этих видов топлива имеет свои преимущества и недостатки, определяющие характер и границы их применимости.

Общие сведения о ядерном топливе, состав ядерного топлива и его классификация, а также требования к ядерному топливу кратко представлены в Приложении 2.

1.1.5.2.2. Теплофизические свойства металлического ядерного топлива.

1.1.5.2.2.1. Введение.

Металлическое ядерное топливо обладает высокой концентрацией делящихся атомов в единице объема, имеет большую теплопроводность, малое сечение захвата и технологично в обработке, что позволяет изготавливать твэлы различной формы и с «малыми допусками по размерам [187]. Благодаря этим свойствам металлическое топливо наиболее пригодно для использования в газо-графитовых реакторах, а также в перспективных реакторах на быстрых нейтронах и в транспортных энергетических реакторах [187].

Существенный недостаток металлического топлива заключается в том, что глубина выгорания для него ограничивается значениями 0,3—0,35%, тогда как для керамических (окисных) топлив эта величина может достигать нескольких процентов.

1.1.5.2.2.2. Уран и его сплавы [184-187].

Плотность. Фазы урана имеют различную плотность. Ее значения при разных температурах, вычисленные по рентгенографическим данным, приведены в табл. 1.1. Из данных табл. 1.1 видно, что с повышением температуры плотность модификаций урана уменьшается. При температурах

фазовых переходов она изменяется скачкообразно. Экспериментальные значения плотности зависят от технологии изготовления и могут заметно отличаться от теоретических. Плотность жидкого урана при температуре плавления составляет $16,63 \text{ г/см}^3$.

Таблица. 1.1

Температурная зависимость плотности урана

Температура, °С	Плотность, г/см ³	Температура, °С	Плотность, г/см ³
α-Фаза		β-Фаза	
25	19,070	667	18,176
100	19,012	700	18,132
200	18,921	775	18,073
300	18,820	γ-Фаза	
400	18,704	775	17,941
500	18,586	800	17,910
667	18,369	1100	17,563

Удельная теплоемкость. В области низких температур удельная теплоемкость урана быстро растет при нагреве до 200 К, а затем медленно увеличивается до температуры $\alpha \rightarrow \beta$ перехода. При аллотропических превращениях теплоемкость скачкообразно падает (рис. 1.11).

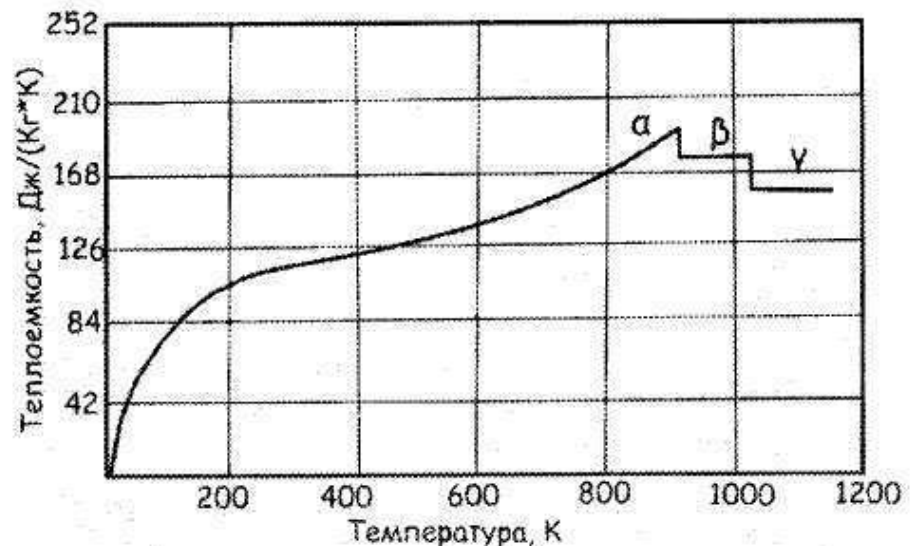


Рис. 1.11. Температурная зависимость атомной теплоемкости урана (по данным различных исследований).

Теплопроводность. Коэффициент теплопроводности урана невелик, и при комнатной температуре он равен $\sim 27 \text{ Вт/(м*К)}$, что ниже, чем у железа. С ростом температуры коэффициент теплопроводности урана повышается (рис.

1.12) и при 600 °С он составляет ~ 41 Вт/(м·К). На температурной кривой теплопроводности можно отметить два перегиба. Один из них при 213 °С обусловлен, по-видимому, переходом от электронной теплопроводности к решеточной, а другой при 227 °С - сильным ослаблением ковалентных связей урана.

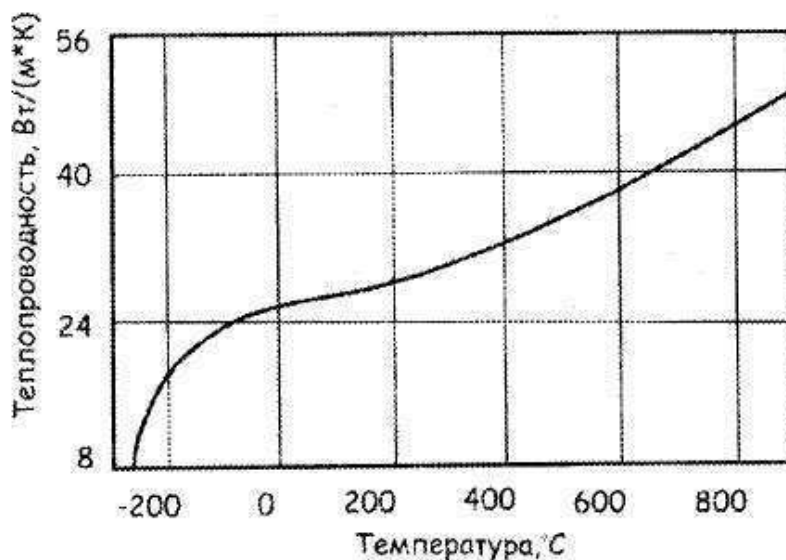


Рис. 1.12. Зависимость теплопроводности урана от температуры.

В [188] для урана, сплава урана с 2% (вес) Zr, сплава урана с 10% (вес) Mo и сплава уран-физийум (U – 95%, Mo – 2,5%, Zr – 0,2%, Ru – 1,5%, Rh – 0,5%, Pd – 0,5% теплопроводность (ккал/м·час·град) задается следующим выражением:

$$\lambda = 21 + 0,02 \cdot T, \quad T \leq 723 \text{ К} . \quad (1.86)$$

Термическое расширение. Монокристаллический α -уран, имеющий орторомбическую решетку, характеризуется сильной анизотропией термического расширения по осям [100], [010] и [001], обозначаемым соответственно a_0 , b_0 и c_0 . Из рис. 1.13, где представлена температурная зависимость параметров решетки, видно, что при нагревании решетка α -урана расширяется по осям a_0 и c_0 мало изменяясь и даже сжимаясь при высоких температурах по оси b_0 . Значения коэффициентов термического расширения по трем кристаллографическим направлениям, а также величины объемного и линейного коэффициентов термического расширения α -урана представлены в табл. 1.2.

В интервале температур 43-20 К происходит anomальное изменение параметров решетки α -урана: по осям a_0 и b_0 они резко увеличиваются, а по оси c_0 - уменьшаются. Температурный коэффициент термического расширения α_V становится отрицательным. Это изменение α_V сопровождается anomальным изменением других физических свойств.

В случае поликристаллического α -урана значения коэффициента линейного расширения α_l , сильно зависят от предшествующей обработки образцов. Отклонение α_l от величины, присущей изотропному образцу, может характеризовать наличие в нем текстуры.

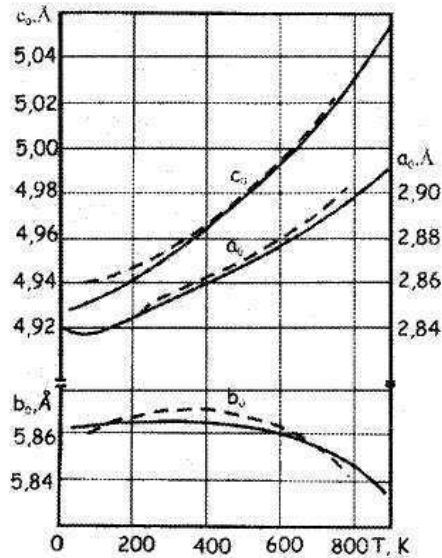


Рис. 1.13. Зависимость параметров решетки α -урана от температуры.

Введение в α -уран легирующих добавок в виде Al, Mo, V и Cr несколько снижает коэффициент термического расширения. Монокристаллический β -уран также обладает анизотропией коэффициента линейного расширения по кристаллографическим осям: $a_a = a_b = (23,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и $a_c = (6,0 \pm 2) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Изотропный γ -уран с ОЦК решеткой имеет коэффициент линейного расширения $(22,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Таблица. 1.2

Термическое расширение урана

Температурный интервал, °С	Коэффициент термического расширения, $\cdot 10^{-6}, \text{ K}^{-1}$				
	по кристаллографическим осям			объемный α_V	линейный α_l
	α_{a_0} [100]	α_{b_0} [010]	α_{c_0} [001]		
20 – 100	$23,9 \pm 1,0$	-5,4	19,5	48,8	16,3
20 – 300	$29,8 \pm 1,0$	-0,4	23,5	51,7	17,2
20 – 500	$39,2 \pm 1,0$	-6,3	27,6	54,2	18,1
20 – 600	$43,0 \pm 1,0$	-16,2	33,6	63,6	21,2

Сильная анизотропия коэффициента линейного расширения монокристаллов β - и особенно α -урана приводит к тому, что в поликристаллическом уране, имеющем квазиизотропную структуру, при нагреве или охлаждении могут возникать значительные внутренние напряжения, превышающие предел текучести. Они являются причиной сдвигов и двойникования в зернах урана.

1.1.5.2.2.3. Плутоний и его сплавы.

Теплофизические свойства. Данные об удельной теплоемкости и коэффициентах термического расширения монокристаллического плутония приведены в табл. 1.3 (алотропические превращения представлены в ПРИЛОЖЕНИИ 3), а изменения термического линейного расширения высокочистого поликристаллического плутония с температурой на рис. 1.14.

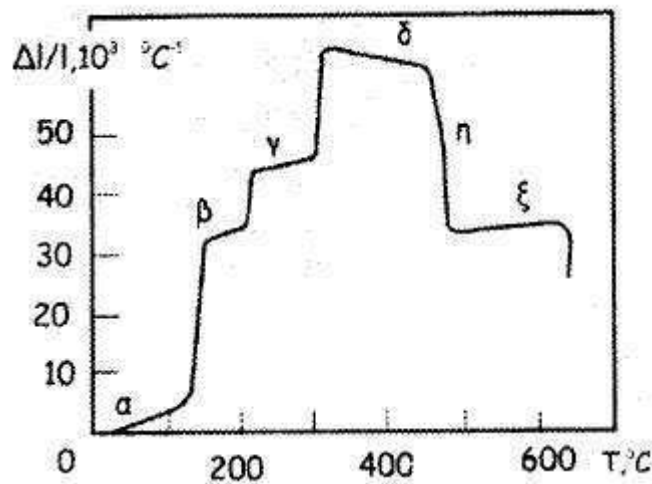


Рис. 1.14. Термическое линейное расширение плутония.

Табличные данные показывают, что теплоемкость плутония непрерывно возрастает с увеличением температуры. В то же время термическое расширение для монокристаллического и поликристаллического плутония сильно изменяется при переходе от одной фазы к другой. Модификации α , β и γ монокристаллического плутония имеют резко выраженную анизотропию коэффициента линейного расширения, а модификации δ и η , обладающие простыми решетками, сжимаются при нагреве, что необычно для металлов.

Последнее обстоятельство согласно одной из теорий является следствием непрерывного перехода при нагреве из $5f$ -состояния в $6d$ -состояние и возникновения сил сжатия между слоями за счет гибридных направленных связей. Было показано, что в некоторых температурных областях δ - и ϵ -фазы сосуществуют подобно тому, как сосуществуют два типа атомов в марганце и вольфраме. Если атомы с различной электронной структурой сосуществуют в пропорции, которая изменяется в зависимости от

температуры, то температурный коэффициент линейного расширения в некоторых случаях может стать отрицательным.

Таблица. 1.3

Теплофизические свойства плутония

Фаза	Удельная теплоемкость, кДж/кг·°С			Коэффициент термического расширения, $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$				
	Температура, °С	C_P	C_V	Температурная область, °С	$a[100]$	$b[010]$	$c[001]$	Среднее значение α
α	25	0,1401	0,1279	21–104	66	73	29	56
β	160	0,1612	0,1524	93–190	94	14	18	42
γ	225	0,2102	-	210–310	-19,7	39,5	84,3	34,3
δ	400	0,2277	-	320–440	-8,6	-	-	-8,6
η	470	0,2628	-	450–479	444,3	-	-	-57,9
ϵ	-	-	-	490–550	36,5	-	-	36,5
Жидкое сост.	-	-	-	665	-	-	-	$\alpha_V = (50 \pm 25)$

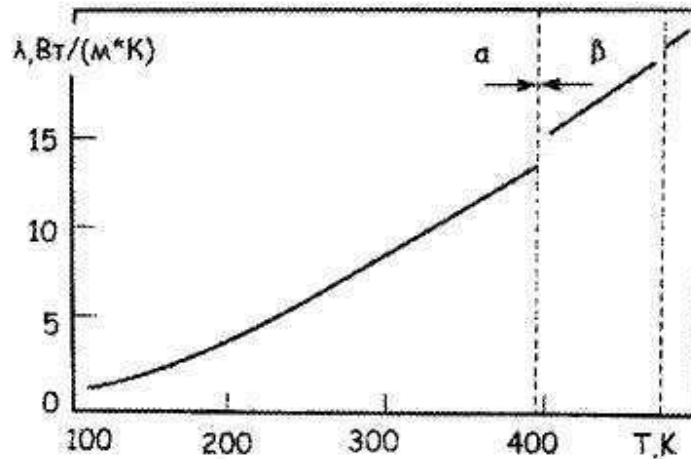


Рис. 1.15. Температурная зависимость теплопроводности плутония.

Добавка легирующих элементов изменяет концентрацию и энергию электронов в расчете на один атом плутония, что может повлиять на знак коэффициента термического расширения последнего. Действительно, в сплавах Pu-3 мас.% Al δ -фаза при всех температурах имеет положительный температурный коэффициент. При меньших добавках алюминия

положительный знак коэффициента сохраняется только в нижней области существования α -фазы.

Теплопроводность плутония является весьма низкой для металлов, и она почти линейно увеличивается с температурой (рис. 1.15).

1.1.5.2.3. Теплофизические свойства керамического ядерного топлива.

1.1.5.2.3.1. Введение.

Соединения урана с неметаллами (азотом, кислородом, углеродом и др.), имеющие высокую температуру плавления, более устойчивые под облучением (по сравнению с металлическим топливом) и обладающие некоторыми другими положительными свойствами, находят все большее применение. Атомы неметаллов этих соединений (соединений внедрения) располагаются в кристаллической решетке металла в промежутках между атомными слоями. Внедрение атомов в межузлие вызывает расширение решетки и образование сильных связей металл — неметалл, что препятствует легкому скольжению и приводит к повышенной твердости и хрупкости соединения. С другой стороны, предполагается, что внедренные атомы являются донорами электронов, создавая сильную связь металл — металл. В результате атомы неметалла приобретают «металлическую» электронную конфигурацию. Однако этот процесс не доходит до ионизации атомов неметалла и межузельный атом практически остается в атомарном состоянии с образованием сильной связи металл — неметалл. Атомы металла обычно размещаются в вершинах октаэдра, а атомы неметалла — в центре его (в центре октаэдрического межузлия — «дырки»). В настоящее время не имеется достаточных данных, чтобы оказать предпочтение тому или иному типу связи: металл — неметалл или металл — металл. Трудно также определить их относительный вклад в металлические, ковалентные и ионные составляющие и устойчивость структуры. Устойчивость структуры зависит от размера центрального атома неметалла. Если он соприкасается с атомами металла, находящимися в вершинах октаэдра межузельной пустоты, то структура более или менее устойчива. При сильном уменьшении размера центральный атом приобретает возможность свободно перемещаться в межузлии, и структура становится неустойчивой. Нарушение стехиометричности соединения также ведет к потере устойчивости, а вместе с этим нарушаются и некоторые его положительные свойства. Получение точного стехиометрического состава соединения связано с большими трудностями, а удержание его без изменения в эксплуатационных условиях в реакторе вырастает в большую проблему. Экспериментально установлено, что при температуре около 1000°C и выше все соединения становятся пластичными и ведут себя подобно металлам.

В настоящее время сфера использования соединений фаз внедрения расширяется. Условно в реакторостроении соединения объединяют в общий раздел — керамическое ядерное горючее для твэлов. Применяемые керамические материалы можно разделить на три основные группы.

Первая группа включает керамику, полученную на основе окислов урана, тория и плутония как отдельно, так и в смеси, а также в смеси с другими окислами, не содержащими делящихся изотопов.

Вторая группа объединяет неокисные керамические материалы: карбиды, нитриды, сульфиды, фосфиды и другие соединения урана, тория и плутония (отдельно или в смеси, а также в смеси с другими соединениями, не содержащими делящихся изотопов).

К третьей группе иногда относят керамические материалы, диспергированные в графитовых матрицах. Дисперсной фазой (ядерным горючим) в принципе может быть любое соединение урана, тория, плутония или их смеси.

1.1.5.2.3.2. Теплофизические свойства оксидного ядерного топлива.

Под оксидным ядерным топливом понимают простые и сложные оксиды урана, плутония и тория [184, 192-198]. К числу наиболее широко используемых видов оксидного топлива в различных типах ЯЭУ относятся диоксид урана и смешанные оксиды урана и плутония. Они имеют высокие температуры плавления, изотропные кристаллические решетки, хорошую радиационную стойкость и совместимы со многими конструкционными материалами и теплоносителями. Среди недостатков оксидного топлива следует отметить невысокое удельное содержание урана и плутония в единице объема топлива, а также низкую теплопроводность. Некоторые свойства оксидного топлива по сравнению с другими видами керамического топлива представлены в табл. 1.4.

Важной особенностью оксидного топлива является то, что его различные виды относятся к нестехиометрическим оксидам и в зависимости от температуры, парциального давления кислорода в окружающей газовой среде и выгорания в них, в широких пределах, изменяется содержание кислорода в кристаллической решетке, характеризуемое отношением количества атомов кислорода к количеству атомов металла в оксиде (отношение O/M) или степенью *нестехиометрии*, определяемой как $x = O/M - 2$. Для застехиометрического топлива x имеет положительное значение, а для достехиометрического - отрицательное. Поэтому химическая формула нестехиометрического топливного оксида имеет вид $MO_{2\pm x}$, где M - U, Pu или (U+Pu).

Смешанные оксиды урана и плутония $(U,Pu)O_2$, получившие название МОХ-топлива, представляют большую ценность для быстрых реакторов, где

их использование в качестве топлива дает возможность получать коэффициент воспроизводства существенно больше единицы. Однако вследствие медленных темпов строительства быстрых реакторов в последние годы появилась тенденция к использованию МОХ-топлива и в реакторах на тепловых нейтронах, что расширяет топливную базу последних, хотя не является экономически оправданным.

МОХ-топливо имеет высокую радиационную стабильность и хорошую совместимость с конструкционными материалами, что позволяет достигать больших глубин выгорания. К недостаткам МОХ-топлива следует отнести низкую теплопроводность, а также невысокое содержание урана и плутония в единице объема топлива.

МОХ-топливо также обладает высокой радиоактивностью и токсичностью, вследствие чего технологические процессы его производства требуют дистанционного управления и осуществляются в защитных боксах и камерах.

Таблица. 1.4

**Сравнительные свойства оксидного и других видов
керамического ядерного топлива**

Соединение	Решетка		Теоретическая плотность, г/см ³	T _{пл.} , К	Содерж. U и Pu		Сечен. захв. немет. элем., барн
	Тип	Параметры, нм			мас. %	г/см ³	
UO ₂	Кубич. типа CaF ₂	a = 0,54704	10,97	3140	88,2	9,68	0,0002
PuO ₂	Кубич. типа CaF ₂	a = 0,539	11,46	2510	88,0	10,11	0,0002
UC	Кубич. типа NaCl	a = 0,4961	13,63	2640	95,2	13,0	0,0032
UC ₂	Тетрагональная типа CaC ₂ до 2100 К; выше 2100 К – кубич. типа CaF ₂	a = 0,3524 c = 0,5999 a = 0,545	11,68	2740	90,8	10,60	0,0032
PuC	Кубич. типа NaCl	a = 0,497	13,60	2120	95,0	12,91	0,0032
UN	Кубич. типа NaCl	a = 0,48891	14,32	3120	94,4	13,50	1,88
PuN	То же	a = 0,4905	14,23	-	94,5	13,92	1,88
USi	То же	a = 0,54905	10,87	2720	88,1	9,60	0,0005

В твэлах реакторов на быстрых нейтронах используют МОХ-топливо с массовым содержанием плутония от 15 до 30 %, а в твэлах реакторов на тепловых нейтронах - с массовым содержанием от 4 до 8 %.

В областях гомогенности свойства оксидного ядерного топлива, а также характер и интенсивность процессов, происходящих в нем при выгорании и высоких температурах, сильно зависят от содержания в оксиде кислорода, причем эта зависимость особенно велика вблизи стехиометрического состава. Поэтому при определении свойств оксидного топлива крайне важно контролировать его состав, чтобы иметь возможность соотнести измеренное свойство к оксиду с известным отношением О/М. В противном случае погрешность в измерениях свойств может быть большой и существенно превышать методическую погрешность.

Температура плавления. Величина температуры плавления является важной характеристикой ядерного топлива, так как она определяет допустимую мощность твэла. Температура плавления смешанных оксидов урана и плутония плавно понижается от температуры плавления UO_2 (2847 ± 30 °С) до температуры плавления PuO_2 (2428 ± 35 °С) по мере повышения в них концентрации оксида плутония (рис. 1.16).

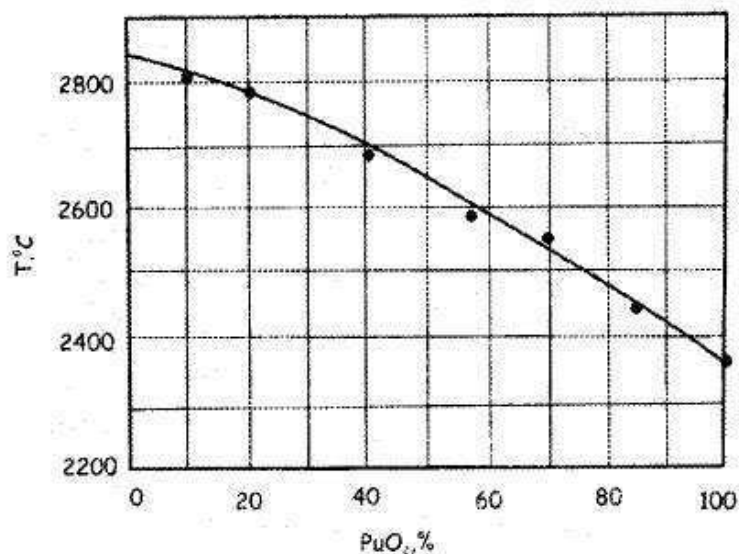


Рис. 1.16. Температура плавления смешанных уран-плутониевых оксидов.

Отклонение от стехиометрического состава в области до- или застехиометрии, а также выгорание снижают температуру плавления смешанных оксидов. Последнее обстоятельство обусловлено физико-химическим взаимодействием матрицы топлива, как с продуктами деления, так и с оксидом америция Am_2O_3 , температура плавления которого составляет 2197 ± 15 °С.

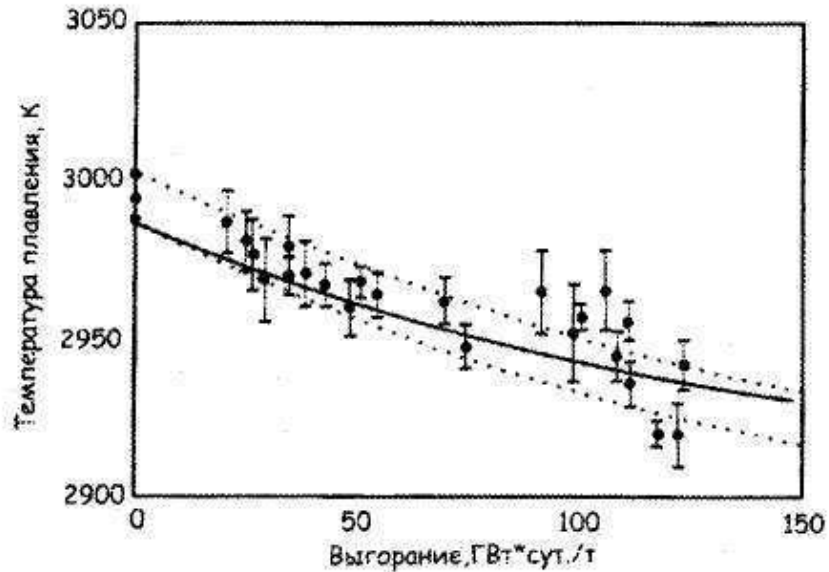


Рис. 1.17. Влияние выгорания на температуру плавления смешанного оксидного топлива.

Принято считать, что при выгорании 100 ГВт·сут/т температура плавления МОХ-топлива снижается приблизительно на 100 °С. Экспериментальные результаты по определению температуры плавления облученного МОХ-топлива показаны на рис. 1.17.

Термическое расширение. Коэффициенты термического расширения топлива и оболочки определяют величину зазора между ними при выходе твэла на мощность. Коэффициенты термического расширения UO_2 , PuO_2 и МОХ-топлива имеют близкие значения (рис. 1.18) и могут быть с хорошей точностью описаны следующими выражениями:

$$\frac{\Delta L(T)}{L(273)} = -2,66 \cdot 10^{-3} + 9,802 \cdot 10^{-6} \cdot T - 2,705 \cdot 10^{-10} \cdot T^2 + 4,391 \cdot 10^{-13} \cdot T^3; \quad (1.87)$$

$$L(T) = L(273) \cdot (9,9734 \cdot 10^{-1} + 9,802 \cdot 10^{-6} \cdot T - 2,705 \cdot 10^{-10} \cdot T^2 + 4,391 \cdot 10^{-13} \cdot T^3), \quad (1.88)$$

$$\alpha_{cp} = 9,828 \cdot 10^{-6} - 6,39 \cdot 10^{-10} \cdot T + 1,33 \cdot 10^{-12} \cdot T^2 - 1,757 \cdot 10^{-17} \cdot T^3, \quad (1.89)$$

для температурного интервала от 273 до 923 К, а для более высоких температур, вплоть до температуры плавления:

$$\frac{\Delta L(T)}{L(273)} = -3,28 \cdot 10^{-3} + 1,179 \cdot 10^{-5} \cdot T - 2,429 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 + 1,219 \cdot 10^{-12} \cdot T^3, \quad (1.90)$$

$$L(T) = L(273) \cdot (9,9672 \cdot 10^{-1} + 1,179 \cdot 10^{-5} \cdot T - 2,429 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 + 1,219 \cdot 10^{-12} \cdot T^3), \quad (1.91)$$

$$\alpha_{\text{ср}} = 1,1833 \cdot 10^{-5} - 5,013 \cdot 10^{-9} \cdot T + 3,756 \cdot 10^{-12} \cdot T^2 - 6,125 \cdot 10^{-17} \cdot T^3. \quad (1.92)$$

Отклонение от стехиометрии в сторону застехиометрии повышает коэффициенты термического расширения оксидного топлива, а в сторону достехиометрии - понижает. Влияние нестехиометрии может быть учтено с помощью следующего множителя $[1+(3,9 \pm 0,9) \cdot x]$, где x - отклонение от стехиометрии. Для смешанных уран-плутониевых оксидов термическое расширение при температуре T определяется как средняя величина из соответствующих значений для UO_2 и PuO_2 , пропорциональная их массовым долям. Увеличение концентрации плутония в MOX-топливе приводит к снижению коэффициента термического расширения при низких температурах и повышению его при высоких (рис. 1.20).

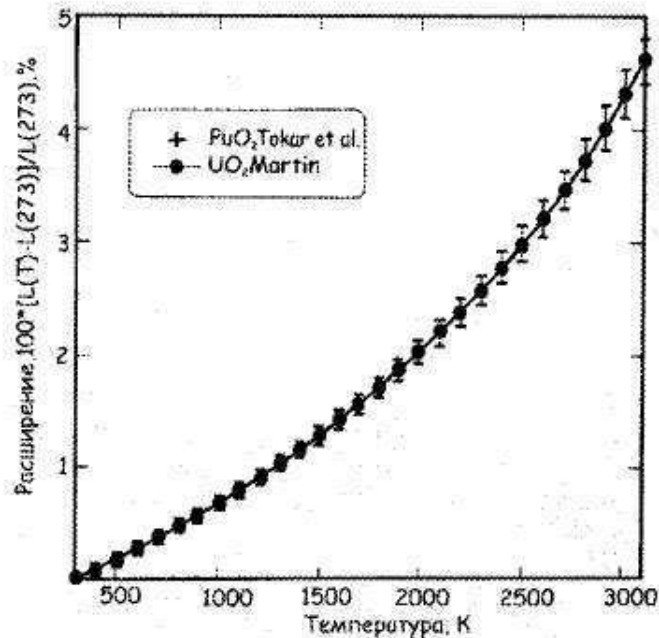


Рис. 1.18. Термическое расширение диоксида урана и диоксида плутония.

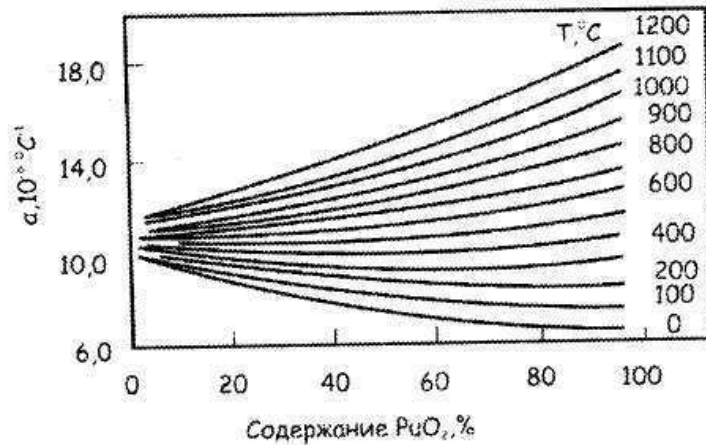


Рис. 1.19. Термическое расширение смеси оксидов UO₂ и PuO₂ в зависимости от содержания PuO₂.

Экспериментальные значения коэффициента термического расширения для таблеток состава 75 % UO₂ - 25 % PuO₂ приведены в табл. 1.5.

Таблица. 1.5

Коэффициент термического расширения таблетки 75 % UO₂ - 25 % PuO₂

Температурный интервал, °C	20 – 300	20 – 600	20 – 800	20 – 1000
$\alpha, 10^{-6} \text{ град.}^{-1}$	8,2	9,9	10,5	11,4

Теплоемкость. Удельная теплоемкость топлива C_p имеет важное значение для оценки поведения реактора в переходных режимах; кроме того, она связана с теплопроводностью топлива [204]. Теплоемкость оксидного топлива можно представить в виде суммы различных составляющих, которые обусловлены фонами, дающими основной вклад в теплоемкость, ангармоническим смещением анионов, термическим расширением, дефектами Шотки и электронными дефектами.

Выражение, описывающее зависимость теплоемкости UO₂ от температуры включает в себя три слагаемых, которые имеют физическое обоснование. Первое учитывает вклад фононов, второе - вклад теплового расширения, а третье - электронный вклад. Это выражение может быть записано в следующем виде и справедливо в интервале температуры от 300 до 3120 К:

$$C_p(T) = C_1 \cdot \frac{\Theta^2 \cdot \exp\left(\frac{\Theta}{T}\right)}{T^2 \cdot \left(\exp\left(\frac{\Theta}{T}\right) - 1\right)^2} + 2 \cdot C_2 \cdot T + \frac{C_3 \cdot E_a}{T^2} \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{T}\right), \quad (1.93)$$

где $C_1 = 302,27 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$; $C_2 = 8,463\cdot 10^{-3} \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}$; $C_3 = 8,741\cdot 10^7 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}$; $\theta = 548,68 \text{ К}$; $E_a = 18531,7 \text{ К}$.

Теплоемкость диоксида плутония описывается тем же выражением, но константы в этом случае будут следующими: $C_1 = 322,49 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$; $C_2 = 1,4679\cdot 10^{-2} \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}$; $C_3 = 0 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}$; $\theta = 587,41 \text{ К}$; $E_a = 18531,7 \text{ К}$.

Теплоемкость смешанного уран-плутониевого оксидного топлива (МОХ-топлива $(U_yPu_{1-y})O_2$) может быть рассчитана исходя из закона аддитивности (Коппа — Ноеманна):

$$C_p(T, (U_{1-y}Pu_y)O_2) = (1-y) \cdot C_p(T, UO_2) + y \cdot C_p(T, PuO_2), \quad (1.94)$$

где $C_p(T, UO_2)$ - теплоемкость UO_2 при температуре T , а $C_p(T, PuO_2)$ - теплоемкость PuO_2 при этой же температуре.

Температурные зависимости теплоемкости UO_2 и PuO_2 изображены на рис. 1.20 и 1.21, из которых видно, что значения теплоемкости этих двух оксидов имеют близкие значения во всем интервале температуры вплоть до температуры плавления. Выше $\sim 1800 \text{ К}$ происходит аномальный рост теплоемкости, и ее величина оказывается приблизительно в 2 раза больше значения, даваемого законом Дюлонга-Пти. Этот рост обусловлен электронными дефектами, количество которых значительно возрастает по мере приближения к температуре плавления.

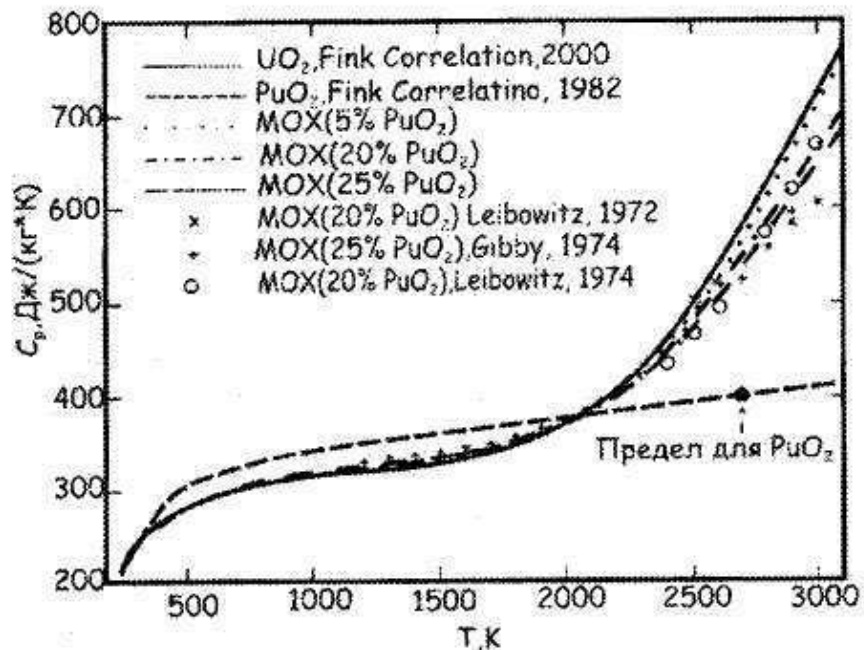


Рис. 1.20. Температурная зависимость теплоемкости диоксида урана.

Теплоемкость топливных оксидов растет не только с увеличением температуры, но и с отклонением от стехиометрии, что обусловлено, по-

видимому, повышением концентрации дефектов кристаллической решетки. Влияние отклонения от стехиометрии (x) на теплоемкость UO_{2+x} изучено не так широко. В графической форме экспериментальные температурные зависимости теплоемкости для интервала температуры 373 - 1673 К и различных значений x представлены на рис. 1.22.

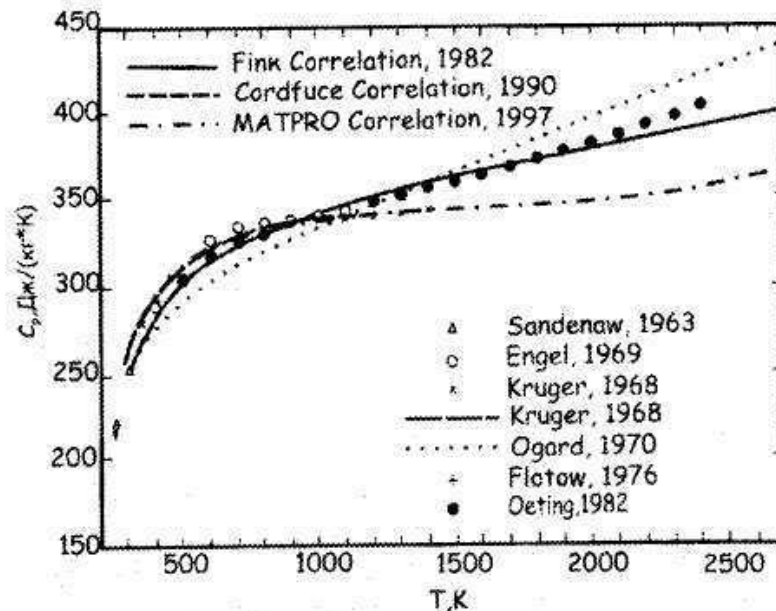


Рис. 1.21. Температурная зависимость теплоемкости диоксида плутония.

Из представленного рисунка видно, что с ростом отклонения от стехиометрии значения теплоемкости UO_{2+x} слегка увеличиваются. Кроме того, на экспериментальных зависимостях теплоемкости $UO_{2,035}$ и $UO_{2,084}$, в интервале температуры 673 - 873 К наблюдаются пики, которые по видимому, связаны с растворением фазы U_4O_9 в UO_{2+x} .

Теплоемкость легированного диоксида урана так же как и теплоемкость МОХ-топлива можно рассчитать по закону аддитивности (1.94).

Данные по влиянию выгорания на теплоемкость диоксида урана в литературе крайне ограничены. Оценка влияния выгорания на теплоемкость диоксида урана проводилась по данным, полученным на *модельном ядерном топливе* (МЯТ).

МЯТ содержит твердые имитаторы продуктов деления (ИПД), концентрация которых соответствует заданному уровню выгорания, но не содержит газообразные и легколетучие ПД. Было показано, что с увеличением концентрации ИПД (что эквивалентно увеличению выгорания) теплоемкость диоксида урана слегка повышается. Отмечается, что измеренные значения теплоемкости МЯТ хорошо совпадают с результатами,

рассчитанными по закону аддитивности. На основании полученных данных было предложено выражение для расчета теплоемкости UO_2 с учетом влияния выгорания. Это выражение основано на уравнении (1.92), в котором для учета влияния выгорания эмпирический коэффициент C_2 заменен на C'_2 :

$$C'_2 = C_2 \cdot (1 + 0,011 \cdot b), \quad (1.95)$$

где C_2 - эмпирический коэффициент, равный $2,43 \cdot 10^{-2} \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-2}$, а b - величина выгорания топлива в ат. %. Влияние выгорания для образцов МЯТ стехиометрического состава с имитацией выгорания 0,3 и 8 ат. %, представлено на рис. 1.24.

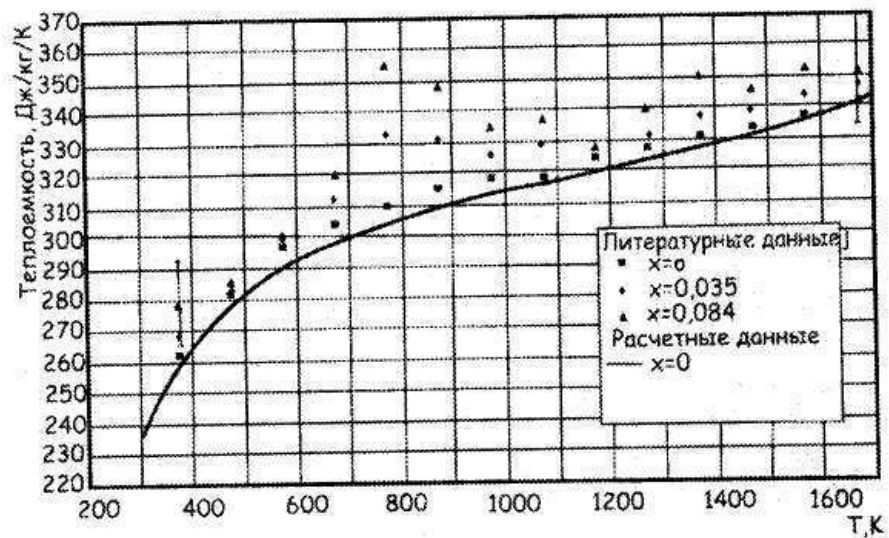


Рис. 1.22. Экспериментальные значения теплоемкости UO_{2+x} .

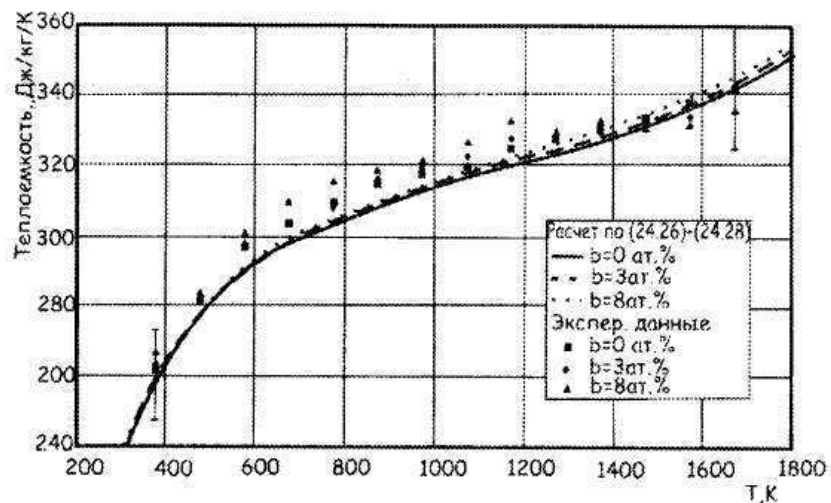


Рис. 1.23. Температурные зависимости теплоемкости UO_2 с имитацией выгорания 0, 3 и 8 ат. %.

Таким образом, выгорание приводит к незначительному повышению теплоемкости диоксида урана.

Теплопроводность. Радиальное распределение температуры в топливном сердечнике, а так же максимальная температура в центре твэла определяется теплопроводностью λ , которая зависит от температуры, пористости, стехиометрического состава, размера зерен, характера и количества примесей и т.д. оксидного топлива.

Согласно [204] теплопроводность оксидного топлива можно рассматривать, по крайней мере, как сумму трех составляющих: фононной или решеточной проводимости $\lambda_{\text{ф}}$, фотонной или радиационной $\lambda_{\text{р}}$ и электронной (включая амбиполярную - вызванную совместным перемещением зарядов обоих знаков, т.е. электронов и положительно заряженных ионов) $\lambda_{\text{е}}$:

$$\lambda = \lambda_{\text{ф}} + \lambda_{\text{р}} + \lambda_{\text{е}}. \quad (1.96)$$

В оксидном топливе основную роль в процессе переноса тепла при температурах ниже 1500К – 1600К играет фононная составляющая теплопроводности, которая описывается выражением:

$$\lambda_{\text{ф}} = \frac{1}{3} C_V \cdot v \cdot l \cdot \rho, \quad (1.97)$$

где C_V - удельная теплоемкость при постоянном объеме, v - средняя скорость фонона, приблизительно равная скорости звука в твердом теле, l - длина свободного пробега фононов, а ρ - плотность твердого тела.

При температуре выше 1200°C оксидное топливо является полупроводником. Для него электронная составляющая теплопроводности описывается выражением:

$$\lambda_{\text{е}} = 2E \frac{k^2}{e^2} \cdot \sigma \left[1 + \frac{2\sigma_1\sigma_2}{\sigma} \left(2 + \frac{E_0}{kT} \right)^2 \right], \quad (1.98)$$

где k - постоянная Больцмана, e - заряд электрона, σ_1 и σ_2 - соответственно электронная и дырочная проводимости, $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$, а E_0 - энергия активации.

Составляющая переноса тепла через среду за счет излучения в первом приближении имеет вид:

$$\lambda_{\text{р}} = \frac{16 \cdot k \cdot n^2 \cdot T^3}{3\alpha}, \quad (1.99)$$

где α и n ($n \approx 2$) - соответственно коэффициенты поглощения и преломления, а k - постоянная Стефана - Больцмана. Она вносит лишь незначительный вклад в теплопроводность оксидного топлива.

Вклады первых двух составляющих в общую теплопроводность диоксида урана представлены на рис. 1.24, из которого видно, что при высоких температурах вклад электронной составляющей теплопроводности превышает вклад фоновой.

Таким образом теплопроводность UO_2 теоретической плотности снижается с повышением температуры, достигая минимума при $\sim 1800 - 2000$ К, а затем повышается вплоть до температуры плавления. Подобным образом ведет себя и теплопроводность МОХ-топлива.

Некоторые соотношения, описывающие температурную зависимость теплопроводности диоксида урана, содержат три члена, но в большинстве из них используются два члена: первый, который уменьшается с температурой, и второй, который возрастает с температурой. Эти два слагаемых соответствуют двум составляющим переноса тепла: фоновой (снижающейся с температурой) и электронной (повышающейся с температурой). При этом в некоторых соотношениях последнее слагаемое может включать в себя другие составляющие (радиационную и амбиполярную).

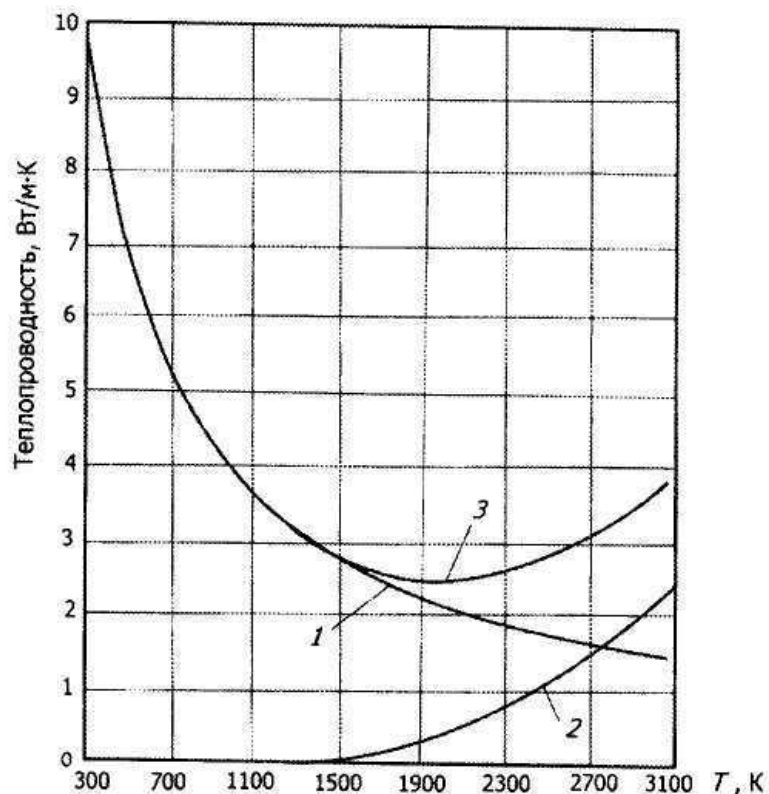


Рис. 1.24. Теплопроводность UO_2 : 1 - фонная составляющая теплопроводности UO_2 , 2 — электронная составляющая теплопроводности UO_2 ; 3 - полная теплопроводность UO_2 .

Наиболее известными и широко используемыми соотношениями, которые отражают эволюцию в подборе аналитической функции описывающей зависимость коэффициента теплопроводности образцов диоксида урана теоретической плотности от температуры, являются следующие.

1. Формула Хардинга и Мартина (Harding and Martin), которая широко используется в компьютерных программах для расчета температуры топлива, а также как основа для других соотношений:

$$\lambda(T) = \frac{1}{0,0375 + 2,165 \cdot 10^{-4} T} + \frac{4,715 \cdot 10^9}{T^2} \exp\left(-\frac{16361}{T}\right). \quad (1.100)$$

Это выражение справедливо для значений T от 298 до 3120 К. Авторы оценивают погрешность этого соотношения в 7 % при $T < 1800$ К и 15 % при $T = 3120$ К.

2. Выражение, представленное в MATPRO (Американский справочник MATerial PROPERTIES), которое получено с помощью аппроксимации большого количества экспериментальных данных:

$$\lambda(T) = \frac{1}{0,04378 + 2,294 \cdot 10^{-4} T} + 1,429 \cdot 10^{-2} \exp(-1,867 \cdot 10^{-3} T). \quad (1.101)$$

3. Формула Рончи (Ronchi), в которой предложено новое выражение для амбиполярной составляющей:

$$\lambda(T) = 1,158 \cdot \left(\frac{100}{6,548 + 23,533 \cdot t} + \frac{6400}{t^{5/2}} \exp\left(-\frac{16,35}{t}\right) \right), \quad (1.102)$$

где $t = T/1000$, T температура в К, а множитель 1,158 необходим для пересчета значений коэффициента теплопроводности образцов UO_2 с 95 на 100 % от теоретической плотности (ТП). Это выражение справедливо для температур от 298 до 3120 К.

4. Формула Финка (Fink), в которой для фоновой составляющей теплопроводности используется модифицированное выражение, полученное с помощью применения метода наименьших квадратов к данным различных исследователей, а для амбиполярной составляющей используется выражение, полученное Рончи:

$$\lambda(T) = 1,158 \cdot \left(\frac{100}{7,5408 + 17,692 \cdot t + 3,6142 \cdot t^2} + \frac{6400}{t^{5/2}} \exp\left(-\frac{16,35}{t}\right) \right). \quad (1.103)$$

Погрешность этого соотношения составляет 10 % при температуре от 298 до 2000 К и 20 % от 2000 до 3120 К.

В графической форме эти зависимости приведены на рис. 1.25. При низких температурах (< 1900 К) значения λ UO_2 , полученные по всем выражениям хорошо согласуются в пределах ± 10 % погрешности, в то время как при высоких температурах выражение MATPRO дает завышенные значения λ . Незначительные расхождения теплопроводности, рассчитанной по этим выражениям при низких (< 1000 К) и высоких температурах (> 1900 К) скорее всего, связаны с видом аппроксимирующего выражения и количеством экспериментальных данных, которые использовались для получения необходимых в этих выражениях значений констант.

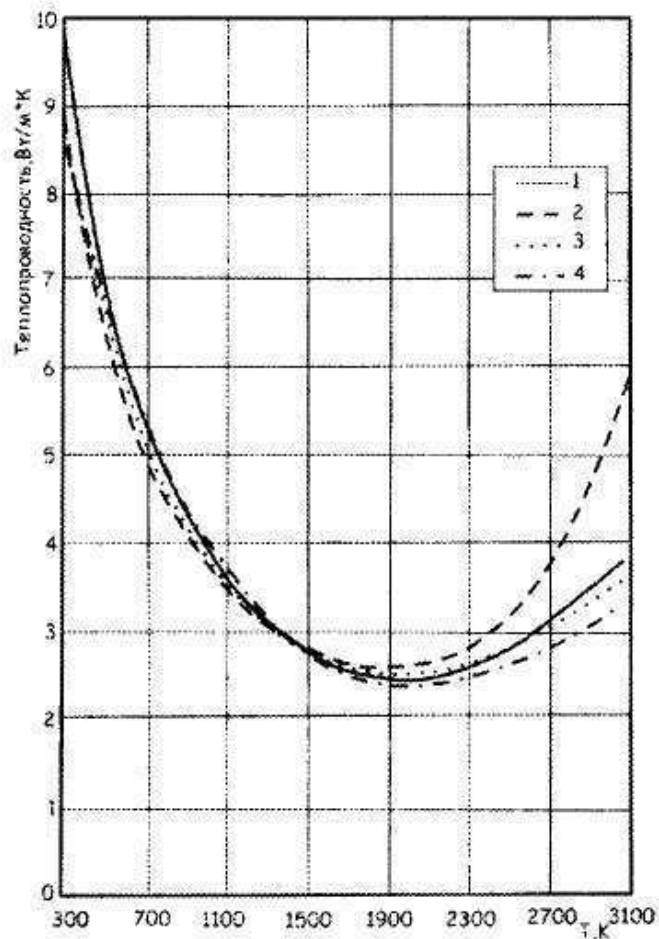


Рис. 1.25. Зависимость коэффициента теплопроводности диоксида урана теоретической плотности от температуры: 1 - расчет по выражению (1.102); 2 - расчет по выражению (1.103); 3 - расчет по выражению (1.104); 4 - расчет по выражению (1.105).

Теплопроводность МОХ-топлива несколько ниже, чем теплопроводность UO_2 , что обусловлено деформацией его кристаллической решетки вследствие образования твердого раствора при введении PuO_2 в

диоксид урана. Однако теплопроводность МОХ-топлива практически не зависит от содержания диоксида плутония при его малых концентрациях (до 5-10 мас. %), но она ниже, чем теплопроводность диоксида урана, а при более высоком содержании (> 10 мас. %) она снижается с повышением содержания PuO_2 в топливе. Температурная зависимость теплопроводности МОХ-топлива в зависимости от содержания плутония и отклонения от стехиометрии представлена на рис. 1.26 и 1.27.

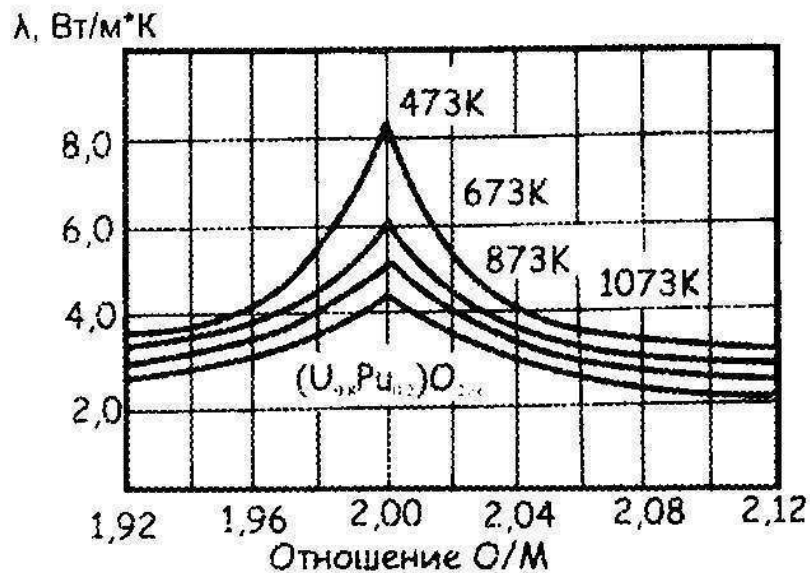


Рис. 1.26. Зависимость теплопроводности смешанного оксида от температуры и нестехиометрии.

Рис. 1.26 показывает, что максимальной теплопроводностью обладают стехиометрические оксиды. Отклонение от стехиометрии в до- и застехиометрическую области составов приводит к снижению теплопроводности. С увеличением температуры влияние нестехиометрии на теплопроводность уменьшается. Когда отношение O/M в смешанном оксиде уменьшается от 2,00 до 1,93, теплопроводность при 1080 К уменьшается на ~ 40 %. Изменение отношения O/M в смешанных оксидах оказывает намного большее влияние на их теплопроводность, чем изменение концентрации плутония. Тепловое сопротивление оксидов можно выразить в виде:

$$R(T) = R_i + R_p(T), \quad (1.104)$$

где R_i и $R_p(T)$ - тепловые сопротивления, обусловленные соответственно структурными дефектами и рассеянием фононов решеткой твердого тела. Значение $R_p(T)$ пропорционально температуре, а R_i - постоянная величина. Тогда тепловое сопротивление:

$$R(T) = A + B \cdot T. \quad (1.105)$$

Отсюда следует

$$\lambda_{\phi} = \frac{1}{R(T)} = \frac{1}{A + B \cdot T} \quad (1.106)$$

Из выражения (1.106) видно, что λ_{ϕ} уменьшается с ростом температуры.

Оксидное топливо обычно содержит определенную долю пористости p , что обусловлено как технологией его приготовления, так и необходимостью достижения глубоких выгораний. Пористость МОХ-топлива для быстрого реактора выше, чем для теплового вследствие более высоких выгораний, обычно достигаемых в быстрых реакторах. Однако пористость снижает теплопроводность топлива. Влияние пористости на теплопроводность можно записать в следующем виде:

$$\lambda = \lambda_m k_p, \quad (1.107)$$

здесь λ_m и λ - теплопроводность UO_2 теоретической плотности и образца с пористостью соответственно, а k_p - коэффициент, зависящий от относительного объема, размера и распределения пор.

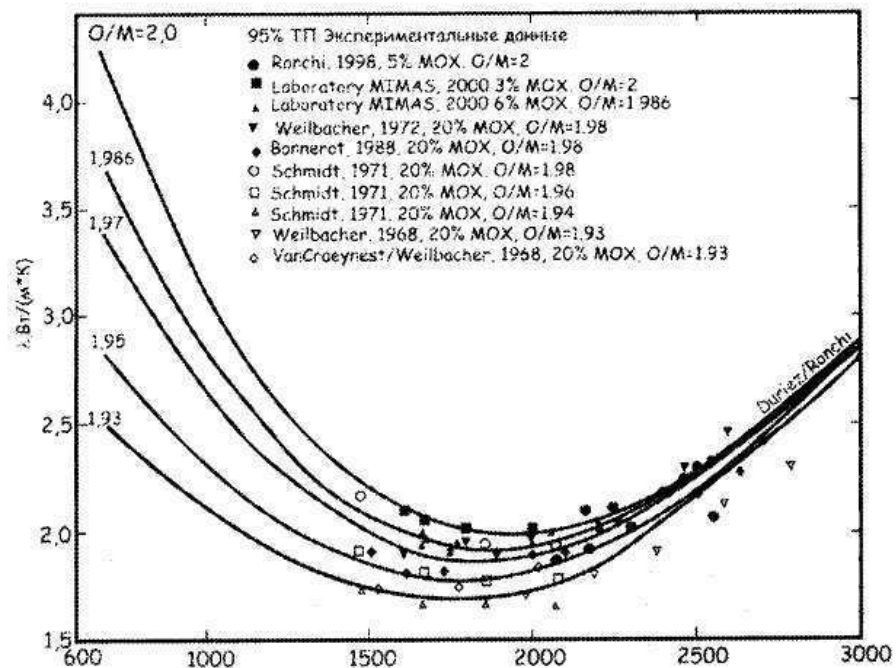


Рис. 1.27. Зависимость теплопроводности 95% плотного МОХ-топлива от температуры и отклонения от стехиометрии.

Для маленьких сферических пор, распределенных равномерно, модифицированное уравнение Лоеба, учитывающее зависимость k_p от температуры, может быть представлено в следующем виде:

$$k_p = 1 - (2,58 - 0,58 \cdot 10^{-3} \cdot T) \cdot p, \quad (1.108)$$

где $p = 1 - \rho/\rho_m$ - доля пористости, ρ - плотность образца с пористостью; а $\rho_m = 10963 \pm 70 \text{ кг/м}^3$ - теоретическая плотность диоксида урана при $T = 273 \text{ К}$. Хотя данная зависимость часто применяется для необлученного топлива, она неприменима для образцов с большими порами, и поэтому, она не может быть использована для облученного топлива.

Формула Максвелла - Эукена включает фактор формы пор и может быть использована для высокопористого топлива ($> 20 \%$):

$$k_p = \frac{1-p}{1+(\sigma-1) \cdot p}, \quad (1.109)$$

где σ - фактор формы пор, равный 1,5 для крупных пор; он больше для более крупных пор и меньше для трубчатых пор.

Также используют следующее соотношение для пористого материала:

$$k_p = (1-p)^{(1-\cos^2 \alpha)/(1-F)+\cos^2 \alpha/2F}, \quad (1.110)$$

где F - фактор формы пор, а $\cos^2 \alpha$ - ориентационный фактор. При этом показатель степени в этом выражении может принимать значения от 1/2 до 3 в зависимости от формы и размеров пор.

На основании (1.109) и большого объема экспериментальных данных получено следующее выражение для учета пористости:

$$k_p = (1-p)^{2.5}. \quad (1.111)$$

Температурные зависимости теплопроводности диоксида урана, в зависимости от плотности, представлены на рис. 1.28.

Влияние пористости на теплопроводность UO_2 сильно зависит от относительного объема, размера и распределения пор. Результаты, рассчитанные по приведенным выше зависимостям, могут различаться более чем на 25 % для одинаковых значений пористости. Поэтому для корректного учета влияния пористости необходимо знать размеры и распределение пор в образце. Однако необходимо так же учитывать, что при облучении топлива в реакторе эти параметры могут сильно изменяться.

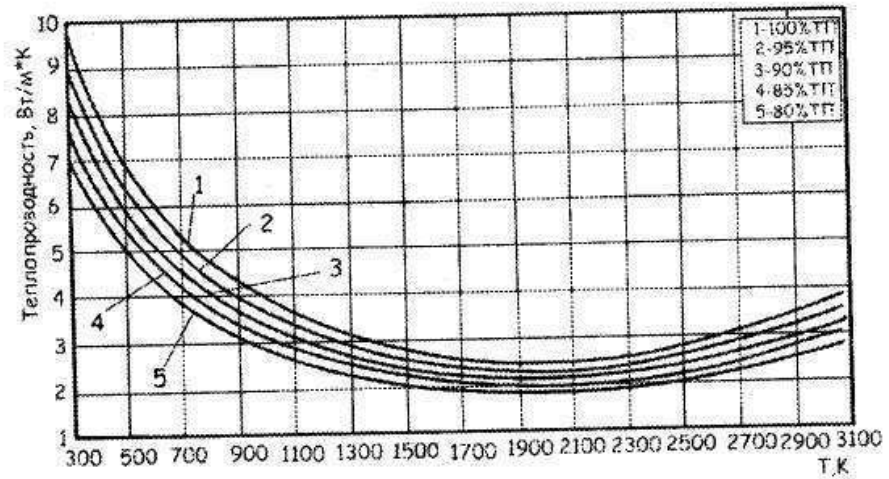


Рис. 1.28. Зависимость теплопроводности диоксида урана от плотности.

Исходя из изложенного выше, нужно очень внимательно подходить к выбору расчетных соотношений для учета влияния пористости материала на его теплопроводность, а так же учитывать то, что при использовании различных соотношений экспериментальные результаты, приведенные к одному и тому же значению плотности, могут сильно различаться.

Влияние нестехиометрии на теплопроводность UO_{2+x} показано на рис. 1.29.

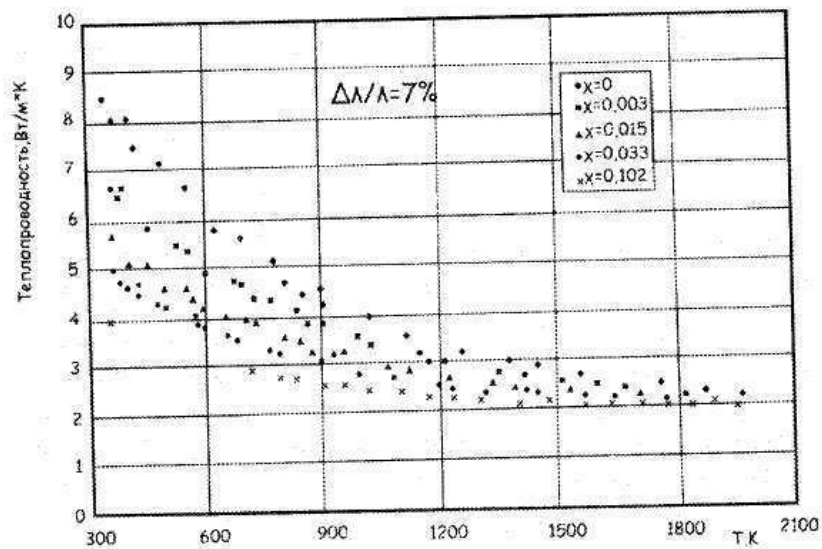


Рис. 1.29. Зависимость теплопроводности UO_{2+x} ($0 < x < 0,102$) от температуры.

Теплопроводность диоксида урана имеет сильную зависимость от величины отношения О/У при низких температурах и уменьшение этой зависимости с ростом температуры.

Известно, что выше комнатной температуры теплопроводность керамических материалов обусловлена в основном фононной составляющей. При этом предполагается, что термосопротивление материала ($R=1/\lambda$) определяется совместным фонон-фононным рассеянием и рассеянием фононов дефектами кристаллической решетки материала (вакансии, дислокации, кластеры, границы кристаллитов, примесные атомы и т.п.). В кристаллической решетке UO_{2+x} избыточные атомы кислорода располагаются в межузлиях анионной подрешетки. Для выполнения принципа электронейтральности необходимо образование пентавалентных ионов урана U^{5+} в катионной подрешетке и эти катионы можно рассматривать как точечные дефекты.

Параметр решетки UO_{2+x} уменьшается с увеличением x , что связано с образованием ионов U^{5+} , радиус которых ($r = 88,0$ пм) меньше радиуса ионов U^{4+} ($r = 100,1$ пм). С другой стороны, внедренные атомы кислорода могут увеличивать параметр кристаллической решетки UO_2 . Концентрация ионов U^{5+} в UO_{2+x} равна $2x$ и эти ионы выступают в качестве центров рассеяния фононов, то их влияние на теплопроводность застехиометрического диоксида урана может быть намного выше, чем влияние внедренных атомов кислорода.

Легирование диоксида урана элементами, образующими с ним твердые растворы приводит к снижению его теплопроводности. Влияние легирования в этом случае аналогично влиянию нестехиометрии. Более низкая теплопроводность легированных образцов по сравнению с UO_2 связана с тем, что в UO_2 доминирует фонон-фононное рассеяние, в то время как в легированных образцах к этому добавляется рассеяние фононов точечными дефектами. Кроме того, при превышении предела растворимости, дополнительное снижение теплопроводности может возникать за счет образования по границам зерен UO_2 сложных оксидных фаз с низкой теплопроводностью.

Влияние точечных дефектов на теплопроводность связано с сечением рассеяния фононов точечными дефектами Γ_i . Этот параметр может быть описан следующим выражением

$$\Gamma_i = y_i \left[\frac{(A_i - A)^2}{A^2} + \eta \frac{(r_i - r)^2}{r} \right], \quad (1.112)$$

где y_i - атомная доля точечных дефектов, A_i - атомная масса точечного дефекта i -го типа, A - средняя атомная масса замещенных атомов в решетке, r_i - атомные радиусы точечных дефектов i -го типа в узлах решетки, r - средний атомный радиус замещенного иона в узле решетки, η - феноменологический параметр, выражающий величину возникающих в решетке напряжений.

Таким образом, при растворении легирующих элементов в решетке UO_2 возникают напряжения за счет различия ионных радиусов урана и легирующих элементов, а за счет разницы атомных масс, усиливается роль энгармонизма в рассеянии фононов. Эти факторы приводят к повышению теплового сопротивления решетки. Кроме того, при введении в UO_2 полупрозрачных оксидов типа Me_2O_3 в кристаллической решетке образуются ионы U^{5+} , что еще больше увеличивает концентрацию центров рассеяния фононов. Так как величина параметра η может составлять ~ 30 , то вклад фактора напряжения в снижение теплопроводности на порядок превышает эффективность массового фактора (различия атомных масс урана и легирующего элемента).

Увеличение концентрации оксидов свыше значения предельной растворимости приводит к образованию по границам зерен вторых фаз с более низкой теплопроводностью, чем у UO_2 , что способствует дальнейшему снижению теплопроводности. В графическом виде влияние концентрации легирующих элементов, образующих твердые растворы с диоксидом урана, на теплопроводность при разных температурах показано на рис. 1.30.

Выгорание снижает теплопроводность оксидного ядерного топлива за счет накопления растворимых продуктов деления, и за счет образования большого количества радиационных дефектов при воздействии на материал осколков деления при низких температурах облучения. Это уменьшение особенно сильно проявляется при температуре ниже 1000 К. С ростом температуры облучения влияние выгорания на теплопроводность снижается.

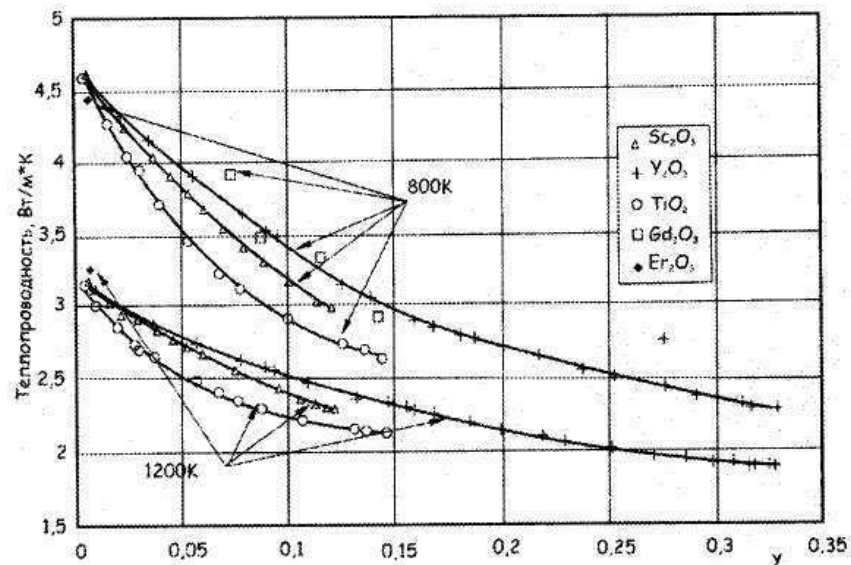


Рис. 1.30. Концентрационные зависимости теплопроводности $\text{U}_{1-y}\text{Me}_y\text{O}_2$ (y — содержание легирующего элемента).

В [188] для двуокиси урана теплопроводность (ккал/м·час·град) задается следующими выражениями:

$$\lambda = \gamma \cdot e^{-1,2 \cdot 10^{-3} \cdot T}, \quad T \leq 1273 \text{ К}, \quad (1.113)$$

$$\lambda = \gamma \cdot \frac{225}{10+T} + 0,22 \cdot 10^{-9} \cdot T^3, \quad T > 1273 \text{ К}. \quad (1.114)$$

В [189, 190] для двуокиси урана теплопроводность (Вт/м·град) задается следующими выражениями:

$$\lambda(T) = \frac{5500}{560+T} + 0,942 \cdot 10^{-10} \cdot T^3, \quad (1.115)$$

где T – температура, K .

1.1.5.2.3.3. Теплофизические свойства карбидного ядерного топлива.

Основные характеристики, преимущества и недостатки карбидного ядерного топлива представлены в ПРИЛОЖЕНИИ 4.

Введение углерода в уран несколько снижает его температуру плавления и температуру полиморфных превращений $\alpha \leftrightarrow \beta$ и $\beta \leftrightarrow \gamma$. Растворимость углерода в уране мала и при эвтектической температуре составляет менее 0,02 мас. %.

В системе уран-углерод существуют три карбидные фазы UC, U₂C₃ и UC₂, характеристики которых приведены в табл. 1.6.

Термическое расширение. Величина КТР важна для оценки термомеханического поведения топлива и прогнозирования его механического взаимодействия с оболочкой при изменении температурных режимов работы твэла. Кроме того, расширение топлива при разогреве вызывает дополнительный отрицательный температурный коэффициент реактивности.

Для плавленого UC с содержанием углерода от 4,7 до 5,05 мас. % коэффициент термического расширения (КТР) в интервале температур 20 - 2000 °С описывается выражением:

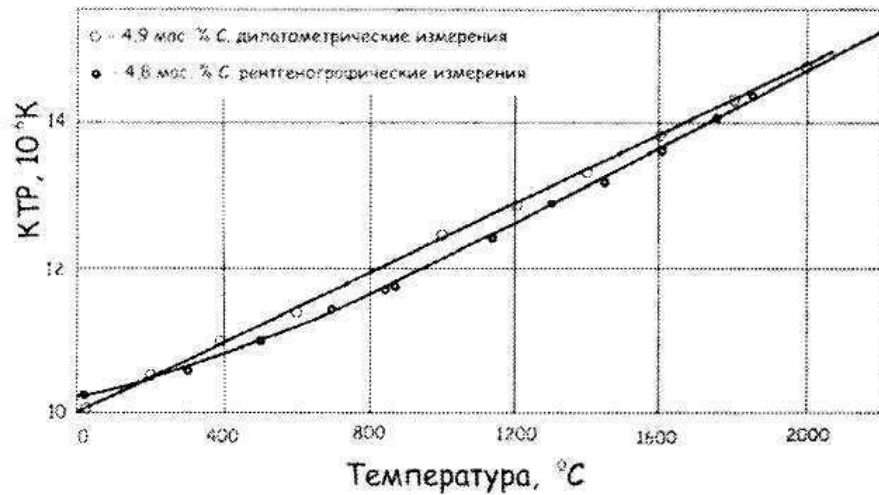
$$(L_T - L_0) / L_0 = -2,01 \cdot 10^{-4} + 1,004 \cdot 10^{-5} \cdot T + 1,17 \cdot 10^{-9} \cdot T^2, \quad (1.116)$$

где T в °С. Температурные зависимости КТР спеченных и плавленых образцов UC, полученные с помощью дилатометра и рентгенографического измерения параметра решетки, показаны на рис. 1.31.

Таблица. 1.6

Некоторые характеристики карбидов урана

Карбидная фаза	Тип решетки	Параметры решетки, пм	Плотность, г/см ³
UC	ГЦК, тип NaCl	$a = 496,0$	13,6
U ₂ C ₃	ОЦК	$a = 808,89$	12,9
α -UC ₂	Тетрагональная, тип CaC ₂	$a = 351,3$ $c = 598,7$	11,68
β -UC ₂	ГЦК, тип KCN	$a = 547,0$	-

Рис. 1.31. Зависимость коэффициента термического расширения α от температуры для UC.

Для литых образцов значения КТР хорошо описываются уравнением (1.116), а для спеченных они выше на $\sim 30\%$ независимо от состава.

Температурная зависимость КТР PuC имеет значения того же порядка, что UO₂ и UC. С повышением температуры КТР PuC монотонно возрастает (рис. 1.32).

Однако возможное присутствие Pu₃C₂ в PuC может приводить к аномальному поведению образцов монокарбида плутония при нагреве вследствие того, что Pu₃C₂ имеет большую плотность (14,6 - 15,3 г/см³), чем PuC (13,6 г/см³). При нагревании образцов выше 550°C, когда Pu₃C₂ растворяется в PuC, происходит резкое увеличение размера образца вследствие уменьшения его плотности. Происходит аномальное расширение PuC.

Значения коэффициента термического расширения смешанных карбидов в интервале температуры 200-1400°C, приведены в табл. 1.7. Они не зависят от концентрации плутония (от 5 до 20 мас.%) отношения С/Ме (Ме = U+Pu) и малых количеств никеля (0,1 мас.%), вводимых как технологическая добавка.

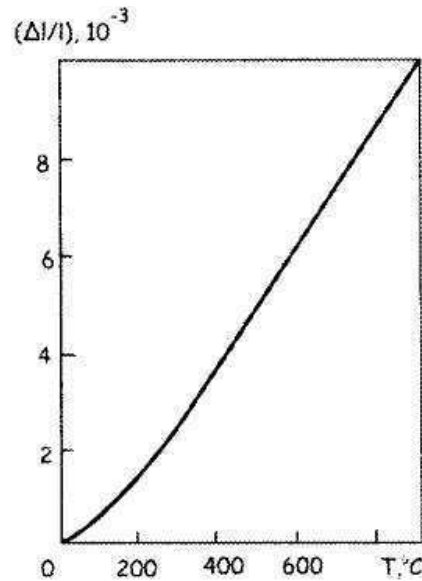


Рис. 1.32. Дилатометрическая кривая монокарбида плутония с атомным содержанием углерода 45,8 %.

Таблица. 1.7

Термическое расширение
(U_{0,95}Pu_{0,05})C_{0,98} + 0,1 мас.% Ni

Температура, °C	Расширение, %	$\alpha \cdot 10^{-6}, \text{K}^{-1}$
200	0,150	8,6
400	0,382	10,2
600	0,627	10,9
800	0,883	11,4
1000	1,221	11,9
1200	1,422	12,1
1400	1,678	12,7

Теплоемкость. Характер температурной зависимости теплоемкости UC при постоянном давлении C_p и постоянном объеме C_v представлен на рис. 1.33.

Рекомендуемое аналитическое выражение для расчета теплоемкости UC между 298 и 2780 К имеет следующий вид:

$$C_p = 50,924 + 2,5707 \cdot 10^{-2} \cdot T - 1,86711 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 + 5,71334 \cdot 10^{-9} \cdot T^3 - 6,184 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \right], \quad (1.117)$$

Теплопроводность ядерного топлива является одной из его важнейших характеристик, так как она определяет соотношение между мощностью Q , температурой поверхности T_s и центра топливного столба T_c , которое имеет вид:

$$Q = 4\pi \int_{T_s}^{T_c} \lambda \cdot dT. \quad (1.118)$$

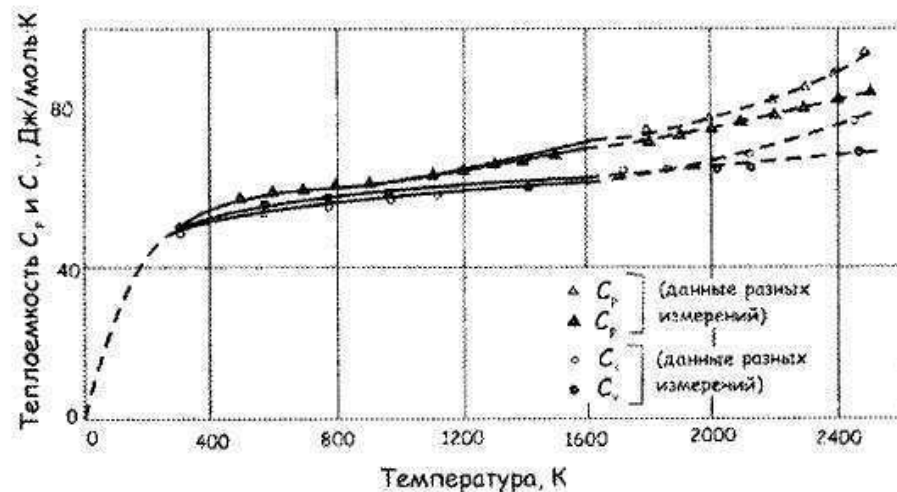


Рис. 1.33. Теплоемкость UC при постоянном давлении C_p и при постоянном объеме C_v в зависимости от температуры.

Цель исследования теплопроводности ядерного топлива заключается в определении температурного поля в топливном сердечнике, и в частности, температуры его центра в эксплуатационных условиях.

Для стехиометрического UC со 100 % плотностью была предложена следующая температурная зависимость теплопроводности в интервале 500 - 2000 К:

$$\lambda = 20 + 1,3 \cdot 10^{-3} (T - 500), \quad (1.119)$$

где T - температура в °С.

В графическом виде зависимость теплопроводности λ для UC от низких температур до 2500 К изображена на рис. Рис. 1.34, из которого следует, что теплопроводность UC снижается с ростом температуры, достигает минимума

около 1500 К (~20 Вт/(м·К)), а затем увеличивается до значения, равного приблизительно 26 Вт/(м·К) при 2500 К.

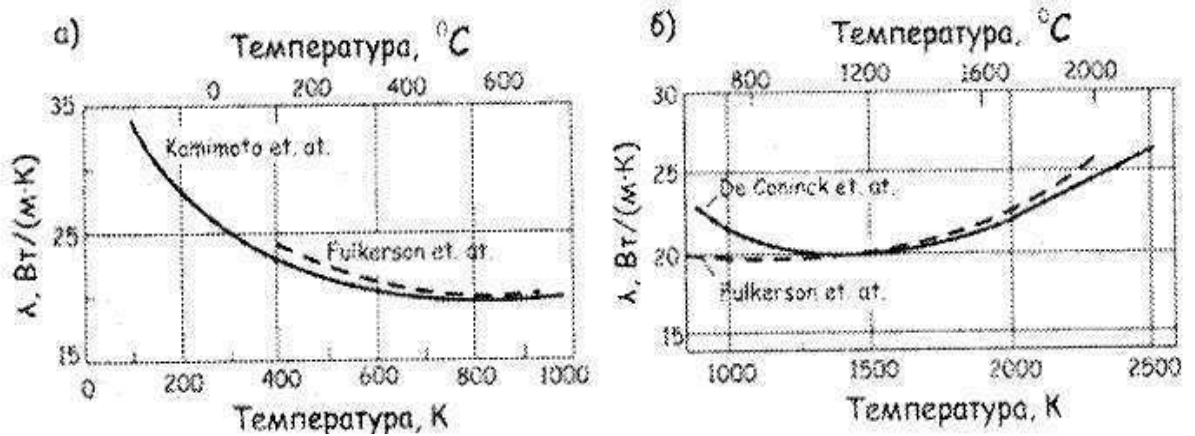


Рис. 1.34. Теплопроводность λ монокарбида урана UC в зависимости от температуры по данным различных авторов: *a* - при низких температурах; *б* - при высоких температурах.

Для карбидов, имеющих содержание углерода от 4,0 до 4,8, теплопроводность может быть определена интерполяцией.

Теплопроводность UC_{1±x} с плотностью 100 % ТП при 70 °С как функция содержания углерода приведены в табл. 1.8.

Таблица. 1.8

Влияние содержания углерода в UC на его теплопроводность при 70 °С

Мас.% C	4,6	4,7	4,8	4,85	4,9	5,0	5,1	5,2	5,3	5,4	5,5
λ Вт/(м·К)	20,2	20,9	22,3	25,7	26,3	26,9	26,7	26,2	25,6	25,3	25,0

В [188] для монокарбида урана теплопроводность (ккал/м·час·град) задается следующим выражением:

$$\lambda = 19,1 + 0,3 \cdot \left(\frac{t}{100} - 4 \right)^2, \quad 100^\circ\text{C} \leq t \leq 750^\circ\text{C} \quad (1.120)$$

Согласно [184, 194-201] коэффициент теплопроводности UC₂ с плотностью 100 % ТП между 300 и 2000 °С имеет следующую температурную зависимость:

$$\lambda = 3,24 + 6,92 \cdot 10^{-3} T, \quad (1.121)$$

где T - температура в °С.

Карбид U_2C_3 со 100 % плотностью и содержащий 15 об.% UC_2 имеет между 27 и 1750°C коэффициент теплопроводности, описываемый уравнением

$$\lambda = 6,58 + 5,63 \cdot 10^{-3} T, \quad (1.122)$$

где T - температура в °C.

Влияние пористости P на теплопроводность может быть учтено с помощью соотношения:

$$\lambda_m = [(1 - P)/(1 + 2P)] \cdot \lambda_{тп}, \quad (1.123)$$

где λ_m - величина коэффициента теплопроводности образца с пористостью $P = 1 - \rho/\rho_{теор}$; а $\lambda_{тп}$ - коэффициент теплопроводности образца с плотностью 100 %.

Наличие в монокарбиде урана кислорода и азота снижает теплопроводность. Влияние кислорода на величину коэффициента теплопроводности при различных температурах показано на рис. 1.35. Наиболее сильное влияние на снижение теплопроводности оказывают сравнительно небольшие добавки кислорода (до 5 %), особенно при низкой температуре; дальнейшее увеличение концентрации кислорода мало сказывается на уменьшении теплопроводности.

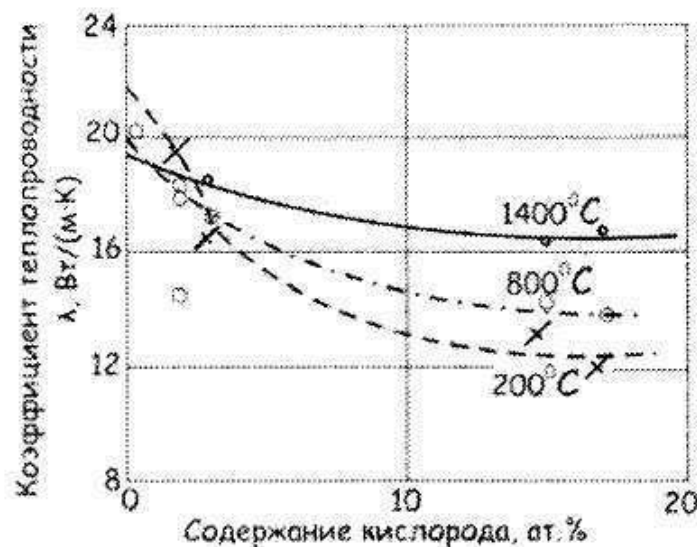


Рис. 1.35. Влияние кислорода на теплопроводность UC при 200, 800 и 1400 °C.

Монокарбид плутония PuC имеет по сравнению с UC более низкую теплопроводность. Его введение в UC снижает теплопроводность последнего, особенно при температуре ниже 1000 °C. Для смешанного

карбида ($U_{0,8}Pu_{0,2}$)C со 100% плотностью коэффициент теплопроводности в интервале 500 - 1900 °C описывается выражением:

$$\lambda = 16 + 3,4 \cdot 10^{-3}(T - 500), \quad (1.124)$$

где T - температура в °C.

В графическом виде обобщенные температурные зависимости коэффициентов теплопроводности простых и смешанных карбидов урана и плутония имеют вид, показанный на рис. 1.36, где:

$$UC: \quad \lambda = 21,7 - 3,01 \cdot 10^{-3} \cdot T + 3,61 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \quad (50 < T < 700 \text{ } ^\circ\text{C});$$

$$\lambda = 20,2 + 1,48 \cdot 10^{-3} \cdot T \quad (700 < T \leq 2300 \text{ } ^\circ\text{C});$$

$$(U_{0,8}Pu_{0,2})C: \quad \lambda = 17,5 - 5,65 \cdot 10^{-3} \cdot T + 8,14 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \quad (50 < T < 500 \text{ } ^\circ\text{C});$$

$$\lambda = 12,76 + 8,71 \cdot 10^{-3} \cdot T - 1,88 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \quad (500 < T \leq 2300 \text{ } ^\circ\text{C});$$

$$PuC: \quad \lambda = 7,45 - 4,04 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,2 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 \quad (100 < T \leq 1300 \text{ } ^\circ\text{C}).$$

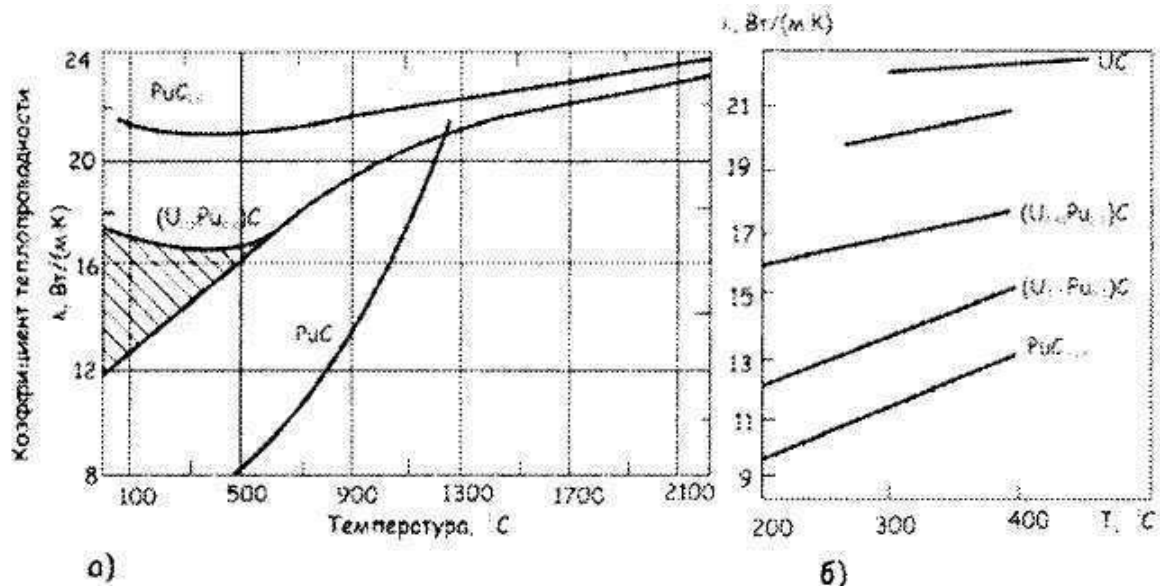


Рис. 1.36. Теплопроводность UC, PuC и (UPu)C в зависимости от температуры (а) и содержания плутония в (UPu)C (б).

За счет высокой теплопроводности карбидов при поддержании температуры оболочки твэла на уровне 700 °C температура центра топливного столба в случае зазора, заполненного гелием составит 1400 °C, а в случае зазора, заполненного натрием, - 1000 °C. Кроме того, оксидный топливный сердечник начинает плавиться при линейной мощности твэла - 650 Вт/см, в то время как плавление карбидного топлива происходит лишь при 1200 - 1300 Вт/см.

1.1.5.2.3.4. Теплофизические свойства нитридного ядерного топлива.

Основные характеристики, преимущества и недостатки нитридного ядерного топлива приведены в ПРИЛОЖЕНИИ 5.

Коэффициент термического расширения моонитрида урана почти линейно возрастает от $7,4 \cdot 10^{-6}$ 1/К при 100 °С до $9,4 \cdot 10^{-6}$ 1/К при 1200 °С. Введение в моонитрид урана моонитрида плутония приводит в увеличению КЛТР (рис. 1.37). Коэффициент термического расширения смешанного нитрида состава $(U_{0,85}Pu_{0,15})N$ в интервале температур 25 - 1000 °С равен $9,8 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹.

Коэффициент теплопроводности. В зависимости от температуры коэффициент теплопроводности UN теоретической плотности описывается уравнением:

$$\lambda_{UN} = 10,55 + 2,00 \cdot 10^{-2} \cdot T - 5,96 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \text{ [Вт/м} \cdot \text{К]}, \quad (1.125)$$

где T в °С.

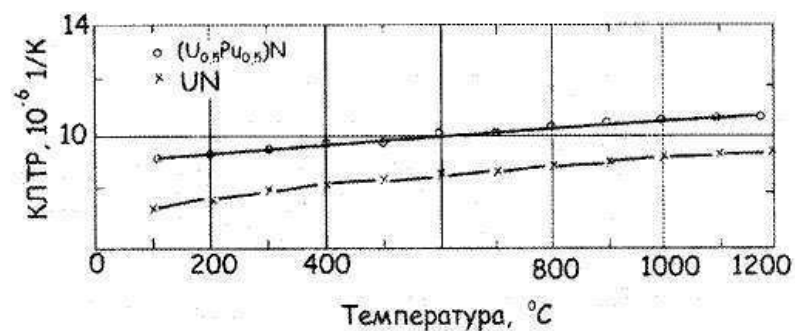


Рис. 1.37. Коэффициент линейного термического расширения UN и $(U_{0,85}Pu_{0,15})N$.

Коэффициент теплопроводности PuN теоретической плотности описывается выражением:

$$\lambda_{PuN} = 7,74 + 1,337 \cdot 10^{-2} \cdot T - 9,49 \cdot 10^{-6} \cdot T^2. \quad (1.126)$$

PuN оказывает отрицательное влияние на теплопроводность смешанного нитридного топлива. На рис. 1.38 для сравнения показана теплопроводность UN, PuN и твердого раствора $(U_{0,8}Pu_{0,2})N$. Таким образом, добавки PuN снижают высокую теплопроводность UN.

Для $(U_{0,8}Pu_{0,2})N$ получено выражение:

$$\lambda = 11,35 + 6,74 \cdot 10^{-3} \cdot T - 1,02 \cdot 10^{-6} \cdot T^2. \quad (1.127)$$

Влияние PuN на температуропроводность нитрида урана хорошо видна на рис. 1.39, где нитрид плутония существенно снижает температуропроводность UN.

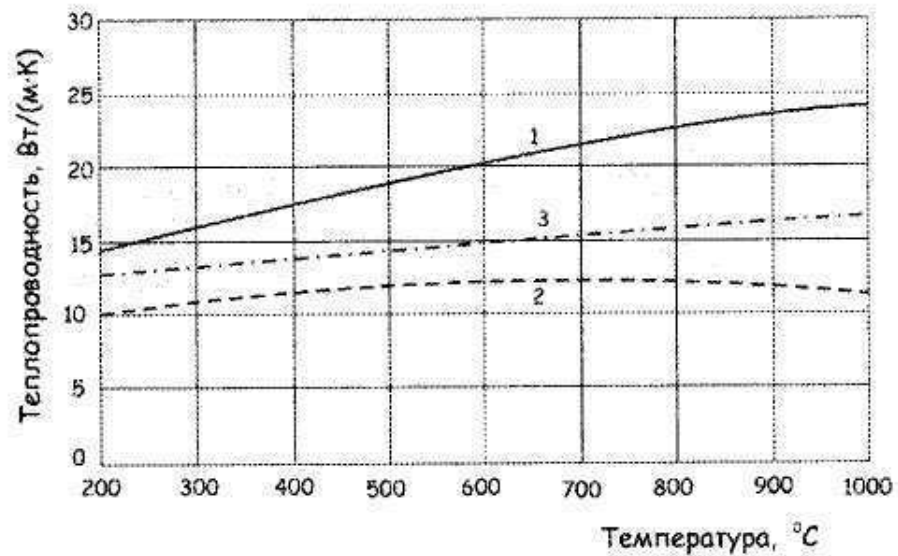


Рис. 1.38. Температурные зависимости теплопроводности UN (1), PuN (2) и $(U_{0,8}Pu_{0,2})N$ (3).

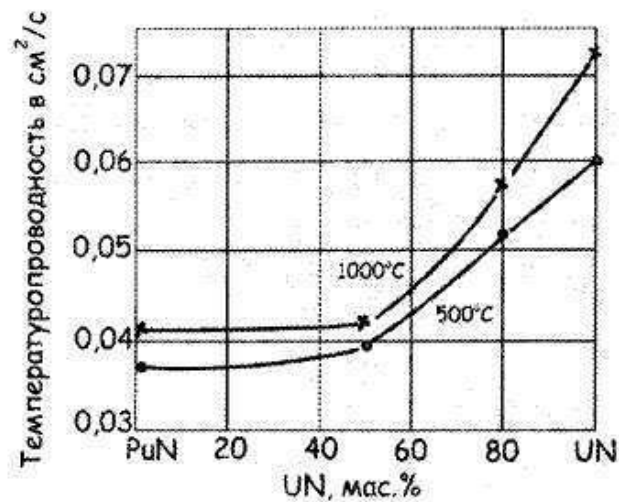


Рис. 1.40. Влияние состава на температуропроводность U-Pu нитрида. Значения температуропроводности приведены для беспористого материала.

На основании обобщения результатов экспериментального изучения теплопроводности предложена следующая зависимость теплопроводности от температуры, содержания плутония и исходной пористости топливного нитрида:

$$\lambda = (1,37 - 1,6 \cdot C + 1,142 \cdot C^2) \cdot T^{0,41} \cdot (1 - p_0) / (1 + p_0), \quad (1.128)$$

где λ - теплопроводность топлива, Вт/м·К, p_o - пористость сердечника, отн. ед.; C - массовая доля нитрида плутония в смешанном топливе, отн. ед. Эта зависимость может быть использована до температуры 1620 °С и пористости топлива до 0,2.

Изменение теплопроводности в процессе выгорания может быть оценено на основе изменений пористости за счет распухания. Однако для корректного учета изменения теплопроводности с выгоранием топлива требуется исследование облученного или модельного топлива.

1.1.5.2.4. Дисперсионное ядерное топливо.

Дисперсионное ядерное горючее получило свое название вследствие того, что топливная фаза дисперсно распределена в неактивной матрице. При создании его предполагалось, что низкая теплопроводность керамики и ее высокая хрупкость будут компенсированы за счет пластичной и в то же время прочной матрицы.

Дисперсионные элементы из двуокиси урана в металлической матрице, дисперсионные элементы из карбида и двуокиси урана в матрице из топливного материала, дисперсионные элементы (керметы) с карбидами, сульфидами, двуокисью урана и другими соединениями в матрице из тугоплавких и керамических материалов и их теплофизические свойства кратко представлены в ПРИЛОЖЕНИИ 6.

1.1.5.3. Теплофизические свойства жидких топливных материалов ядерных реакторов.

1.1.5.3.1. Теплофизические свойства жидких металлов.

По сравнению с исследованиями твердых тел изучение их жидкого состояния находится еще в начальном периоде. Возникающие здесь экспериментальные проблемы значительно сложнее как вследствие беспорядочного расположения атомов в жидком состоянии, так и потому, что температуры жидкого состояния тел выше, чем твердого. Изучать газы проще, чем жидкости, так как межатомные силы в газах значительно меньше и можно применить законы идеальных газов. С практической точки зрения жидкие металлы представляют большой интерес [207]. Повышенный интерес проявляется к применению жидких металлов как теплоносителей среды в химических и силовых установках и ядерных реакторах. Это и явилось за последние годы толчком к исследованию жидких металлов и сплавов в США и в меньшей степени в Англии и в СССР.

Картину строения жидких металлов можно получить, изучая их различные физические свойства в жидком состоянии и сопоставляя с соответствующими свойствами твердых металлов. На основании этих наблюдений был предложен ряд теорий для объяснения явления плавления и поведения жидкостей [208] и рассмотрен также вопрос об устойчивости жидких металлов.

По данным рентгеноструктурных экспериментов плотность жидкого металла настолько близка к плотности твердого, что расстояние между атомами в жидком металле может быть лишь немного больше, чем в твердом.

Тепловое движение атомов в жидком состоянии не может сильно отличаться от их теплового движения в твердом состоянии, на что указывает небольшое увеличение теплоемкости при переходе через точку плавления.

Теплофизические свойства жидких металлов представлены в ПРИЛОЖЕНИИ 7.

1.1.5.3.2. Теплофизические свойства кориума.

Согласно работам [209-211], пренебрегая конвекцией расплава, уравнение теплопереноса для жидкой фазы можно записать в следующем виде:

$$\rho_1 c_{p1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \nabla (k_1 \nabla T_1) + q, \quad (1.129)$$

где ρ_1 - плотность и c_{p1} - теплоемкость при постоянном давлении жидкой фазы, а k_1 - коэффициент ее теплопроводности, q - плотность теплового источника.

В этих работах коэффициент теплопроводности для кориума задавался следующим выражением:

$$k_1 = 30 + 4,5 \cdot 10^{-5} (T - 1350)^2, \quad (1.130)$$

что обуславливает сложное нелинейное поведение системы. Так тепловой поток в сторону области с меньшей температурой может быть меньше, чем в сторону области с большей температурой вследствие того, что при более высокой температуре будет выше коэффициент теплопроводности [212-214].

1.1.5.4. Теплофизические свойства газообразных топливных материалов ядерных реакторов.

Теплофизические свойства газообразных топливных материалов ядерных реакторов представлены в ПРИЛОЖЕНИИ 8.

1.1.6. Ядерный геореактор на бегущей волне.

В работах [67-69,74,76,79,80,82-84] впервые разработана гипотеза геореактора типа Л. Феоктистова на границе твердого и жидкого ядра земли, а также методы нейтринной диагностики геореактора на границе твердого и жидкого ядра земли.

Очевидно, что однозначным тестом на существование геореактора внутри Земли является спектр геонейтрино. Особенно в области энергии $E > 3,272$ МэВ, где регистрируются только геонейтрино “деления”, то есть, те, которые возникают в процессе деления актинидов. В этом смысле оказывается, что идея геореактора оказывается плодотворной не только для понимания истинной физической природы так называемых “гелиевых парадоксов”, но одновременно эффективно решает проблему теоретического описания экспериментального спектра реакторных антинейтрино в KamLAND, имеющую место в области энергии антинейтрино $\sim 2,8$ МэВ.

Вклад нейтринного спектра геореактора в результаты KamLAND-эксперимента кратко представлен в Приложении 9.

1.2. Выводы по литературному обзору и постановка задачи исследования.

Из вышеизложенного следует, что особую актуальность в настоящее время приобретают исследования кинетики ядерных реакторов Л.П. Феоктистова, реализующих нейтронно-делительную автоволну ядерного горения и являющихся реакторами V поколения.

Хотя исследования кинетики волнового нейтронно-ядерного горения не завершены и остаются не исследованными многие вопросы, например, режимы теплопереноса, гетерогенная структура активной зоны, влияние кинетики радиационных дефектов топлива и фазового состояния топлива, тепловой конвекции и перемешивания (для жидкого или газообразного) топлива, радиационной стойкости конструкционных материалов стенки твэлов, режимы поджига (инициализации) и др., уже существует несколько предложений возможных принципиальных конструкций волновых ядерных реакторов [10,11, 14, 22,25-27, 30-33,36-39,55,58,61,62, 119-127], в основе которых лежат научные работы [1-118], обосновывающие принципиальную теоретическую и, по-видимому, при остающихся пока не решенными вышеуказанных проблемах техническую возможность реализации режимов медленного нейтронно-ядерного горения в реакторах нового V поколения.

На сегодняшний день все исследования кинетики волнового нейтронно-ядерного горения проводились лишь в быстрой области энергий нейтронов, то есть, для быстрых волновых реакторов, причем, согласно выше изложенному, в результате была выявлена проблема радиационной стойкости стенки твэла. Оказалось, что для быстрых волновых реакторов радиационная

стойкость стенки твэла должна быть 500 ДПА, а в ближайшее время будут созданы конструкционные материалы для стенки твэла с радиационной стойкостью равной 200 ДПА.

В связи с этим возникает задача поиска других более низких областей энергий нейтронов, в которых мог бы быть реализован режим волнового нейтронно-ядерного горения, так как это обеспечит снижение радиационного воздействия на стенку твэла и тем самым будет найдено принципиальное решение проблемы радиационной стойкости стенки твэла..

Кинетика реактора типа Феоктистова, характеризуется рядом принципиальных для теории нелинейных диссипативных структур особенностей, одной из которых является неравновесность уран-плутониевой делящейся среды в условиях высоких плотностей нейтронного поля и высоких температур.

Кинетические уравнения ядерного реактора включают уравнения с обратными связями различного вида. Базовые кинетики реактора связаны прямыми и обратными связями с кинетиками теплопереноса и радиационных дефектов топлива.

Образование в ядерном топливе диссипативных тепловых структур, характерных для режимов с обострением Курдюмова, может, по-видимому, существенно влиять на кинетику реактора, в частности, в волновых ядерных реакторах на саму реализацию волны медленного нейтронно-ядерного горения в реакторе типа Феоктистова, и на ее устойчивость.

Кинетика дефектов топлива, через изменение геометрических размеров, вызванных пластической деформацией, набуханием или разрушением топлива, находящегося под нагрузкой и облучением, а также через изменение его плотности влияет на реактивность реактора.

Образование диссипативных структур дефектов, которые могут также породиться и тепловыми структурами, может влиять на кинетику реактора.

Целью работы была реализация режима волнового нейтронно-ядерного горения для областей энергий нейтронов значительно меньших быстрой области и реализация режимов с обострением в уран-плутониевой делящейся среде. Для реализации цели в работе необходимо решить следующие задачи:

- разработать обобщенный критерий Феоктистова для реализации режима волнового нейтронно-ядерного горения;

- провести исследование с помощью компьютерного расчета выполнения обобщенного критерия Феоктистова для реализации режима волнового нейтронно-ядерного горения в широком реакторном диапазоне энергий нейтронов (0,010эВ – 1МэВ) и определение возможных областей энергий

нейтронов для реализации режима волнового нейтронно-ядерного горения в уран-плутониевой делящейся среде;

- провести математическое моделирование кинетики режима волнового нейтронно-ядерного горения в уран-плутониевой делящейся среде для заданного диапазона энергий нейтронов, для которого было обнаружено выполнение обобщенного критерия волнового горения;

- провести разработку теории режимов с обострением в уран-плутониевой делящейся среде;

- провести математическое моделирование, демонстрирующее реализацию режимов с обострением в уран-плутониевой делящейся среде, для чего следует:

а) получить расчетным путем зависимости сечений основных нейтронно-ядерных реакций для основных реакторных нуклидов от температуры уран-плутониевой топливной среды (Доплер эффект) в широком температурном диапазоне (до 7000К);

б) получить расчетным путем зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений основных нейтронно-ядерных реакций для основных реакторных нуклидов от температуры уран-плутониевой топливной среды в широком температурном диапазоне (до 7000К);

в) получить расчетным путем зависимости плотности теплового источника от температуры, делящейся уран-плутониевой среды;

г) провести математическое моделирование, демонстрирующее реализацию режимов с обострением в уран-плутониевой делящейся среде, для чего следует.

РАЗДЕЛ 2. СВЕРХМЕДЛЕННОЕ ВОЛНОВОЕ НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОЕ ГОРЕНИЕ НА НАДТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

2.1. Сверхмедленное волновое нейтронно-ядерное горение на холодных, тепловых, надтепловых и резонансных нейтронах.

2.1.1. Введение.

Сегодня является актуальным разработка теории как технических волновых реакторов с внутренней безопасностью (реакторы типа Феоктистова) [1-118], так и природного геореактора [67-69,74,76,79,80,82-84].

Как отмечалось выше в разделе 1, по-видимому, наиболее важным для технической реализации волновых реакторов представляется необходимость поиска решения проблемы высокой повреждающей интегральной дозы быстрых нейтронов на конструкционные материалы для волновых ядерных реакторов, которая для режимов волнового ядерного горения с максимальными величинами выгорания по урану 238 могут достигать ~ 500 сна. Причем, сегодня материалов выдерживающих такую радиационную нагрузку еще не создано, и максимальная, достижимая радиационная нагрузка для действующих реакторных металлов $100 \div 200$ сна.

Действительно, как показано в работе [217] и представлено на таблице 2.1 из [217], все смоделированные режимы волнового горения не обеспечивают необходимую радиационную стойкость конструкционных материалов стенки твэла.

В данном разделе разрабатывается методология поиска областей энергий нейтронов значительно меньшей быстрой области, в которых возможна реализация режима волнового нейтронно-ядерного горения, что позволит, прежде всего, решить проблему радиационной стойкости конструкционного материала стенки твэла для волновых ядерных реакторов.

В работе [9] Л.П. Феоктистовым на примере первоначально технического урана, облучаемого внешним источником нейтронов, для образующейся уран-плутониевой делящейся среды (воспроизводящий нуклид ${}_{92}^{238}\text{U}$ и делящийся нуклид ${}_{94}^{239}\text{Pu}$) предложен критерий (условие), при выполнении которого в нейтронной мультиплицирующей среде реализуется стационарная волна медленного ядерного горения. Критерий Феоктистова состоит в том, что равновесная концентрация делящегося нуклида (для рассматриваемой нейтронной мультиплицирующей среды) должна превышать его критическую концентрацию. Для рассматриваемой в [9] уран-плутониевой цепочки ядерных реакций под концентрациями активной компоненты ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, называемых равновесной и критической, мы понимаем такие ее концентрации, при которых равно число ядер активной компоненты

или нейтронов, соответственно, непрерывно образующихся и исчезающих при протекании этих ядерных реакций, и для частного, рассматриваемого в [9] случая критерий выглядит так: $N_{равн}^{239Pu} > N_{крит}^{239Pu}$.

Таблица 2.1. Результаты численных экспериментов по исследованию параметров волнового режима для U – Pu и Th - U циклов [217].

	$\Delta_{1/2}$ [cm]	u [cm/day]	ϕ [cm ⁻² s ⁻¹]	ψ [cm ⁻²]	$\langle \sigma_{dpa} \rangle$ [barn]	$\frac{n_{dpa}}{200}$	Fuel burn-up	Solution
U - Pu cycle								
Sekimoto [56]	90	0.008	$3.25 \cdot 10^{15}$	$3.2 \cdot 10^{23}$	1000	3.2	~43%	No
Rusov [110]	200	2.77	10^{18}	$6.2 \cdot 10^{24}$	1000	62	~60%	No
Pavlovich [104]	-	0.003	-	$1.7 \cdot 10^{24}$	1000	17	~30%	No
Fomin [89]	100	0.07	$2 \cdot 10^{16}$	$2.5 \cdot 10^{24}$	1000	25	~30%	No
Fomin [86]	125	1.7	$5 \cdot 10^{17}$	$3.2 \cdot 10^{24}$	1000	32	~40%	No
Chen [20]	216	0.046	$3 \cdot 10^{15}$	$1.2 \cdot 10^{24}$	1000	12	~30%	No
Weaver [121]	-	-	-	-	-	1.75	~20%	No
Th - U cycle								
Teller [14]	70	0.14	$\sim 2 \cdot 10^{15}$	$8.6 \cdot 10^{22}$	1000	0.96	~50%	Yes
Seifritz [218]	100	0.096	10^{15}	$9.0 \cdot 10^{22}$	1000	0.90	~30%	Yes
Melnik [93]	100	0.0055	$0.5 \cdot 10^{16}$	$7.9 \cdot 10^{24}$	1000	~80	~50%	No
U - Pu (+ moderator)								
Example	100	0.234	$2.5 \cdot 10^{15}$	$9.2 \cdot 10^{23}$	100	0.92	~20%	Yes
Ideal TWR	-	-	-	10^{24}	100	1.0	~20%	Yes

Так как компьютерное моделирование кинетики нейтронной мультиплицирующей среды – очень трудная задача, требующая затрат больших вычислительных ресурсов, то проверка критерия Феоктистова становится единственным способом предварительного поиска нуклидного состава нейтронной мультиплицирующей среды и внешних параметров, для которых возможна реализация волны медленного ядерного горения. Однако проведение такого поиска осложняется тем, что равновесная концентрация делящегося нуклида и его критическая концентрация, входящие в критерий Феоктистова, есть функции, зависящие от энергетического спектра нейтронов, изменяющегося с изменением нуклидного состава, нуклидного состава и внешних параметров, таких как температура, давление и геометрия делящейся среды.

2.1.2. Волна ядерного горения А.И. Ахиезера для тепловых нейтронов.

Хотя в работе [15] решалась другая задача и исследовались ее решения, она представляет для рассматриваемой нами темы несомненный интерес и вносит определенный вклад в теоретическое обобщение закономерностей возможных процессов нейтронно-мультипликативного горения и обоснование принципиальной возможности реализации волнового горения в тепловой области энергий нейтронов.

В работе [15] рассматривалось распространение в большой нейтронно-мультиплицирующей системе, имеющей форму цилиндра или параллелепипеда большой длины (один из геометрических параметров должен значительно превышать два других), цепной ядерной реакции на тепловых нейтронах в однокрупном диффузионно-возрастном приближении. Цепная ядерная реакция инициировалась внешним источником нейтронов, который задавался его плотностью потока нейтронов на торце цилиндра (задача II в [15]).

При этом в [15] плотность тепловых нейтронов $n(\vec{r}, t)$ удовлетворяет следующему диффузионному интегро-дифференциальному уравнению, которое может быть получено из эффективного однокрупного уравнения в диффузионно-возрастном приближении [221, 222,64] при учете того, что так называемый возраст тепловых нейтронов τ пропорционален среднему значению квадрата перемещения нейтрона в процессе замедления от точки рождения быстрого нейтрона до точки рождения теплового нейтрона (например, [222,13]):

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\Delta n(\vec{r}, t) - \frac{1}{\tau_c} n(\vec{r}, t) + \frac{k_\infty}{\pi^{3/2} r_0^3 \tau_c} \int n(\vec{r}', t) \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|^2}{r_0^2}\right) dV', \quad (2.1)$$

где D – коэффициент диффузии тепловых нейтронов, τ_c – время их жизни по отношению к захвату, k_∞ – коэффициент размножения нейтронов для бесконечной среды, r_0 – средняя длина замедления нейтронов.

Вид подынтегрального члена в (2.1) предполагает, что все размеры нейтронно-мультиплицирующей системы значительно превышают длину замедления нейтронов r_0 . Отметим, что хотя в (2.1) интегрирование проводится по объему, занятому нейтронно-мультиплицирующей средой, в действительности в силу малости средней длины замедления нейтронов r_0 по сравнению с характерными размерами системы оно распространяется только на малую окрестность точки \vec{r}' с диаметром порядка r_0 . Это позволяет в интеграле в (2.1), содержащем гауссову функцию, расширить пределы интегрирования до бесконечности с экспоненциальной точностью.

Причем, в работе [15] коэффициент размножения нейтронов задавался в виде, следующим из известной формулы «четырех сомножителей» для тепловых реакторов (например, [222,13]) при пренебрежении коэффициентом размножения на быстрых нейтронах ε , который для тепловых реакторов близок к единице ($\varepsilon \cong 1,00 \div 1,03$):

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon \theta_f \phi \approx \eta \theta_f \phi, \quad (2.2)$$

где η - среднее число нейтронов, образующихся при захвате одного нейтрона топливом, θ_f - вероятность поглощения теплового нейтрона ядром урана, ϕ - функция вероятности резонансного поглощения для нейтрона ядрами урана 238.

Однако, по-видимому, с целью упрощения задачи рассматривалось лишь кинетическое уравнение для нейтронов и не учитывались кинетические уравнения для концентраций нуклидов мультиплицирующей делящейся среды, иначе пришлось бы решать систему кинетических уравнений с обратными нелинейными связями (пример такой кинетической системы из 20 уравнений представлен ниже в разделе 2.1.6 данной работы, а также, например, в [9,82,83,2, 110]).

Действительно, в работе [15] коэффициент размножения нейтронов задавался на уровне выражения (2.2), хотя, как известно (например, [220,13]), каждый из сомножителей, входящих в (2.2) зависит от состава топливной делящейся среды и ее конструкции, например, η задается следующим выражением:

$$\eta = \frac{\sum_i \nu_i \sigma_f^i N_i}{\sum_i \sigma_a^i N_i}, \quad (2.3)$$

где ν_i - среднее число нейтронов, образующихся при делении одного ядра i - того нуклида топливной делящейся среды, σ_f^i - сечение деления i - того нуклида, σ_a^i - сечение поглощения нейтрона i - того нуклида, N_i - плотность ядер i - того нуклида.

Таким образом, в [15] не учитывалось изменение состава делящейся среды и процесс мультипликации нейтронов описывался на уровне коэффициента размножения нейтронов (выражения (2.1) и (2.2)), который, как известно, зависит от нуклидного состава делящейся среды и сечений нейтронно-ядерных реакций (выражение (2.3)), которые в свою очередь зависят от энергий нейтронов и могут при этом значительно изменять свои значения (см., например, рис. 2.1 и 2.2 данной работы). Следовательно, при таком упрощенном способе описания, за коэффициентом размножения скрывались зависимости от состава делящейся среды и от энергии нейтронов. Естественно это наложило соответствующие ограничения на полученные в [15] решения и выводы.

В [15] было получено решение кинетического уравнения (2.1) для плотности тепловых нейтронов для полубесконечного цилиндра ($0 \leq z \leq +\infty$) квадратного сечения ($0 \leq x, y \leq a$), на торце которого ($z=0$) задавался либо поток $j_0(x, y, t)$, либо плотность $n_0(x, y, t)$ нейтронов, что соответствует наличию внешнего источника нейтронов на торце (задача II в [15]) и было проведено исследование его поведения для асимптотик по времени и по длине цилиндра для двух частных случаев надкритического и

подкритического состояния нейтронно-мультиплицирующей делящейся среды.

Отметим, что выбор геометрии делящейся среды в виде цилиндра или параллелепипеда большой длины был сделан в [15] потому, что в этом случае надкритическое или подкритическое состояние практически не зависит от длины, то есть, можно пренебречь влиянием торцов и отношение площади поверхности к объему остается практически постоянным при изменении длины.

В соответствии с [15], если система граничит с вакуумом и ее размеры велики по сравнению с длиной свободного нейтронов, то граничное условие на внешней боковой поверхности ($x = 0 \div a$; $y = 0 \div a$) заключается в равенстве нулю плотности нейтронов и в соответствии с этим решения (2.1) искались в следующем виде:

$$n(\vec{r}, t) = n(z, t) \sin(\pi x/a) \sin(\pi y/a). \quad (2.4)$$

Заметим, что, конечно же, равенство нулю плотности потока нейтронов следует задавать на экстраполированной боковой поверхности системы, но на эту неточность в [15] можно не обращать внимания, так как это легко можно поправить.

Подставляя (2.4) в уравнение (2.1) получим следующее уравнение для функции $n(z, t)$:

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(z, t)}{\partial z^2} - 2 \frac{\pi^2 D}{a^2} n(z, t) - \frac{1}{\tau_c} n(z, t) + \frac{k_\infty}{\pi^{1/2} r_0 \tau_c} e^{-\frac{\pi^2 r_0^2}{2a^2} \int_0^\infty n(z', t) \exp\left(-\frac{(z-z')^2}{r_0^2}\right) dz'}. \quad (2.5)$$

Так как диффузионный поток равен $j_z = -D \frac{\partial n(z, t)}{\partial z}$, то граничные и начальные условия для задачи II в [15] имели вид:

$$n(z, t)|_{t=0} = 0, \quad n(z, t)|_{z=0} = n_0(t) \quad \text{или} \quad \frac{\partial n(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{j_0(t)}{D}. \quad (2.6)$$

При этом граничные условия на торце цилиндра были следующие:

$$\begin{aligned} j_0(x, y, t) &= j_0(t) \sin(\pi x/a) \sin(\pi y/a); \\ n_0(x, y, t) &= n_0(t) \sin(\pi x/a) \sin(\pi y/a). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Решение уравнения (2.5) с начальными и граничными условиями (2.6) и (2.7) (задача II в [15]), с помощью прямого и обратного преобразования Фурье было получено в [15] в следующем виде:

$$n(z, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi D^*}} \int_0^t j_0(t-\mu) \frac{\exp\left(\frac{A^*}{\tau_c} \mu - \frac{z^2}{4D^* \mu}\right)}{\sqrt{\mu}} d\mu, \quad (2.8)$$

где

$$D^* = D + \frac{1}{4} k_\infty \frac{r_0^2}{\tau_c} \quad (2.9)$$

и называется эффективным коэффициентом диффузии [221],

$$A^* = k_\infty - 1 - \frac{2\pi^2}{a^2} D^* \tau_c \quad (2.10)$$

- эффективный коэффициент размножения нейтронов.

В [15] исследовалось полученное решение (2.8) в предположении, что поток нейтронов на границе прямоугольного цилиндра при $z=0$ постоянен, то есть, не зависит от времени. В этом случае решение (2.8) упрощается и имеет следующий вид:

$$n(z,t) = \frac{j_0}{\sqrt{\pi D^*}} \int_0^t \frac{\exp\left(\frac{A^*}{\tau_c} \mu - \frac{z^2}{4D^* \mu}\right)}{\sqrt{\mu}} d\mu = \frac{j_0}{\sqrt{\pi D^*}} J, \quad (2.11)$$

где через J обозначен интеграл, входящий в (2.11).

Авторов работы [15], прежде всего, интересовал надкритический режим $A^* > 0$ и было показано, что в этом случае можно говорить о некоторой скорости медленного ядерного горения. Для нахождения этой скорости были рассмотрены асимптотики выражения (2.11) для $n(z,t)$ при $z = vt$, $v = \text{const}$, $z, t \rightarrow \infty$, то есть, в точках наблюдения движущихся вдоль оси тела с той или иной постоянной скоростью v . Асимптотики $n(z,t)$ легко находятся, если преобразовать интеграл J в (2.11) с помощью замены переменных к виду стандартного интеграла Лапласа $\int_a^b \varphi(u) \exp(\lambda u) du$, где λ - большой положительный параметр, а u - вещественно [15].

Как показано в [15], если ввести величины

$$v_0 = 2 \sqrt{\frac{A^* D^*}{\tau_c}} \quad (2.12)$$

и

$$L_0 = 2 \sqrt{\frac{D^* \tau_c}{A^*}} = \frac{4D^*}{v_0}, \quad (2.13)$$

имеющие размерность скорости и длины, то, если величина $2z/L_0$ в показателе экспоненты интеграла J , преобразованного к виду стандартного интеграла Лапласа, является большим параметром - $z/L_0 \gg 1$, интегрируя J по частям, находим главный член асимптотики интеграла J и соответственно асимптотику выражения (2.11) для плотности нейтронов $n(z,t)$ при $z = vt \rightarrow \infty$, $v = \text{const}$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} n(z,t) &\approx \frac{j_0}{2\sqrt{\pi D^*}} \frac{L_0}{z} \exp\left[\frac{z}{L_0} \left(\frac{v_0}{v} - \frac{v}{v_0}\right)\right] \varphi\left(\frac{1}{2} \left(\frac{v_0}{v} - \frac{v}{v_0}\right)\right) = \\ &= \frac{4j_0}{\sqrt{\pi z}} \sqrt{D^*} \exp\left[\frac{z}{L_0} \left(\frac{v_0}{v} - \frac{v}{v_0}\right)\right] \frac{v^{1/2}}{v^2 + v_0^2}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Как видно из (2.14) для всех постоянных скоростей $v < v_0$ величина $n(z,t)$ экспоненциально возрастает с увеличением расстояния z от торца

цилиндра (или времени, так как $z = vt$), в случае же $v > v_0$, наоборот величина $n(z,t)$ экспоненциально убывает с увеличением расстояния z . Если же скорость v равна скорости v_0 , то происходит резкая смена характера асимптотики $n(z,t)$ – из экспоненциальной она становится степенной и она очень медленно убывает с расстоянием:

$$n(z,t) \approx \frac{j_0}{\sqrt{\pi v_0}} \sqrt{\frac{L_0}{z}}. \quad (2.15)$$

Используя выражение (2.14), можно найти скорость распространения постоянной плотности тепловых нейтронов на больших расстояниях от торца цилиндра. Полагая $n(z,t) = \tilde{n}$, ищем решение для скорости z/t в следующем виде:

$$\frac{z}{t} = v_0 + \varepsilon(z), \quad \frac{\varepsilon(z)}{v_0} \ll 1. \quad (2.16)$$

В результате получим

$$\frac{\varepsilon(z)}{v_0} \approx \frac{1}{2} \frac{L_0}{z} \ln \left[\frac{j_0}{\sqrt{\pi \tilde{n} v_0}} \sqrt{\frac{L_0}{z}} \right], \quad \frac{z}{L_0} \gg 1. \quad (2.17)$$

Дифференцируя (2.16) по времени t , находим для мгновенной скорости dz/dt следующее выражение:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{v_0 + \varepsilon(z)}{1 - t \frac{d\varepsilon}{dz}} \approx v_0 \left(1 - \frac{L_0}{4z} \right). \quad (2.18)$$

Таким образом, мгновенная скорость распространения постоянной плотности тепловых нейтронов в первом порядке по L_0/z не зависит от плотности нейтронов \tilde{n} и на больших расстояниях от торца цилиндра асимптотически стремится к v_0 – скорости медленного ядерного горения в делящемся веществе. Действительно, в случае обычного медленного горения, когда результатом реакции является достижение определенной температуры, скорость медленного горения пропорциональна $\sqrt{\lambda/\tau}$, где λ – коэффициент температуропроводности, а τ – характерное время реакции [223,224]. В рассматриваемом случае речь идет о достижении некоторой фиксированной плотности нейтронов в данной точке, обусловленной как мультипликацией, так и диффузией нейтронов. Согласно выражению (2.12) для v_0 роль характерного времени реакции играет время жизни нейтрона τ_c , а роль коэффициента переноса – среднее геометрическое из эффективного коэффициента диффузии D^* (2.9) и эффективного коэффициента мультипликации A^* (2.10).

В работе [15] были рассмотрены также асимптотики плотности нейтронов $n(z,t)$ в двух важных случаях (больших расстояний и больших времен) и получены следующие асимптотические выражения:

а) в случае растущих z и фиксированных t , то есть, при $z \rightarrow \infty, t = \text{const}$ и $v/v_0 \gg 1$ (так как $v \neq \text{const}$)

$$n(z,t) \approx \frac{4j_0}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{D^* t^3}}{z^2} e^{A^* t / \tau_c} e^{-z^2 / (4D^* t)}, \quad \frac{z^2}{4D^* t} \gg 1; \quad (2.19)$$

а) в случае растущих t и фиксированных z , то есть, при $t \rightarrow \infty, z = \text{const}$ и $v/v_0 \ll 1$

$$n(z,t) \approx \frac{2j_0}{\sqrt{\pi v_0}} \frac{1}{\sqrt{A^* \frac{t}{\tau_c}}} e^{A^* t / \tau_c}, \quad A^* \frac{1}{\tau_c} \gg 1, \quad v_0 \gg v = \frac{z}{t}. \quad (2.20)$$

Первый из рассмотренных случаев соответствует «мгновенной» картине распределения плотности нейтронов по всей длине цилиндра, а второй описывает эволюцию плотности в каждой данной фиксированной точке z . Из выражений для асимптотик (2.19) и (2.20) видно, что на больших расстояниях величина $n(z,t)$ экспоненциально падает в зависимости от расстояния, а при больших временах для надкритического режима ($A^* > 0$) экспоненциально возрастает с течением времени вследствие мультипликации. Видно также, что при $A^* > 0$ плотность нейтронов неограниченно возрастает с течением времени и характерным временем является величина $\frac{\tau_c}{A^*}$. Это означает, что в этом случае цепная реакция спонтанных делений при невозможности отвода нейтронов и энергии приведут к взрыву системы. Как отмечено в [15], необходимо, однако, иметь в виду, что экспоненциальный рост $n(z,t)$ существенно связан с линейностью используемого приближения и при учете нелинейных относительно $n(z,t)$ членов интенсивность роста будет уменьшаться. Авторы [15] полагали, что плотность нейтронов $n(z,t)$ будет ограниченной функцией, а скорость распространения фронта горения – такой же, как и в линейном приближении.

В случае подкритического режима $A^* < 0$, когда число нейтронов, рождающихся при делении ядер, недостаточно для поддержания самопроизвольной цепной ядерной реакции, показатели экспонент в выражениях (2.19) и (2.20) отрицательны и плотность нейтронов убывает как с течением времени, так и с увеличением расстояния от торца цилиндра. При этом можно говорить о некоторой характерной длине, на которую распространяются нейтроны в этом случае. Такой длиной согласно [15] является величина $\sqrt{D^* \tau_c / |A^*|}$.

Наиболее важный для нас вывод, полученный в [15] в результате анализа поведения для асимптотик решения (2.11) для плотности нейтронов $n(z,t)$ и асимптотик по времени и по длине цилиндра (2.19) и (2.20) состоит в том, что для случая надкритического состояния нейтронно-мультиплицирующей делящейся среды показано возможное существование волнового горения, распространяющегося с постоянной скоростью и практически неизменной амплитудой вдоль оси цилиндра и представляющего наложение процессов мультипликации и диффузии

нейтронов, а в случае подкритического состояния нейтронно-мультиплицирующей делящейся среды нейтронный процесс затухает. Важно также, как показано [15], что скорость волнового горения определяется формулой аналогичной для обычного медленного горения [223,224]. Оценка этой скорости волнового горения, представленная в [15] равна ~ 100 см/с. Отметим также, что анализ поведения для асимптотик по времени и по длине цилиндра показал, что для случая надкритического состояния нейтронно-мультиплицирующей делящейся среды для значений скоростей распространения цепного процесса больших указанной выше скорости волнового процесса начинается неуправляемый разгон цепного процесса, то есть, взрыв, а для значений скоростей распространения цепного процесса меньших указанной выше скорости волнового процесса, цепной процесс затухает. В [15] совершенно не исследованы условия или критерии, при которых может реализовываться режим волнового горения, который можно назвать надкритической волной медленного ядерного горения Ахиезера, и единственное условие, которое обозначено в этой работе, это – начальное надкритическое состояние делящейся среды для всего цилиндра. Конечно же, также представляет интерес исследование особенностей кинетики этой волны, ее устойчивость, степень выгорания нуклидов топливной среды и др.

Таким образом, в работе [15] не рассматривались уран-плутониевая (1.1) [9,15,83,2,82] и торий-урановая (например, [14,83,2,82]) цепочки ядерных реакций, лежащих в основе медленного волнового горения (медленная волна Феокистова), на котором основывается вся концепция волновых реакторов нового поколения и благодаря которым эти реакторы обладают свойством внутренней безопасности и позволяют использовать в качестве топлива первоначально необогащенные или слабо обогащенные топливные среды из урана 238 или тория 232. Для медленного волнового ядерного горения, являющегося предметом данной статьи, принципиально важно, чтобы мультиплицирующая делящаяся уран-плутониевая или торий-урановая (или даже торий-урановая-плутониевая) среда первоначально находилась в подкритическом состоянии, а как следует из результатов работы [15] в этом случае волнового цепного процесса не обнаружено.

Отметим также, что скорость медленной волны Феокистова на несколько порядков ниже скорости волны Ахиезера, и поэтому волну Феокистова можно было бы называть волной сверхмедленного нейтронно-ядерного горения, а также, то, что область горения в волне Феокистова в результате накопления делящегося нуклида (плутония 239 или урана 233 для торий-уранового цикла, или обоих сразу) временно переходит в надкритическое состояние и после этого суммарный процесс мультипликации и диффузии нейтронов, по-видимому, становится аналогичным цепному нейтронному процессу, рассмотренному в работе [15], однако и здесь просматриваются отличия, так как в случае волны Феокистова эта надкритичность - локальна, а для надкритической волны Ахиезера изначально задается надкритичность для всего цилиндра делящейся среды.

Естественно отметить, что и критерии реализации волнового горения Феокистова и Ахиезера, как следует из данной работы, существенно различаются, что также свидетельствует о том, что это различающиеся волновые процессы.

В связи с вышеизложенным представляется интересным проведение следующего компьютерного моделирующего эксперимента: в цилиндрической урановой (можно в уран-плутониевой) нейтронно-мультиплицирующей среде, находящейся в надкритическом состоянии по урану 235 (или по плутонию 239), с помощью постоянно действующего внешнего источника нейтронов инициировать волну горения Ахиезера (волна горения урана 235), после пробега, которой по цилиндру при условии не 100%-го выгорания урана 238 (эту оговорку мы делаем потому, что кинетика волны Ахиезера пока не исследована) через некоторое время, характерное для поджига волны Феокистова, внешний источник нейтронов проиницирует волну Феокистова, которая будет также распространяться по цилиндру. Конечно же, условия такого компьютерного эксперимента, должны быть согласованы с критериями существования этих волновых процессов и прежде всего по энергиям нейтронов. В связи с этим, отметим, что из физических соображений ясно, что волна Ахиезера при соответствующем начальном обогащении по делящемуся нуклиду, обеспечивающим надкритическое состояние делящейся среды, может реализовываться не только на тепловых нейтронах, что рассматривалось в работе [15], а и для других энергий нейтронов, например, для быстрых. Это подтверждается и тем, что используемое в [15] уравнение для тепловых нейтронов в одноклассовом диффузионно-возрастном приближении, может быть обобщено и для других энергий нейтронов (например, [64]).

Аналогичный компьютерный эксперимент может быть проведен и для торий урановой или торий-ураново-плутониевой делящихся сред.

2.1.3. Выполнение критерия Феокистова для уран-плутониевой делящейся среды и энергий нейтронов 0,1 эВ ÷ 1 Мэв.

В работе [9] для уран-плутониевой среды при ряде упрощений кинетической системы уравнений рассматриваемого процесса (рассматривается одномерная среда, фиксированная энергия нейтронов (одноклассовое приближение), не учитывается диффузия нейтронов, кинетическое уравнение для плутония 239 написано в предположении, что уран 238 напрямую переходит в плутоний 239 с некоторым характерным временем β перехода τ_β , не учитываются запаздывающие нейтроны и температура делящейся среды) получены следующие выражения для равновесной концентрации $N_{равн}^{Pu}$ делящегося нуклида ${}_{94}^{239}Pu$ и его критической концентрации $N_{крит}^{Pu}$:

$$N_{равн}^{Pu}(E_n) \approx \frac{\sigma_c^8(E_n)}{\sigma_c^{Pu}(E_n) + \sigma_f^{Pu}(E_n)} N^8 = \frac{\sigma_c^8(E_n)}{\sigma_a^{Pu}(E_n)} N^8 \quad (2.21)$$

$$N_{крит}^{Pu}(E_n) \approx \frac{\sum_{i \neq Pu} \sigma_a^i(E_n) N^i - \sum_{i \neq Pu} \nu_i \sigma_f^i(E_n) N^i}{(\nu_{Pu} - 1) \sigma_f^{Pu}(E_n) - \sigma_c^{Pu}(E_n)}, \quad (2.22)$$

где $\sigma_c^i, \sigma_f^i, \sigma_a^i$ - микросечения реакций радиационного захвата нейтрона, деления и поглощения нейтрона соответственно для i -го нуклида делящейся среды; τ_β - характерное время для двух β -распадов, переводящих ${}^{239}_{92}\text{U}$ (образующийся при радиационном захвате нейтронов ураном ${}^{238}_{92}\text{U}$) в ${}^{239}_{93}\text{Np}$ и последний в ${}^{239}_{94}\text{Pu}$; ν_i и ν_{Pu} - среднее число нейтронов, рождающихся при делении одного ядра i -го нуклида и ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ соответственно.

На рисунках П.10.1 и П.10.2 ПРИЛОЖЕНИЯ 10 приведены зависимости сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата от энергии нейтронов для реакторных нуклидов, взятые из базы ядерных данных ENDF/B-VII.0. На представленных рисунках энергии нейтронов изменяются в диапазоне $10^{-5} - 10^7$ эВ.

Используя данные о зависимости сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата от энергии нейтронов для реакторных нуклидов согласно соотношениям (2.21) и (2.22) были проведены расчёты равновесной $N_{равн}^{Pu}$ и критической концентрации $N_{крит}^{Pu}$ Pu^{239} для уран - плутониевой делящейся среды. Результаты расчетов представлены на рис. 2.1 – 2.3.

Анализ представленных на рис. 2.1 – 2.3 результатов позволяет сделать вывод о том, что существуют несколько областей энергии нейтронов 0,015 – 0,05 эВ (рис. 2. 1), 0,6 – 6 эВ (рис. 2.1), 90 – 300 эВ (Рис. 2.2) и 0,24 – 1 МэВ (рис. 2.3), в которых выполняется критерий Феокистова $N_{равн}^{239Pu} > N_{крит}^{239Pu}$, то есть, в этих областях энергий возможна реализация режимов волнового нейтронно-ядерного горения.

Таким образом, в отличие от вывода о возможности волнового нейтронно-ядерного горения лишь в области быстрых нейтронов, сделанного в работе [9], который основывался на оценках равновесной $N_{равн}^{Pu}$ и критической $N_{крит}^{Pu}$ концентраций Pu^{239} лишь для двух значений энергий нейтронов (тепловых 0,025 эВ и быстрых 1 МэВ), в данной работе обнаружено выполнение критерия Феокистова, а, следовательно,

возможность реализации режимов нейтронно-ядерного горения также в области холодных, надтепловых и резонансных энергий нейтронов.

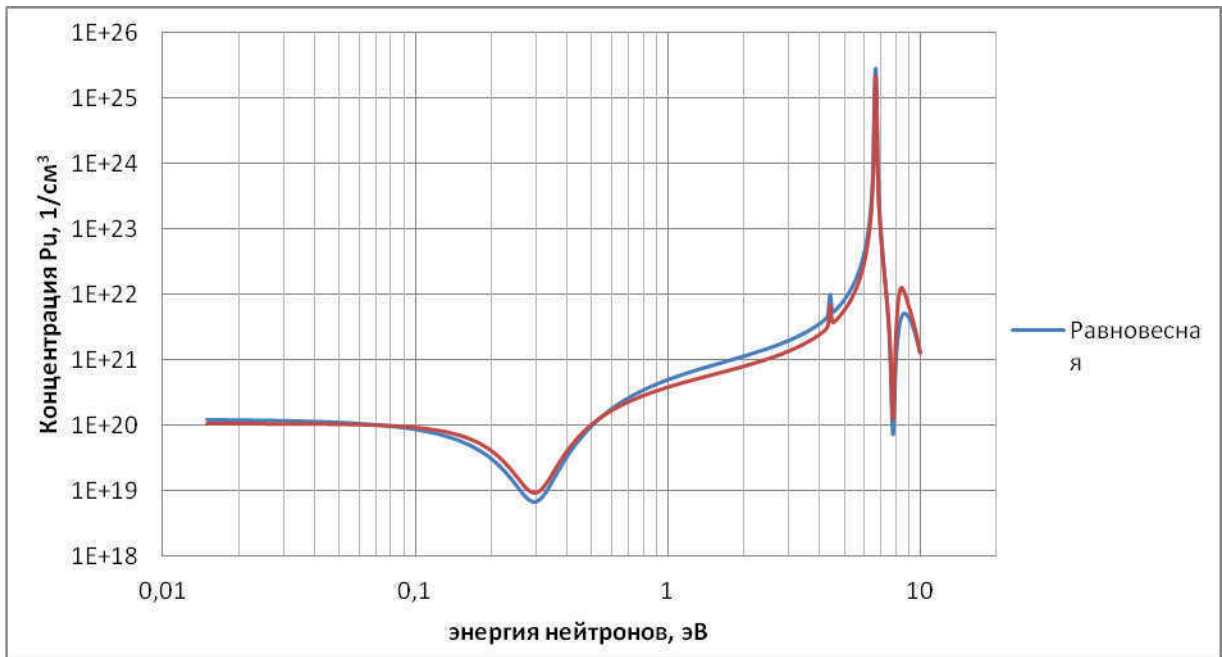


Рис. 2.1. Расчетная зависимость равновесной $N_{равн}^{Pu}$ и критической $N_{крит}^{Pu}$ концентраций Pu^{239} от энергии нейтронов, изменяющейся в диапазоне от 0,015 эВ до 10,05 эВ.

Рассмотрим тепловую область энергий нейтронов. Существование областей нейтронно-ядерного горения для энергий нейтронов 0,015 – 0,05 эВ и 0,6 – 6 эВ в отличие от области энергий 0,05 – 0,6 эВ, в которой не выполняется критерий Феокистова (см. рис. 2.3) и, следовательно, не реализуется режим нейтронно-ядерного горения, может быть объяснено существованием в диапазоне энергий 0,05 – 0,6 эВ резонанса на кривой зависимости сечения радиационного захвата для Pu^{239} от энергии нейтронов (рис. П.10.2) и аналитическим видом выражений (2.21) и (2.22) для равновесной и критической концентрации Pu^{239} . Действительно сечение радиационного захвата нейтрона для Pu^{239} входит в качестве слагаемого со знаком плюс в знаменатель выражения (2.21) для равновесной концентрации Pu^{239} , что приводит к резкому уменьшению значения равновесной концентрации Pu^{239} в диапазоне энергий 0,05 – 0,6 эВ резонанса на кривой зависимости сечения радиационного захвата для Pu^{239} . В отличие от выражения (2.21) сечение радиационного захвата нейтрона для Pu^{239} входит в качестве слагаемого со знаком минус в знаменатель выражения (2.22) для критической концентрации Pu^{239} , что приводит к резкому росту значения критической концентрации Pu^{239} в диапазоне энергий 0,05 – 0,6 эВ резонанса на кривой зависимости сечения радиационного захвата для Pu^{239} .

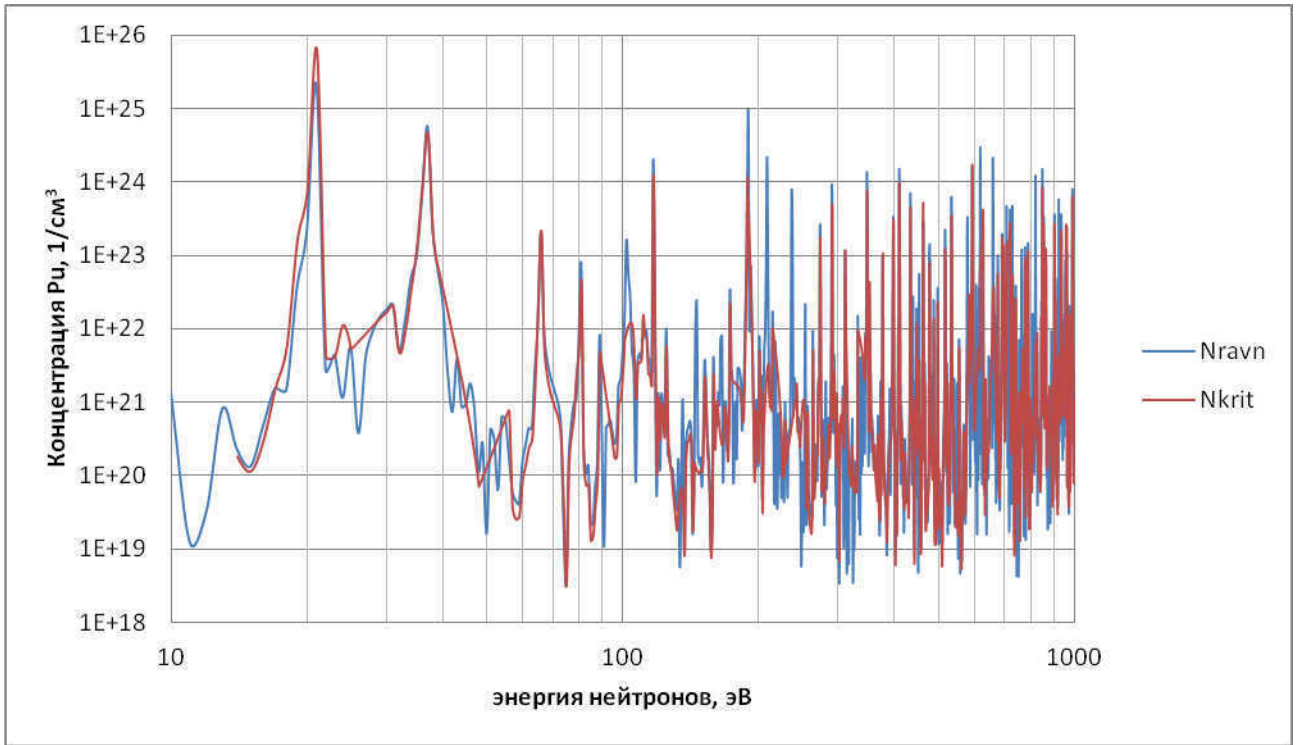


Рис. 2.2. Расчетная зависимость равновесной $N_{\text{равн}}^{\text{Pu}}$ и критической $N_{\text{крит}}^{\text{Pu}}$ концентраций Pu^{239} от энергии нейтронов, изменяющейся в диапазоне от 10 эВ до 1 кэВ.

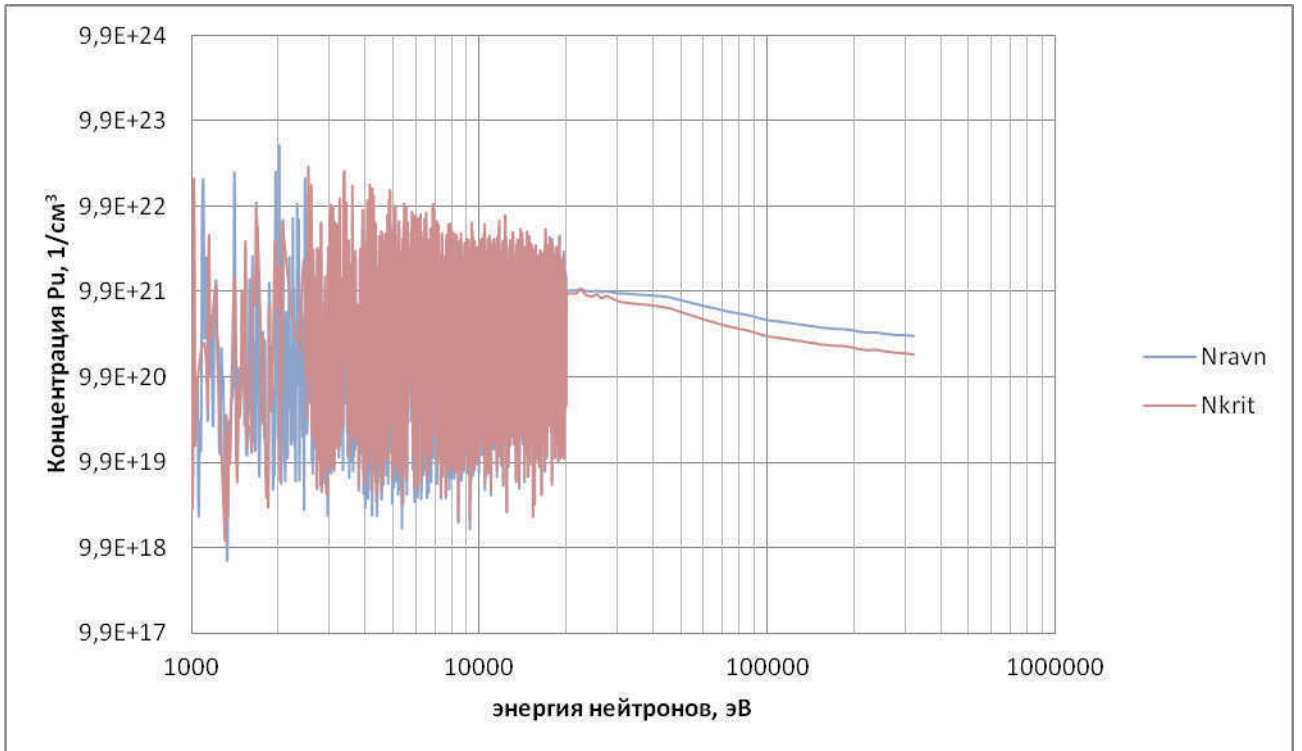


Рис. 2.3. Расчетная зависимость равновесной $N_{\text{равн}}^{\text{Pu}}$ и критической $N_{\text{крит}}^{\text{Pu}}$ концентраций Pu^{239} от энергии нейтронов, изменяющейся в диапазоне от 1 кэВ до 1 МэВ.

В области резонансных энергий нейтронов 90 – 300 эВ с помощью визуального анализа результатов, представленных на рис. 2.2, так же обнаружена область возможной реализации режима нейтронно-ядерного горения. Отметим, что для этой резонансной области энергий, более корректную оценку равновесной и критической концентрации Pu^{239} возможно получить в результате усреднения по энергетическому спектру нейтронов.

В области же быстрых нейтронов 0,24 – 1 МэВ (рис. 2.3) также как и в работе [9] подтверждена возможность режима нейтронно-ядерного горения.

2.1.4. Обобщенный критерий Л.П. Феокистова для уран-плутониевой делящейся среды.

Отметим, что в (2.21) и (2.22) возле концентраций нуклидов явно не указаны аргументы, от которых они должны зависеть, что очевидно, так как мы рассматриваем кинетику системы нейтронов и нуклидов, а также не указаны аргументы, от которых зависят сечения, и, поэтому, создается впечатление, что $N_{\text{равн}}^{\text{Pu}}$ и $N_{\text{крит}}^{\text{Pu}}$ - константы. Однако этому упрощению есть резонное объяснение. В работе [9] обосновывалась сама идея возможности существования волны ядерного горения и нужны были хотя бы приближенные оценки, подтверждавшие это хотя бы для частных случаев равновесной $N_{\text{равн}}^{\text{Pu}}$ и критической $N_{\text{крит}}^{\text{Pu}}$ концентраций Pu^{239} . Автор [9], по-видимому, рассуждал таким образом: так как, для рассматриваемой в [9] системы концентрация урана 238 в локальной области делящейся среды ближайшей к внешнему источнику нейтронов со временем лишь уменьшается от начальной 100% ее концентрации, то максимальное значение оценки равновесной концентрации плутония 239 согласно (2.21) (где сечения – константы при фиксированной энергии нейтронов) должно получаться именно для этой начальной максимальной концентрации урана 238. Концентрация же плутония 239 в этой же локальной области со временем растет от нуля до его максимального значения. А как отмечалось выше, согласно критерию Феокистова, для того чтобы возникла волна ядерного горения должно выполняться соотношение $N_{\text{равн}}^{239\text{Pu}} > N_{\text{крит}}^{239\text{Pu}}$, поэтому, если это соотношение не выполняется для начальной концентрации урана 238, то оно не будет выполняться согласно (2.21) и позже, и в такой системе не должно существовать волны ядерного горения. Очевидно, поэтому в [9] с помощью выражений (2.21) и (2.22) для фиксированной концентрации урана 238 равной 100% (технический уран) для двух фиксированных энергий нейтронов (быстрые – 1МэВ и тепловые – 0,025 эВ) были сделаны оценки,

показавшие выполнение критерия Феокистова для быстрых нейтронов, а, следовательно, и возможность существования волны ядерного горения для быстрого уран-плутониевого реактора и ее не возможность для медленного уран-плутониевого реактора.

Однако, как указывалось выше, в действительности все значительно сложнее.

Согласно [2,91,92,218,219], если учитывать реальный спектр нейтронов в делящейся среде и ввести функцию вероятности распределения по энергетическому спектру для нейтронов через $\rho(\vec{r}, E_n, t)$, то для нее можем записать:

$$\rho(\vec{r}, E_n, t) = \frac{\Phi(\vec{r}, E_n, t)}{\int \Phi(\vec{r}, E_n, t) dE_n} = \frac{\Phi(\vec{r}, E_n, t)}{\Phi(\vec{r}, t)}, \quad (2.23)$$

где полная плотность потока нейтронов: $\Phi(\vec{r}, t) = \int \Phi(\vec{r}, E_n, t) dE_n$.

Далее, если учитывать трехмерную геометрию, зависимость сечений от энергии нейтронов E_n и температуры делящейся среды T (учет влияния температуры является обязательным, так как могут реализовываться режимы волнового ядерного горения с выгоранием до 50% [9,15,83,2,82,217]) при сохранении упрощающих предположений (как и в [9] кинетическое уравнение для плутония 239 написано в предположении, что уран 238 напрямую переходит в плутоний 239 с некоторым характерным временем перехода, не учитываются запаздывающие нейтроны), которые позволят сохранить общий вид выражений (2.21) и (2.22), мы их можем переписать в новом виде. Для чего нам придется вернуться к балансовым уравнениям для плутония 239 и нейтронов, аналогичным таким же уравнениям в [9] и из которых в [9] были получены выражения (2.21) и (2.22):

$$\frac{\partial N^{Pu}(\vec{r}, T, E_n, t)}{\partial t} \approx \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) [\sigma_a^{Pu} N^8(\vec{r}, T, t) - \sigma_a^{Pu}(E_n, T) N^{Pu}(\vec{r}, T, t)] \quad (2.24)$$

и

$$\frac{\partial n(\vec{r}, E_n, T, t)}{\partial t} \approx \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) \left[\sum_i \nu_i \sigma_f^i(E_n, T) N^i(\vec{r}, T, t) - \sum_i \sigma_a^i(E_n, T) N^i(\vec{r}, T, t) \right], \quad (2.25)$$

где $n(\vec{r}, E_n, T, t)$, $N^{Pu}(\vec{r}, T, E_n, t)$ и $\Phi(\vec{r}, E_n, T, t)$ - фазовые концентрации нейтронов и плутония соответственно, и фазовая плотность потока нейтронов.

Если проинтегрировать левые и правые части выражений (2.24) и (2.25) по энергии нейтронов и разделить их на полную плотность потока нейтронов $\Phi(\vec{r}, t)$, тогда для полной концентрации плутония $N^{Pu}(\vec{r}, T, t)$ и полной плотности нейтронов $n(\vec{r}, T, t)$ с учетом (2.23) получим следующие выражения:

$$\frac{\partial N^{Pu}(\vec{r}, T, t)}{\partial t} \approx \Phi(\vec{r}, T, t) [\bar{\sigma}_a^8(T) N^8(\vec{r}, T, t) - \bar{\sigma}_a^{Pu}(T) N^{Pu}(\vec{r}, T, t)] \quad (2.26)$$

и

$$\frac{\partial n(\vec{r}, T, t)}{\partial t} \approx \Phi(\vec{r}, T, t) \left[\sum_i \nu_i \bar{\sigma}_f^i(T) N^i(\vec{r}, T, t) - \sum_i \bar{\sigma}_a^i(T) N^i(\vec{r}, T, t) \right], \quad (2.27)$$

где $\bar{\sigma}_j^i(\vec{r}, T, t) = \int \sigma_j^i(E_n, T) \rho(\vec{r}, E_n, t) dE_n$ - усредненные по энергетическому спектру нейтронов сечения j -ой ядерной реакции для i -го нуклида делящейся среды.

Далее из (2.26) и (2.27), если приравнять производные нулю, мы получаем следующие выражения для равновесной концентрации (конечно, это не равновесная, а некоторая стационарная концентрация, но мы, пока, вслед за Феоктистовым пользуемся этим термином) делящегося нуклида ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ $\tilde{N}_{равн}^{Pu}$ и его критической концентрации $\tilde{N}_{крит}^{Pu}$:

$$\tilde{N}_{равн}^{Pu}(\vec{r}, T) \approx \frac{\bar{\sigma}_c^8(T)}{\bar{\sigma}_a^{Pu}(T)} N^8(\vec{r}, T) \quad (2.28)$$

и

$$\tilde{N}_{крит}^{Pu}(\vec{r}, T) \approx \frac{\sum_{i \neq Pu} \bar{\sigma}_a^i(T) N^i(\vec{r}, T) - \sum_{i \neq Pu} \nu_i \bar{\sigma}_f^i(T) N^i(\vec{r}, T)}{(\nu_{Pu} - 1) \bar{\sigma}_f^{Pu}(T) - \bar{\sigma}_c^{Pu}(T)}. \quad (2.29)$$

Таким образом, при сохранении физического смысла критерия Феоктистова, мы приблизимся к более реальному анализу возможности реализации волны ядерного горения в уран-плутониевой делящейся среде, если будем опираться на соотношение

$$\tilde{N}_{равн}^{239Pu} > \tilde{N}_{крит}^{239Pu}, \quad (2.30)$$

в котором $\tilde{N}_{равн}^{239Pu}$ и $\tilde{N}_{крит}^{239Pu}$ задаются выражениями (2.28) и (2.29).

Для расчета усредненных по энергетическому спектру нейтронов сечений j -ой ядерной реакции для i -го нуклида делящейся среды $\bar{\sigma}_j^i(\vec{r}, T, t)$, входящих в выражения (2.28) и (2.29) и, следовательно, от которых зависит выполнение критерия Феоктисова (2.30), надо знать (уметь рассчитывать) энергетический спектр замедляющихся нейтронов и зависимости сечений ядерных реакций от энергии нейтронов и температуры делящейся среды (эффект Доплера).

Для вычисления усредненных по энергетическому спектру нейтронов сечений использовался для вычисления спектр тепловых нейтронов реактора ВВЭР [153], представленный на рис. П.11.1 ПРИЛОЖЕНИЯ 11.

Были рассчитаны равновесная и критическая концентрация Pu^{239} с помощью выражения (2.28) и (2.29), в которые входит усредненные по нейтронному спектру реактора ВВЭР сечения ядерных реакций. Получены следующие оценки усредненных сечений деления и радиационного захвата для урана-238 и плутония-239:

$$\bar{\sigma}_c^{\text{Pu}} = 339,10 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_f^{\text{Pu}} = 553,60 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_c^{238} = 255,33 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_f^{238} = 0,00 \text{ б}.$$

Используя полученные оценки для усредненных сечений для нуклидов урана-238 и плутония-239 согласно выражениям (2.8) и (2.9) проведены расчеты равновесной и критической концентрации Pu^{239} и получены следующие значения:

$$\tilde{N}_{\text{равн}}^{\text{Pu}} \approx 1,302 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3 \text{ и } \tilde{N}_{\text{крит}}^{\text{Pu}}(\vec{r}, T, t) \approx 1,618 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3$$

Полученные оценки показывают, что критерий Феоктисова не выполняется. Это можно объяснить тем, что основное число нейтронов теплового реактора ВВЭР согласно рис. П.11.1 попадает в диапазон энергий от 0,05 – 0,6 эВ, совпадающий с диапазоном энергий сечений радиационного захвата для Pu^{239} (рис. П.10.2), что, как мы видели в предыдущем разделе, приводит к уменьшению равновесной и к росту критической концентрации Pu^{239} .

А также в [217-219] были рассчитаны значения усредненных сечений деления и радиационного захвата для урана-238 и плутония-239 и равновесная и критическая концентрация Pu^{239} (выражения (2.28) и (2.29)) для интервалов энергий нейтронов 0,015 – 0,05 эВ и 0,60 – 6,00 эВ спектра реактора ВВЭР, в которых, как мы видели в разделе 2.1.3 (см. рис. 2.1), по

полученным ранее оценкам выполняется критерий Феоктистова. Получены следующие оценки:

а) для интервалов энергий нейтронов 0,015 – 0,06 эВ

$$\bar{\sigma}_c^{Pu} = 5,691 \text{ б}, \bar{\sigma}_f^{Pu} = 14,821 \text{ б}, \bar{\sigma}_c^{238} = 0,052 \text{ б}, \bar{\sigma}_f^{238} = 0,00 \text{ б};$$

$$\tilde{N}_{равн}^{Pu} \approx 1,152 \cdot 10^{20} \text{ 1/см}^3 \text{ и } \tilde{N}_{крит}^{Pu} \approx 1,045 \cdot 10^{20} \text{ 1/см}^3 \text{ ;}$$

б) для интервалов энергий нейтронов 0,60 – 6,00 эВ

$$\bar{\sigma}_c^{Pu} = 13,161 \text{ б}, \bar{\sigma}_f^{Pu} = 48,199 \text{ б}, \bar{\sigma}_c^{238} = 2,199 \text{ б}, \bar{\sigma}_f^{238} = 0,00 \text{ б};$$

$$\tilde{N}_{равн}^{Pu} \approx 1,632 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3 \text{ и } \tilde{N}_{крит}^{Pu} \approx 1,269 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3 \text{ .}$$

Как видно из полученных значений для равновесной и критической концентрации Pu^{239} в этих областях энергий спектра реактора ВВЭР выполняется обобщенный по спектру критерий реализации режима нейтронно-ядерного волнового горения.

2.1.5. Выполнение критерия Феоктистова для делящейся среды, первоначально состоящей из двуокиси урана 238 с обогащениями 4,38 %, 2,00 %, 1,00 %, 0,71 % и 0,50% по урану 235, для области энергий нейтронов 0,015 – 10,00 эВ.

Существование трех делящихся нуклидов урана 235, плутония 239 и урана 233, из которых два последних являются делящимися нуклидами в базовых для сверхмедленного нейтронно-ядерного горения уран-плутониевой и в торий-урановой цепочке ядерных реакций соответственно, позволяет для реализации режимов сверхмедленного нейтронно-ядерного горения рассматривать более сложные по начальному составу делящиеся среды [2,90,91], чем те, что рассматривались в работах Феоктистова и Теллера. Например, делящуюся среду первоначально состоящую из урана 238 и урана 235 с различными обогащениями по урану 235, что отвечает наиболее распространенному ядерному топливу современных ядерных реакторов, делящуюся среду первоначально состоящую из урана 238 и плутония 239 с различными обогащениями по плутонию 239, делящуюся среду первоначально состоящую из тория 232 и урана 233 с различными обогащениями по урану 233, а также делящуюся среду первоначально состоящую из любой их комбинации. Понятно, что такое расширение

возможных составов делящихся сред, дает возможность управлять возможными режимами сверхмедленного нейтронно-ядерного горения.

Для делящейся среды, состоящей из урана 238 с обогащением 4,38 %, 2,00%, 1,00%, 0,71% (природный уран) и 0,5 % по урану 235, для области энергий нейтронов 0,015 – 10,00 эВ согласно выражениям (2.21) и (2.22) были проведены расчеты равновесной и критической концентраций Pu^{239} . Результаты расчетов представлены на рис. 2.4.

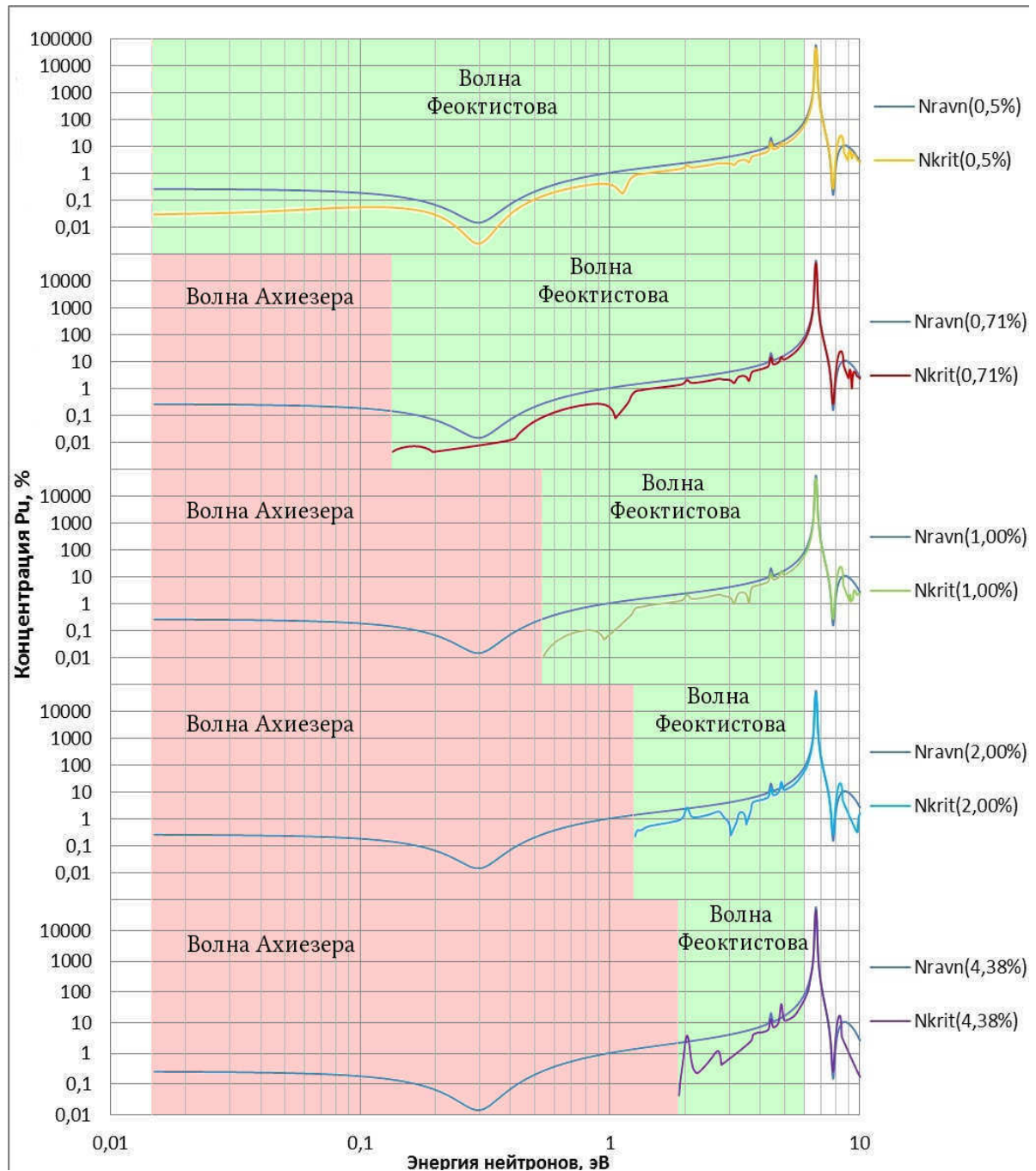


Рис. 2.4. Зависимости равновесной и критической концентрации Pu^{239} от энергии нейтронов в интервале 0,015 - 10 эВ, первоначально состоящей из урана 238 с обогащениями 4,38 %, 2,00%, 1,00%, 0,71% (природный уран) и 0,50% по урану 235.

Результаты, представленные на рис. 2.4, свидетельствуют о том, что, например, для делящейся среды состоящей из урана 238 с обогащением 4,38 % по урану 235, критическая концентрация плутония 239 больше нуля лишь для интервала энергий нейтронов 1,8 – 10,0 эВ (при энергиях нейтронов меньших 1,8 эВ урановая делящаяся среда с обогащением 4,38% по урану 235 уже находится в надкритическом состоянии, например, хорошо известно, что природный уран при тепловой энергии нейтронов 0,025 эВ имеет коэффициент критичности 1,32 (например, [154]), и поэтому критическая концентрация плутония 239 в этой области энергий нейтронов, вычисленная по формуле (2.22), отрицательна и не представлена на рис. 2.4) . Причем, практически во всей этой области энергий нейтронов 1,8 – 6,0 эВ выполняется критерий Феоктистова, а, следовательно, и обобщенный по спектру нейтронов критерий. Таким образом, если сформировать такой состав, структуру и геометрию активной зоны ядерного реактора, чтобы спектр нейтронов главным образом попадал в эту область энергий нейтронов, то возможна реализация такого волнового ядерного реактора.

Аналогичные выводы справедливы и для всех других зависимостей, представленных на рис. 2.4.

Отметим также, что равновесная концентрация, вычисляемая с помощью приближенного выражения (2.21), не учитывает возможность начального обогащения урана 238 ураном 235 и поэтому не меняется при различных обогащениях по урану 235.

Важно отметить, что представленные на рис. 2.4 результаты хорошо демонстрируют для заданных составов делящейся среды разделение рассматриваемой области энергий нейтронов на области энергий, в которых реализуется режим медленного волнового Ахиезера (область, в которой оценка критической концентрации плутония 239 отрицательна, например, как уже отмечалось выше для природного урана (0,71% обогащения по урану 235) область энергий нейтронов меньших 1,8 эВ) и области энергий, в которых реализуется режим сверхмедленного горения Феоктистова (область, в которой оценка критической концентрации плутония 239 положительна и выполняется критерий Феоктистова, например, как уже отмечалось выше для природного урана это область энергий нейтронов меньших от 1,8 эВ до 6,0 эВ). На рис. 2.4. области, в которых реализуются режимы медленного

горения Ахиезера и сверхмедленного горения Феокистова, для наглядности выделены разными цветами.

Таким образом, общий критерий реализации волновых режимов нейтронно-ядерного горения, как волны Ахиезера, так и волны Феокистова, можно было бы сформулировать следующим образом:

- 1) если нейтронно-мультиплицирующая делящаяся среда изначально (до действия внешнего нейтронного источника) находится в надкритическом состоянии, то при действия внешнего нейтронного источника в ней реализуется волна медленного горения Ахиезера;
- 2) если нейтронно-мультиплицирующая делящаяся среда изначально находится в критическом или подкритическом состоянии и если выполняется критерий Феокистова, то при действия внешнего нейтронного источника в ней реализуется волна сверхмедленного горения Феокистова.

Анализ, представленных на рис. 2.4 результатов, также позволяет сделать вывод о том, что при уменьшении обогащения от 4,38% до 0,50% по урану 235 двуокиси урана 238 происходит расширение области энергий нейтронов, в которой критическая концентрация плутония 239 больше нуля, в сторону тепловых и даже холодных энергий нейтронов, причем, во всех этих областях выполняется критерий Феокистова $N_{\text{равн}}^{239\text{Pu}} > N_{\text{крит}}^{239\text{Pu}}$ и обобщенный по спектру нейтронов критерий $\tilde{N}_{\text{равн}}^{239\text{Pu}} > \tilde{N}_{\text{крит}}^{239\text{Pu}}$, (см. (2.30)), то есть, возможна реализация режима медленного волнового нейтронно-ядерного горения.

Для практической реализации волновых реакторов важно отметить, что как следует из результатов, представленных на рис. 2.4, для двуокиси природного урана (0,71% обогащения по урану 235) практически для всей области тепловых нейтронов и надтепловых нейтронов выполняется критерий реализации медленного волнового нейтронно-ядерного горения.

Таким образом, в данном разделе впервые делается обоснованный результатами расчетов вывод о возможности создания теплового-надтеплового волнового ядерного реактора, в котором в качестве топлива может быть использован природный уран в различных его видах.

Действительно, до этой работы во всех публикациях рассматривались лишь варианты волновых реакторов на быстрых нейтронах. Как уже отмечалось выше в разделе 1.1.2 в работе [41] высказана интересная идея, которая повторяется и развивается во многих других работах

[42,44,45,47,49,50,54] и состоящая в том, что волновое горение можно осуществить в тепловом высокотемпературном газовом реакторе, например, в японском экспериментальном работающем реакторе HTTR, если в его топливо (обогащенное по ^{235}U) предварительно добавить выгорающий поглотитель нейтронов ^{157}Gd . Как показано в разделе 1.1.2 это – принципиально отличная идея от рассматриваемой в данной работе.

В заключительном абзаце работы [9] делается предположение о принципиально возможном волновом горении плутония 239 в тяжеловодном тепловом реакторе на природном уране. Однако это предположение не верно. Действительно, как следует из представленных выше результатов (рис. 2.4) и проведенного их анализа, для существования волнового горения в тепловой области энергий нейтронов должна существовать область энергий нейтронов, в которой критическая концентрация по плутонию 239 должна быть больше нуля. А мы знаем, что топливо на природном уране (0,71% обогащения по урану 235), именно в тяжеловодном реакторе уже обладает надкритичностью (как известно, коэффициент критичности для природного урана для тепловых нейтронов равен 1,32 (например, [154]) и уже превышает 1,00), что и обеспечивает его преимущества над легководными реакторами. Таким образом, как следует из вышеизложенного в этом разделе в тяжеловодном реакторе на природном уране не будет области, в которой критическая концентрация по плутонию была бы больше нуля, а следовательно, не может реализоваться режим медленного волнового нейтронно-ядерного горения плутония 239. Это же относится и к реакторам на природном уране с газовым теплоносителем. В этих реакторах возможно, медленное волновое ядерное горение для топлива с настолько меньшим обогащением по урану 235, чтобы существовала в тепловой области энергий область критичности по плутонию 239 (оценка критической концентрации по плутонию 239 больше нуля), например, подойдет двуокись урана 238 с обогащением 0,50% по урану 235 (см. рис. 2.4 и рис. 2.8 в следующем разделе 2.1.6) или с еще меньшим обогащением или технический уран, или отработанное ядерное топливо, удовлетворяющее этому условию.

А вот, легководные тепловые реакторы с топливом на природном уране, как раз подойдут для медленного волнового горения плутония 239, так как в них природный уран, как хорошо известно, находится в подкритическом состоянии и именно поэтому для работы таких реакторов требуется дополнительное обогащение топлива 2,0% – 3,5% по урану 235.

2.1.6. Моделирование нейтронно-ядерного горения природного урана для надтепловой области энергии нейтронов.

Для подтверждения справедливости вышеприведенных оценок и выводов, основанных на анализе выполнения критерия медленного волнового нейтронно-ядерного горения в зависимости от энергии нейтронов, было проведено численное моделирование нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (0,1-7,0 эВ).

Рассматривалось полупространство по координате x , заполненное природным ураном (99,28% уран 238 и 0,72% уран 235), которое подсвечивается с открытой поверхности нейтронным источником. Для простоты рассматривается диффузионное однокрупное приближение (энергия нейтронов ~ 1 эВ). Уран 238, если он поглощает нейтрон, превращается в уран 239, который затем вследствие двух β -распадов с характерным временем β -распада $\tau_\beta \sim 3,3$ дня переходит в делительно-активный изотоп плутоний 239. Как показано выше в разделе 5 в такой среде может возникнуть медленная нейтронно-делительная волна горения плутония 239.

С учетом запаздывающих нейтронов кинетика такой волны описывается системой из 20 дифференциальных уравнений в частных производных с обратными нелинейными связями относительно 20 функций $n(x,t)$, $N_5(x,t)$, $N_8(x,t)$, $N_9(x,t)$, $N_{Pu}(x,t)$, $\tilde{N}_i^{(Pu)}(x,t)$, $\tilde{N}_i^{(5)}(x,t)$, $\bar{N}^{(Pu)}(x,t)$, $\bar{N}^{(5)}(x,t)$ двух переменных x и t , которая может быть записана следующим образом.

Сначала выпишем кинетическое уравнение для плотности нейтронов:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = D \Delta n(x,t) + q(x,t), \quad (2.31)$$

где объемная плотность источника $q(x,t)$:

$$\begin{aligned} q(x,t) = & \left[\nu^{(Pu)}(1 - p^{(Pu)}) - 1 \right] \cdot n(x,t) \cdot V_n \cdot \sigma_f^{Pu} \cdot N_{Pu}(x,t) + \\ & + \left[\nu^{(5)}(1 - p^{(5)}) - 1 \right] \cdot n(x,t) \cdot V_n \cdot \sigma_f^5 \cdot N_5(x,t) + \ln 2 \cdot \sum_{i=1}^6 \left[\frac{\tilde{N}_i^{(Pu)}}{T_{1/2}^{(Pu)}} + \frac{\tilde{N}_i^{(5)}}{T_{1/2}^{(5)}} \right] - \\ & - n(x,t) \cdot V_n \cdot \left[\sum_{5,8,9,Pu} \sigma_c^i \cdot N_i(x,t) + \sum_{i=1}^6 \left[\sigma_c^{i(Pu)} \cdot \tilde{N}_i^{(Pu)}(x,t) + \sigma_c^{i(5)} \cdot \tilde{N}_i^{(5)}(x,t) \right] \right] - \\ & - n(x,t) \cdot V_n \cdot \left[\sigma_c^{eff(Pu)} \cdot \bar{N}^{(Pu)}(x,t) + \sigma_c^{eff(5)} \cdot \bar{N}^{(5)}(x,t) + \sigma_c^{eff} \cdot \bar{N}(x,t) \right], \quad (2.32) \end{aligned}$$

где $n(x,t)$ – плотность нейтронов; D - коэффициент диффузии нейтронов; V_n – скорость нейтронов ($E=3\text{эВ}$, одно-групповое приближение); $\nu^{(Pu)}$ и $\nu^{(5)}$ - равно среднему числу мгновенных нейтронов на один акт деления ^{239}Pu и ^{235}U соответственно; N_5, N_8, N_9, N_{Pu} - концентрации $^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{U}, ^{239}\text{Pu}$ соответственно; $\tilde{N}_i^{(Pu)}$ и $\tilde{N}_i^{(5)}$ - концентрации нейтронно-избыточных осколков деления ядер ^{239}Pu и ^{235}U соответственно; $\bar{N}_i^{(Pu)}$ и $\bar{N}_i^{(5)}$ - концентрации всех остальных осколков деления ядер ^{239}Pu и ^{235}U соответственно; $\bar{\bar{N}}(x,t)$ - концентрации накопившихся ядер «шлаков»; σ_c и σ_f - микросечения реакции радиационного захвата нейтрона и деления ядра; параметры p_i ($p = \sum_{i=1}^6 p_i$) и $T_{1/2}^i$, характеризующие группы запаздывающих нейтронов для основных топливных делящихся нуклидов известны и, например, приведены в [154, 228]. Отметим, что при выводе уравнения для $q(x,t)$ для учета запаздывающих нейтронов использовался метод Ахиезера-Померанчука [157].

Последние члены в квадратных скобках в правой части (2.32) задавались согласно методу усредненного эффективного сечения для «шлаков» [154], например, для осколков деления ядер:

$$n(x,t)V_n \sum_{i=\text{fission fragments}} \sigma_c^i \bar{N}_i(x,t) = n(x,t)V_n \sigma_c^{\text{eff}} \bar{N}(x,t), \quad (2.33)$$

где σ_c^{eff} - некоторое эффективное микросечение радиационного захвата нейтронов для осколков.

Кинетические уравнения для $\bar{N}^{(Pu)}(x,t)$ и $\bar{N}^{(5)}(x,t)$ имели следующую форму:

$$\frac{\partial \bar{N}^{(Pu)}(x,t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(Pu)} \right) \cdot n(x,t) \cdot V_n \cdot \sigma_f^{Pu} \cdot N_{Pu}(x,t) - V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_c^{\text{eff}(Pu)} \cdot \bar{N}^{(Pu)}(x,t) \quad (2.34)$$

и

$$\frac{\partial \bar{N}^{(5)}(x,t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(5)} \right) \cdot n(x,t) \cdot V_n \cdot \sigma_f^5 \cdot N_5(x,t) - V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_c^{\text{eff}(5)} \cdot \bar{N}^{(5)}(x,t). \quad (2.35)$$

Следовательно, получаем следующую систему из 20 кинетических уравнений:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = D \Delta n(x,t) + q(x,t), \quad (2.36)$$

где $q(x,t)$ задается выражением (2.32);

$$\frac{\partial N_8(x,t)}{\partial t} = -V_n n(x,t) \sigma_c^8 N_8(x,t); \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial N_9(x,t)}{\partial t} = V_n n(x,t) [\sigma_c^8 N_8(x,t) - \sigma_c^9 N_9(x,t)] - \frac{1}{\tau_\beta} N_9(x,t); \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial N_{Pu}(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_\beta} N_9(x,t) - V_n n(x,t) (\sigma_f^{Pu} + \sigma_c^{Pu}) N_{Pu}(x,t); \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial N_5(x,t)}{\partial t} = -V_n n(x,t) (\sigma_f^5 + \sigma_c^5) N_5(x,t); \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \tilde{N}_i^{(Pu)}(x,t)}{\partial t} = p_i^{(Pu)} \cdot V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_f^{Pu} \cdot N_{Pu}(x,t) - \frac{\ln 2 \cdot \tilde{N}_i^{(Pu)}(x,t)}{T_{1/2}^{i(Pu)}} -$$

$$-V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_c^{\text{eff}(Pu)} \cdot \tilde{N}_i^{(Pu)}(x,t), \quad i = 1, 6;$$

$$\frac{\partial \tilde{N}_i^{(5)}(x,t)}{\partial t} = p_i^{(5)} \cdot V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_f^5 \cdot N_5(x,t) - \frac{\ln 2 \cdot \tilde{N}_i^{(5)}(x,t)}{T_{1/2}^{i(5)}} -$$

$$-V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_c^{\text{eff}(5)} \cdot \tilde{N}_i^{(5)}(x,t), \quad i = 1, 6;$$

$$\frac{\partial \bar{N}^{(Pu)}(x,t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(Pu)} \right) \cdot n(x,t) \cdot V_n \cdot \sigma_f^{Pu} \cdot N_{Pu}(x,t) - V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_c^{\text{eff}(Pu)} \cdot \bar{N}^{(Pu)}(x,t); \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial \bar{N}^{(5)}(x,t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(5)} \right) \cdot n(x,t) \cdot V_n \cdot \sigma_f^5 \cdot N_5(x,t) - V_n \cdot n(x,t) \cdot \sigma_c^{\text{eff}(5)} \cdot \bar{N}^{(5)}(x,t); \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \bar{\bar{N}}(x,t) = & V_n n(x,t) \left[\sigma_c^9 N_9(x,t) + \sigma_c^{Pu} N_{Pu}(x,t) + \sigma_c^5 N_5(x,t) + \sum_{i=1}^6 \left(\sigma_c^{\text{eff}(Pu)} \tilde{N}_i^{(Pu)}(x,t) + \sigma_c^{\text{eff}(5)} \tilde{N}_i^{(5)}(x,t) \right) + \right. \\ & \left. + \sigma_c^{\text{eff}(Pu)} \bar{N}^{(Pu)}(x,t) + \sigma_c^{\text{eff}(5)} \bar{N}^{(5)}(x,t) \right] + \sum_{i=1}^6 \left(\frac{\tilde{N}_i^{(Pu)} \ln 2}{T_{1/2}^{i(Pu)}} + \frac{\tilde{N}_i^{(5)} \ln 2}{T_{1/2}^{i(5)}} \right). \end{aligned} \quad (2.45)$$

где $\bar{\bar{N}}(x,t)$ - суммарное количество «шлакующих» ядер, а τ_β - время жизни ядра по отношению к β - распаду.

Граничные условия:

$$n(x,t)\Big|_{x=0} = \frac{\Phi_0}{V_n} \text{ и } n(x,t)\Big|_{x=l} = 0, \quad (2.46)$$

где Φ_0 - плотность нейтронов, создаваемых плоским диффузионным источником нейтронов, расположенным на границе при $x=0$; l - длина блока из естественного урана, задаваемая при моделировании.

Начальные условия:

$$n(x,t)\Big|_{x=0,t=0} = \frac{\Phi_0}{V_n} \text{ и } n(x,t)\Big|_{x \neq 0,t=0} = 0; \quad (2.47)$$

$$N_8(x,t)\Big|_{t=0} = 0,9928 \cdot \frac{\rho_8}{\mu_8} N_A \approx 0,9928 \cdot \frac{19}{238} N_A \text{ и } N_5(x,t)\Big|_{t=0} \approx 0,7200 \cdot \frac{19}{238} N_A, \quad (2.48)$$

где ρ_8 - плотность ($\text{г}/\text{см}^3$) урана 238, μ_8 - моль ($\text{г} \cdot \text{моль}^{-1}$) урана 238, N_A - число Авогадро;

$$\begin{aligned} N_9(x,t)\Big|_{t=0} = 0, \quad N_{Pu}(x,t)\Big|_{t=0} = 0, \quad \tilde{N}_i^{(Pu)}(x,t)\Big|_{t=0} = 0, \quad \tilde{N}_i^{(5)}(x,t)\Big|_{t=0} = 0, \\ \bar{N}_i^{(Pu)}(x,t)\Big|_{t=0} = 0, \quad \bar{N}_i^{(5)}(x,t)\Big|_{t=0} = 0. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Численное решение системы уравнений (2.36) – (2.45) с граничными и начальными условиями (2.46) – (2.49) проводилось с помощью программного пакета Mathematica 8.

Для оптимизации процесса численного решения системы уравнений был осуществлен переход к безразмерным величинам, согласно следующим соотношениям:

$$n(x,t) = \frac{\Phi_0}{V_n} n^*(x,t), \quad N(x,t) = \frac{\rho_8 N_A}{\mu_8} N^*(x,t). \quad (2.50)$$

Проведены моделирующие расчеты для нескольких вариантов задания численных значений постоянных коэффициентов дифференциальных уравнений. В данной работе ниже представлены результаты двух моделирующих расчетов.

При первом расчете задавались следующие численные значения постоянных коэффициентов дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} D = 2,0 \cdot 10^4 \text{ см}^2 / \text{с}; \quad V_n = 1,0 \cdot 10^6 \text{ см} / \text{с}; \quad \Phi_0 = 1,0 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}; \quad \tau_\beta \sim 3,3 \text{ дня}; \\ \nu^{(Pu)} = 2,90; \quad \nu^{(5)} = 2,41; \quad \sigma_f^{Pu} = 477,04 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \quad \sigma_c^{Pu} = 286,15 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \\ \sigma_c^8 = 252,50 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \quad \sigma_f^5 = 136,43 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \quad \sigma_c^5 = 57,61 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_c^9 &= 4,80 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \sigma_c^{\text{eff}(\text{Pu})} = 1,10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \quad \sigma_c^{i(\text{Pu})} = 1,00 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \quad i = 1 - 6; \\
\sigma_c^{i(5)} &= 1,00 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \quad i = 1 - 6; \sigma_c^{\text{eff}(5)} = 1,10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \\
T_1^{(\text{Pu})} &= 54,28 \text{ с}; \quad T_2^{(\text{Pu})} = 23,04 \text{ с}; \quad T_3^{(\text{Pu})} = 5,60 \text{ с}; \quad T_4^{(\text{Pu})} = 2,13 \text{ с}; \quad T_5^{(\text{Pu})} = 0,62 \text{ с}; \\
T_6^{(\text{Pu})} &= 0,26 \text{ с}; \\
p_1^{(\text{Pu})} &= 0,072 \cdot 10^{-3}; \quad p_2^{(\text{Pu})} = 0,626 \cdot 10^{-3}; \quad p_3^{(\text{Pu})} = 0,444 \cdot 10^{-3}; \quad p_4^{(\text{Pu})} = 0,685 \cdot 10^{-3}; \\
p_5^{(\text{Pu})} &= 0,180 \cdot 10^{-3}; \quad p_6^{(\text{Pu})} = 0,093 \cdot 10^{-3}; \quad p^{(\text{Pu})} = \sum_{i=1}^6 p_i^{(\text{Pu})} = 0,0021; \quad \sigma_c^{\text{eff}} = 1,10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \\
T_1^{(5)} &= 55,72 \text{ с}; \quad T_2^{(5)} = 22,72 \text{ с}; \quad T_3^{(5)} = 6,22 \text{ с}; \quad T_4^{(5)} = 2,30 \text{ с}; \quad T_5^{(5)} = 0,61 \text{ с}; \quad T_6^{(5)} = 0,23 \text{ с}; \\
p_1^{(5)} &= 0,210 \cdot 10^{-3}; \quad p_2^{(5)} = 1,400 \cdot 10^{-3}; \quad p_3^{(5)} = 1,260 \cdot 10^{-3}; \quad p_4^{(5)} = 2,520 \cdot 10^{-3}; \\
p_5^{(5)} &= 0,740 \cdot 10^{-3}; \quad p_6^{(5)} = 0,27 \cdot 10^{-3}; \quad p^{(5)} = \sum_{i=1}^6 p_i^{(5)} = 0,0064; \quad l = 100 \text{ см}. \quad (2.51)
\end{aligned}$$

Отметим, что сечения нейтронно-ядерных реакций для нуклидов, приведенные выше, задавались их усредненными значениями по надтепловой области энергий нейтронов (0,1-7,0 эВ).

При расчете, результаты которого представлены ниже на рис. 2.5-2.9, длина делящейся среды, в которой распространяется волна нейтронно ядерного горения, равна 100 см, полное время моделирования $t = 30$ мин, шаг по времени $\Delta t = 10$ с, шаг по пространственной координате $\Delta x = 0,01$ см.

Конечно, хотелось бы провести расчет для значительно большего времени компьютерного эксперимента и чтобы шаг по времени иметь $\Delta t \approx 10^{-5} \div 10^{-7}$ с и внешний источник нейтронов задать с меньшей плотностью потока, но авторы работы при выборе указанных выше параметров, задаваемых при расчете, были ограничены, имеющимися в их распоряжении вычислительными ресурсами.

Представленные на рис. 2.5 – 2.9 результаты численного моделирования волнового нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (0,1 – 7,0 эВ) свидетельствуют о реализации такого режима. Действительно на рис. 2.9 мы видим волновое горение плутония 239. При этом согласно рис. 2.6 и 2.7 уран 238 и уран 235 практически полностью выгорают. Следует отметить, что представленные на рис. 2.5 результаты кинетики для плотности нейтронов не демонстрируют нейтронную волну, в отличие от ранее опубликованных нами результатов (например, [2,82-84,110]) нейтронно-ядерного горения урана 238 для быстрых нейтронов (энергия нейтронов ~ 1 МэВ). Авторы это объясняют тем, что так как численно решалась система дифференциальных уравнений относительно обезразмеренных согласно соотношениям (2.49) переменных и при обезразмеривании плотность нейтронов делилась на плотность потока внешнего источника, который при расчете задавался специально завышенным значением с целью

сократить время расчета и равным $\Phi_0 = 1,0 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, то различие масштабов величин плотности потока внешнего источника и плотности потока нейтронов в области ядерного горения в режиме установившегося волнового горения не позволяет видеть нейтронную волну. Возможно также, что волновое горение плутония 239 не видно на рис. 2.5 для плотности нейтронов, так как на него накладывается горение урана 235. Действительно, результаты моделирования кинетики плотности ядер урана 235, представленные на рис. 2.7, показывают, что уран 235 практически полностью выгорает, а его концентрация, равная 0,7%, почти на три порядка больше амплитуды установившейся волны концентрации плутония 239, которая согласно рис. 2.9 равна $0,1 \cdot 10^{-2} \%$.

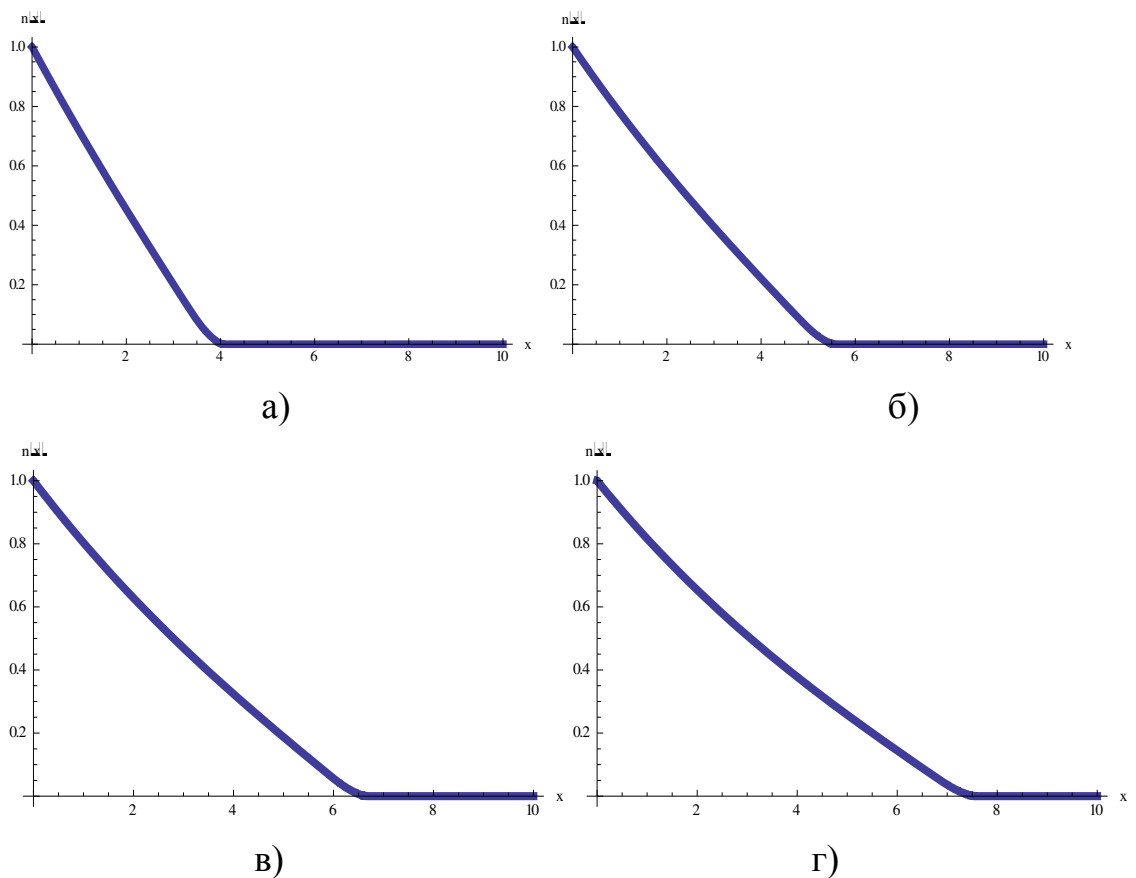


Рис. 2.5. Кинетика нейтронов при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности нейтронов от пространственной координаты $n^*(x)$ для момента времени расчета $t = 6$ мин; б) $n^*(x)$ для $t = 12$ мин; в) $n^*(x)$ для $t = 18$ мин; г) $n^*(x)$ для $t = 24$ мин).

Подчеркнем то, что согласно результатам, представленным на рис. 2.9, волна медленного нейтронно-ядерного горения плутония 239 практически сформировалась за время моделирования равное 18 минут (время поджига волны). Более короткое время поджига волны по сравнению с результатами моделирования медленного волнового горения для быстрых нейтронов (например, [2,82-84,110]) объясняется значением сечения

радиационного захвата нейтронов для урана 238, задаваемым при расчете для надтепловой области равным 252,5 барна (см. (2.50)), что на два порядка выше этого значения для быстрых нейтронов. Следует отметить, что так как при энергии 7эВ сечение радиационного захвата нейтронов для урана 238 имеет резонанс $\sim 10^4$ барн (см. рис. П.10.2), то смещение максимума энергетического спектра нейтронов ближе к 7эВ может сократить время поджига или плотность потока нейтронов, создаваемых внешним источником нейтронов (источник поджига), еще на два порядка.

При втором расчете задавались те же численные значения постоянных коэффициентов дифференциальных уравнений, которые задавались для первого расчета и приведены выше, за исключением эффективных сечений реакций радиационного захвата нейтронов для осколков и шлаков. В этом расчете эффективные сечения реакций радиационного захвата нейтронов для осколков и шлаков были увеличены на порядок по сравнению с первым расчетом и имели следующие значения:

$$\sigma_c^{\text{eff}(\text{Pu})} = 10,10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \sigma_c^{\text{eff}(5)} = 10,10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \sigma_c^{\text{eff}(\text{Pu})} = 10,10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

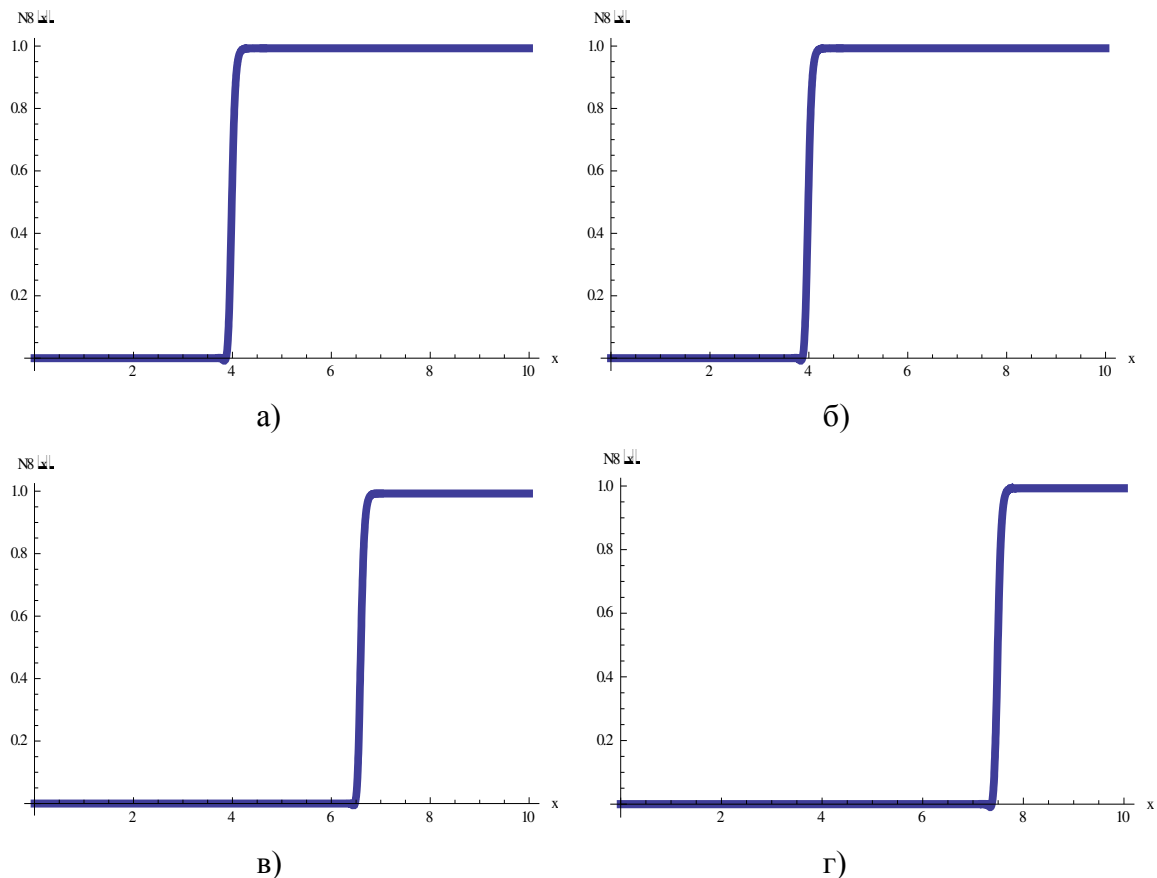


Рис. 2.6. Кинетика плотности ядер урана 238 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер урана 238 от пространственной координаты $N_8^*(x)$ для момента времени расчета $t = 6$ мин; б) $N_8^*(x)$ для $t = 12$ мин; в) $N_8^*(x)$ для $t = 18$ мин; г) $N_8^*(x)$ для $t = 24$ мин).

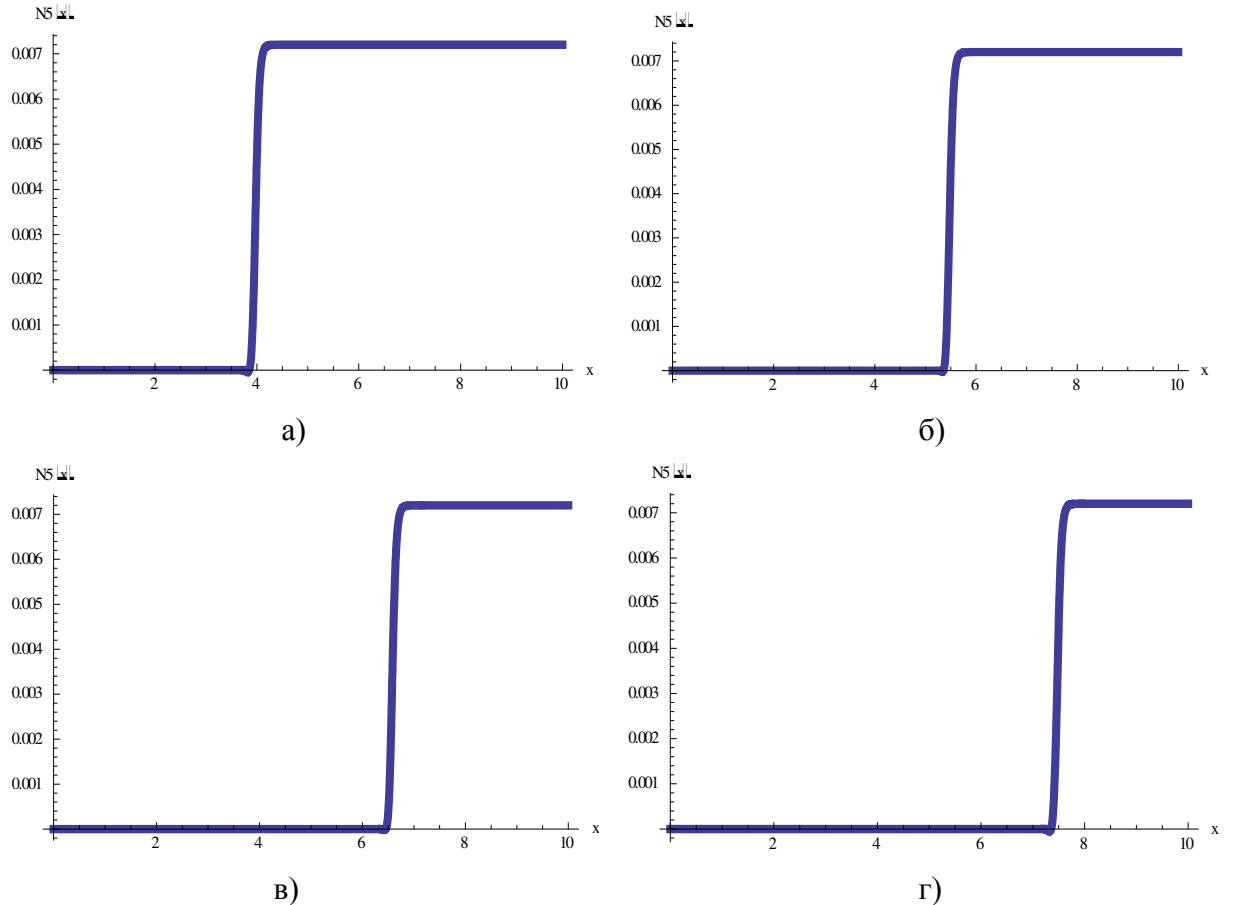


Рис. 2.7. Кинетика плотности ядер урана 235 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер урана 235 от пространственной координаты $N_5^*(x)$ для момента времени расчета $t = 6$ мин; б) $N_5^*(x)$ для $t = 12$ мин; в) $N_5^*(x)$ для $t = 18$ мин; г) $N_5^*(x)$ для $t = 24$ мин).

Такие значения сечения реакций радиационного захвата нейтронов для осколков и шлаков задавались согласно данным базы ENDF/B-VII.0 для сечений радиационного захвата нейтронов для продуктов фиссиума делящейся уран-плутониевой среды для рассматриваемой надтепловой области энергий нейтронов.

Длина делящейся среды, в которой распространяется волна нейтронно-ядерного горения, равна 1000 см , полное время моделирования $t = 60$ суток, шаг по времени $\Delta t = 300 \text{ с}$, шаг по пространственной координате $\Delta x = 0,001 \text{ см}$.

Результаты второго расчета представлены ниже на рисунках 2.10-2.15.

Представленные результаты второго численного моделирования волнового нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов ($0,1 - 7,0 \text{ эВ}$) также свидетельствуют о реализации такого режима.

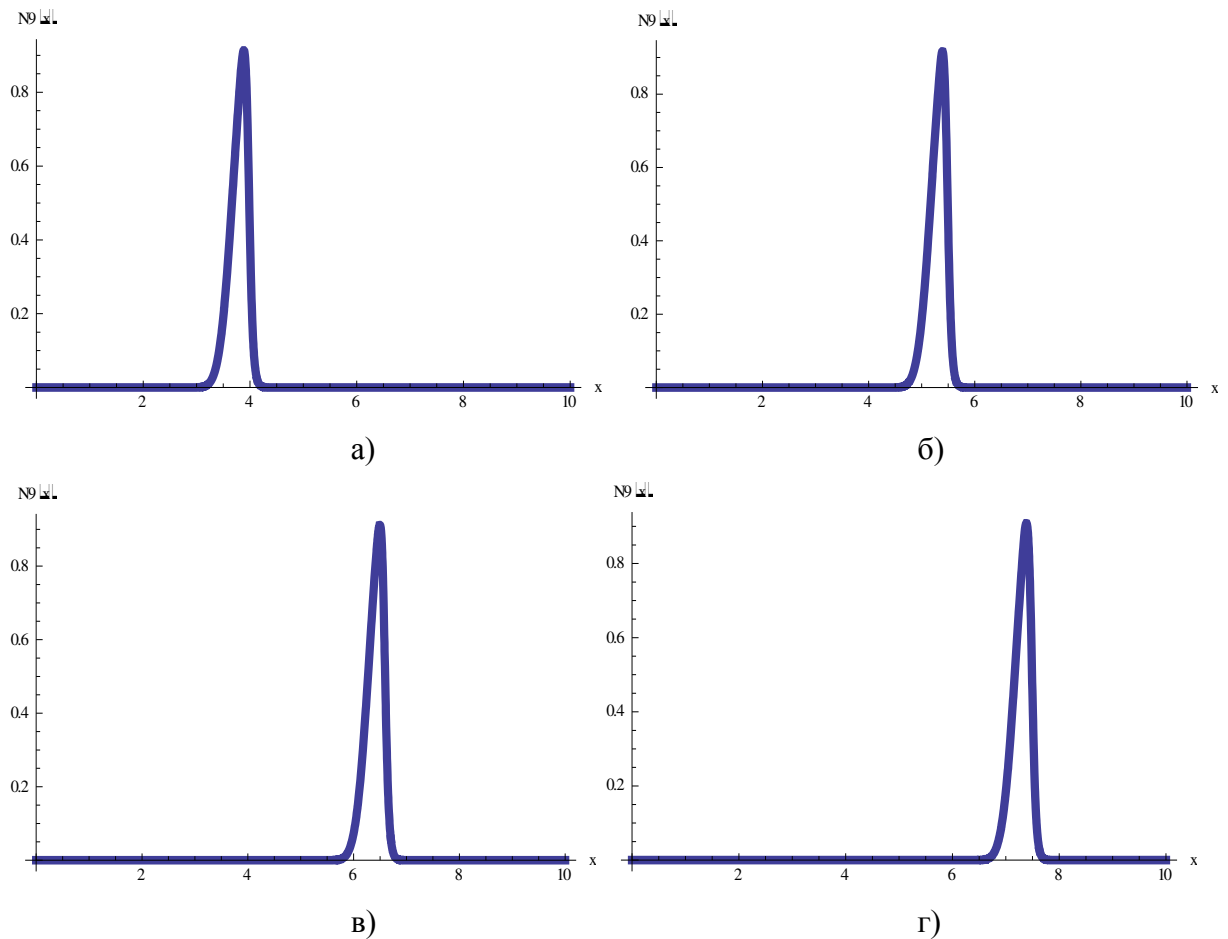


Рис. 2.8. Кинетика плотности ядер урана 239 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер урана 239 от пространственной координаты $N_9^*(x)$ для момента времени расчета $t = 6$ мин; б) $N_9^*(x)$ для $t = 12$ мин; в) $N_9^*(x)$ для $t = 18$ мин; г) $N_9^*(x)$ для $t = 24$ мин).

Например, на рис. 2.14 мы видим волновое горение плутония 239. Причем, время формирования установившегося режима автоволнового горения плутония 45 – 48 суток, а скорость установившегося волнового горения плутония в этом случае равна $u_{числ} \approx 1,85 \cdot 10^{-5}$ см/с (см. рис. 2.14), что на два порядка меньше скорости волнового горения плутония для первого численного расчета (см. рис. 2.9). Таким образом, увеличение эффективного сечения радиационного захвата для шлаков на порядок по сравнению с первым расчетом привело к уменьшению скорости волны горения плутония на два порядка. А также выросла до 15% максимальная концентрация плутония в волне.

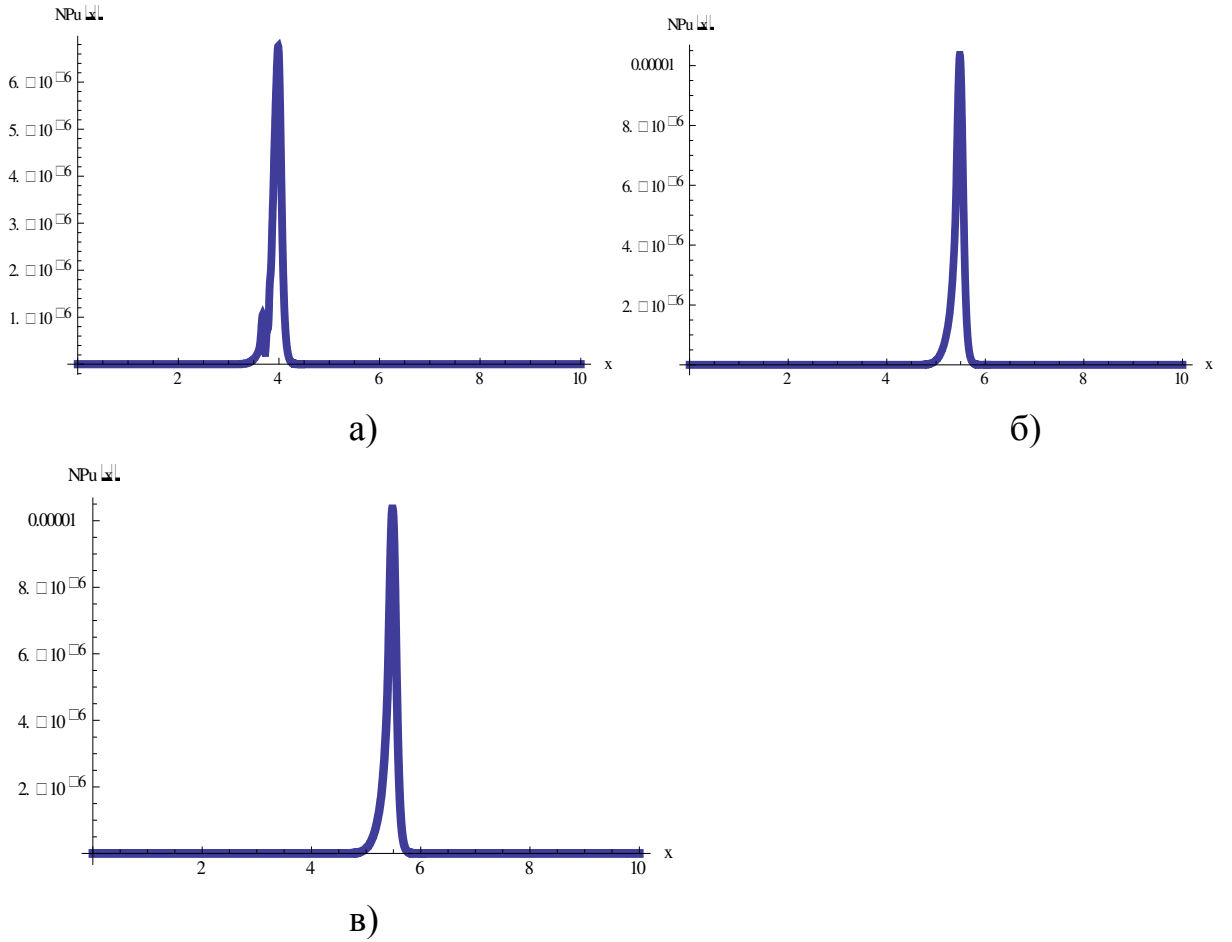
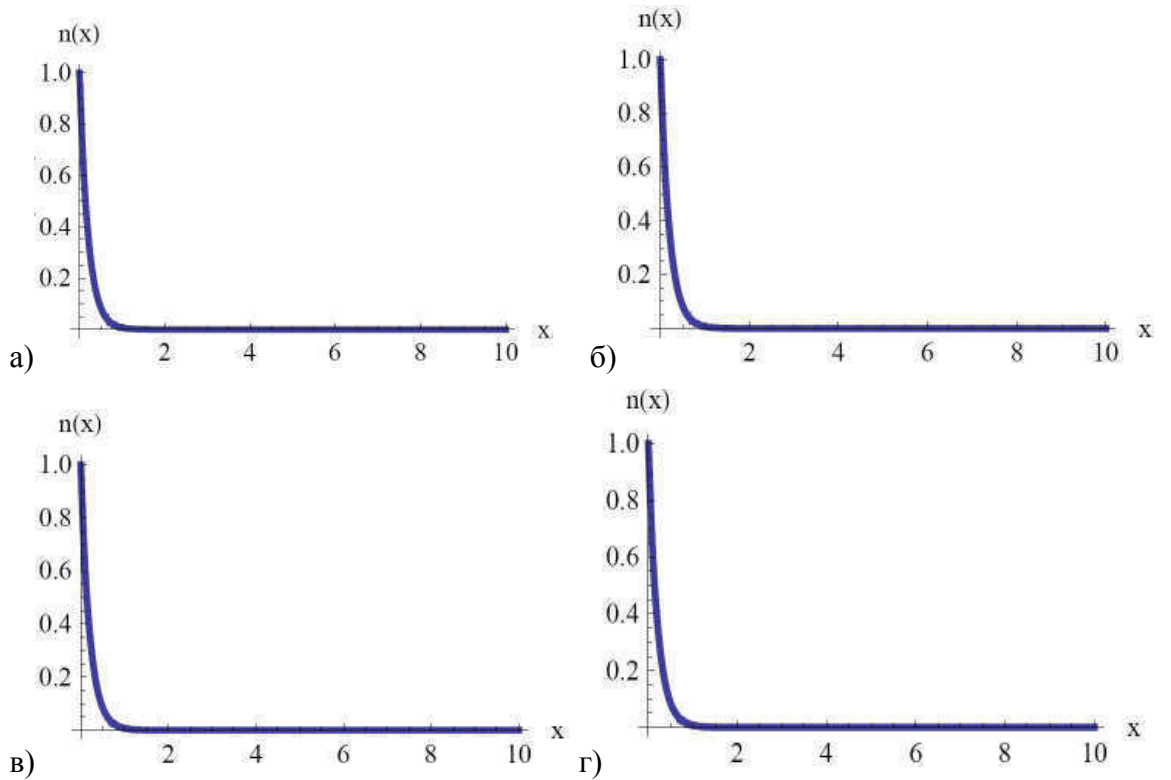


Рис. 2.9. Кинетика плотности ядер плутония 239 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер плутония 239 от пространственной координаты $N_{Pu}^*(x)$ для момента времени расчета $t = 6$ мин; б) $N_{Pu}^*(x)$ для $t = 12$ мин; в) $N_{Pu}^*(x)$ для $t = 18$ мин).



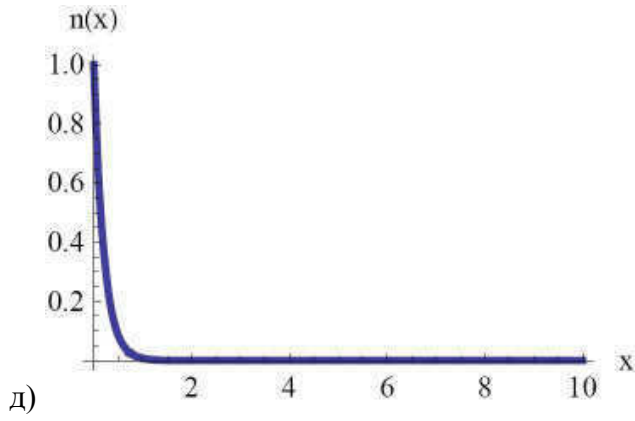


Рис. 2.10. Кинетика нейтронов при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности нейтронов от пространственной координаты $n^*(x)$ для момента времени расчета $t = 12$ суток; б) $n^*(x)$ для $t = 24$ суток; в) $n^*(x)$ для $t = 36$ суток; г) $n^*(x)$ для $t = 48$ суток; д) $n^*(x)$ для $t = 60$ суток).

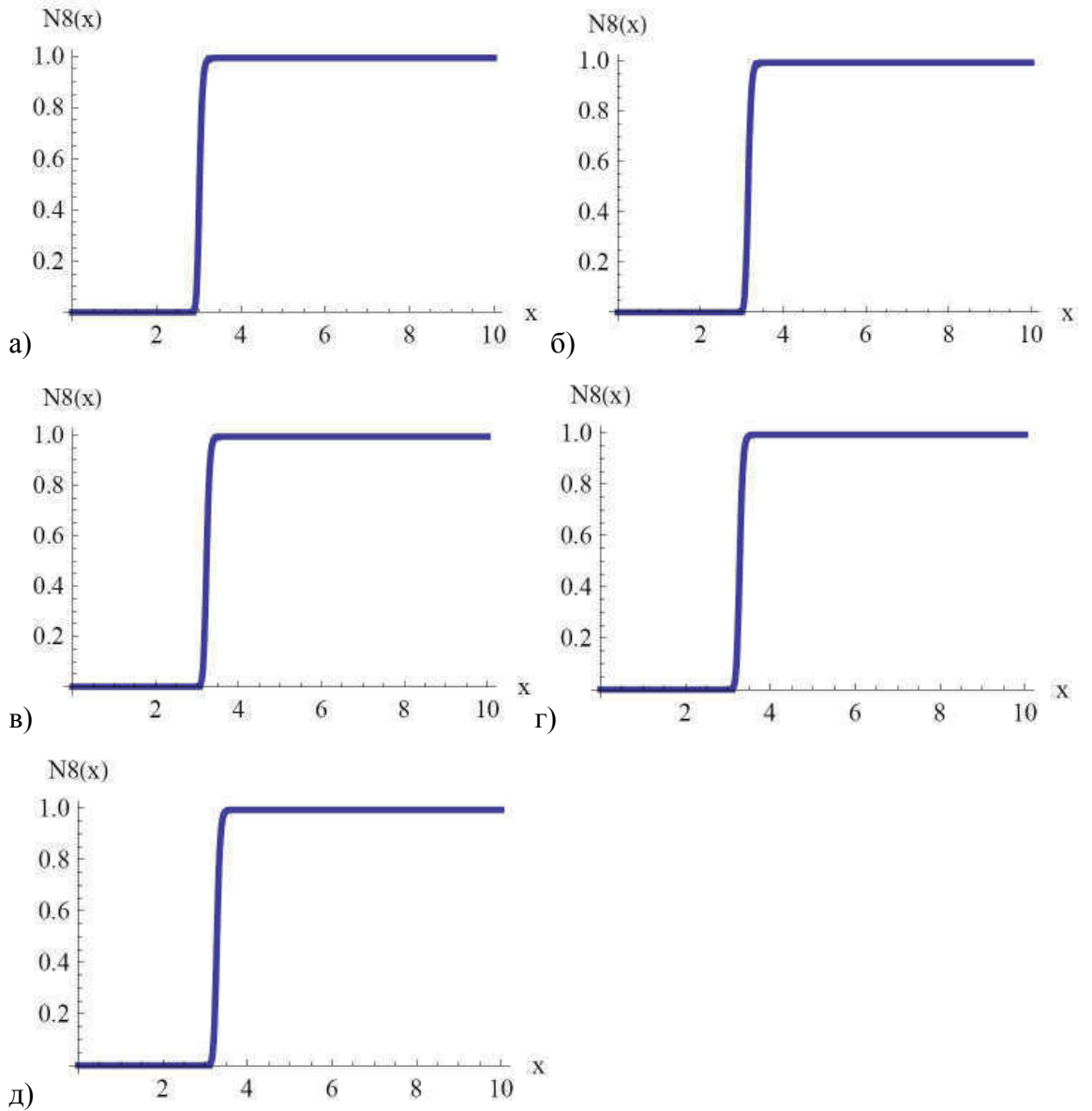


Рис. 2.11. Кинетика плотности ядер урана 238 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер урана 238 от пространственной координаты $N_8^*(x)$ для момента времени расчета $t = 12$ суток; б) $N_8^*(x)$ для $t = 24$ суток; в) $N_8^*(x)$ для $t = 36$ суток; г) $N_8^*(x)$ для $t = 48$ суток; д) $N_8^*(x)$ для $t = 60$ суток).

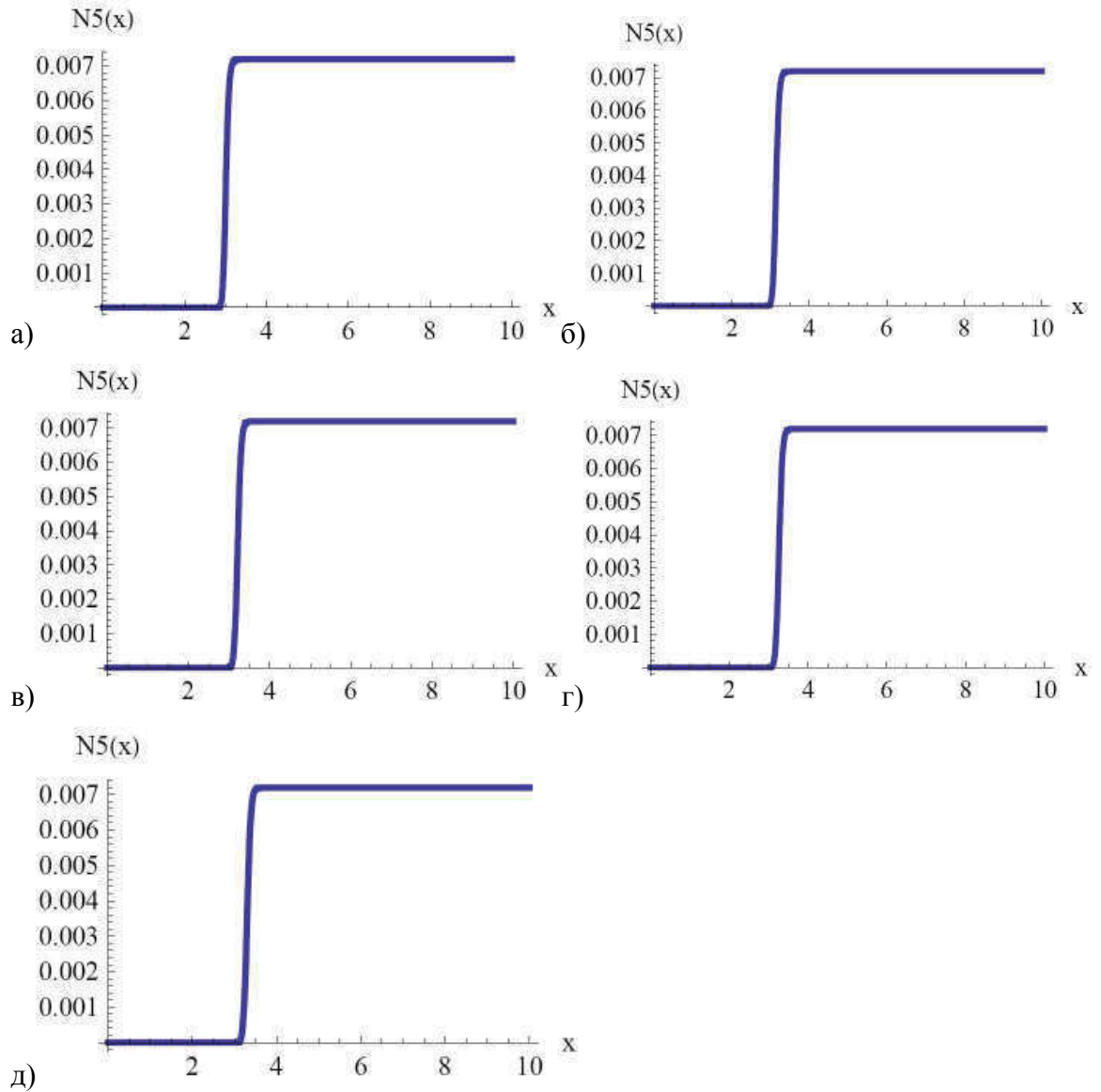


Рис. 2.12. Кинетика плотности ядер урана 235 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер урана 235 от пространственной координаты $N_5^*(x)$ для момента времени расчета $t = 12$ суток; б) $N_5^*(x)$ для $t = 24$ суток; в) $N_5^*(x)$ для $t = 36$ суток; г) $N_5^*(x)$ для $t = 48$ суток; д) $N_5^*(x)$ для $t = 60$ суток).

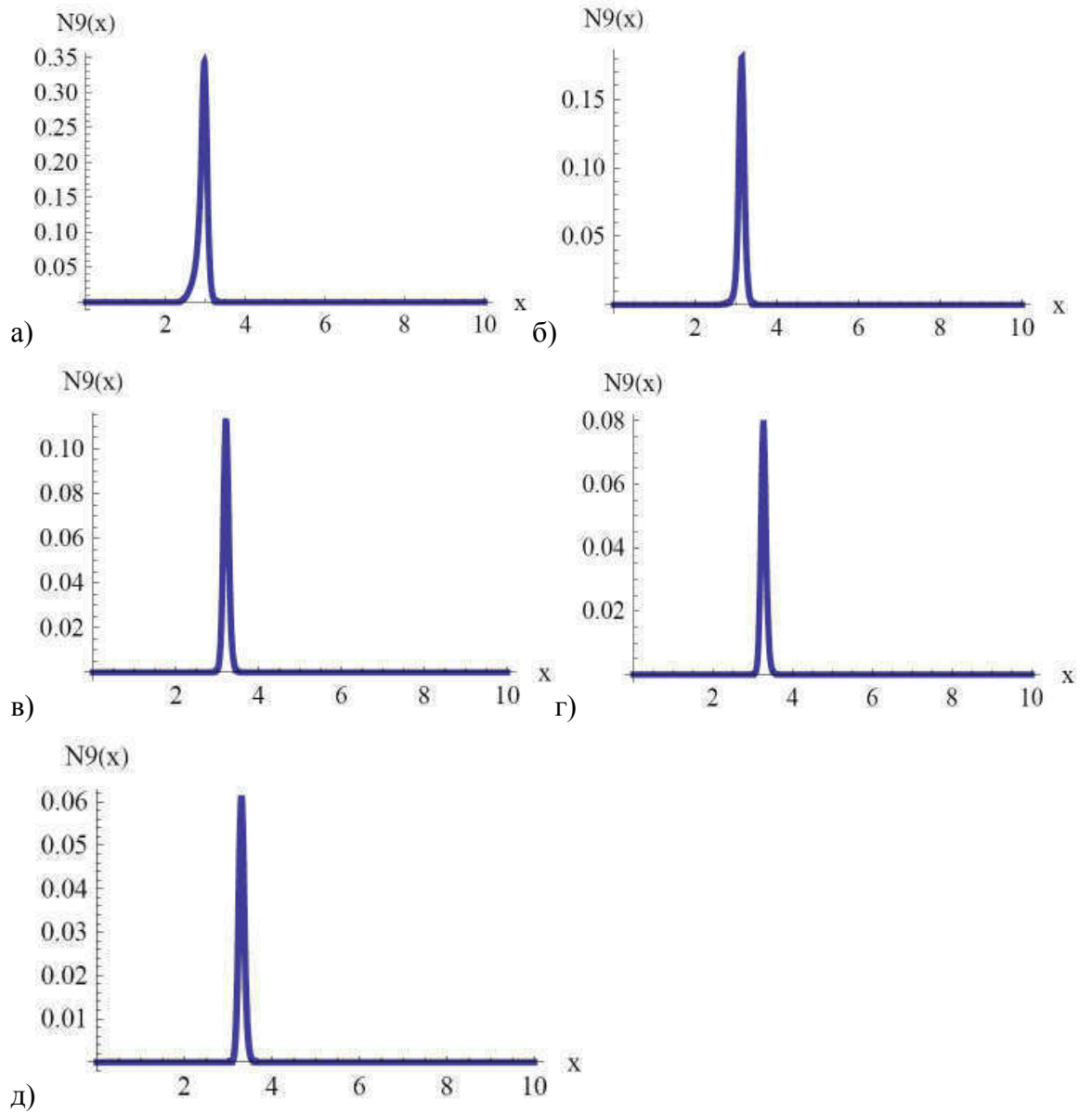
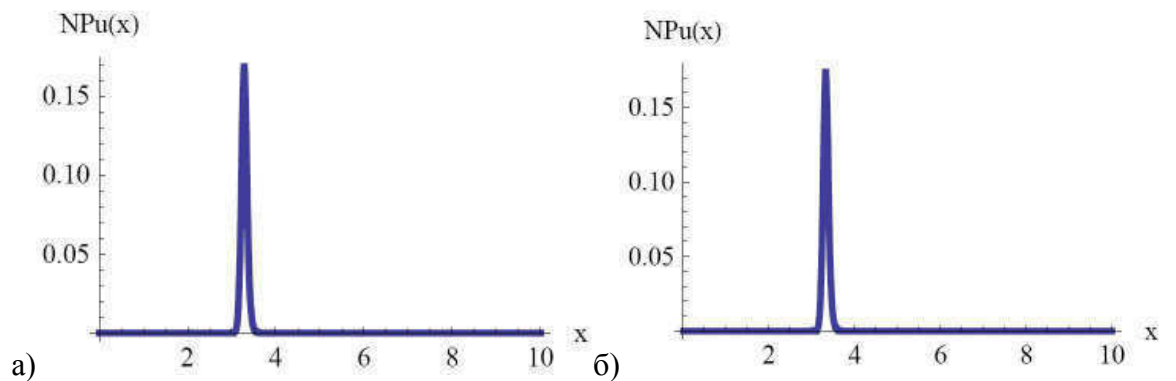


Рис. 2.13. Кинетика плотности ядер урана 239 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер урана 239 от пространственной координаты $N_9^*(x)$ для момента времени расчета $t = 12$ суток; б) $N_9^*(x)$ для $t = 24$ суток; в) $N_9^*(x)$ для $t = 36$ суток; г) $N_9^*(x)$ для $t = 48$ суток; г) $N_9^*(x)$ для $t = 60$ суток).



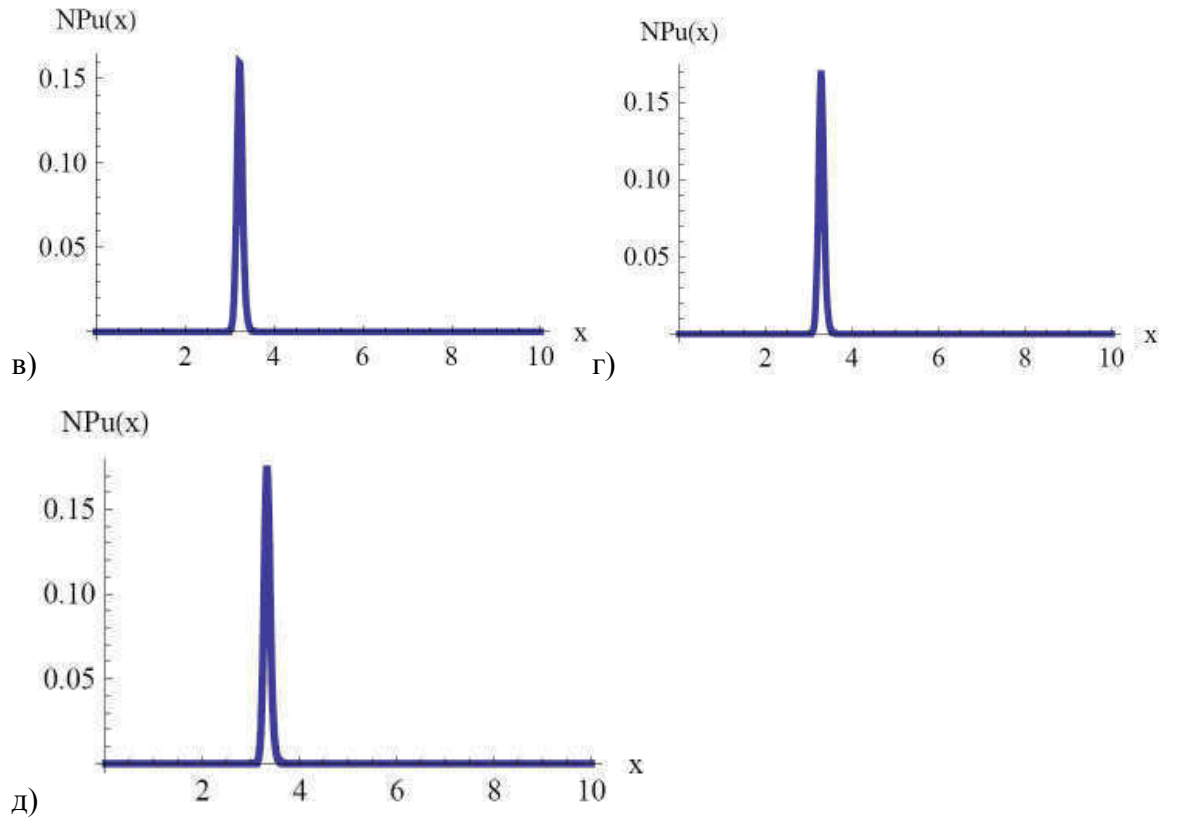
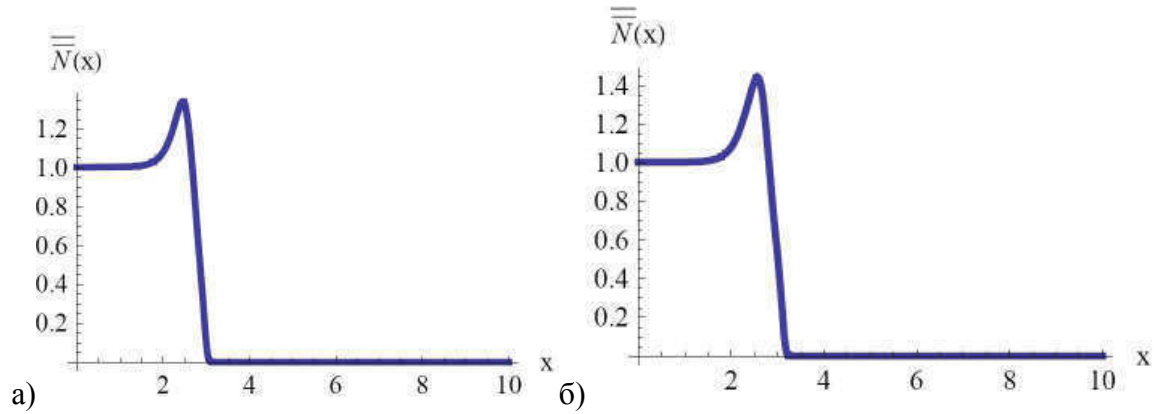


Рис. 2.14. Кинетика плотности ядер плутония 239 при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер плутония 239 от пространственной координаты $N_{\text{Pu}}^*(x)$ для момента времени расчета $t = 12$ суток; б) $N_{\text{Pu}}^*(x)$ для $t = 24$ суток; в) $N_{\text{Pu}}^*(x)$ для $t = 36$ суток; г) $N_{\text{Pu}}^*(x)$ для $t = 48$ суток; д) $N_{\text{Pu}}^*(x)$ для $t = 60$ суток).



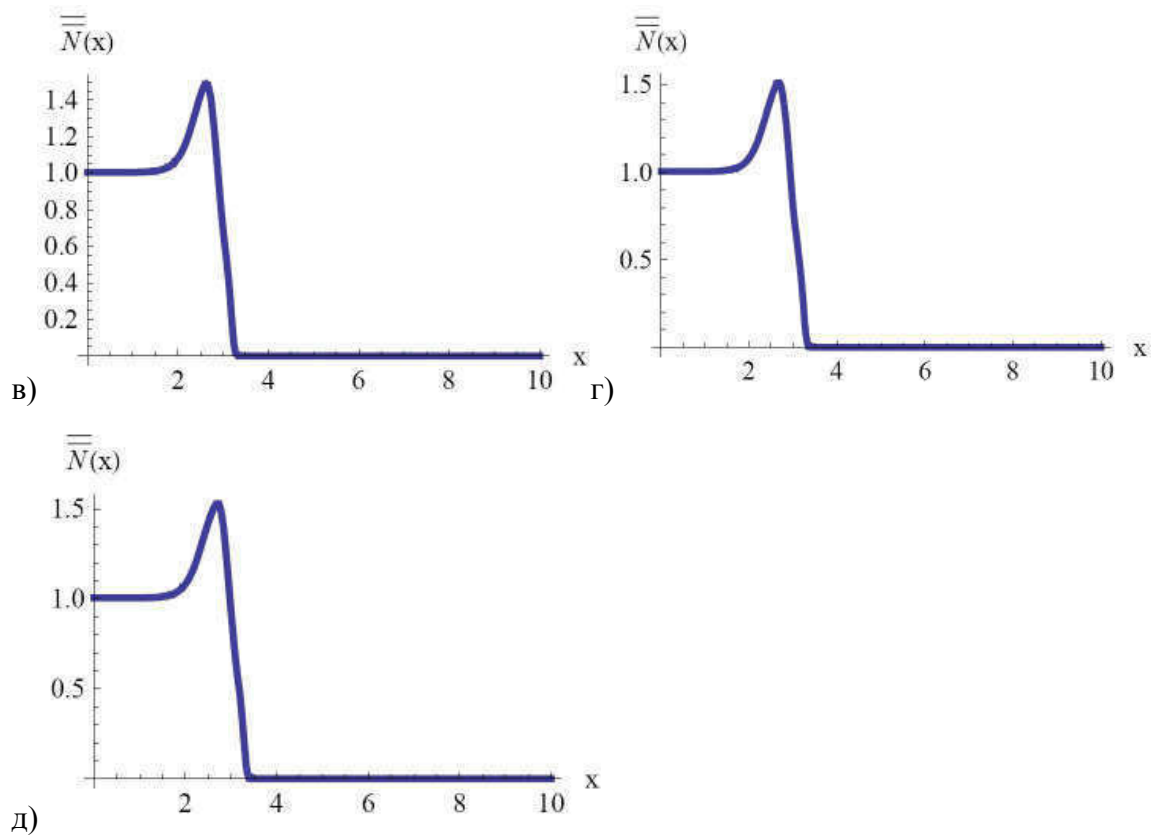


Рис. 2.15. Кинетика плотности ядер «шлаков» при волновом нейтронно-ядерном горении природного урана (а) зависимость обезразмеренной плотности ядер «шлаков» от пространственной координаты $\bar{N}^*(x)$ для момента времени расчета $t = 12$ суток; б) $\bar{N}^*(x)$ для $t = 24$ суток; в) $\bar{N}^*(x)$ для $t = 36$ суток; г) $\bar{N}^*(x)$ для $t = 48$ суток; д) для $\bar{N}^*(x)$ $t = 60$ суток).

2.1.7. Оценка скорости медленного нейтронно-ядерного горения для надтепловой областей энергии нейтронов.

Согласно теории солитоноподобной нейтронной волны медленного ядерного горения, разработанной на основе теории квантового хаоса в работах [106-110,233,234] скорости нейтронно-ядерного горения должны удовлетворять Вигнеровскому распределению (см. также раздел 1.1.2). Фазовая скорость u солитоноподобной нейтронной волны ядерного горения предопределяется следующим приближенным равенством:

$$\Lambda(a_*) = \frac{u\tau_\beta}{2L} \cong \left(\frac{8}{3\sqrt{\pi}}\right)^6 a_*^4 \exp\left(-\frac{64}{9\pi} a_*^2\right), \quad a_*^2 = \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{N_{крит}^{Pu}}{N_{равн}^{Pu} - N_{крит}^{Pu}}, \quad (2.52)$$

где $\Lambda(a_*)$ - безразмерный инвариант, зависящий от парапараметра a_* ; $N_{равн}^{Pu}$ и $N_{крит}^{Pu}$ - равновесная и критическая концентрации Pu^{239} , L - средняя длина свободного пробега нейтронов, τ_β - время задержки, связанное с рождением

активного (делящегося) изотопа и равное эффективному периоду β -распада промежуточных ядер в уран–плутониевом цикле Феоктистова.

С целью проверки согласия скорости медленного нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (1,0 – 7,0 эВ), полученной при численном моделировании, были рассчитаны соответствующие равновесные и критические концентрации для плутония ^{239}Pu согласно выражениям (2.28) и (2.29), а по ним согласно соотношению (2.52) получена оценка парапараметра a_* и инварианта $\Lambda(a_*)$.

Для вычисления равновесные и критические концентрации для плутония ^{239}Pu согласно выражениям (2.28) и (2.29) были предварительно рассчитаны для надтепловой области энергий нейтронов (1,0 – 7,0 эВ) усредненные по энергетическому спектру нейтронов сечения нейтронно-ядерных реакций, входящие в выражения (2.28) и (2.29). Усреднение сечений нейтронно-ядерных реакций в надтепловой области энергий нейтронов (1,0 – 7,0 эВ) проводилось по нейтронному спектру, полученному из спектра нейтронов ВВР, представленному на рис. 2.6, путем такого его сдвига в надтепловую область, чтобы максимум спектра нейтронов соответствовал энергии нейтронов равной 3 эВ. Были получены следующие значения:

$$\bar{\sigma}_c^{\text{Pu}} = 5,43 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_f^{\text{Pu}} = 26,05 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_c^{238} = 251,68 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_f^{238} = 0,0001 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_c^{235} = 49,41 \text{ б}, \\ \bar{\sigma}_f^{235} = 60,19 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_c^{239} = 4,68 \text{ б}, \quad \bar{\sigma}_f^{239} = 1,64 \text{ б};$$

$$\tilde{N}_{\text{равн}}^{\text{Pu}} \approx 3,852 \cdot 10^{23} \text{ 1/см}^3 \text{ и } \tilde{N}_{\text{крит}}^{\text{Pu}} \approx 4,097 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3 \quad ;$$

$$a_* = 0,5418 \quad \text{и} \quad \Lambda(a_*) = 0,5144 . \quad (2.53)$$

Полученная для медленного нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (1,0 – 7,0 эВ) оценка парапараметра a_* и инварианта $\Lambda(a_*)$ представлена на рис. 2.16.

Оценка же фазовой скорости нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов, полученная по представленным в разделе 2.1.6 результатам численного моделирования (например, см. рис. 2.9) приблизительно равна:

$$u_{\text{числ}} \approx 1 \text{ см} / (12 \cdot 60 \text{ с}) \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ см/с} . \quad (2.54)$$

Средняя длина свободного пробега для нейтронов указанной надтепловой области энергий нейтронов равна:

$$L = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{\bar{\sigma}_c^9 N_8(t=0)} \approx \frac{1}{4,68 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 0,48 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}} \approx 4,45 \text{ см} . \quad (2.55)$$

Здесь следует отметить, что в предыдущем выражении (2.54) для оценки усредненной длина свободного пробега для нейтронов мы вместо сечения радиационного захвата для урана ^{238}U использовали значение сечение радиационного захвата для урана ^{239}U , так как при заданной при

расчете плотности потока нейтронов уран 238 в результате реакции радиационного захвата нейтронов за очень короткое время превращается в уран 239.

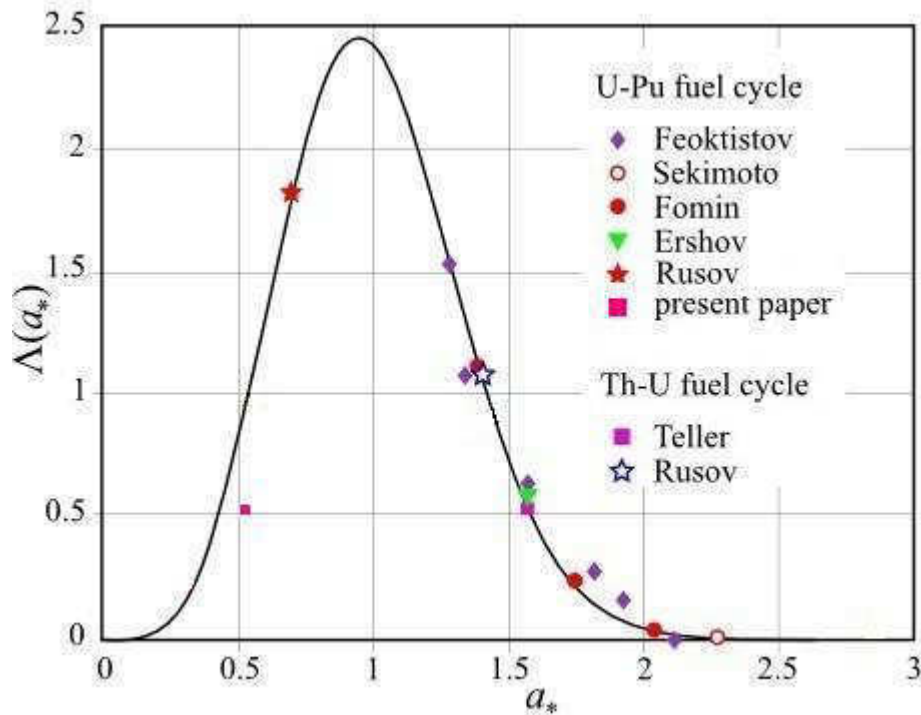


Рис. 2.16. Теоретическая (сплошная линия) и расчетная (точки) зависимость для фазовых скоростей нейтронно-ядерного горения $\Lambda(a_*)=u\tau_\beta/2L$ от пара-параметра a_* [110], представленная в [110] и дополненная оценкой, полученной в данной работе для медленного волнового горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (1,0 – 7,0 эВ).

Таким образом, на основе результатов численного моделирования получим следующую оценку инварианта ядерного горения:

$$\frac{u_{\text{числ}}}{L} \approx \frac{1,00 \cdot 10^{-3} \text{ см/с}}{4,45 \text{ см}} \approx 2,25 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}. \quad (2.56)$$

Оценку u/L также можно получить из выражения (2.52), зная значения для инварианта Λ , представленное в (2.53), и τ_β . Действительно, согласно (2.52) получим:

$$\frac{u}{L} = \frac{2 \cdot \Lambda}{\tau_\beta} \approx \frac{2 \cdot 0,51}{2,85 \cdot 10^5 \text{ с}} \approx 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}. \quad (2.57)$$

Сравнение значений (2.56) и (2.57) позволяет сделать вывод о их хорошем согласии. Отличие значения инварианта (2.56), полученного по результатам численного моделирования, от теоретической оценки (2.57) может быть вызвано тем, что при численном моделировании использовалось одностороннее диффузионное приближение теории

переноса нейтронов и вследствие этого для входных расчетных данных задавались значения сечений нейтронно-ядерных реакций (2.51), полученные усреднением по энергетическому диапазону надтепловых энергий (0,1 – 7,0 эВ) без учета вида энергетического спектра нейтронов, что для коэффициента диффузии и скорости нейтронов задавались значения, соответствующие энергии 1 Эв.

Следует отметить, что уменьшение скорости волнового горения плутония во втором моделирующем расчете по сравнению с первым расчетом, обусловленное увеличением на порядок величины эффективного сечения радиационного захвата нейтронов для осколков деления и ядер-«шлаков», хорошо согласуется с видом выражения для фазовой скорости волнового горения задаваемого Вигнеровским распределением (2.52) и выражениями (2.28) и (2.29) (или аналогичными им (2.21) и (2.22)) для равновесной и критической концентраций плутония. Действительно, увеличение эффективного сечения радиационного захвата нейтронов для осколков деления и ядер-«шлаков» согласно выражению (2.28) не изменяет оценку для равновесной концентрации плутония и согласно выражению (2.29) приводит к увеличению первого слагаемого в числителе выражения (2.29), что вызывает увеличение оценки для критической концентрации плутония. Увеличение критической концентрации плутония при неизменной равновесной концентрации плутония и при выполнении условия горения $\tilde{N}_{равн}^{239Pu} > \tilde{N}_{крит}^{239Pu}$ согласно

выражению (2.52) для парапараметра a^* приводит к его увеличению, так как растет числитель и уменьшается знаменатель выражения (2.52) для парапараметра, а такое увеличение парапараметра вызывает уменьшение фазовой скорости волнового горения плутония также согласно выражению (2.52).

2.2. Заключение.

Впервые сформулирован общий критерий реализации волновых режимов нейтронно-ядерного горения, как волны Ахиезера, так и волны Феокистова [218,219,229,230].

Для делящейся среды, первоначально состоящей из урана 238, впервые проведены исследования выполнения критерия волнового горения в широком диапазоне энергий нейтронов и впервые обнаружена возможность волнового ядерного горения не только в области быстрых нейтронов, но и для холодных, надтепловых и резонансных нейтронов [218,219,229,230].

Впервые представлены результаты исследования выполнения критерия Феокистова для делящейся среды, первоначально состоящей из урана 238 с обогащениями 4,38 %, 2,00 %, 1,00 %, 0,71 % и 0,50% по урану 235, в области энергий нейтронов 0,015 – 10,00 эВ. Эти результаты

свидетельствуют о возможности реализации режима медленного волнового нейтронно-ядерного горения уран-плутониевых сред, первоначально (до процесса инициации волнового режима горения с помощью внешнего источника нейтронов) имеющие обогащения по урану 235, соответствующие подкритическому состоянию, в области холодных, тепловых, надтепловых и резонансных нейтронов [218,219,229,230].

Для подтверждения справедливости выводов, основанных на анализе выполнения критерия медленного волнового нейтронно-ядерного горения в зависимости от энергии нейтронов, было впервые проведено численное моделирование медленного нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (1,0-7,0 эВ). Представленные результаты численного моделирования волнового нейтронно-ядерного медленного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов свидетельствуют о реализации такого режима [229,230].

Впервые делается обоснованный результатами расчетов вывод о возможности создания теплового волнового ядерного реактора, в котором в качестве топлива может быть использован природный уран в различных его видах [229,230]. А также вывод о том, что легководные тепловые реакторы с топливом на природном уране подходят для волнового горения плутония 239. В тяжеловодном реакторе на природном уране не будет области, в которой критическая концентрация по плутонию была бы больше нуля, а, следовательно, не может реализоваться режим медленного волнового нейтронно-ядерного горения (волна Феокистова). Это же относится и к реакторам на природном уране с газовым теплоносителем. В этих реакторах возможно, медленное волновое ядерное горение для топлива с настолько меньшим обогащением по урану 235, чтобы существовала в тепловой области энергий область критичности по плутонию 239, например, подойдет технический уран или уже отработанное ядерное топливо, с подходящим выгоранием.

Таким образом, впервые делается обоснованный расчетами вывод о возможности создания волновых ядерных реакторов на холодных, тепловых, надтепловых и резонансных нейтронах, а не только на быстрых нейтронах [218,219,229,230]. Это крайне важно по ряду причин, главные из которых следующие. Во-первых, решается проблема радиационной стойкости материалов актуальная для быстрых волновых реакторов [217], так как примерно на шесть порядков снижается энергия нейтронов (от $\sim 1\text{МэВ}$ до $\sim 1\text{эВ}$), а, следовательно, также снижается и интегральный флюенс на материал стенки твэла. Однако хочется обратить внимание на то, что как следует из результатов, представленных на рис. 2.3, критерий волнового горения

выполняется не только для быстрых реакторов с жестким спектром (средняя энергия нейтронов $\sim 1\text{МэВ}$), но и для быстрых реакторов со смягченным нейтронным спектром (средняя энергия нейтронов \sim меньше 100 кэВ и достаточно велик «хвост» спектра нейтронов с энергией менее 10 кэВ , например, [154]). А решение проблемы радиационной стойкости материалов актуальная для быстрых волновых реакторов с жестким спектром нейтронов, требует создания новых конструкционных материалов для стенки твэла, выдерживающих радиационную нагрузку в 500 сна (смещений на атом), тогда, как работающие сегодня материалы выдерживают $\sim 100\text{ сна}$ (см. [217]), то есть, необходимо увеличение радиационной стойкости в пять раз. Поэтому, возможно, решить существующую проблему радиационной стойкости материалов для быстрых волновых реакторов с жестким спектром нейтронов можно будет на пути создания быстрых волновых реакторов со смягченным нейтронным спектром, так как переход к таким реакторам снижает радиационную нагрузку на порядок. Отметим также, что для волновых реакторов, работающих в вышеуказанных диапазонах энергий нейтронов, снимается запрет, действующий для обычных тепловых реакторов, на использование сталей как конструкционных материалов активной зоны и необходимость использования для этого дорогостоящих алюминиевых и циркониевых сплавов, так как для волновых реакторов нет необходимости в сбережении нейтронов для обеспечения цепной реакции, и, следовательно, появляется возможность исключения опасности протекания пароциркониевой реакции с последующим взрывом водородной смеси [227,231,232]. Во-вторых, волновые реакторы на резонансных нейтронах могут быть реакторами трансмутаторами наиболее опасных для биосферы нуклидов, являющихся осколками делений топливных нуклидов (так называемая, биосовместимость ядерного реактора нового поколения). В-третьих, реализация реакторов на холодных нейтронах серьезно упрощает их радиационную защиту из-за малой проникающей способности нейтронов этих энергий, что в сочетании с внутренней безопасностью волновых реакторов, может обеспечить их широкое распространение. В-четвертых, крайний интерес вызывает возможность реализации волнового реактора в надтепловой области нейтронов (максимум распределения нейтронов максвелловского типа в области от 3эВ до 7эВ), так как в этом случае резко снижаются (примерно, на три - четыре порядка) требования к плотности потока внешнего источника нейтронов, обеспечивающего поджиг ядерного горения, или времени поджига из-за наличия максимума сечения радиационного захвата для урана ^{238}U порядка 10000 барн для энергии нейтронов 7эВ . В качестве такого источника мог бы выступать источник с

естественной радиоактивностью нейтронов с энергией 7эВ или ускоритель заряженных частиц (например, протонов или электронов), которые при взаимодействии с ядрами мишени в результате ядерной реакции образовывали в основном нейтроны с энергией 7эВ.

Отметим, что волновое ядерное горения в надтепловой области энергий нейтронов представляет серьезный интерес и для исследования возможных режимов горения волнового геореактора [82,233, 234], так как надтепловая область энергий нейтронов с максимумом распределения нейтронов максвелловского типа в области $\sim 1\text{эВ}$, может рассматриваться как область термализованных нейтронов в делящейся уран-плутониевой среде, находящейся в состоянии при температуре $\sim 5000\text{К}$, что соответствует температуре ядерного горения геореактора на границе твердого и жидкого ядра Земли.

РАЗДЕЛ 3. РЕЖИМЫ С ОБОСТРЕНИЕМ В УРАН-ПЛУТОНИЕВОЙ ДЕЛЯЩЕЙСЯ СРЕДЕ

3.1. Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде.

3.1.1. Введение.

Сегодня с появлением компьютеров, обладающих высокой вычислительной производительностью, метод математического моделирования стал мощным инструментом научных исследований.

Особенно актуальным является его использования в области исследования физики ядерных реакторов, так как позволяет исследовать кинетику ядерных реакторов, а не только их стационарные состояния, что напрямую связано с безопасностью работы реакторов и позволяет разрабатывать ядерные реакторы нового поколения с внутренней безопасностью [1,2,9-12,14,20,22-62,65-110,115-119, 217-219, 229,230,233-235].

Математическое моделирование кинетики ядерных реакторов, в том числе и перспективных быстрых уран-плутониевых реакторов V поколения (волновые реакторы типа Л.П. Феоктистова), а также, математическое моделирование прочностных характеристик (таких как радиационная ползучесть, распухание и трещиностойкость) реакторного ядерного топлива – требует знания кинетики теплопереноса и зависимостей сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива [148-149,225-227,236-242].

Реализация режимов с обострением Курдюмова (нестационарные диссипативные тепловые структуры, см. также выше раздел 1.1.4) в уран-плутониевой делящейся среде может существенным образом повлиять на кинетику ядерных реакторов, в том числе и перспективных быстрых уран-плутониевых реакторов V поколения (реактор на бегущей волне нейтронно-ядерного горения).

Сегодня также в связи с открытием геореактора [67-69,74,76,79-84,233,234], существующего в виде бегущей волны медленного нейтронно-ядерного горения на границе жидких и твёрдых фаз Земного ядра, становится крайне актуальным исследование его кинетики при температурах вплоть до 6000К и давлениях порядка 10^6 атмосфер. Для этого необходима разработка теоретической модели, на основе которой может быть разработан

оригинальный алгоритм компьютерного расчёта зависимостей сечений ядерной реакции радиационного захвата нейтронов и ядерной реакции деления, от температуры ядерного топлива в интервале температур 300К-6000К для главных реакторных нуклидов ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, а также зависимости усреднённых по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры ядерного топлива.

3.1.2. Уравнение теплопереноса для уран-плутониевой делящейся среды.

Уравнением теплопереноса для уран-плутониевой делящейся среды, мы можем записать в следующем виде (не изотропный случай $\aleph(\vec{r}, t)$) [225-227, 231, 232, 236-242]:

$$\rho(\vec{r}, T, N_i, t) \tilde{C}(\vec{r}, T, N_i, t) \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \aleph(\vec{r}, T, N_i, t) \Delta T(\vec{r}, t) + \nabla \aleph(\vec{r}, T, N_i, t) \nabla T(\vec{r}, t) + q_T^f(\vec{r}, T, N_i, t), \quad (3.1)$$

где $\rho(\vec{r}, T, N_i, t) = \sum_i N_i(\vec{r}, T, t) \rho_i$ - плотность вещества, ρ_i - табличные значения, $N_i(\vec{r}, T, t)$ концентрации компонентов среды; $\tilde{C}(\vec{r}, t, T) = \sum_i C_i(T) N_i(\vec{r}, t, T)$ - удельная теплоемкость, $C_i(T)$ - табличные значения теплоемкости компонентов среды; $\aleph(\vec{r}, t, T) = \sum_i \aleph_i(T) N_i(\vec{r}, t, T)$ - коэффициент теплопроводности делящегося вещества, $\aleph_i(T)$ - табличные значения теплопроводности компонентов среды; $q_T^f(\vec{r}, T, N_i, t)$ - плотность источника тепла, порождаемая ядерными делениями и которая, как видно, также зависит от концентраций N_i компонент состава делящегося металла, которые меняются во времени.

Теоретический вид зависимости теплоемкости от температуры $C_i(T)$ для металлов известен: при низких температурах $C_i(T) \sim T^3$, а при высоких $C_i(T) \rightarrow \text{const}$ и значение константы задается законом Дюлонга-Пти (см. ПРИЛОЖЕНИЕ 1). Теоретический вид зависимости теплопроводности от температуры $\aleph_i(T)$ для металлов не известен (см. ПРИЛОЖЕНИЕ 1). Экспериментальный коэффициент теплопроводности делящейся среды – не линеен, так как экспериментальные теплопроводности $\aleph_i(T)$ - зависят от температуры нелинейным образом, например, на рис. 3.1. приведена теплопроводность для α - урана 238 [194] (отметим, что и для металлического плутония 239 в [194] представлена аналогичная зависимость), и так как

концентрации нуклидов меняются нелинейным образом, например, для уран-плутониевого быстрого реактора типа Феоктисова.

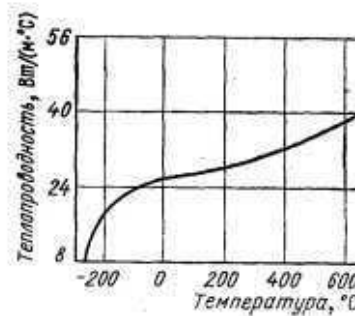


Рис. 3.1. Температурная зависимость теплопроводности α-урана 238 [194].

Изменения во времени концентраций N_i , определяются следующим рядом процессов: при делениях исчезают делящиеся нуклиды и образуются продукты делений; в результате реакций радиационного захвата нейтронов и последующих β -реакций нуклидов образуются делящиеся нуклиды; в результате реакций радиационного захвата нейтронов происходит изменение концентраций и типов нуклидов продуктов делений, так называемых шлаков. А также, если из-за выделения энергии делений происходит изменение температуры, то это приводит изменению расстояний между нуклидами и, следовательно, вызывает температурное изменение концентраций N_i , аналогичное температурному изменению плотностей металлов. Поэтому для корректного задания $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$ нужно контролировать кинетику реактора (система уравнений для $\Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i$, то есть, кинетических уравнений реактора, которая представлена, например, в [9-11, 65-84, 235, 238-240, 242]).

Для $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$ мы можем записать выражение (однотемпературное приближение):

$$q_T^f(\vec{r}, E_n, \Phi, T, N_i, t) = \Phi(\vec{r}, E_n, t) \sum_{i=8,9, \text{Pu}} C_i^f \sigma_f^i(E_n, T) N_i(\vec{r}, t, T), \quad (3.2)$$

а в случае многогруппового приближения:

$$q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t) = \sum_{j=1}^{N^{gr}} \Phi(\vec{r}, E_n^j, t) \sum_{i=8,9, \text{Pu}} C_i^f \sigma_f^i(E_n^j, T) N_i(\vec{r}, t, T), \quad (3.3)$$

где C_i^f - среднее количество тепла, выделяющееся при одном делении нуклида i , N^{gr} - число групп нейтронов. Если для нуклидов ввести усредненные по энергетическому спектру нейтронов сечения

$$\bar{\sigma}_f^i(T) = \frac{1}{N^{gr}} \sum_{j=1}^{N^{gr}} \sigma_f^i(E_n^j, T) \quad (3.4)$$

и полную плотность потока нейтронов

$$\Phi(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^{N^{gr}} \Phi(\vec{r}, E_n^j, t), \quad (3.5)$$

тогда выражению (3.3) можно придать следующий вид:

$$q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t) = \Phi(\vec{r}, t) \sum_{i=8,9, Pu} C_{\alpha,i}^f \bar{\sigma}_f^i(T) N_i(\vec{r}, t, T), \quad (3.6)$$

Однако многогрупповое приближение – лишь приближение к точной картине. Поэтому точное решение это – усреднение по энергетическому спектру нейтронов. Если обозначим функцию вероятности распределения по энергетическому спектру для нейтронов через $\rho(\vec{r}, E_n, t)$, то для нее можем записать:

$$\rho(\vec{r}, E_n, t) = \frac{\Phi(\vec{r}, E_n, t)}{\int \Phi(\vec{r}, E_n, t) dE_n} = \frac{\Phi(\vec{r}, E_n, t)}{\Phi(\vec{r}, t)}, \quad (3.7)$$

где полная плотность потока нейтронов: $\Phi(\vec{r}, t) = \int \Phi(\vec{r}, E_n, t) dE_n$.

Тогда для усредненных по энергетическому спектру нейтронов сечений получим:

$$\bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t) = \int \sigma_f^i(E_n^j, T) \rho(\vec{r}, E_n, t) dE_n, \quad (3.8)$$

и выражению для $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$ можно придать следующий вид:

$$q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t) = \Phi(\vec{r}, t) \sum_{i=8,9, Pu} C_i^f \bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t) N_i(\vec{r}, t, T). \quad (3.9)$$

Если $\sigma_f^i(E_n, T)$ или $\bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t)$ с ростом температуры растет, то из-за экзотермического характера реакций делений ядер и при соответствующей кинетике реактора (система уравнений для $\Phi, T, N_1, N_2, \dots, N_i$), так как во времени меняются Φ и N_i , получаем рост числа делений, а, следовательно, рост количества выделяемого тепла аналогичный автокаталитическому процессу для экзотермических химических реакций [243].

А также, надо задать начальные и граничные условия для уравнения теплопроводности, например в следующем виде:

$$T(x, t = 0) = 300 \text{ К} \quad \text{и} \quad j_n = \aleph(x = 0, t) [T(x = 0, t) - \tilde{T}_0], \quad (3.10)$$

где $\aleph(x, t)$ - коэффициент теплопроводности, \tilde{T}_0 - температура граничащей среды.

Раздел 3.1.3. Зависимости сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект)

3.1.3.1. Структура алгоритма и описание компьютерной программы для вычисления зависимостей сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект).

Рассмотрим для основных топливных реакторных нуклидов (${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ и ${}^{239}_{94}\text{Pu}$) зависимость сечений ядерных реакций делений при взаимодействии с нейтронами σ_{nf}^i , где i – индекс нуклида, и сечений реакций радиационного захвата нейтрона σ_{nc}^i от температуры топливного металла T .

Выражения для резонансных сечений (формулы Брейта-Вигнера) представлены выше в разделе 1.1.4.2 или, например, в [154,155].

В формулах Брейта-Вигнера E_n представляет собой суммарную кинетическую энергию сталкивающихся нейтрона и ядра в системе центра инерции. Это означает, что E_n не совпадает с кинетической энергией нейтрона в лабораторной системе координат E' . Для E_n легко получить выражение [154]:

$$E_n = \frac{1}{2} \frac{m_n M}{m_n + M} (\vec{v}_n - \vec{v}_M)^2 = \frac{M}{m_n + M} \left(E' - \sqrt{2m_n E'} \frac{\vec{v}_n}{|\vec{v}_n|} \vec{v}_M \right) + \frac{m_n}{m_n + M} E_M, \quad (3.11)$$

где M – масса ядра-мишени, \vec{v}_n - скорость нейтрона в лабораторной системе, \vec{v}_M - скорость ядра в лабораторной системе (скорость теплового движения), E_M - кинетическая энергия ядра-мишени в лабораторной системе координат.

Из (3.11) видно, что нейтрон с заданной энергией E' (относительно лабораторной системы координат) в области резкого изменения сечения в зависимости от энергии нейтрона (относительно системы координат центра инерции), то есть, в области резонанса, будет взаимодействовать с ядрами с различными вероятностями, зависящими от скоростей ядер, а, следовательно, от температуры среды. Таким образом, влияние теплового движения ядер

(атомов) среды сводится к увеличению ширины резонансов и уменьшению высоты резонанса (что понятно из вероятностных соображений, ибо площадь под кривой резонанса должна давать полную вероятность процесса). Этот эффект по аналогии с оптикой принято называть эффектом Доплера (см. раздел 1.1.4.2). Поскольку в области малых значений E' резонансные уровни наблюдаются лишь у тяжелых ядер, то эффект Доплера заметен только при взаимодействии нейтронов с такими ядрами и тем сильнее, чем выше температура среды.

Для определения $\bar{\sigma}_f^i(\vec{r}, T, t)$, входящего в выражение для плотности теплового источника (3.9), с учетом теплового движения ядер необходимо усреднить резонансное сечение σ_{nb} [154], взятое при заданном значении E' без учета теплового движения ядер, по всем возможным значениям E_n , задаваемым выражением (3.11), при заданном значении E' . Распределение ядер по скоростям или энергиям задается распределением Максвелла, распределение скоростей по направлениям полагается изотропным, что соответствует нейтронному хаосу, и процедура усреднения достаточно ясна. Однако результат усреднения не удастся выразить аналитически.

В программной среде Microsoft Fortran Power 4.0 (MFP4.0) была разработана компьютерная программа, позволяющая рассчитывать сечения нейтронных реакций с учетом эффекта Доплера. Блок-схема алгоритма этой программы представлена в ПРИЛОЖЕНИИ 12.

3.1.3.2. Результаты компьютерных вычислений зависимостей сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект).

В соответствии с разработанным алгоритмом (ПРИЛОЖЕНИИ 12) в программной среде Microsoft Fortran Power 4.0 (MFP4.0) была разработана компьютерная программа для расчета зависимостей сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект).

С помощью этой программы получены зависимости от энергий нейтронов (от близких к нулю до 1 Мэв) сечений реакций делений и радиационного захвата нейтрона для основных реакторных топливных нуклидов ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$ и ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ при различных температурах в диапазоне от 300К до 6000К, некоторые характерные фрагменты которых представлены на рис 3.2 - 3.7.

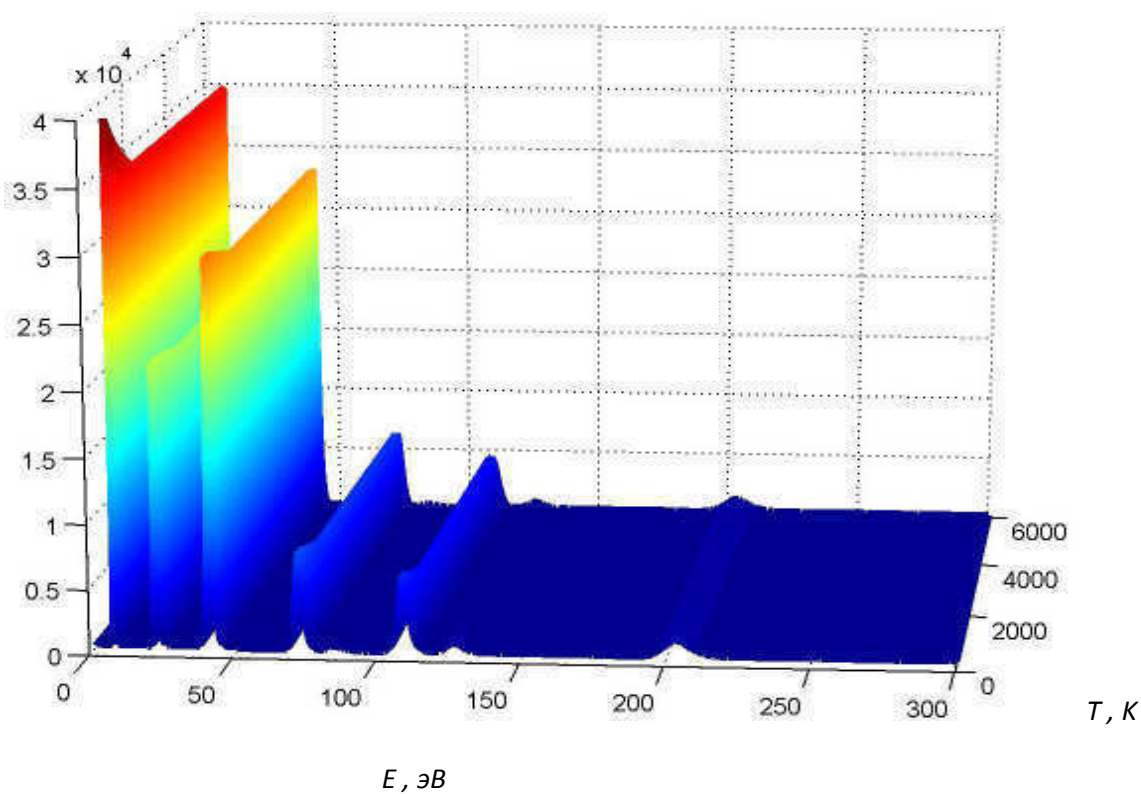
$\bar{\sigma}_{nc}, \text{барн}$


Рис. 3.2. Эффект Доплера для зависимости сечения радиационного захвата ${}^{238}_{92}\text{U}$ нейтронами от их энергии при изменении T от 300К до 6000К.

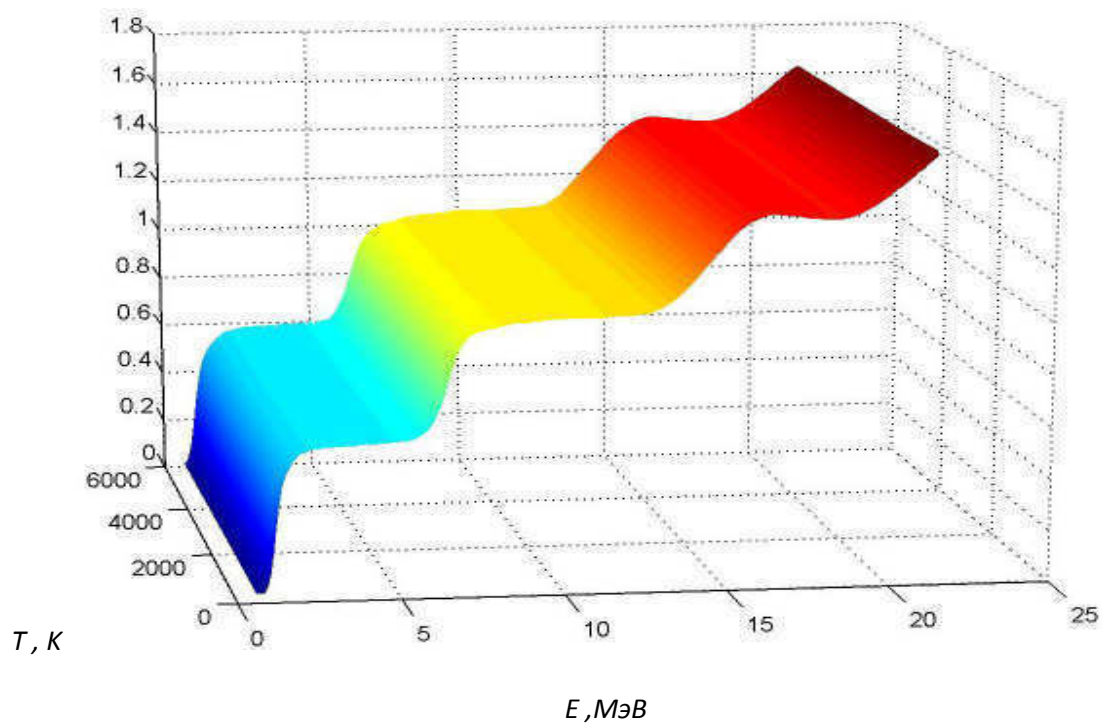
 $\bar{\sigma}_f, \text{барн}$


Рис. 3.3. Эффект Доплера для зависимости сечения деления ${}^{238}_{92}\text{U}$ нейтронами от их энергии при изменении T от 300К до 6000К.

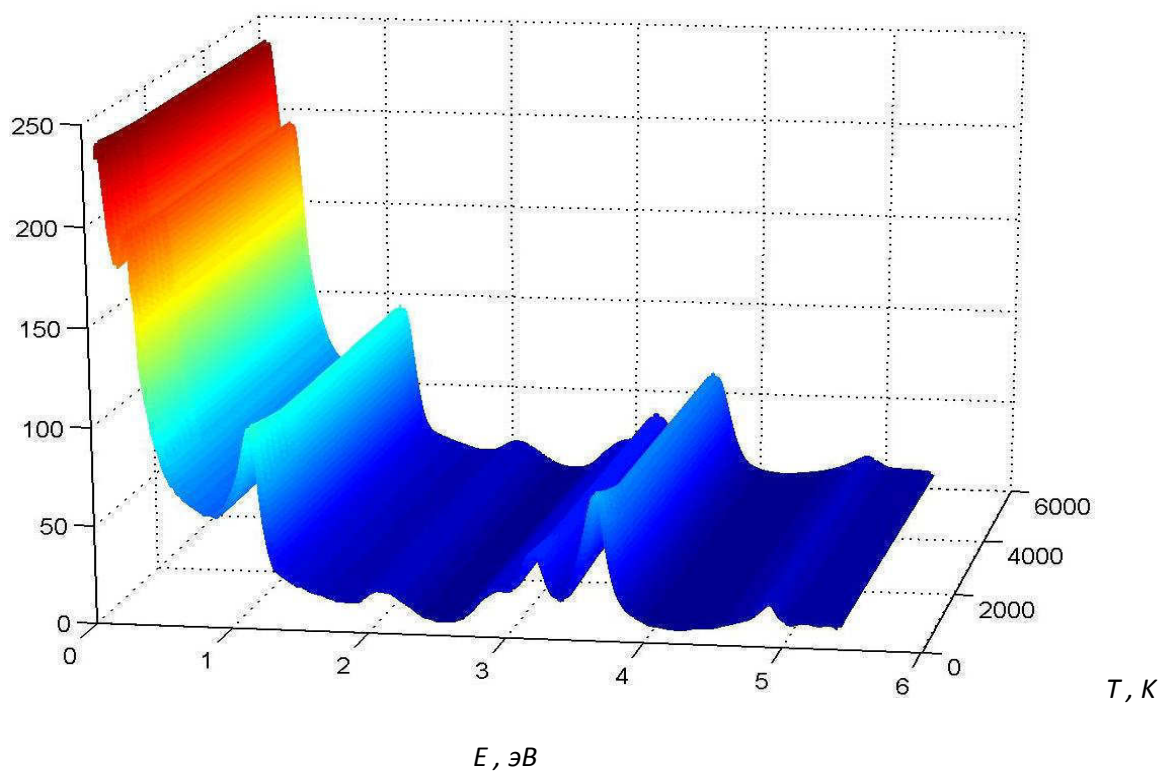
$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$


Рис. 3.4. Эффект Доплера для зависимости сечения деления ${}^{235}_{92}\text{U}$ нейтронами от их энергии при изменении T от 300К до 6000К.

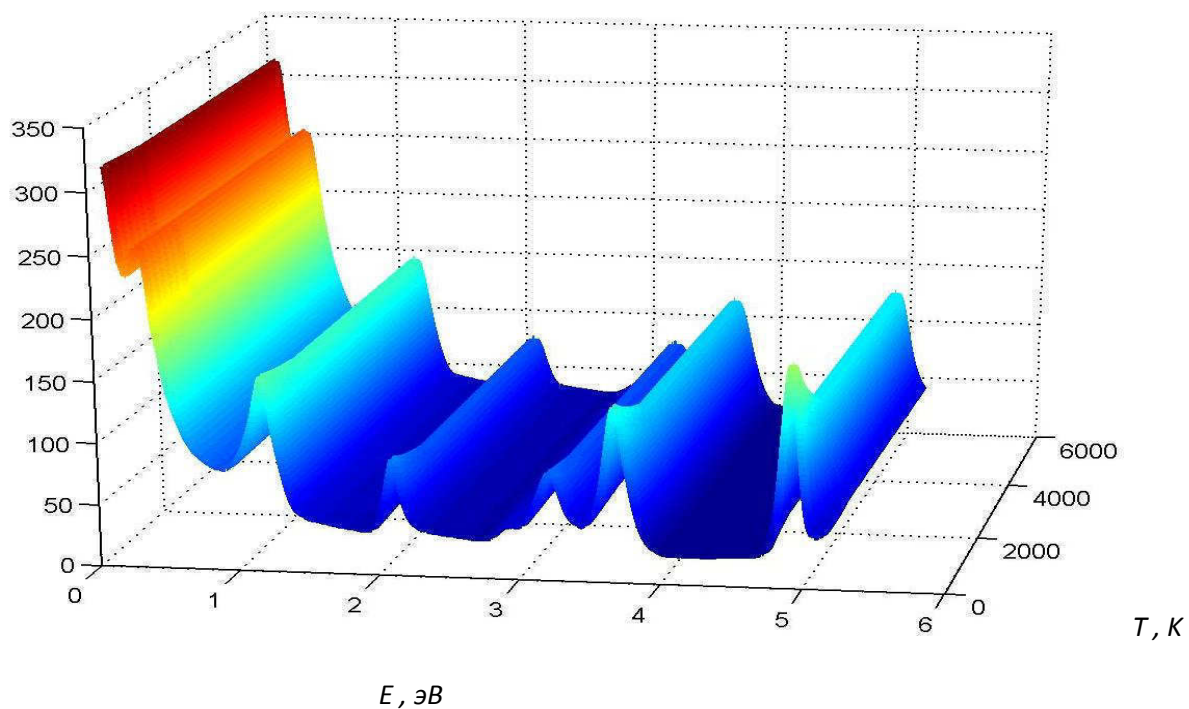
 $\bar{\sigma}_{nc}, \text{барн}$


Рис. 3.5. Эффект Доплера для зависимости сечения захвата ${}^{235}_{92}\text{U}$ нейтронами от их энергии при изменении T от 300К до 6000К.

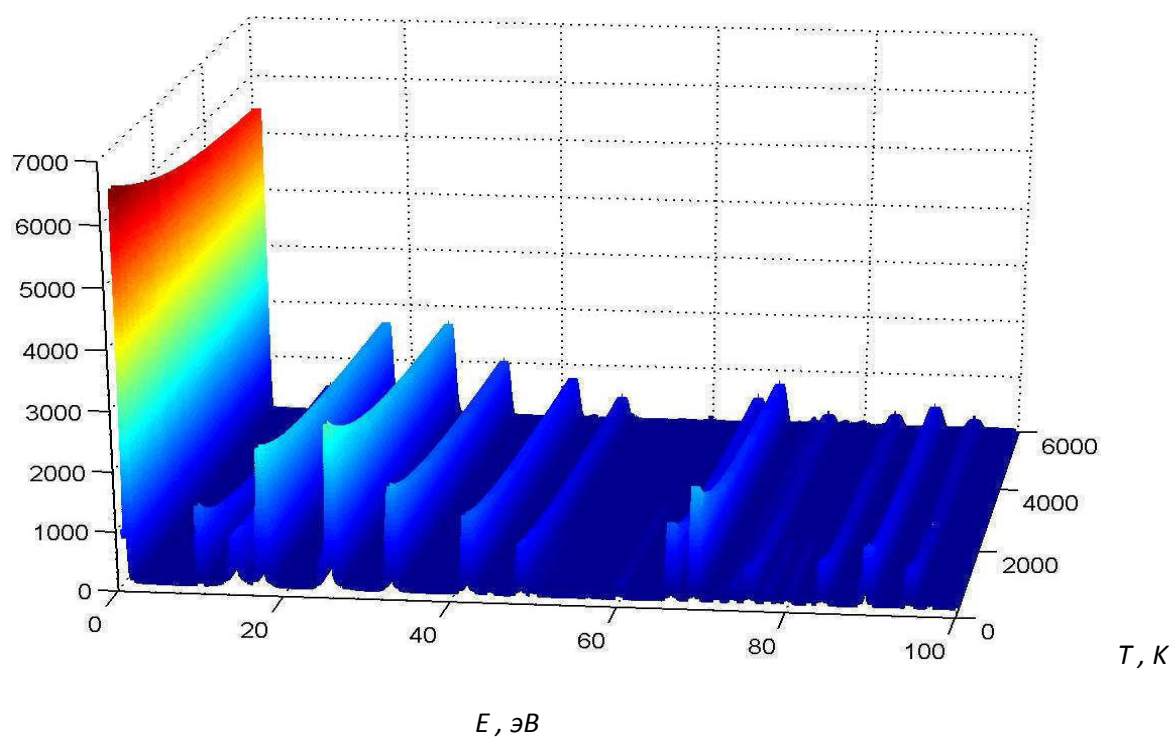
$\bar{\sigma}_{nc}, \text{барн}$


Рис. 3.6. Эффект Доплера для зависимости сечения захвата ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ нейтронами от их энергии при изменении T от 300К до 6000К.

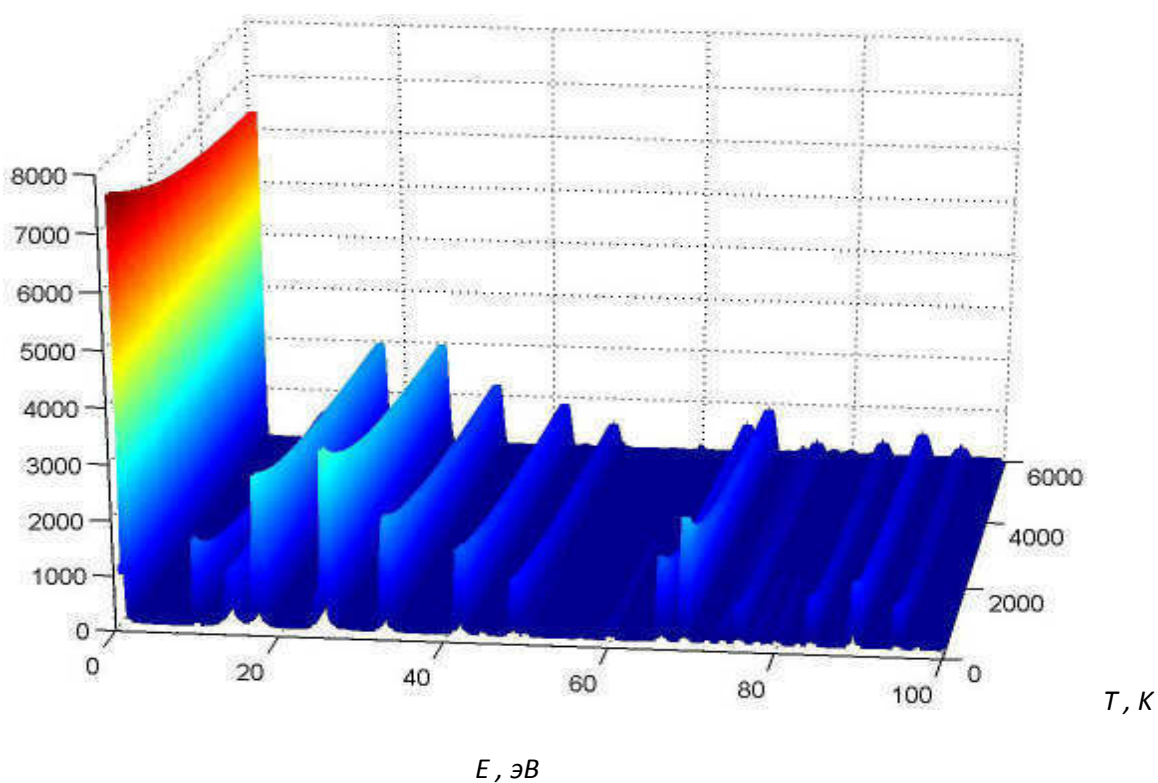
 $\bar{\sigma}_f, \text{барн}$


Рис. 3.7. Эффект Доплера для зависимости сечения деления ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ нейтронами от их энергии при изменении T от 300К до 6000К.

В качестве входной информации для расчетов использовались известные экспериментальные зависимости сечений деления и захвата от энергии нейтронов для ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ для температуры 300К, взятые из базы данных ENDF/B-VII.0 [244,245] и представленные на рис. П.10.1 - П.10.8 ПРИЛОЖЕНИЯ 10.

3.1.3.3. Выводы.

Разработан алгоритм для вычисления зависимостей сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект).

В соответствии с разработанным алгоритмом в программной среде Microsoft Fortran Power 4.0 (MFP4.0) была разработана компьютерная программа для расчета зависимостей сечений от энергии нейтронов при заданных температурах делящейся среды (Доплер эффект). С помощью этой программы получены зависимости сечений реакций делений и радиационного захвата нейтрона для основных реакторных топливных нуклидов ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$ и ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ [2,110,225,251].

3.1.4. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива.

3.1.4.1. Теоретическая модель для компьютерного вычисления зависимостей усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива.

В физике реакторов хорошо известен, например [154], эффект ужесточения спектра замедляющихся нейтронов, вызванный увеличением температуры замедлителя. Аналогичного эффекта следует ожидать и для топливной среды.

В результате замедления нейтроны становятся тепловыми. Процесс установления их энергетического спектра принято называть термализацией. Определения спектра замедляющихся нейтронов в реакторе сложная задача, требующая использования мощных компьютеров.

Поэтому для описания спектра нейтронов обычно используется следующая модель. Вводится понятие граничной энергии E_{gp} , которая задает границу между областями замедления и термализации. Отметим, что существует неопределенность в выборе значения E_{gp} , так как в действительности существует переходная область между областями

замедления и термализации, и что E_{ep} целесообразно выбирать так, чтобы выше его была справедлива теория замедления (например, в возрастном приближении) и, следовательно, энергетическое распределение замедляющихся нейтронов описывалось спектром Ферми ($\Phi(E_n) = S_0 / (\xi \Sigma_s E_n)$), где S_0 - полная объемная скорость генерации нейтронов, $\xi \Sigma_s$ - замедляющая способность вещества [154]), а ниже E_{ep} энергетическое распределение нейтронов описывалось спектром Максвелла. Естественно, что обычно E_{ep} выбирается таким, что $E_{ep} \gg kT$. Понятно также, что при рассмотрении спектра нейтронов при термализации оказывается существенным влияние теплового движения ядер среды.

Например, согласно [154], спектр тепловых нейтронов приблизительно задается распределением Максвелла:

$$\frac{dn(E)}{n} = \frac{2\pi}{(\pi k T_n)^{3/2}} e^{-E/kT_n} E^{1/2} dE, \quad (3.12)$$

где температуру нейтронного газа в гомогенной топливной среде (в первом приближении) можно представить в виде:

$$T_n = T_0 \left[1 + 1,8 \frac{\Sigma_a(kT_0)}{\xi \Sigma_s} \right], \quad (3.13)$$

где T_0 - температура топливной среды; $\Sigma_a(kT_0)$ - сечение поглощения, взятое при энергии kT_0 ; $\xi \Sigma_s$ - замедляющая способность вещества с энергией 1эВ.

В [246] E_{ep} определяется из условия баланса нейтронов:

$$\frac{x'^2 e^{-x'}}{1 + (1 + x') e^{-x'}} = \frac{\Sigma_a(x'kT) + \left(\frac{1}{\Sigma_{tr}} \right) \kappa^2}{\xi \Sigma_s(x'kT)}, \quad (3.14)$$

где $x' = \frac{E_{ep}}{kT}$, κ^2 - геометрический параметр реактора [64,246] (например, для бесконечной пластины толщиной H : $\kappa^2 = (\pi/H)^2$, для сферы радиуса R : $\kappa^2 = (\pi/R)^2$, для цилиндра высотой H и радиуса R : $\kappa^2 = (2,405/R)^2 + (\pi/H)^2$).

Там же представлены результаты расчетов по усреднению сечений по части спектра Максвелла и, по-видимому, без учета Доплер эффекта. Усреднение проводилось с помощью следующего выражения:

$$\bar{\sigma}(x', T) = \frac{\int_0^{x'} x^{1/2} e^{-x} \sigma(xkT) dx}{\int_0^{x'} x^{1/2} e^{-x} dx}, \quad (3.15)$$

где $x = \frac{E}{kT}$. При усреднении использовались известные экспериментальные зависимости сечений деления и захвата от энергии нейтронов для температуры 300К для ${}^{235}_{92}\text{U}$ и ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Диапазон изменения температур был 300К – 6000К.

Усреднение сечений по части спектра Ферми проводилось с помощью следующего выражения:

$$\bar{\sigma}(E_n, T) = \frac{\int_0^{E_{sp}} \sigma(E_n) \frac{1}{E_n} dE_n}{\int_0^{E_{sp}} \frac{1}{E_n} dE_n}, \quad (3.16)$$

3.1.4.2. Структура алгоритмов и описания компьютерных программ для вычисления зависимостей усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры реакторного ядерного топлива.

В соответствии с теоретической моделью, описанной в 3.1.4.1, разработана блок-схема алгоритма для компьютерной программы, рассчитывающей зависимости усредненных по нейтронному энергетическому спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры топливной среды. Блок-схема алгоритма представлена в ПРИЛОЖЕНИЕ 13.

3.1.4.3. Результаты компьютерных вычислений.

Компьютерная программа, рассчитывающие для главных реакторных нуклидов ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ зависимости усредненных по нейтронному энергетическому спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры топливной среды согласно разработанному алгоритму (ПРИЛОЖЕНИЕ 13), была реализована в программной среде Fortran Power Station 4.0.

С помощью этой программы для основных реакторных нуклидов ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ получены расчетные зависимости сечений деления и радиационного захвата от температуры делящейся среды, изменяющейся от

300К до 6000К, усредненных по комбинированному нейтронному спектру Максвелла и Ферми для пяти значений граничной энергии: 3кТ, 3,5кТ, 4кТ, 5кТ, 6кТ (рис. 3.8-3.10) [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252]. При усреднении использовались рассчитанные нами с учетом Доплер эффекта для диапазона температур 300К - 6000К зависимости сечений деления и захвата от энергии нейтронов для $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ и $^{238}_{92}\text{U}$, представленные выше в разделе 3.1.3.2 и, например, на рис. 3.2-3.7.

Отметим, что первоначально расчеты зависимостей сечений проводились до температуры 1400К, то есть, приблизительно до температуры плавления металлического урана и был обнаружен степенной рост сечений для плутония 239 с ростом температуры в отличие от этих зависимостей для урана 235.

В связи с этим диапазон температур для расчетов был увеличен до 3000К, то есть, приблизительно до температуры плавления оксидного топлива. Полученные результаты показали резонансный характер поведения зависимостей для плутония 239 (с увеличением температуры степенной рост до достижения максимума с последующим падением, см. рис. 3.8). Такое поведение температурной зависимости усредненных по энергетическому спектру сечений для плутония 239 объясняется тем, что плутоний 239 обладает низкорасположенным и широким по энергиям нейтронов и высоким по амплитуде резонансом (см. рис. П.10.1 и П.10.2, или рис. П.10.5 и П.10.6 ПРИЛОЖЕНИЯ 10) и при росте температуры в указанном диапазоне максимум термализованной части энергетического спектра нейтронов (задаваемой распределением типа Максвелла) сначала наезжает на этот резонанс, а затем съезжает с него [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252]. Что же касается урана 235, то у него аналогичный первый резонанс расположен выше и узок по энергиям нейтронов и практически не значителен по амплитуде. Это приводит лишь к уменьшению усредненных сечений для урана 235 с ростом температуры в указанном диапазоне температур (см. рис. 3.9) в отличие этих зависимостей для плутония 239 [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252].

Опять же, в связи с выше изложенным, а также, в связи с тем, что геореактор работает при температуре 5000К-6000К [82], расчетный температурный диапазон был увеличен до 6000К.

Отметим также, что исследования температурного поведения сечений усредненных по спектру нейтронов в таком широком температурном интервале должно учитывать возможные фазовые изменения состояния и

состава топлива (нуклидная динамика волнового нейтронно-ядерного горения). Алгоритм программы, учитывающей это, уже разработан и на данном этапе проводится отладка такой программы. В дальнейшем планируется провести соответствующие расчеты. В связи с этим в работу включены теплофизические свойства жидкого и газообразного ядерного топлива (см. выше разделы . 1.1.5.3. и 1.1.5.4.).

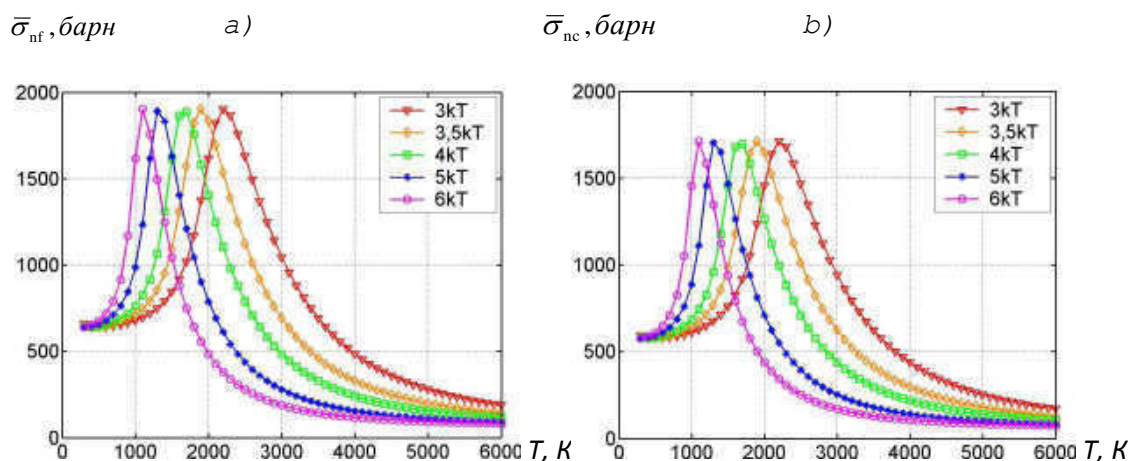


Рис. 3.8. Зависимости сечения деления (а) и сечения радиационного захвата (б) ^{239}Pu , усреднённых по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры делящейся среды и для разных значений граничной энергии спектров Ферми и Максвелла.

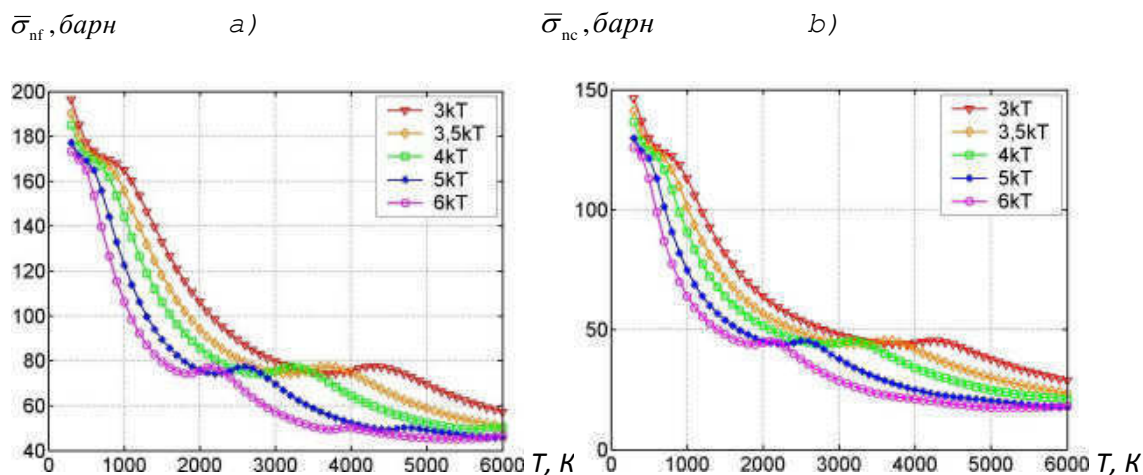


Рис. 3.9. Зависимости сечения деления (а) и сечения радиационного захвата (б) ^{235}U , усреднённых по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры делящейся среды и для разных значений граничной энергии спектров Ферми и Максвелла.

$\bar{\sigma}_{nf}$, барн а) $\bar{\sigma}_{nc}$, барн б)

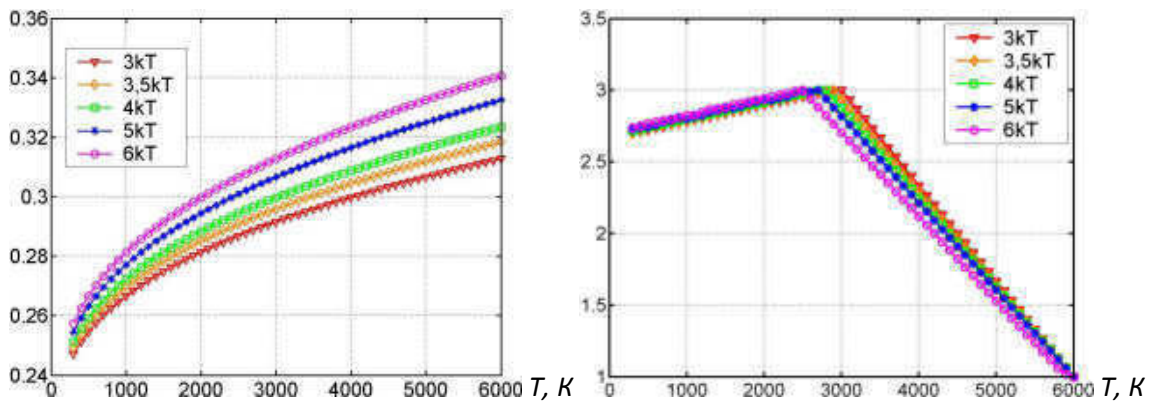


Рис. 3.10. Зависимости сечения деления (а) и сечения радиационного захвата (б) $^{238}_{92}\text{U}$, усреднённых по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры делящейся среды и для разных значений граничной энергии спектров Ферми и Максвелла.

3.1.4.4. Выводы.

Разработана компьютерная программа и проведены компьютерные вычисления для основных реакторных топливных нуклидов $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива (рис. 3.8-3.10).

Получены функциональных зависимостей усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива по полученным при компьютерных вычислениях данным с помощью компьютерных интерполяционных процедур.

Представленные на рис. 3.8-3.10 результаты показывают, что усредненные по спектру сечения могут, как расти с увеличением температуры топлива, так и убывать.

Отметим также, что неопределенность в выборе граничной энергии для сшивания спектров Максвелла и Ферми существенно не влияет на полученные зависимости.

Итак, для одних нуклидов увеличение температуры топливной среды приводит к увеличению усредненных сечений на интервале температур 300К – 3000К (рис. 3.8 для $^{239}_{94}\text{Pu}$), а для других к их уменьшению (рис. 3.9 для $^{235}_{92}\text{U}$).

Объяснить это можно тем, что у $^{239}_{94}\text{Pu}$ резонансная область начинается со значительно более низких энергий, чем для $^{235}_{92}\text{U}$ и при увеличении температуры топлива происходит увеличение температуры нейтронного газа, вызывающее смещения максимума максвелловского распределения

нейтронов в сторону больших энергий нейтронов, то есть, ужесточение спектра нейтронного газа, при котором количество нейтронов, попадающее в резонансную область для ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, увеличивается, что и вызывает рост усредненных сечений.

А для ${}^{235}_{92}\text{U}$ этот процесс не столь существенен из-за того, что его резонансная область располагается выше по энергиям и ужесточение спектра нейтронного газа, связанное с увеличением температуры топлива (в рассмотренном в интервале) не вызывает существенного увеличения количества нейтронов попадающих в резонансную область. Поэтому для ${}^{235}_{92}\text{U}$, в соответствии с зависимостями сечений для областей нейтронов вне резонансных областей, даваемых дисперсионными выражениями, получаем зависимость для усредненных сечений $\sigma \sim 1/\sqrt{E_n}$.

Представленные на рис. 3.10 данные по усредненным сечениям деления и захвата для ${}^{238}_{92}\text{U}$ (усредненное сечение деления для ${}^{238}_{92}\text{U}$ из-за высокого порога деления ~ 1 МэВ, как видно из рис. 3.10 практически нечувствительно к ужесточению спектра нейтронов, вызванного увеличением температуры топлива) подтверждают зависимость сечения захвата от температуры, так как у него резонансная область расположена так же низко, как и у ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Косвенным, подтверждением существенного влияния температуры топливной среды на сечение захвата нейтронов является отмечаемая в [154] практическая важность для физики реакторов зависимость усредненного сечения радиационного захвата для ${}^{238}_{92}\text{U}$ от температуры. Теперь, понятна эта практическая важность для физики реакторов именно этой зависимости, так как в большинстве реакторов в качестве топлива используется ${}^{238}_{92}\text{U}$, обогащенный ${}^{235}_{92}\text{U}$ (или смесь их соединений, что не меняет сути), а усредненные сечения для ${}^{235}_{92}\text{U}$, как описано выше, ведет себя стандартным образом.

Исследование в широком температурном диапазоне (до 6000К) зависимостей усредненных по нейтронным спектрам сечений нейтронных реакций показало, что эти зависимости имеют резонансный характер. Понятно, что если и далее увеличивать температуру расчета значительно выше 6000К, например, для плутония 239 должен опять быть обнаружен экспоненциальный рост зависимости до некоторого максимума с последующим падением, то есть, резонанс номер два на кривой зависимости, который обусловлен вторым резонансом ядра плутония 239, и так далее.

3.1.5. Нелинейный тепловой источник для уран-плутониевой делящейся среды.

3.1.5.1. Нелинейный тепловой источник для уран-плутониевой делящейся среды.

Нами были проведены оценочные компьютерные расчеты зависимостей плотности теплового источника $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$ (3.9) от температуры для нескольких составов уран-плутониевой делящейся среды при постоянной плотности потока нейтронов, результаты которых представлены на рис. 3.11. При расчетах были использованы зависимости усредненных сечений представленные выше на рис. 3.8 – 3.10. Отметим, что расчеты проводились без учета изменения состава и плотности уран-плутониевой делящейся среды.

Полученные зависимости для плотности теплового источника $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$ могут быть достаточно точно аппроксимированы степенной функцией по температуре с показателем степени равным 4, что немедленно приводит к решениям уравнения теплопереноса типа режимов с обострением по Курдюмову, удовлетворяющих требованию: $q_T(T) = \text{const} \cdot T^{(1+\delta)}$, где $\delta > 1$ [135,148] (см. раздел 1.1.4.1.) [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252].

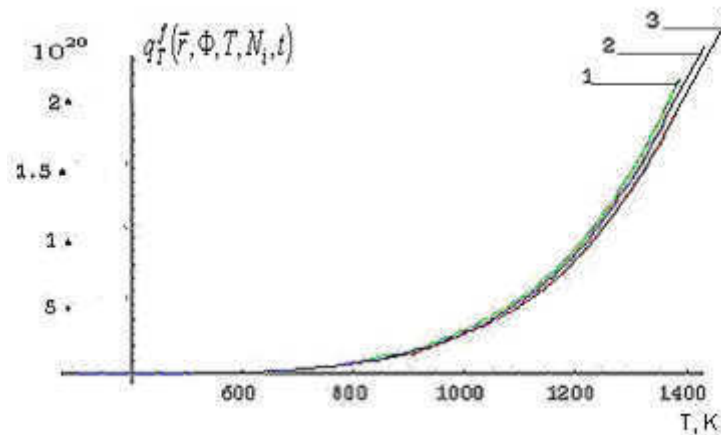


Рис. 3.11. Зависимости плотности теплового источника $q_T^f(\vec{r}, \Phi, T, N_i, t)$ (3.9) от температуры делящейся среды для нескольких составов уран-плутониевой среды (1-10% Pu; 2 - 5% Pu; 3 - 1% Pu) при постоянной плотности потока нейтронов $\Phi = 10^{13} \text{ н}/(\text{см}^2 \text{с})$.

3.1.5.2. Выводы.

Полученные зависимости теплового источника $q_T(\vec{r}, E_n, T, t)$ для уран-плутониевой делящейся среды могут быть аппроксимированы степенной функцией по температуре с показателем степени равным 4, то есть, получили режим с обострением Курдюмова, удовлетворяющий требованию: $q_T(T) = \text{const} \cdot T^{(1+\delta)}$, где $\delta > 1$ [135,148,2,110,217,225,227,229,230-234,251,252].

3.1.6. Нестационарные диссипативные тепловые 3d структуры в уран-плутониевой делящейся среде.

3.1.6.1. Решения уравнения теплопереноса с нелинейным степенным тепловым источником в уран-плутониевой делящейся среде для граничных и начальных параметров соответствующих техническим реакторам.

Были получены решения уравнения теплопереноса (3.1) из раздела 3.1.2 с нелинейным степенным тепловым источником (источник, удовлетворяющий требованию: $q_T(T) = \text{const} \cdot T^{(1+\delta)}$, где $\delta > 1$ [135,146, 152]) в уран-плутониевой делящейся среде [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252]. Расчеты проводились для кубика делящейся среды, причем задавались разные его пространственные размеры, а также задавались различные значения для начальной и граничных температур. Так как температурные зависимости плотности теплового источника получены без учета изменения состава и плотности уран-плутониевой делящейся среды и так как, согласно [135,146,152], в зависимости от соотношения между показателями степени степенной зависимости теплопроводности от температуры и степенной зависимости от температуры теплового источника реализуются различные режимы с обострением (HS - режим, S - режим, LS - режим), то рассматривались случаи для источника пропорционального 1-ой, 2-ой и 4-ой степени температуры, причем мощность источника также регулировалась при помощи домножения его на разные коэффициенты пропорциональности $\text{const} = 0,10 \text{ Дж/К}, 0,15 \text{ Дж/К}, 1,00 \text{ Дж/К}$. Были получены решения уравнения теплопереноса (3.1) для постоянных значений теплопроводности и теплоемкости (теплоёмкость и теплопроводность $11,5 \text{ Дж/(К}\cdot\text{моль)}$ и $27,5 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ соответственно) представленные на рис. 3.14, а также решения уравнения теплопереноса, учитывающие их зависимость от температуры (рис. 3.12 и рис. 3.13), представленные на рис. 3.15 - 3.21).

При расчетах зависимости теплоёмкости и теплопроводности делящейся среды от температуры задавались следующими аналитическими выражениями, которые были получены с использованием аппроксимации полиномиальной регрессией экспериментальных данных для ${}^{238}_{92}\text{U}$ (рис. 3.12 и рис. 3.13):

$$C_p(T) \approx -7,206 + 0,64T - 0,0047T^2 + 0,0000126T^3 + 2,0043 \cdot 10^{-8}T^4 - 1,60065 \cdot 10^{-10}T^5 - 2,1527 \cdot 10^{-13}T^6, \quad (3.17)$$

$$\kappa(T) \approx 21,575 + 0,0152661T. \quad (3.18)$$

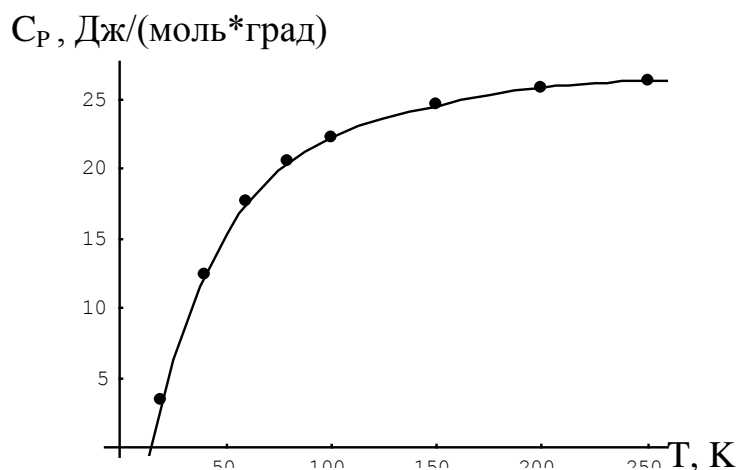


Рис. 3.12. Температурная зависимость теплоемкости делящегося вещества, задаваемая при расчетах (точки – экспериментальные значения теплоемкости для $^{238}_{92}\text{U}$).

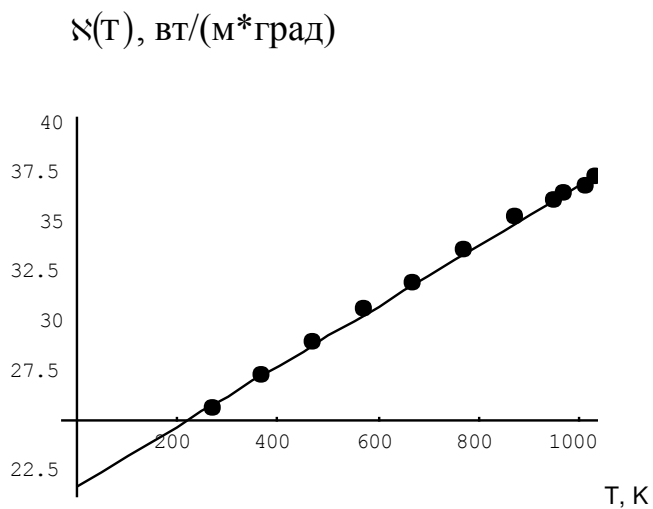


Рис. 3.13. Температурная зависимость теплопроводности делящегося вещества, задаваемая при расчетах (точки – экспериментальные значения теплоемкости для $^{238}_{92}\text{U}$).

Расчёты проводились в основном в среде математического моделирования Mathematica 5.21. Были использованы преимущественно методы Рунге-Куты 7-8-го порядка.

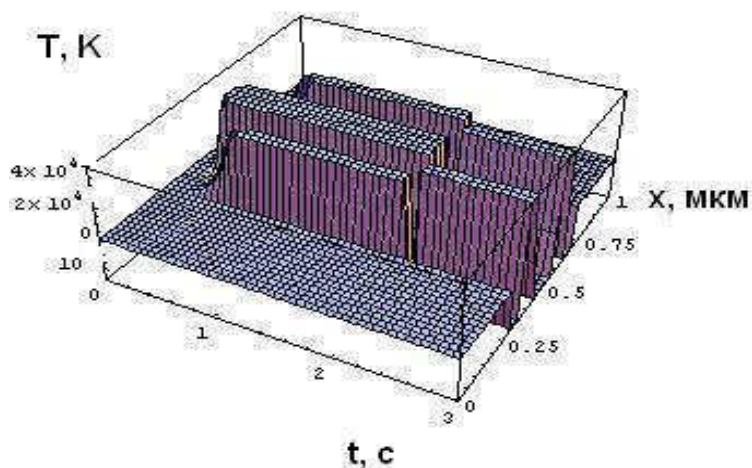


Рис. 3.14. Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая (источник пропорционален 4-ой степени температуры; $\text{const} = 1,00$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 100К; размеры кристалла $0.001 \times 0.001 \times 0.001$ мм; теплоёмкость и теплопроводность постоянны и равны $11,5$ Дж/(К·моль) и $27,5$ Вт/(м·К) соответственно).

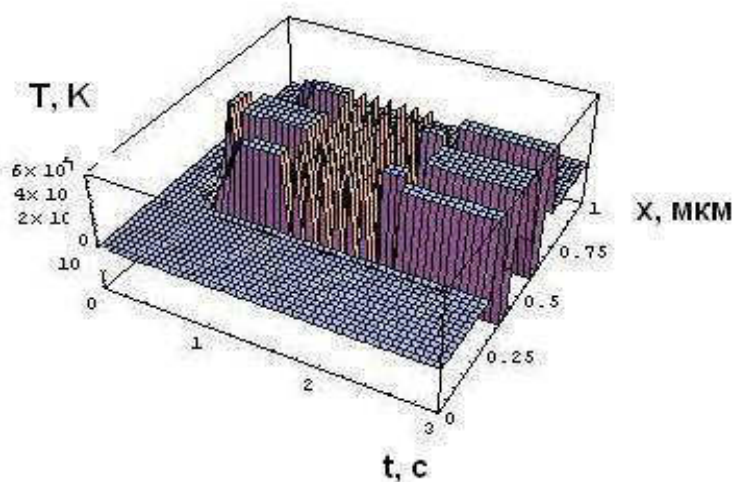


Рис. 3.15. Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая (источник пропорционален 4-ой степени температуры; $\text{const} = 1,00$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 100К; размеры делящейся среды $0.001 \times 0.001 \times 0.001$ мм; теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (3.17) и (3.18) соответственно).

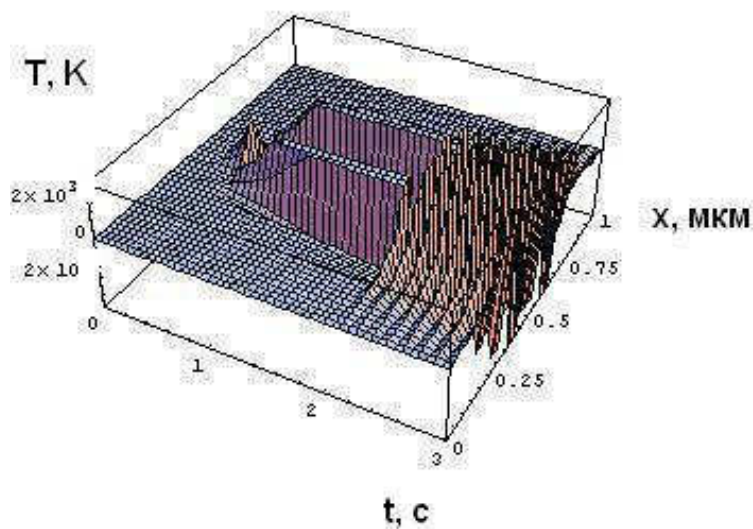


Рис. 3.16. Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая (источник пропорционален 2-ой степени температуры; $\text{const} = 1,00$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 100К; размеры делящейся среды $0.001 \times 0.001 \times 0.001$ мм; теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (3.17) и (3.18) соответственно).

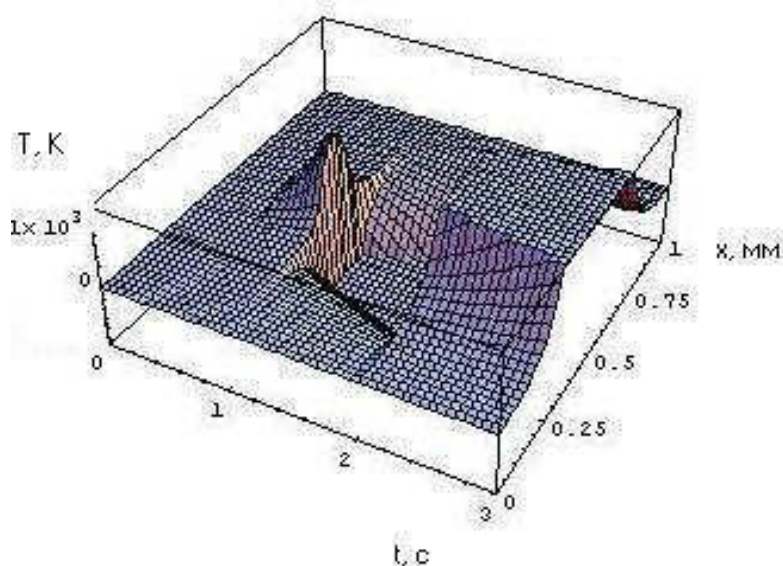


Рис. 3.17. Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая (источник пропорционален 2-ой степени температуры; $\text{const} = 0,10$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 100К; размеры делящейся среды $0.001 \times 0.001 \times 0.001$ мм; теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (3.17) и (3.18) соответственно).

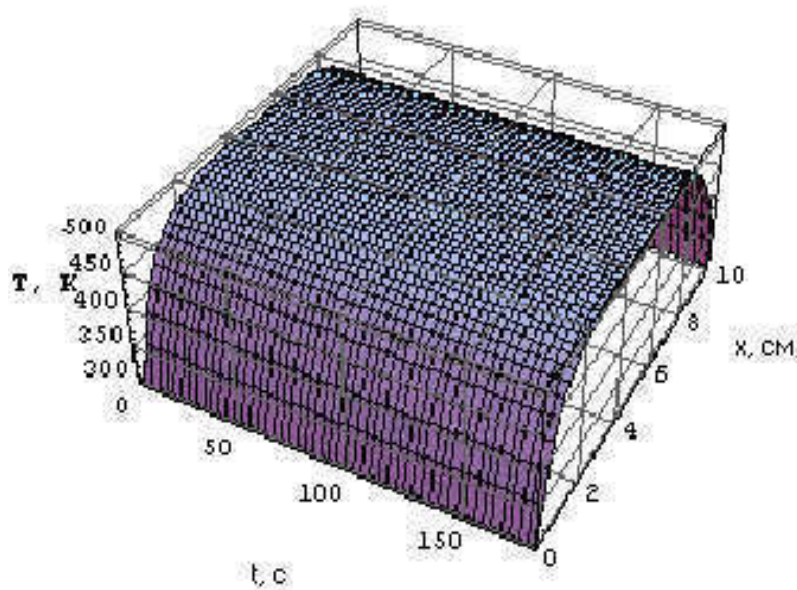


Рис. 3.18. Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая (источник пропорционален 1-ой степени температуры; $\text{const } t = 1,00$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 300К; размеры делящейся среды 10.0x10.0x10.0 см; теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (3.17) и (3.18) соответственно).

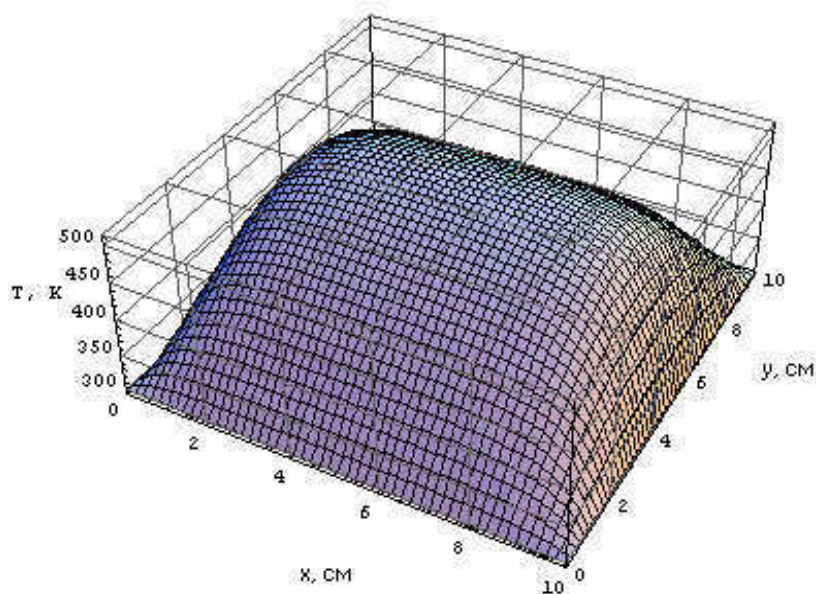


Рис. 3.19. Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая и для тех же параметров, что и для рис. 3.24. Представлено распределение температур в зависимости от двух пространственных переменных в фиксированный момент времени. (Источник пропорционален 1-ой степени температуры; $\text{const } t = 1,00$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 300К; размеры делящейся среды 10.0x10.0x10.0 см; теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (3.17) и (3.18) соответственно).

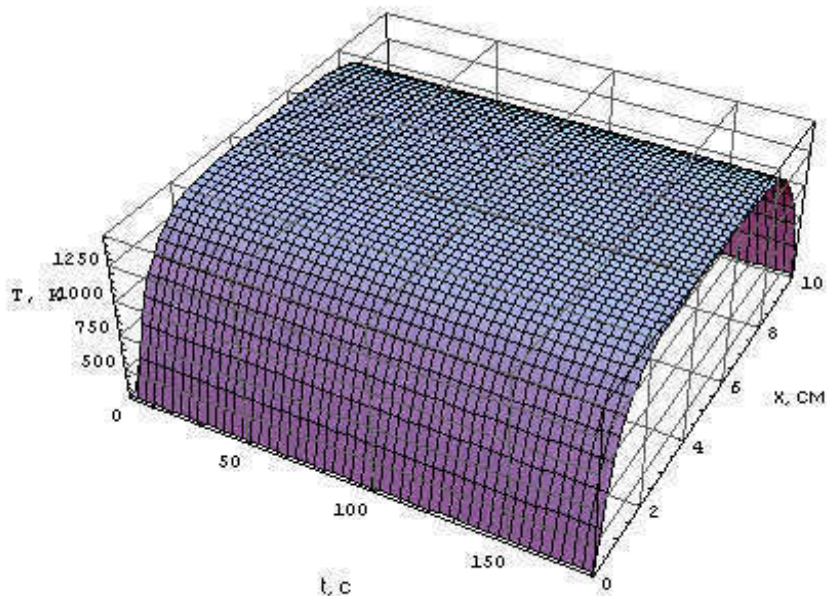


Рис. 3.20 . Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая (источник пропорционален 2-ой степени температуры; $\text{const} = 0,10$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 300К; размеры делящейся среды 10.0x10.0x10.0 см; теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (3.17) и (3.18) соответственно).

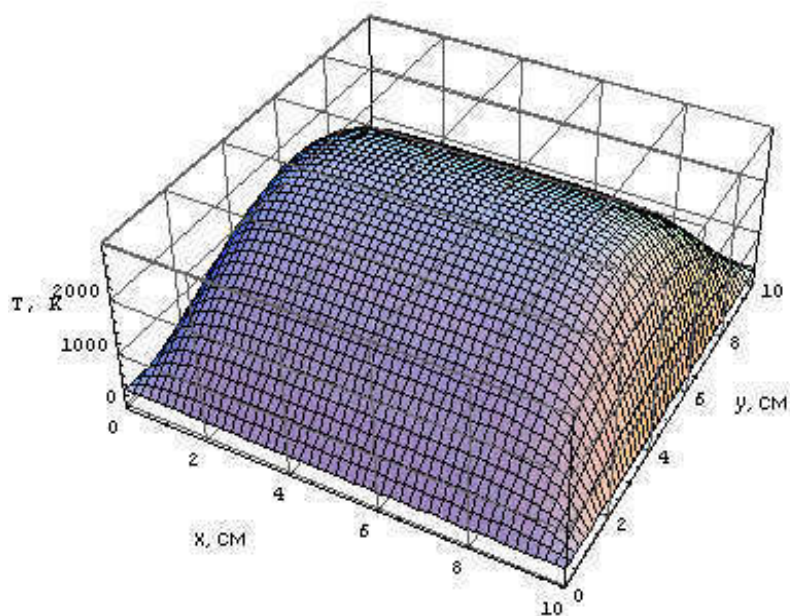


Рис. 3.21 . Решение уравнения теплопереноса ((3.1) из раздела 3.1.2) для 3-х мерного случая (источник пропорционален 2-ой степени температуры; $\text{const} = 0,15$ Дж/К; начальная и граничная температуры равна 300К; размеры делящейся среды 10.0x10.0x10.0 см; теплоёмкость и теплопроводность задавались зависимостями (3.17) и (3.18) соответственно).

Представленные результаты указывают на возможность образования нестационарных диссипативных тепловых структур и локальных расплавлений уран-плутониевой делящейся среды, температура плавления которой практически совпадает с температурой плавления урана 238 равной 1400К (рис. 3.14 - 3.16). Причем эти области локальных расплавлений не являются областями термических пиков и возможно являются теми областями расплава на поверхности урана, которые наблюдал Б.В. Эршлер [247] и о которых упоминается в [248].

3.1.6.2. Решения уравнения теплопереноса с нелинейным степенным тепловым источником в уран-плутониевой делящейся среде для граничных и начальных параметров соответствующих геореактору.

Согласно [82] уран-плутониевый типа Феокистова геореактор действует на границе твердого и жидкого ядра Земли, где согласно [249] на глубине по радиусу Земли 5000 км температура достигает 6000К и давление порядка 10^6 атмосфер, плотность 12 г/см^3 . А также согласно [249] вопрос о теплопроводности земного ядра не требует специального рассмотрения. Дело в том, что в металлах коэффициент теплопроводности κ связан с коэффициентом электропроводности σ законом Видемана-Франца (см. ПРИЛОЖЕНИЕ 1, подраздел П.1.1.3.3, выражение (П.1.60)):

$$\kappa = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 \sigma T = L \sigma T, \quad (3.19)$$

где k – константа Больцмана, e – заряд электрона, $L = 5,86 \cdot 10^{-9} \text{ кал} \cdot \text{ом/с} \cdot \text{град}^2$. Эксперимент дает $\sigma \sim 3 \cdot 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для 5000 км [249], поэтому для теплоемкости получаем:

$$\kappa = 0,18 \cdot 10^{-4} \cdot T \text{ кал/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{град)}. \quad (3.20)$$

При расчетах коэффициент теплопроводности задавался выражением (3.20), удельная теплоемкость при постоянном давлении задавалась значением $C_p \approx 6 \text{ Кал/(моль} \cdot \text{град)}$ в соответствии с законом Дюлонга-Пти ($C_v \approx 6 \text{ Кал/(моль} \cdot \text{град)}$) и данными из [249], согласно которым на глубине по радиусу Земли 5000 км $C_p \approx C_v \cdot 1,05$. Делящаяся уран-плутониевая среда при расчетах задавалась в виде кубика с размерами 10.0x10.0x10.0 м (рис. 3.22 – 3.27 и 3.29 – 3.32) и в виде цилиндра с размерами радиус – 10 м, длина – 10 м (рис. 3.33 – 3.35). Для теплового источника задавались несколько значений показателя степенной зависимости его от температуры делящейся среды. Решения и анализ уравнений теплопереноса для геореактора проводились в средах математических пакетов Mathematica 5.2, Maple 11. Полученные

результаты расчетов представлены ниже на рис. 3.22 - 3.27 и 3.29 – 3.41 [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252].

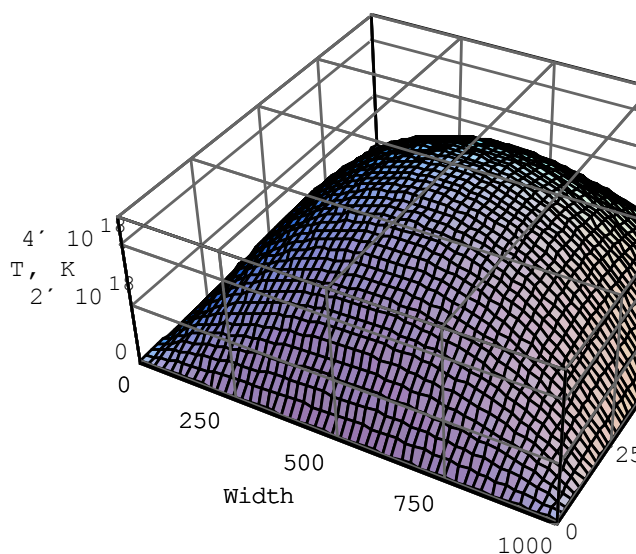


Рис. 3.22. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют моменту времени эволюции температурного поля равному 0.5 с).

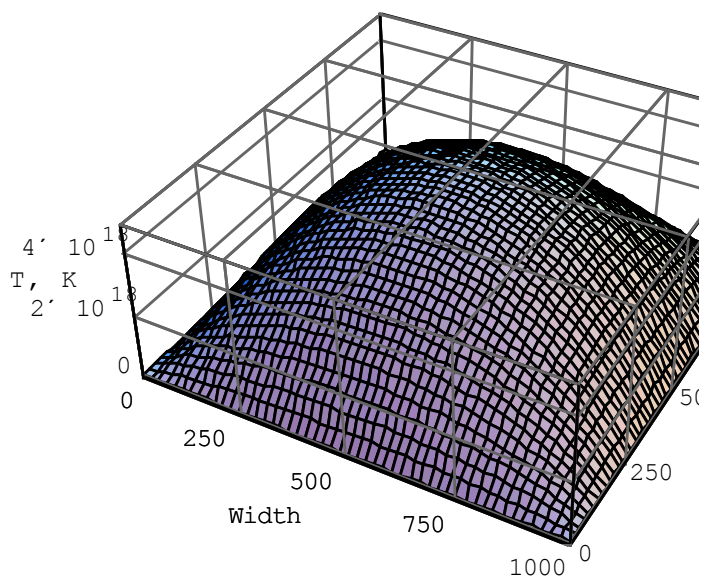


Рис. 3.23. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют моменту времени эволюции температурного поля равному 50.0 с).

Как мы видим из результатов, представленных на рис. 3.22 и 3.23, решение на рис. 3.23 полностью идентично предыдущему решению на рис. 3.22, то есть, такому распределению температур, которое установилось в среде уже через 0.5 секунд, что позволяет нам сделать вывод о стабильности поля температур, начиная с какого-то момента эволюции (ниже мы его оценим как 0.000005 с) данного “пика”. Важным представляется то, что это установившееся поле температур (эта “стабильность” поля) соответствует условиям достаточным для протекания реакций термоядерного синтеза, то есть, достигаются температуры $\geq 10^8 \text{ K}$ и время существования такого теплового поля – не менее 50 с. Действительно, согласно критерию Лоусона для возникновения устойчивого термоядерного горения необходимо выполнение условия $n \cdot \tau \geq 10^{20} \text{ с} \cdot \text{м}^{-3}$. Таким образом, устойчивое температурное поле реализуется и для возникновения устойчивого термоядерного горения необходимо создание необходимой концентрации ядер, вступающих в реакцию термоядерного синтеза.

Проведя расчеты, соответствующие времени эволюции теплового поля равному 600 с, мы убедились в том, что состояние теплового поля осталось неизменным стационарным (картинка распределения температур полностью соответствовала двум предыдущим). Результаты расчета представлены на рис. 3.24, на котором для наглядности одна пространственная переменная заменена на временную. Можно сделать вывод о реализации S – режима с обострением Курдюмова [135,146, 152].

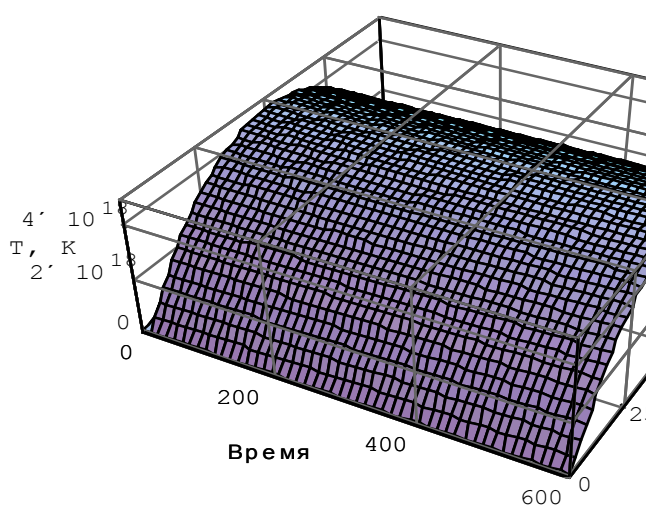


Рис. 3.24. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000 K ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют фиксированной второй пространственной переменной равно 5.0 м).

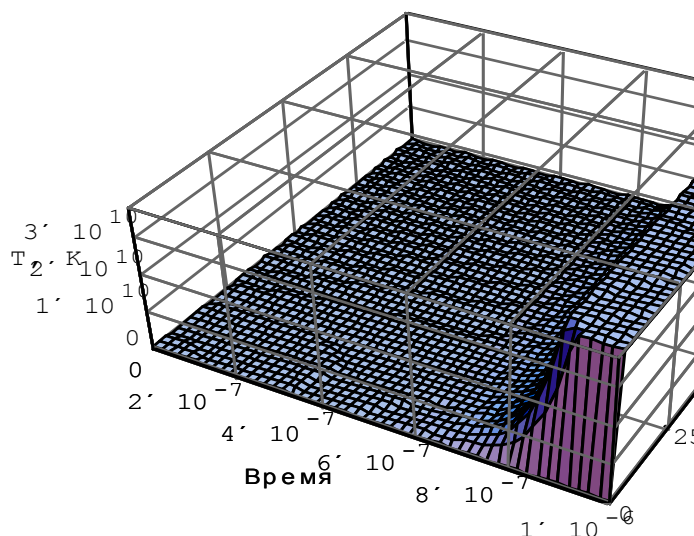


Рис. 3.25. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют фиксированной второй пространственной переменной равно 5.0 м).

Затем, мы провели более подробное исследование кинетики выхода на “стационарное” состояние, для чего провели расчеты со значительно меньшим шагом по времени, что можно рассматривать как “приближение лупы” к началу отсчёта времени на предыдущем рис. 3.24. Результаты расчета представлены на рис. 3.25. Как мы видим на рис. 3.25 плато устанавливается уже через миллионные доли секунды и достигает температуры на порядки превышающей той, которой достаточно для начала протекания реакций термоядерного синтеза. На рис. 3.26 представлены результаты расчета теплового поля для тех же условий, что и для предыдущих рисунков, но для времени эволюции теплового поля равного 0.000001 секунды.

На рис. 3.27 представлены результаты решения уравнения теплопереноса для степенного теплового источника с показателем степенной зависимости от температуры равном 4-ем при всех остальных входных условиях, что и для предыдущего случая, но для времени эволюции равного $7,716 \cdot 10^{-16} \text{ с}$.

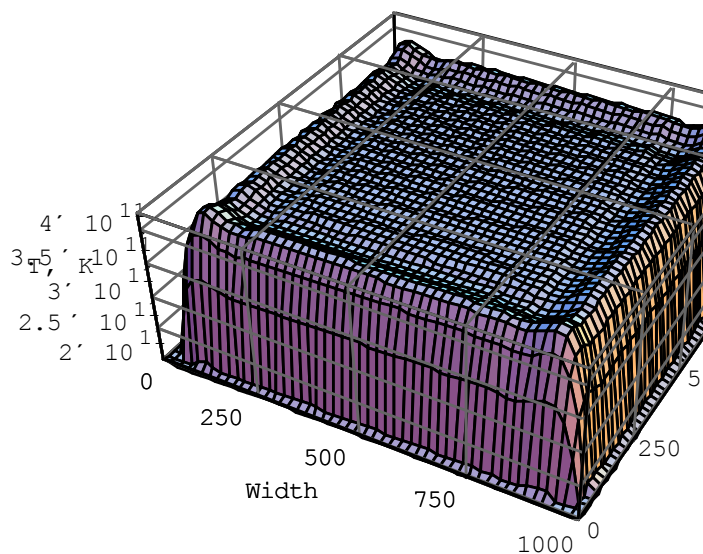


Рис. 3.26. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют моменту времени эволюции температурного поля равному 0.000001 с).

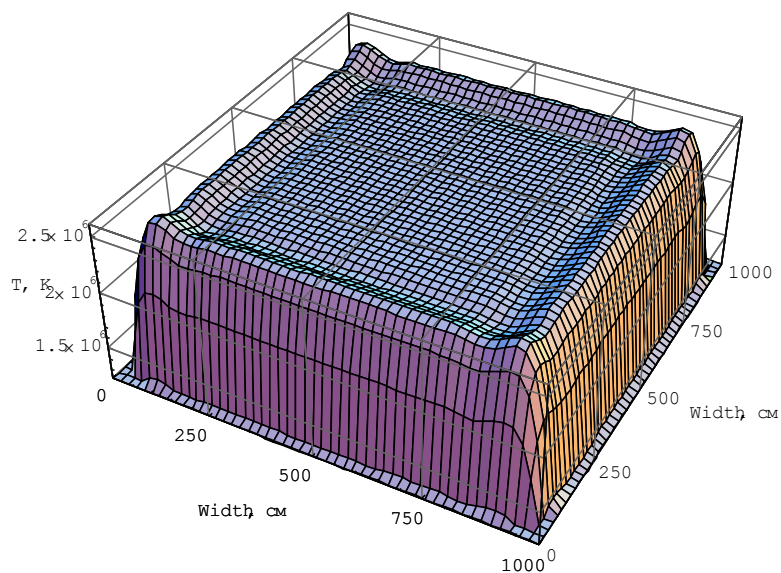


Рис. 3.27. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 4-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют моменту времени эволюции температурного поля равному $7,716 \cdot 10^{-16} \text{ с}$).

Чуть далее по временной оси мы имеем точку сингулярности (температура испытывает скачок в “бесконечность”) и дальнейшее решение уравнения теплопереноса по всей видимости теряет физический смысл. К тому же чисто математически при решении для $t > 7,716 \cdot 10^{-16}$ с набегают погрешность соизмеримая с самими значениями температуры. Однако основным результатом является то, что при наличии источника 4-й степени уже через ничтожный промежуток времени поле температур достигает значений на много порядков превышающие те, при которых возможен термоядерный синтез.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда источник зависит от времени (например, возрастает и убывает в течении некоторого периода времени, например, в связи с изменением концентрации нуклидов) и проследим влияние этой зависимости на распределение температур в среде. Сначала рассмотрим квадратичный по температуре источник. Зависимость его от времени введём посредством домножения плотности теплового источника на временную функцию $f(t) = -(t - 5)^2 + 25$, где t - время, то есть, мы имеем возрастание и спад плотности теплового источника в зависимости от t . Такое поведение теплового источника качественно соответствует процессу локального медленного волнового нейтронно-ядерного горения для геореактора. Конечно же, количественные зависимости теплового источника для области локального медленного волнового нейтронно-ядерного горения для геореактора могут быть получены лишь при моделировании кинетики геореактора, однако эта работа пока не завершена. График функции $f(t)$ представлен на рис. 3.28.

Таким образом, просчитав ситуацию в данном случае до 10 секунд, мы получим представление о влиянии временных зависимостей типа “рост-спад” на общую картину распределения температур. Таким образом, были проведены расчеты теплового поля для плотности теплового источника $q_T(T, t) = \text{const} \cdot T^2 \cdot f(t)$. Результаты расчётов приведены на рис. 3.29 и рис. 3.30.

Затем, и для этого случая мы провели расчеты со значительно меньшим шагом по времени, что можно рассматривать как “приближение лупы” к началу отсчёта времени предыдущего расчета. Результаты расчета представлены на рис. 3.31 и рис. 3.32.

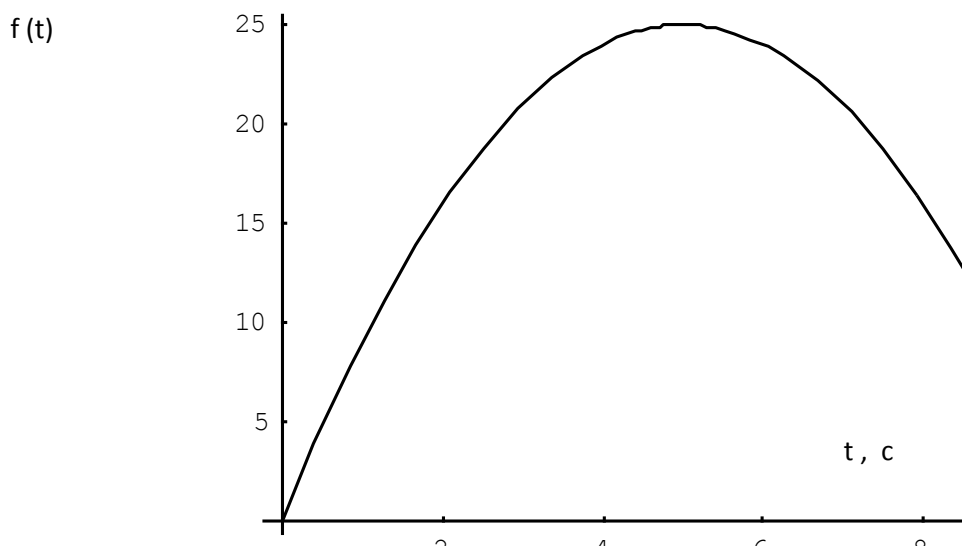


Рис. 3.28. Временная зависимость плотности теплового источника для области локального волнового нейтронно-ядерного горения геореактора.

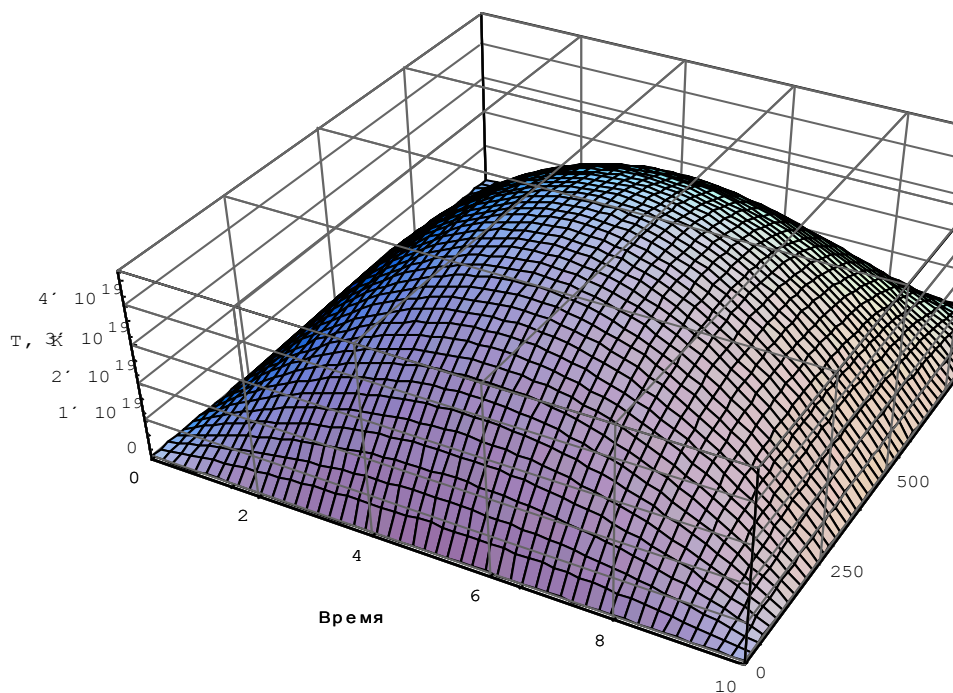


Рис. 3.29. Решение уравнения теплопереноса для геореактора ($q_T(T, t) = \text{const} \cdot T^2 \cdot f(t)$); $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют фиксированной второй пространственной переменной равно 9.0 м).

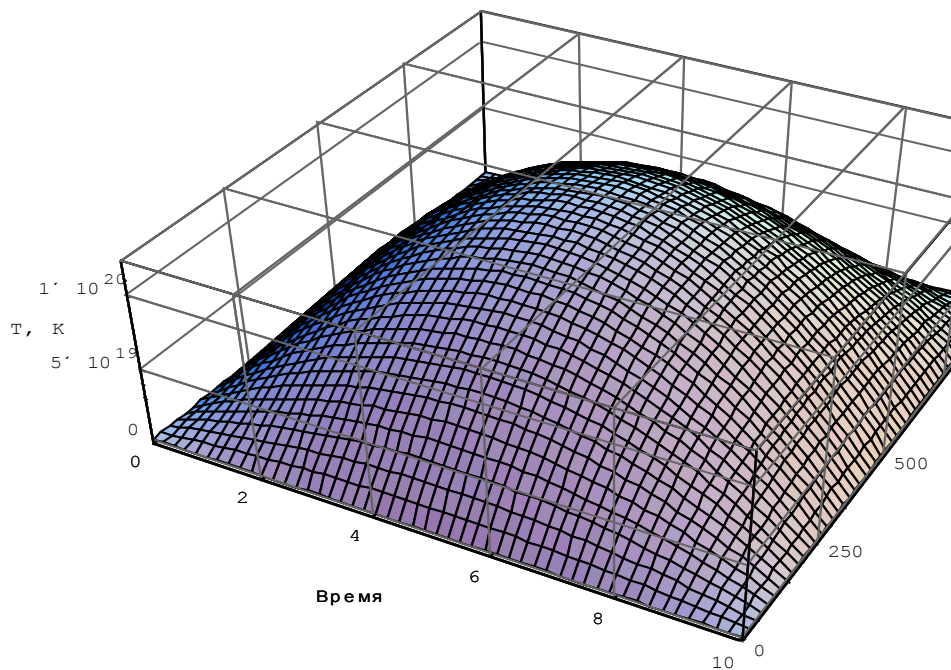
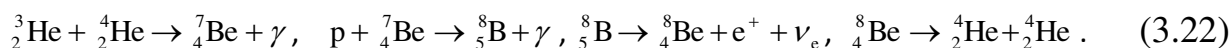
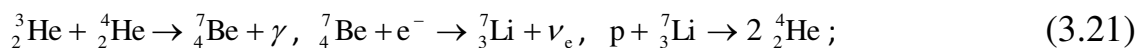


Рис. 3.30. Решение уравнения теплопереноса для геореактора ($q_T(T,t) = \text{const} \cdot T^2 \cdot f(t)$; $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют фиксированной второй пространственной переменной равно 5.0 м).

Представленные результаты расчетов, показывают, что в локальной области ядерного горения уран-плутониевого геореактора достигаются температуры $\geq 10^8 \text{ К}$, при которых могут идти реакции термоядерного синтеза. В частности, так как в делящейся среде геореактора, при делениях ядер образуются ядра гелия ${}^3_2\text{He}$ и ${}^4_2\text{He}$ [82], то могут идти известные реакции термоядерного синтеза [250]:



На рис П.14.1. – П.14.4 ПРИЛОЖЕНИЯ 14 представлены результаты расчета теплового поля для уран-плутониевой делящейся среды в виде цилиндра с пространственными размерами: радиус – 10 м и длина – 10 м .

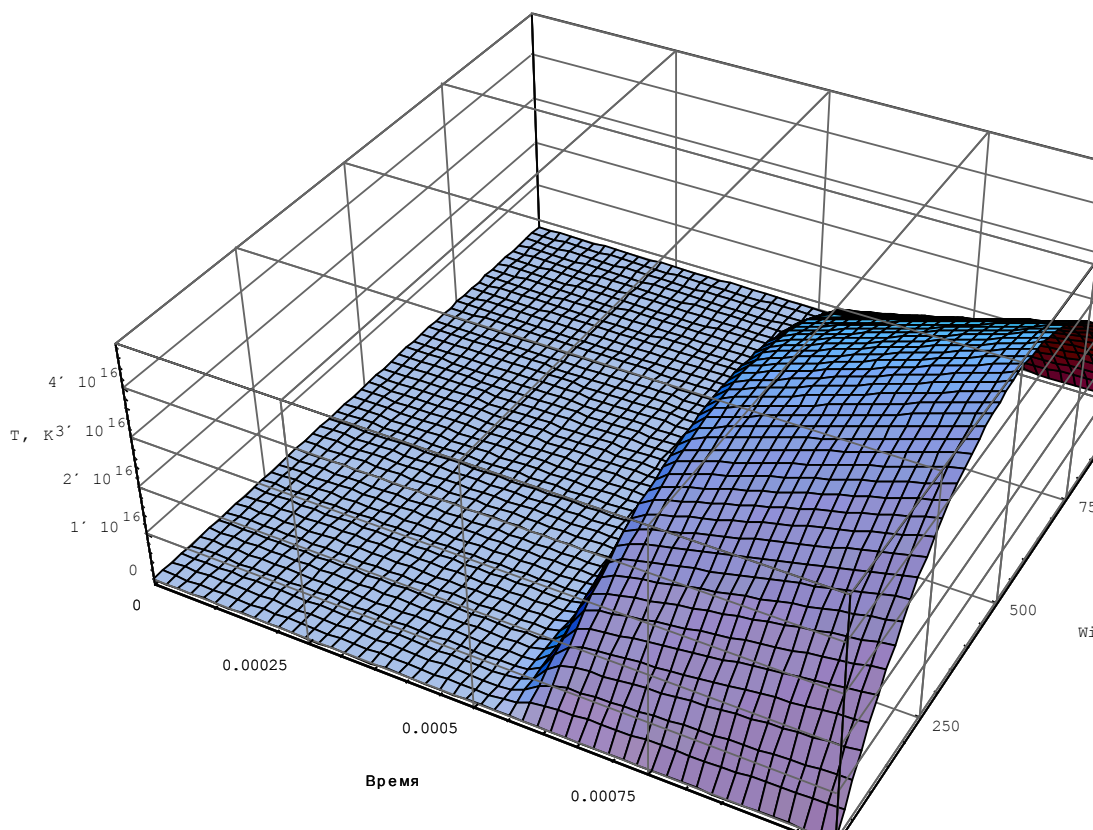


Рис. 3.31. Решение уравнения теплопереноса для геореактора ($q_T(T, t) = \text{const} \cdot T^2 \cdot f(t)$; $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют фиксированной второй пространственной переменной равно 5.0 м).

3.1.6.3. Выводы.

Методом математического моделирования получены предварительные результаты исследования уравнения теплопереноса для уран-плутонивой делящейся среды технических реакторов, подтверждающие возможность реализации режимов с обострением [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252]. Представленные результаты указывают на возможность локальных расплавлений уран-плутониевой делящейся среды.

Получены предварительные результаты исследования уравнения теплопереноса для уран-плутонивой делящейся среды для геореактора, подтверждающие возможность реализации режимов с обострением [2,110,217,225,227,229,230-234,251,252]. Показано, что в уран-плутониевой делящейся среде геореактора, реализуется S – режим, при котором поле температур за короткие времена достигает значений достаточных для

протекания реакций термоядерного синтеза ядер (например, ядер гелия ${}^3_2\text{He}$ и ${}^4_2\text{He}$, которые согласно [82] порождаются волной ядерного горения геореактора) и которое остается устойчивым достаточно длительное время.

Хочется особенно отметить, что, по-видимому, сама природа подсказывает нам новый способ технической реализации устойчивой термоядерной реакции, в котором инициализации устойчивого термоядерного горения осуществляется посредством реализации теплового **S** или **LS** – режима с обострением Курдюмова в уран-плутониевой делящейся среде.

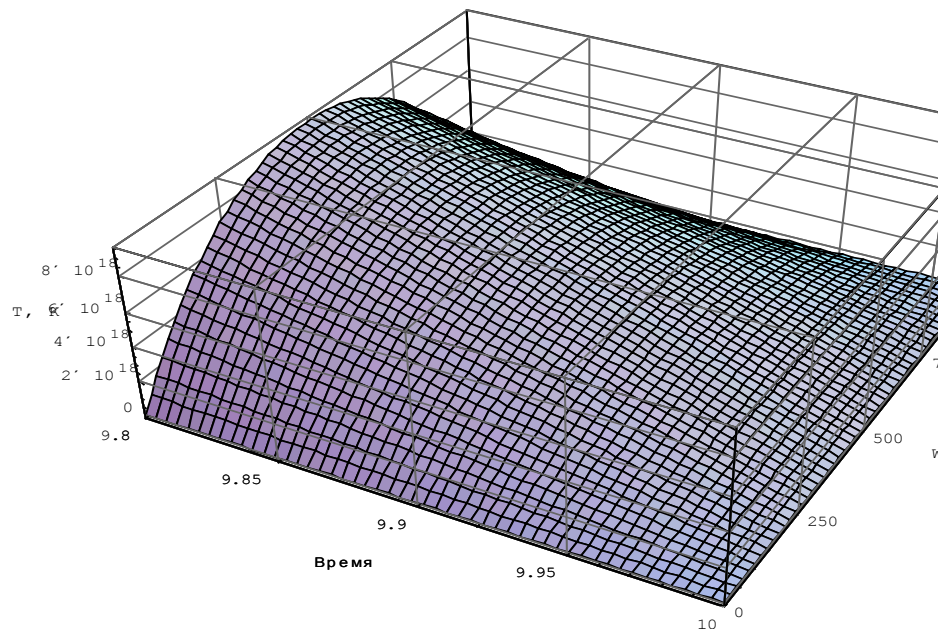


Рис. 3.32. Решение уравнения теплопереноса для геореактора ($q_T(T, t) = \text{const} \cdot T^2 \cdot f(t)$; $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – кубик размерами $10.0 \times 10.0 \times 10.0 \text{ м}$; представленные результаты соответствуют фиксированной второй пространственной переменной равно 5.0 м).

3.2. Диссипативные структуры дефектов в открытой нелинейной физической системе «ядерное топливо + нагрузка + облучение».

3.2.1. Введение. В работах [148,149] в рамках теории автоволновых процессов в распределенных кинетических системах обсуждаются результаты моделирования механизмов образования, миграции и взаимодействия дефектов в металлической системе, находящейся под воздействием внешних радиационных и механических нагрузок. Там же в

рамках теории так называемых режимов с обострением в нелинейных средах, развиваемой научной школой Курдюмова [135,152] (см. выше разд. 3.1, а также раздел 1.4), акцентируется внимание на том, что в материаловедении одна из причин появления тепловых, а значит «дефектных» структур, может быть обусловлена тем, что объемный температурный источник нелинейным образом зависит от температуры (что, несомненно, делает его подобным автокаталитическому источнику). В [148,149] в качестве базовой модели использовалась кинетическая система, впервые предложенная Гирером и Мейнхардтом [253] и для которой результаты моделирования демонстрируют возможность образования диссипативных структур дефектов, а также возможность существования солитоноподобной концентрационной волны. В [148,149] также отмечалось, что кинетическая система для дефектов физической нелинейной системы «металл + нагрузка + облучение» может быть уточнена и может отличаться от базовой модели типа Гирера-Мейнхардта, исследованной в [253], из-за существования некоторого произвола в виде уравнений, при сохранении главных условий: диффузионные уравнения с нелинейными источниками. Работы [148,149] носили программно-постановочный характер и в ней обоснование построения базовой модели для кинетической системы точечных дефектов металлической системе, находящейся под воздействием внешних радиационных и механических нагрузок, в виде идентичном кинетической системе Гирера и Мейнхардта [253], основывалось на сходстве этих кинетических систем. Традиционная для радиационного материаловедения кинетическая система точечных дефектов для металлической системы, находящейся под воздействием внешних радиационных и механических нагрузок, например, приведена в [254-257]. Однако обоснование применимости к системе радиационных точечных дефектов некоторых требований, характерных для компонент химической системы Гирера и Мейнхардта (например, автокатализ компонент) сегодня нами не только уточнено, но и предложены конкретные их механизмы. Отметим также то, что проведенный нами сравнительный анализ этих кинетических систем позволил нам существенно уточнить кинетическую систему для дефектов физической нелинейной системы «металл + нагрузка + облучение», то есть, восстановить диффузионные члены, которые исчезали при усреднении по объему δV , включающему большое число стоков, и по временному интервалу δt .

А также в данном разделе, развивая подходы, предложенные в [258-262], где формализованы различия механизмов радиационной ползучести и

областей их применимости (зависимости от внешних параметров) для топливных и конструкционных металлов, проводится разделение кинетических систем для дефектов конструкционных и топливных металлов. При этом делается акцент на автокаталитические особенности кинетической системы для дефектов реакторных топливных металлов, обусловленные экзотермическим автокаталитическим характером реакций ядерных делений, являющихся основным источником точечных дефектов для топливных металлов.

Действительно, в [258-262] проводится разделение обобщенных диаграмм радиационной ползучести для конструкционных и топливных металлов, а следовательно, и их кинетических систем дефектов.

3.2.2. Диссипативные структуры в открытой нелинейной физической системе «ядерное топливо + нагрузка + облучение». В работах [238-242] разработана теория диссипативных структур в открытой нелинейной физической системе «металл + нагрузка + облучение». Сформулирована кинетическая система уравнений для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение».

Показано, что эта кинетическая система должна включать в себя: кинетическую систему для точечных дефектов, кинетические системы для стоков-источников (главные из которых: система дислокаций и система пор), уравнение теплопереноса и кинетическую систему реактора (например, в разделе 2 представлена кинетическая система уран-плутониевого реактора типа Феоктисова), а также начальные и граничные условия для всех уравнений системы. Причем, все уравнения являются взаимосвязанными и все основные уравнения являются диффузионными уравнениями с нелинейным источником.

Обоснован автокаталитический характер кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение».

Основными внешними параметрами кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение» являются плотность потока, температура и внешнее напряжение (нагрузка) в согласии с разработанными обобщенными диаграммами радиационно-термической ползучести для конструкционных и делящихся металлов и сплавов. Характеристики металла задаются через параметры кристаллической решетки, упругие константы, энергии образования и миграции для точечных дефектов, энергии образования для дислокационных

перегибов и ступенек, плотности дефектов, таких как дислокации, поры и все другие.

Показана связь и их взаимное влияние кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение» и кинетической системы реактора. Обосновано влияние кинетики дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение» для топливных металлов на кинетику быстрых уран-плутониевых реакторов, в частности для перспективного уран-плутониевого реактора V поколения типа Феоктистова.

Рассмотрена возможная структура компьютерной программы моделирующей кинетическую систему для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение».

Получена упрощенная кинетическая система для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение» сходная с известной кинетической системой типа Гирера-Мейнхардта.

Проведены вычислительные компьютерные эксперименты по исследованию упрощенная кинетическая система для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение» [238-242]. Полученные результаты подтверждают образование диссипативных структур точечных дефектов. Приведённые ниже графики (рис. 3.43, рис. 3.44) являются результатом компьютерного моделирования упрощённой кинетической системы, входящими параметрами и начальными условиями, которой являются наиболее характерные величины: $T = 400\text{K}$, начальные концентрации вакансий и междоузельных атомов 10^{-10} и 10^{-30} соответственно, соответствующая плотность потока нейтронов $10^{13} \text{ н/см}^2\text{с}$, нагрузка 3 кГ/мм^2 . Помимо этого они подбирались из соображений максимальной наглядности иллюстрации диссипативности структур.

На представленных рисунках расчёты приведены для различных моментов времени с шагом 0,1 секунда. То есть, ситуация рассматривается как бы в динамике, и мы можем наблюдать эволюцию процессов во времени. Причём можно заметить, что имеет место цикличность процессов. А, учитывая размеры просчитанных областей, можно говорить о макроскопической пространственной корреляции с радиусом значительно превышающий радиус потенциала межатомного взаимодействия, что характерно для диссипативных, нелинейных структур.

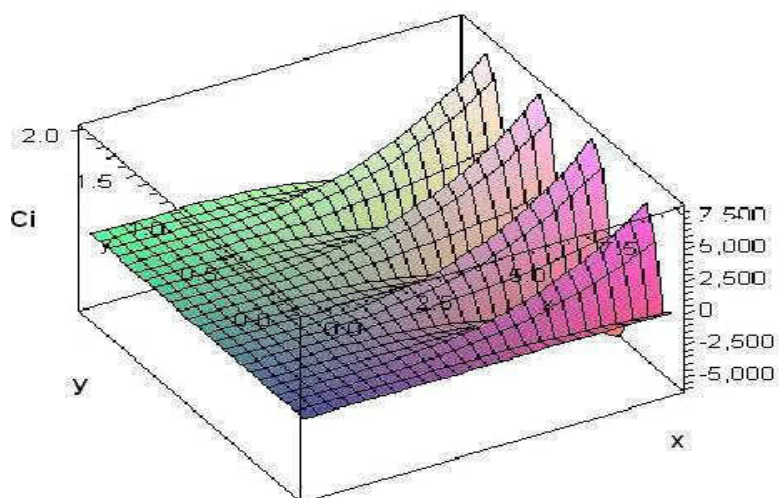


Рис. 3.33. Результаты моделирования упрощённой кинетической системы при $t = 0,1$ с (x, y – линейные размеры в 10^{-4} см; C_i – концентрация междоузельных атомов умноженная на 10^{-10})

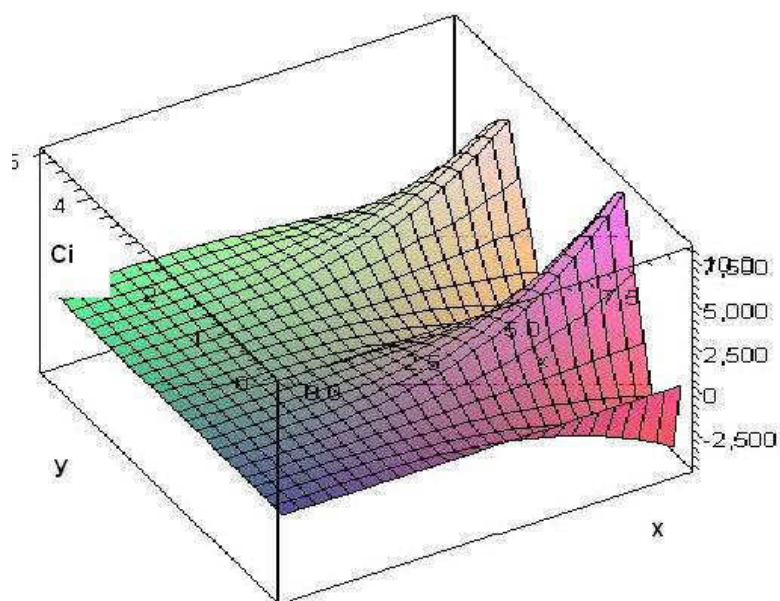


Рис. 3.34. Результаты моделирования упрощённой кинетической системы при $t = 0,6$ с (x, y – линейные размеры в 10^{-4} см; C_i – концентрация междоузельных атомов умноженная на 10^{-10}).

Были рассмотрены уравнения с начальными концентрациями для вакансий в диапазоне $10^{-8} \div 10^{-10}$ и для междоузельных атомов в диапазоне $10^{-26} \div 10^{-30}$, причём в этих интервалах диссипативность в той или иной степени проявила себя и наиболее часто встречаемым распределением для пространственной концентрации дефектов была поверхность с двумя или тремя пиками (аналогично рис. 3.34), либо поверхность в виде достаточно резко изогнутого плато.

3.2.3. Выводы. Показана связь и их взаимное влияние кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение» и кинетической системы реактора. Обосновано влияние кинетики дефектов нелинейной физической системы «металл + нагрузка + облучение» для топливных металлов на кинетику быстрых уран-плутониевых реакторов, в частности для перспективного уран-плутониевого реактора V поколения типа Л. Феокистова.

3.3. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора.

3.3.1. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора.

Учитывая данные работ [82,83,115,118,266,267] о возможном составе делящейся среды геореактора в виде карбидов изотопов урана и плутония, а также, то, что геореактор работает при температурах делящейся среды 4000-6000К, нами были разработаны программы, с помощью которых были получены расчетные зависимости усредненных по спектру нейтронов сечений $\bar{\sigma}_j^i(\vec{r}, T, t)$ от температуры для основных реакторных нуклидов и для основных реакторных нейтронных ядерных реакций. Для чего были проведены предварительные компьютерные расчеты зависимостей сечений реакций от энергии нейтронов и температуры среды (эффект Доплера [154]) для температур 300-6000К (см. выше раздел 3.1.3.2.). Спектр нейтронов задавался в комбинированном виде: ниже граничной энергии термализации E_{sp}^{Term} спектр нейтронов - в виде спектра Максвелла $\Phi_M(E_n)$; выше E_{sp}^{Term} , но ниже E_f (E_f - верхняя энергия нейтронов для спектра Ферми) спектр нейтронов - в виде спектра Ферми $\Phi_F(E_n)$, для замедляющей и поглощающей среды; выше E_f , но ниже E_n^{max} - спектр деления для плутония 239 [228, 246]. Температура нейтронного газа для распределения Максвелла задавалась

соотношением из [154], аналогичным выражению (3.23), но модифицированном на основе подхода, высказанного в [154]. Согласно этому подходу, формально недостатки стандартной теории замедления для области термализации можно частично уменьшить, если вместо среднелогарифмической потери энергии стандартной теории ξ , которая не зависит от энергии нейтрона (для среды из ядер с $A > 10$ $\xi \approx 2/A$), вести переменную $\xi(z) = \xi\varphi(z)$, где $\varphi(z) = (1 - 2/z)$, $z = E_n/kT$. Итак, температура нейтронного газа задавалась следующим выражением:

$$T_n = T \left[1 + 1,8 \frac{\Sigma_a(kT)}{\bar{\xi}\Sigma_s} \right] \approx T \left[1 + 1,8 \frac{8,0 \cdot K_2}{\bar{\xi} \cdot 4,5} \right], \quad (3.24)$$

где величина $\bar{\xi}$ - усредненная по всему интервалу энергий Максвелловского спектра $\xi(z)$ при $kT = 1\text{эВ}$; правая часть (3.24) – вид левой части (3.24), полученный в предположении о составе делящейся среды геореактора в виде дикарбидов нуклидов урана и плутония [82,83,115,118,266,267], а также, учитывая то, что основным поглотителем является уран 238 (микросечение поглощения которого для температур термализации задавалось равным $\sigma_a^8 = 8,0$ барн), а основным замедлителем – углерод 12 (микросечение рассеяния которого задавалось равным $\sigma_s^{12} = 4,5$ барн) и то, что отношение концентраций ядер урана 238 и углерода 12 $K_2 = N^{238}/N^{12}$, задавалось значением характерным для дикарбидов $K_2 = 0,5$.

Спектр Ферми нейтронов для замедляющей среды с поглощением (в качестве замедлителя рассматривался углерод, а в качестве поглотителей уран 238, уран 239 и плутоний 239) задавался в следующем виде, например [13,154]:

$$\Phi_\Phi(E_n) = \frac{S}{\bar{\xi}\Sigma_t E_n} \cdot \exp \left[- \int_{E_n}^{E_f} \frac{\Sigma_a(E') dE'}{\bar{\xi}\Sigma_t(E')E'} \right], \quad (3.25)$$

(где S - полная объемная скорость генерации нейтронов, $\bar{\xi} = \sum_i (\xi_i \Sigma_s^i) / \Sigma_s$, ξ_i - среднелогарифмический декремент потери энергии и Σ_s^i - макросечение рассеяния для i -го нуклида, $\Sigma_t = \sum_i \Sigma_s^i + \Sigma_a^i$ - полное макросечение делящегося вещества, $\Sigma_s = \sum_i \Sigma_s^i$ - полное макросечение рассеяния делящейся среды, Σ_a - макросечение поглощения, E_f - верхняя энергия нейтронов для спектра Ферми). E_{zp}^{Term} находится из равенства потоков нейтронов $\Phi_M(E_{zp}^{Term}) = \Phi_\Phi(E_{zp}^{Term})$.

Высокоэнергетичная часть спектра нейтронов ($E_n > E_f$, где E_f из (3.25)) задается спектром деления [228, 246]. Поэтому для входящей в выражение для спектра Ферми (3.25) полной объемной скорости генерации нейтронов S , можем написать следующее выражение:

$$S(\vec{r}, T, t) = \int_{E_f}^{E_n^{\max}} \tilde{P}(\vec{r}, E_n, T, t) \left[\sum_i \nu_i(E_n) \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) \sigma_f^i(E_n, T) N_i(\vec{r}, T, t) \right] dE_n, \quad (3.26)$$

где E_n^{\max} - максимальная энергия для спектра деления нейтронов (обычно принимается $E_n^{\max} \approx 10$ МэВ), E_f - энергия нейтронов, ниже которой спектр замедляющихся нейтронов описывается спектром Ферми (обычно принимается $E_f \approx 0,2$ МэВ); $\tilde{P}(\vec{r}, E_n, T, t)$ - вероятность не вылета нейтрона за границы делящейся среды, которая зависит помимо других параметров уже от геометрии делящейся среды и условий на ее границе, например, наличия отражателя. Нуклидный состав делящейся среды геореактора задавался по данным, полученным при моделировании кинетики волны ядерного горения геореактора [82,83]. Выражение (3.25) включает функцию вероятности избежать резонансного поглощения для нейтрона, полученную как приближение узких резонансов, например, [13,154]. Однако, в работе [226,268,269] с помощью теории мультипликативного интеграла для коммутативной алгебры [270,271] получено аналитическое выражение для этой функции вероятности. Оказалось, что выражение для спектра Ферми, записанное с использованием функции вероятности, полученной в [226,268,269], совпадает с выражением (3.25), но является уже точным, а не приближенным, и не имеет ограничений.

Полученные, расчетные зависимости от температуры делящейся среды сечения деления плутония 239 и урана 235 представлены на рис. 3.35 [229,234,252]. Дополнительные детали расчета вынесены в ПРИЛОЖЕНИЕ 15.

3.3.2. Выводы.

Получены, расчетные зависимости от температуры делящейся среды усредненных по нейтронному спектру сечений деления плутония 239 и урана 235 для геореактора [229,234,252]. Максимум зависимости сечения деления ^{239}Pu , усреднённого по нейтронному спектру, от температуры топливной среды геореактора находится между 5000К и 6000К, что значительно выше температур максимума для уран-плутониевой среды для волнового ядерного реактора (см. раздел 3.1.4 и рис. 3.8). Подтверждено существенное отличие

температурной зависимости для плутония 239 от зависимости для урана 235, которое обнаружено и объяснено ранее в разделе 3.1.4.

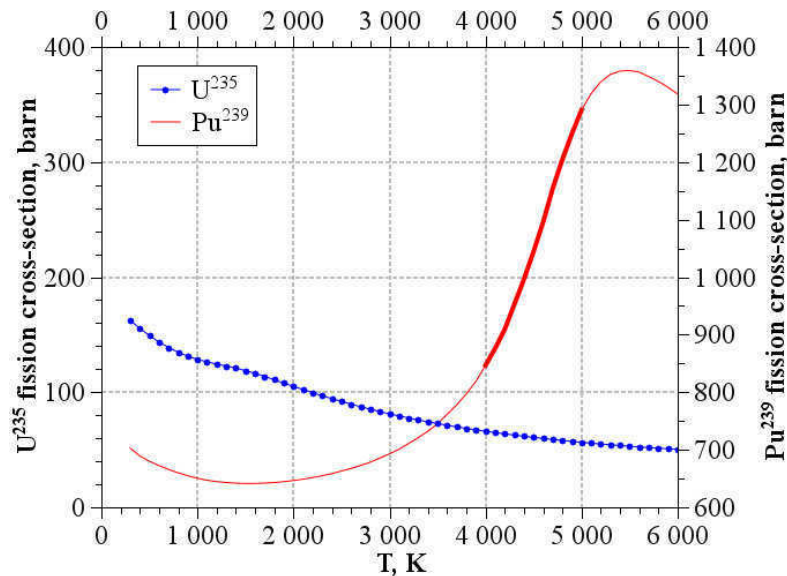


Рис.3.35. Зависимости сечения деления ^{239}Pu , усреднённого по нейтронному спектру, от температуры топливной среды для граничной энергии спектров Ферми и Максвелла, равной 3кТ. Для сравнения приведена аналогичная зависимость для сечения деления ^{235}U [217,234,252].

3.4. Режимы с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.

3.4.1. Введение.

В разделе 1.1.4 дан анализ работ школы С.П. Курдюмова из которых следует, что в средах со степенными зависимостями теплопроводности (показатель степенной зависимости - σ) и плотности теплового источника (показатель степенной зависимости - β) от температуры взаимности от соотношения между величинами степенных показателей могут реализовываться три различных режима горения и теплопереноса с образованием тепловых диссипативных структур (см. уравнение (1.28) и рис.1.10):

- **HS**-режим (при $1 < \beta < \sigma + 1$), когда полуширина области горения Δr_0 возрастает с ростом t ;
- **S**-режим (при $\beta = \sigma + 1$), когда Δr_0 неизменно во времени;
- **LS**-режим (при $\beta > \sigma + 1$), когда полуширина области горения Δr_0 сокращается.

При $\beta \leq 1$ горение осуществляется всегда в **HS**-режиме.

В разделе 3.1.5 показано, что в уран-плутониевой делящейся среде действует тепловой источник с плотность потока зависящей степенным образом от температуры делящейся среды, причем для проведенных расчетов показатель степени оказался равным 4 (см. рис. 3.11). В разделе 3.1.6 расчетным путем в уран-плутониевой делящейся среде получены диссипативные тепловые структуры. А в разделе 1.1.5 и в ПРИЛОЖЕНИЯХ 1 - 6 представлены теория и экспериментальные данные по теплофизическим свойствам топливных материалов ядерных реакторов, в частности, таким как теплоемкость и теплопроводность, причем теплопроводность топливных материалов демонстрирует степенные зависимости от температуры с различными показателями этой степенной зависимости в зависимости от типа ядерного топлива.

Анализ этих данных, представленный ниже, показывает, пока на теоретическом уровне, принципиальную реализацию в топливных материалах ядерных реакторов режимов с обострением с образованием диссипативных тепловых структур.

3.4.2. Режимы с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.

Начнем рассмотрение с металлического ядерного топлива. Теплофизические свойства металлического ядерного топлива представлены в разделе 1.1.5.2.2. При рассмотрении ограничимся достаточно высокими температурами $\geq 500\text{K}$, то есть, температурами характерными для рабочих режимом действующих реакторных установок и выше. При таких температурах теплоемкость металлического ядерного топлива практически не меняется с ростом температуры (см. рис. 1.11 и рис. 3.12. из раздела 3.1.6. для уранового топлива и таблица 1.3 для плутониевого топлива), поэтому реализация режимов с обострением определяется температурными зависимостями удельной теплопроводности и плотности теплового источника.

Удельная теплопроводность уранового топлива представлена на рис. 1.12 и на рис. 3.13 из раздела 3.1.6, а также соотношениями (1.86) и (3.18) из раздела 3.1.6, из которых следует линейная по температуре зависимость теплопроводности уранового топлива, то есть, согласно выше принятым обозначениям $\sigma = 1$. Отметим, что удельная теплопроводность в основном определяется свойствами нуклида разбавителя, а не делящегося нуклида, которым обогащается топливо (напомним, что обогащение топлива для тепловых реакторов $\sim 2-4\%$, а для быстрых $\sim 15-25\%$). Согласно результатам раздела 3.1.4 для плотности теплового источника в урановом топливе, состоящем из урана ^{238}U обогащенного делящимся нуклидом урана ^{235}U , показатель степенной зависимости от температуры топлива $\beta < 1$.

Следовательно, в этом ядерном топливе нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме. Согласно результатам разделов 3.1.4-3.1.6 для плотности теплового источника в урановом топливе, состоящем из урана 238 обогатленного делящимся нуклидом плутонием 239, а также в плутониевом топливе плотность теплового источника зависит от температуры со степенным показателем $1 < \beta \leq 4$, то есть, в таком урановом топливе и плутониевом топливе нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме, **S**-режиме и **LS**-режиме.

Теплофизические свойства керамического ядерного топлива представлены в разделе 1.1.5.2.3.

Удельная теплопроводность оксидного уранового топлива представлена на рис. 1.24 и рис. 1.25 из раздела 1.1.5.2.3.2, а также соотношениями (1.100) – (1.103) и (1.114), (1.115), опубликованных в разных источниках (например, [184, 188-190]), из которых следует степенная температурная зависимость удельной теплопроводности оксидного уранового топлива с показателем степени $\sigma = -1$.

Согласно результатам раздела 3.1.4 для плотности теплового источника в урановом оксидном топливе, состоящем из оксида урана 238 обогатленного делящимся оксидом урана 235, показатель степенной зависимости от температуры топлива $\beta < 1$. Следовательно, в этом ядерном топливе нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме.

Согласно результатам разделов 3.1.4-3.1.6 для плотности теплового источника в оксидном урановом топливе, состоящем из оксида урана 238 обогатленного делящимся оксидом плутонием 239, а также в MOX-топливе (смешанном из оксидов урана и плутония топливе) плотность теплового источника зависит от температуры со степенным показателем $1 < \beta \leq 4$, то есть, в таком оксидном уран-плутониевом топливе и плутониевом топливе, согласно вышеизложенному, нейтронно-ядерное горение реализуется в **S**-режиме и **LS**-режиме.

Теплофизические свойства карбидного ядерного топлива представлены в разделе 1.1.5.2.3.3.

Температурной зависимостью теплоемкости карбидного ядерного топлива можно пренебречь и считать ее постоянной (см. раздел 1.1.5.2.3.3 и, например, выражение (1.117)). Для карбидного уранового и уран-плутониевого топлива, согласно соотношениями (1.119) – (1.124) и данным представленным на рис. 1.33 – 1.36, удельная теплопроводность в зависимости от температуры изменяется степенным образом с показателем степени $\sigma = 1$.

Согласно результатам раздела 3.1.4 для плотности теплового источника в урановом карбидном топливе, состоящем из карбидов урана 238

обогащенного карбидами урана 235, показатель степенной зависимости от температуры топлива $\beta < 1$. Следовательно, в этом ядерном топливе нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме.

Согласно результатам разделов 3.1.4 - 3.1.6 для плотности теплового источника в карбидном урановом топливе, состоящем из карбидов урана 238 обогащенного карбидами плутония 239, а также в смешанном уран-плутониевом карбидном топливе плотность теплового источника зависит от температуры со степенным показателем $1 < \beta \leq 4$, то есть, в таком оксидном уран-плутониевом топливе и плутониевом топливе, согласно вышеизложенному, нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме, **S**-режиме и **LS**-режиме.

Теплофизические свойства нитридного ядерного топлива представлены в разделе 1.1.5.2.3.4.

Для нитридного уранового и уран-плутониевого топлива, согласно соотношениями (1.125) – (1.127) и данным представленным на рис. 1.37 – 1.38, удельная теплопроводность в зависимости от температуры изменяется степенным образом с показателем степени $\sigma \approx 1$.

Согласно результатам раздела 3.1.4 для плотности теплового источника в урановом нитридном топливе, состоящем из нитрида урана 238 обогащенного нитридом урана 235, показатель степенной зависимости от температуры топлива $\beta < 1$. Следовательно, в этом ядерном топливе нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме.

Согласно результатам разделов 3.1.4-3.1.6 для плотности теплового источника в нитридном урановом топливе, состоящем из нитрида урана 238 обогащенного нитридом плутония 239, а также в смешанном уран-плутониевом нитридном топливе плотность теплового источника зависит от температуры со степенным показателем $1 < \beta \leq 4$, то есть, в таком нитридном уран-плутониевом топливе и плутониевом топливе нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме, **S**-режиме и **LS**-режиме.

Теплофизические свойства дисперсионного ядерного топлива представлены в разделе 1.1.5.2.4 и в Приложении 6.

Отметим, что теплофизические свойства дисперсионного топлива определяются главным образом теплофизическими свойствами матрицы дисперсионного ядерного топлива. Согласно данным, представленным в Приложении 6, сегодня предлагается и исследуется значительное количество видов дисперсионного ядерного топлива.

Анализ возможности реализации режимов с обострением в каждом из видов дисперсионного топлива может быть проведен аналогично вышеизложенному.

Например, удельная теплопроводность дисперсионного топлива из двуокиси урана в матрице из нержавеющей стали согласно данным раздела П.6.2 (рис. П.6.2- П.6.7) имеет линейный степенной характер зависимости от температуры, то есть, показатель степенной зависимости $\sigma = 1$. Поэтому для этого дисперсионного топлива мы можем повторить все те же соображения о реализации режимов с обострением, что мы сделали выше, например, для металлического ядерного топлива или карбидного ядерного топлива или нитридного ядерного топлива.

Теплофизические свойства дисперсионного ядерного топлива с керамическим топливным материалом в матрице из тугоплавких металлов представлены в разделе П.6.4.1. Из данных представленных на рис. П.6.8 и рис. П.6.9 видно, что для рассматриваемых температур $T > 500\text{K}$ удельная теплоемкость этого вида ядерного топлива не зависит от температуры, то есть, показатель степенной зависимости $\sigma = 0$.

Согласно результатам раздела 3.1.4 для плотности теплового источника в урановом керамическом топливном материале, полученном на основе урана 238 обогатленного ураном 235, показатель степенной зависимости от температуры топлива $\beta < 1$. Следовательно, в этом ядерном топливе нейтронно-ядерное горение реализуется в **HS**-режиме.

Согласно результатам разделов 3.1.4 - 3.1.6 для плотности теплового источника в урановом керамическом топливном материале, полученном на основе урана 238 обогатленного плутонием 239, а также в смешанном уран-плутониевом керамическом топливном материале плотность теплового источника зависит от температуры со степенным показателем $1 < \beta \leq 4$, то есть, в таком уран-плутониевом топливе и плутониевом топливе (топливо с керамическим топливным материалом в матрице из тугоплавких металлов) нейтроно-ядерное горение реализуется в **S**-режиме и **LS**-режиме.

Аналогичный анализ и выводы о возможности реализации режимов с обострением в дисперсионном топливе с керамическим топливным материалом в керамической матрице может быть проведен, если учесть известные теплофизические свойства соответствующей керамической матрицы, например, матрицы из окиси бериллия BeO или Al_2O_3 или SiC (см. раздел П.6.4.2), а также, и в дисперсионном топливе с керамическим топливным материалом в графитовой матрице (см. раздел П.6.4.3) и керамическим топливным материалом и топливным материалом в виде сплавов U—Al в матрице из Al или его сплавов (см. раздел П.6.6).

Для наглядности проведенный выше анализ возможных режимов с обострением в топливных материалах ядерных реакторов представлен в таблице 3.1.

Таблица. 3.1. Режимы с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.

№	Тип ядерного топлива	Температурная зависимость теплопроводности (показатель степенной зависимости от температуры - σ)	Температурная зависимость плотности теплового источника (показатель степенной зависимости от температуры - β)	Режимы с обострением: - HS -режим (при $\beta < \sigma + 1$); - S -режим (при $\beta = \sigma + 1$); - LS -режим (при $\beta > \sigma + 1$)
1	Металлическое ядерное топливо: - уран 238, обогащенный ураном 235; - уран 238, обогащенный плутонием 239	$\sigma = 1$; $\sigma = 1$	$\beta < 1$; $1 < \beta \leq 4$	- HS -режим; - HS, S, LS - режимы
2	Керамическое ядерное топливо: - оксидное урановое; - MOX	$\sigma = -1$; $\sigma = -1$	$\beta < 1$; $1 < \beta \leq 4$	- HS -режим; - S и LS -режимы
3	Карбидное ядерное топливо: - карбиды урана 238 + карбиды урана 235; - карбиды урана 238 + карбиды плутония 239	$\sigma = 1$; $\sigma = 1$	$\beta < 1$; $1 < \beta \leq 4$	- HS -режим; - HS, S, LS - режимы
4	Нитридное топливо: - урановое нитридное топливо, состоящее из нитрида урана 238 обогащенного нитридом урана 235; - урановое нитридное топливо, состоящее из нитрида урана 238 обогащенного нитридом плутония 239	$\sigma = 1$; $\sigma = 1$	$\beta < 1$; $1 < \beta \leq 4$	- HS -режим; - HS, S, LS - режимы
5	Дисперсионное ядерное топливо: - топливо из двуокиси урана в матрице из нержавеющей стали; - топливо с керамическим топливным материалом в матрице из тугоплавких металлов;	$\sigma = 1$; $\sigma = 0$;	$\beta < 1$ и $1 < \beta \leq 4$; $\beta < 1$ и $1 < \beta \leq 4$;	- HS, S, LS – режимы; - HS, S, LS – режимы;

	- топливо с керамическим топливным материалом в керамической матрице (матрицы из окиси бериллия BeO или Al ₂ O ₃ или SiC или в графитовой матрице в матрице из Al или его сплавов)	$\sigma = 0$ и $\sigma = 1$	$\beta < 1$ и $1 < \beta \leq 4$	- HS, S, LS – режимы
6	Ядерное топливо с топливным материалом в виде сплавов U—Al в матрице из Al или его сплавов	$\sigma = 1$	$\beta < 1$ и $1 < \beta \leq 4$	- HS, S, LS – режимы

Режимы с обострением реализуются также и в расплавленном ядерном топливе. Действительно согласно данным из раздела 1.1.5.3.2 удельная теплопроводность для кориума ядерного реактора задается степенной зависимостью от температуры с показателем $\sigma = 2$ (см. выражение (1.133)) и следовательно, в расплавленном ядерном топливе могут реализоваться **S**-режим и **LS**-режим с обострением.

Режимы с обострением могут реализоваться также и в газообразном ядерном топливе. Действительно согласно данным из раздела 1.1.5.4 и ПРИЛОЖЕНИИ 8 удельная теплопроводность для газообразного состояния ядерного топлива задается степенной зависимостью от температуры с показателем $\sigma = 1/2$ (см. выражения (П.8.2) и (П.8.3)) и, следовательно, в газообразном ядерном топливе могут реализоваться **S**-режим и **LS**-режим с обострением.

3.4.3. Математическое моделирование режимов с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.

Для процессов нейтронно-ядерного горения в топливных в материалах ядерных реакторах, которые были рассмотрены выше в разделе 3.4.2 и в которых действует объемный источник тепла и коэффициент теплопроводности, зависящие от температуры по степенному закону, то есть, как показал теоретический анализ, проведенный в разделе 3.4.2, реализуются режимы с обострением, уравнение теплопереноса для распределения температуры $T(\vec{r}, t)$ в пространстве делящейся среды (3.1) преобразуется в следующее уравнение:

$$\rho \tilde{C} \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\kappa_0 T^\sigma \text{grad} T) + \rho q_0 T^\beta, \quad (3.27)$$

где \tilde{C} , κ_0 , $q_0 > 0$, σ , β - заданные параметры.

Далее будем следовать работе [152]. Плотность среды ρ распределена в пространстве по закону: $\rho = Ar^{-k}$, $r > 0$, $0 \leq k < 2$. Без ограничения общности константы $\aleph = \aleph_0 / A\tilde{C}$, $q = q_0 / \tilde{C}$ полагаем равными единице. Задаем некоторое начальное распределение температуры $T(\vec{r}, 0) = T_0(\vec{r}) \leq M < \infty$.

Задача состоит в том, чтобы найти все типы тепловых структур, которые могут возникнуть в заданной нелинейной среде. С этой целью исследуются автомодельные решения (при обобщенном разделении переменных) уравнения (3.27) следующего вида:

$$T(r, \theta, \varphi, t) = g(t)\Theta(\xi, \theta, \varphi), \quad (3.28)$$

$$\xi = \frac{r}{\psi(t)}, \quad g(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^m, \quad \psi(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^n, \quad m = -\frac{1}{\beta-1}, \quad n = -\frac{\beta-\sigma-1}{(\beta-1)(2-k)}, \quad (3.29)$$

где $\tau > 0$ - произвольный параметр, имеющий смысл времени обострения; ξ - автомодельная переменная.

Тогда функция $\Theta(\xi, \theta, \varphi)$ ограничена и удовлетворяет следующему автомодельному уравнению, которое получается при подстановке (3.28) в уравнение (3.27):

$$\frac{1}{\xi^\nu} \frac{\partial}{\partial r} \left(\xi^\nu \Theta^\sigma \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi^2 (\sigma+1)} \Delta_{\theta, \varphi} (\Theta^{\sigma+1}) = -\frac{m}{\tau} \xi^{-k} \Theta + \frac{n}{\tau} \xi^{1-k} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} - \xi^{-k} \Theta^\beta, \quad (3.30)$$

при $\nu = 2$ $\Delta_{\theta, \varphi} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ (сферическая геометрия), при $\nu = 1$

$\Delta_{\theta, \varphi} = \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ (плоская и цилиндрическая геометрия), при $\nu = 0$ (одномерная геометрия),

$$(3.31)$$

и обычному условию на фронте – равенству нулю потока тепла и температуры, причем, если фронт находится на бесконечности, то граничные условия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Theta^\sigma \text{grad} \Theta &\rightarrow 0, \quad \Theta \rightarrow 0. \\ \xi &\rightarrow \infty \quad \xi \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (3.32)$$

Отметим, что зависимости (3.29) также получаются при подстановке (3.28) в уравнение (3.27).

Краевая задача для уравнения (3.30) является задачей на собственные значения τ и собственные функции СФ $\Theta(\xi, \theta, \varphi)$. Из анализа формул (3.28), (3.29) следует, что СФ, отвечающие разным собственным значениям, связаны преобразованием подобия. Это свойство позволяет зафиксировать произвольное значение $\tau > 0$ и найти соответствующий ему спектр СФ.

Изучение многомерных СФ автомодельной задачи начнем с исследования радиально-симметричных, являющихся частными решениями автомодельной задачи.

Так как в диссертации ставилась задача доказательства существования режимом с обострением в топливных материалах ядерных реакторов и так как согласно теоретическому анализу, проведенному в предыдущем разделе 3.4.2, во многих видах топливных материалов ядерных реакторов должны реализовываться режимы с обострением и соответствующие им тепловые структуры, практически точно совпадающие с теми, для которых в работе [152] уже проводились численные расчеты, конечно, без их привязки к топливным материалам ядерных реакторов и их фазовому состоянию, то на данном этапе наших исследований представляется вполне обоснованным для демонстрации особенностей некоторых из реализуемых в топливных материалах ядерных реакторов режимов с обострением не проводить своих расчетов, а ограничиться представлением в этом разделе некоторых результатов расчетов, полученных в работах группы С.П. Курдюмова и представленных в работе [152]. Полученные решения вынесены в ПРИЛОЖЕНИЕ 16.

Влияние распределения плотности и устойчивость собственных функций вынесены в ПРИЛОЖЕНИЕ 17.

3.4.4. Выводы.

Впервые показана возможность реализации режимом с обострением в топливных материалах ядерных реакторов. Для каждого из известных видов реакторного ядерного горючего с учетом их теплофизических свойств определены возможные режимы с обострением.

3.5. Различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива и связанные с этим особенности аварии на третьем блоке АЭС «Фукусима-1».

Результаты исследования, доказывающие принципиальное различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива, а также объясняющие связанные с этим особенности аварии на третьем блоке АЭС «Фукусима-1», представлены в ПРИЛОЖЕНИЯХ 18, 19.

3.6. Гипотеза о поджиге геореактора межгалактическими протонами высоких энергий.

Результаты исследования, обосновывающие гипотезу о поджиге геореактора межгалактическими протонами высоких энергий, представлены в ПРИЛОЖЕНИИ 20.

3.7. Заключение.

Разработана компьютерная программа и проведен расчет зависимостей сечений нейтронных ядерных реакций в зависимости от энергий нейтронов с учетом эффекта Доплера, то есть, для различных температур ядерного топлива.

Разработана компьютерная программа и проведены компьютерные вычисления для основных реакторных топливных нуклидов $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива.

Получены в широких температурных интервалах функциональные зависимости усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от температуры реакторного ядерного топлива, которые в дальнейшем могут быть использованы при изучении актуальных сегодня научных проблем таких как:

- исследования физики ядерных реакторов, так как знание этих зависимостей необходимо при компьютерных исследованиях кинетики ядерных реакторов, что напрямую связано с безопасностью работы реакторов и позволяет разрабатывать ядерные реакторы нового поколения с внутренней безопасностью (например, перспективных быстрых уран-плутониевых реакторов V поколения, реактор типа Л.П. Феоктистова);
- математическое моделирование прочностных характеристик (таких как радиационная ползучесть, распухание и трещиностойкость) реакторного ядерного топлива;
- кинетика геореактора.

Исследование в широком температурном диапазоне (до 6000К) зависимостей усредненных по нейтронным спектрам сечений нейтронных реакций показало, что эти зависимости имеют резонансный характер. Понятно, что если и далее увеличивать температуру расчета значительно выше 6000К, например, для плутония 239 должен опять быть обнаружен экспоненциальный рост зависимости до некоторого максимума с

последующим падением, то есть, резонанс номер два на кривой зависимости, который обусловлен вторым резонансом ядра плутония 239, и так далее.

Дано объяснение резонансного характера температурных зависимостей усредненных по нейтронным спектрам сечений нейтронных реакций, основанное на особенностях резонансов ядер основных реакторных нуклидов.

Полученные зависимости теплового источника $q_T(\vec{r}, E_n, T, t)$ для уран-плутониевой делящейся среды могут быть аппроксимированы степенной функцией по температуре с показателем степени равным 4, то есть, получили режим с обострением Курдюмова, удовлетворяющий требованию: $q_T(T) = \text{const} \cdot T^{(1+\delta)}$, где $\delta > 1$.

Получены нестационарные диссипативные тепловые 3d структуры.

Впервые показана возможность реализации режимом с обострением в топливных материалах ядерных реакторов. Для каждого из известных видов реакторного ядерного горючего с учетом их теплофизических свойств определены возможные режимы с обострением.

А также показано, что режимы с обострением могут реализоваться в расплавленном ядерном топливе и в газообразном ядерном топливе.

Обнаружено и объяснено для исследованного интервала температур (300К – 3000К) принципиальное различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива. Плотности тепловых источников вычислялись по температурным зависимостям усредненных по спектру сечений, которые рассчитывались как с помощью табличных значений факторов Весткотта (усреднение только по тепловому спектру типа Максвелла), так и с помощью разработанного и представленного в этом разделе диссертации метода усреднения сечений по полному спектру нейтронов. Полученные температурные зависимости для плотности теплового источника делящейся топливной среды, позволили выявить и обосновать характерные особенности аварии на 3-м блоке АЭС «Фукусима-1».

Уточнена гипотеза о поджиге геореактора межгалактическими протонами высоких энергий с учетом особенностей сверхмедленного волнового горения в надтепловой области энергий нейтронов (см. раздел. 2). Для чего проведено обобщение критерия нейтронно-ядерного горения для нейтронных мультиплицирующих сред, содержащих композицию делящихся нуклидов, что, например, характерно для геореактора.

А также, впервые высказана идея о возможной роли волны Ахизера (см. раздел. 2) в поджиге волнового геореактора на ранних стадиях жизни Земли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выводы по диссертационной работе:

1. Сформулирован обобщенный критерий реализации волновых режимов нейтронно-ядерного горения, включающий как волны Ахиезера, так и волны Феоктистова.

2. Для делящейся среды, первоначально состоящей из урана 238, проведены исследования выполнения критерия волнового горения в широком диапазоне энергий нейтронов и обнаружена возможность волнового ядерного горения не только в области быстрых нейтронов, но и для холодных, надтепловых и резонансных нейтронов.

3. Представлены результаты исследования выполнения критерия Феоктистова для делящейся среды, первоначально состоящей из урана 238 с обогащениями 4,38 %, 2,00 %, 1,00 %, 0,71 % и 0,50% по урану 235, в области энергий нейтронов 0,015 – 10,00 эВ. Эти результаты свидетельствуют о возможности реализации режима медленного волнового нейтронно-ядерного горения уран-плутониевых сред, первоначально (до процесса инициации волнового режима горения с помощью внешнего источника нейтронов) имеющие подкритические обогащения по урану 235, в области холодных, тепловых, надтепловых и резонансных нейтронов.

4. Для подтверждения справедливости выводов, основанных на анализе выполнения критерия медленного волнового нейтронно-ядерного горения в зависимости от энергии нейтронов, было проведено численное моделирование медленного нейтронно-ядерного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов (1,0-7,0 эВ). Представленные результаты численного моделирования волнового нейтронно-ядерного медленного горения природного урана в надтепловой области энергий нейтронов свидетельствуют о реализации такого режима.

Таким образом, делается обоснованный расчетами вывод о возможности создания волновых ядерных реакторов не только на быстрых нейтронах, что решает проблему радиационной стойкости материалов стенки твэлов и тем самым открывает возможность технической реализации волновых ядерных реакторов.

5. Обнаружен и объяснен резонансный характер зависимостей усредненных по нейтронным спектрам сечений основных реакторных нейтронных ядерных реакций (деления и радиационного захвата) от

температуры реакторного ядерного топлива.

6. Впервые получены нестационарные диссипативные тепловые 3d структуры в уран-плутониевой делящейся среде.

7. Получена степенная температурная зависимость для плотности теплового источника и показана возможность реализации режимом с обострением в топливных материалах ядерных реакторов.

8. Показано, что легководные тепловые реакторы с топливом на природном уране подходят для волнового горения плутония 239. В тяжеловодном реакторе на природном уране не будет области, в которой критическая концентрация по плутонию была бы больше нуля, а, следовательно, не может реализоваться режим медленного волнового нейтронно-ядерного горения (волна Феокистова). Это же относится и к реакторам на природном уране с газовым теплоносителем. В этих реакторах возможно, медленное волновое ядерное горение для топлива с настолько меньшим обогащением по урану 235, чтобы существовала в тепловой области энергий область критичности по плутонию 239, например, подойдет технический уран или уже отработанное ядерное топливо, с подходящим выгоранием.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.

1. Феоктистов Л.П. Безопасность – ключевой момент возрождения ядерной энергетики. // Успехи физических наук. - 1993. - Том 163, №8. - С. 89-102.
2. Rusov V.D. Traveling wave nuclear reactor / V.D. Rusov, V.A. Tarasov, V.N. Vaschenko. — Kyiv: Publishing group «A.C.C.», 2013. — 156 p.
3. Бабенко В.А. Ядерная энергетика. тенденции в мире и особенности Украины / В.А. Бабенко, Л.Л. Енковский, В.Н. Павлович // Физика Элементарных Частиц И Атомного Ядра. - 2007. - Т. 37, Вып. 6. - С. 1517-1580.
4. Бзнуни С.А. и др. // Физика Элементарных Частиц И Атомного Ядра. - 2003. - Т. 34, Вып. 6. - С. 143-153.
5. Феоктистов Л.П. Расчетно-теоретическое исследование уранового blankets на тепловых нейтронах для гибридного термоядерного реактора / Л.П. Феоктистов, В.В. Бреев, А.В. Губарев и др. - М: Препринт ИАЭ им. И.В. Курчатова 3624/8, 1982. - 23 с.
6. Аврорин Е.Н. О гибридном реакторе на основе лазерного термоядерного синтеза / Е.Н. Аврорин, Л.П. Феоктистов // Квантовая электроника. - 1978. Т.5, Вып.2. - С. 43 -51.
7. Феоктистов Л.П. Бланкет гибридного реактора. // Математическое моделирование. - 1995. - Т. 7, № 3. - С. 41-50.
8. Ядерный синтез с инерциальным удержанием. / Под ред. Шаркова Б.Ю. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 264 с.
9. Феоктистов Л.П. Нейтронно-делительная волна.// Доклады Академии наук СССР. - 1989. – Т. 309, № 4. - С. 864-867.
10. Гольдин В.Я. Реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме / В.Я. Гольдин, Д.Ю. Анистратов // Математическое моделирование. - 1995. - Т. 7, № 10. - С. 21-32.
11. Гольдин В.Я. Реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом режиме 2-го рода / В.Я. Гольдин, Н.В. Соснин, Ю.В. Трощев // Доклады Академии Наук СССР, Математическая физика. - 1998. - Т. 358, № 6. - С. 747-748.
12. Самарский А.А. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры / А.А. Самарский, А.П. Михайлов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 300 с.
13. Широков С.В. Физика ядерных реакторов. - К.: «Наукова думка», 1992. - 288 с.
14. Teller E., Ishikawa M., Wood L. “Completely automated nuclear reactors for long-term operation”, in: Proc. “Frontiers in Physical Symposium” Joint American Physical Society and American Association of Physics Teachers Texas Meeting, Lubbock, Texas, (1995): Preprint UCRL-JC-122708; Teller E., Ishikawa M., Wood L., et al., in: Proc. Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy System (ICENEC’96), Obninsk, Russia (1996), p. 123 (available at http://www-phys.llnl.gov/adv_energy_src/ICENES96.html); Lawrence Livermore National Laboratory, Preprint No. UCRL-JC-122708-RT2.
15. Ахиезер А.И. К теории распространения цепной ядерной реакции в диффузионном приближении / А.И. Ахиезер, Д.П. Белозоров, Ф.С. Рофе-Бекетов,

Л.Н. Давыдов, З.А. Спольник // Ядерная Физика. - 1999. - Т.62, Вып 9. - С.1567-1575.

16. Akhiezer A.I. On the theory of propagation of chain nuclear reaction / A.I. Akhiezer, D.P. Belozorov, F.S. Rofe-Beketov, L.N. Davydov, Z.A. Spolnik // *Physica A*. - 1999. - №273. – С. 272-285.

17. Akhiezer A.I. The velocity of slow nuclear burning in two-group approximation. / Belozorov D.P., Rofe-Beketov F.S., Davydov L.N., Spolnik Z.A. // *Вопросы атомной науки техники. // Проблемы атомной науки и технологии*. 2001. № 6. С. 276-278.

18. Hugo van Dam. Self-stabilizing criticality waves. // *Annals of Nuclear Energy*. 2000, vol. 27, p. 1505-1521.

19. Khizhnyak N.A. On the theory of the initial stage of slow nuclear burning. // *Вопросы атомной науки техники. Сер. Проблемы атомной науки и технологии*. 2001. № 6. С. 279-282.

20. Xue-Nong Chen, Transverse buckling effects on solitary burn-up waves. / Maschek Werner. // *Annals of Nuclear Energy*. 2005, vol. 47, p. 1301-1313.

21. Akhiezer A.I. Slow nuclear burning. / N.A. Khizhnyak, N.F. Shulga, V.V. Pilenko, L.N. Davydov // *Вопросы атомной науки техники. Сер. Проблемы атомной науки и технологии*. 2001. № 6, С. 272-275.

22. Sekimoto H. Candle: The new Burnup Strategy./ K. Ryu, Y. Yoshimura // *Nuclear science and engineering*. 2001. Т. 139. P. 306-317.

23. Sekimoto H., Ryu K. A New Reactor Burnup Concept “CANDLE”. // *PHYSOR 2000*. Pittsburgh, May 7-11, 2000.

24. Sekimoto H., Ryu K. Feasibility Study on the CANDLE New Burnup Strategy. // *Trans. American Nuclear Society*. 2000. V. 82. P. 207-208.

25. Sekimoto H., Ryu K. A Long Life Lead-Bismuth Cooled Reactor with CANDLE Burnup. // *ICENES 2000*, Petten, The Netherlands, Sept. 24-28. 2000. P. 198-206.

26. Sekimoto H. Long Life Reactor with “CANDLE” Burnup Strategy. // 4th Japan-Korea Seminar on Advanced Reactors, Tokyo, Japan, October 19-20, 2000

27. Sekimoto H., Ryu K. Demonstrating the Feasibility of the CANDLE Burnup Scheme for Fast Reactors. // *Trans. American Nuclear Society*, 83, 45 (2000).

28. Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y. CANDLE: The New Burnup Strategy. // *Nucl. Sci. Engin.* 2001. V. 139. P. 306-317.

29. Sekimoto H., Toshinsky V., Ryu K. Natural Uranium Utilization without Enrichment and Reprocessing. // *GLOBAL 2001*, Paris, France, September 9-13. 2001.

30. Sekimoto H. Applications of “CANDLE” Burnup Strategy to Several Reactors. // *ARWIF-2001*, Chester, UK, October 22-24. 2001.

31. Sekimoto H., Tanaka K. CANDLE Burnup for Different Core Designs. // *PHYSOR2002*, Seoul, Korea, October 7-10. 2002.

32. Sekimoto H., Tanaka K. Application of CANDLE Burnup Strategy to Small Reactors. // *Trans. American Nuclear Society*. 2002. V. 87 (CD).

33. Ohoka Y., Sekimoto H. Application of CANDLE Burnup to Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor. // *ICONE11*, Tokyo, Japan, April 20-23. 2003.

34. Sekimoto H., Ohoka Y. Application of CANDLE Burnup to Block-Fuel High Temperature Gas Reactor. // ICAPP'03, Cordoba, Spain, May 4-7. 2003.
35. Sekimoto H., Ohoka Y. Application of CANDLE Burnup to Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor for Incinerating Weapon Grade Plutonium. // GENES4/ANP2003, Kyoto, JAPAN, September 15-19. 2003.
36. Takada T., Udagawa Y., Sekimoto H. Simulation Study on CANDLE Burnup Applied to an LBE-Cooled Metallic Fuel Fast Reactor. // GENES4/ANP2003, Kyoto, JAPAN, September 15-19. 2003.
37. Greenspan E., Hejzlar P., Sekimoto H., Toshinsky G., Wade D.C. New Fuel Cycle and Fuel Management Options in Heavy Liquid Metal Cooled Reactors. // ANFM 2003, Hilton Head Island, South Carolina, USA, October 5-8. 2003.
38. Sekimoto H. Contribution of CANDLE Burnup to Future Equilibrium Nuclear Energy Utilization. // GLOBAL 2003, November 16-20. 2003.
39. Sekimoto. H., Takada T., Udagawa Y. Startup of CANDLE Burnup in an LBE-Cooled Metallic Fuel Fast Reactor. // GLOBAL 2003, New Orleans, Louisiana, November 16-20. 2003.
40. Greenspan E., Hejzlar P., Sekimoto H., Toshinsky G., Wade D. New Fuel Cycle and Fuel Management Options in Heavy Liquid Metal-Cooled Reactors. // Nucl. Technol. 2003. V. 151[2]. P. 177-191.
41. Ohoka Y. Application of CANDLE Burnup to Block-type High Temperature Gas Cooled Reactor. / Sekimoto H. // Nucl. Engin. and Design. 2004. V. 229[1]. P. 15-23.
42. Ohoka Y., Sekimoto H. Burnup and Temperature Effects on CANDLE Burnup of Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor. // ICONE12, Arlington, Virginia, April 25-29. 2004.
43. Sekimoto H. Application of "CANDLE" Burnup to Small Fast Reactor. // 5th Int. Conf. on Nuclear Option in Countries with Small and Medium Electricity Grids, Dubrovnik, Croatia, May 16-20. 2004.
44. Ohoka Y., Ismail, Sekimoto H. Effects of Burnup and Temperature Distributions to CANDLE Burnup of Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor. // ICAPP '04, Pittsburgh, PA, June 13-17. 2004.
45. Ohoka Y., Sekimoto H. Simulation Study on CANDLE Burnup of High Temperature Gas Reactor. // Trans. American Nuclear Society. 2004. V 92 (CD).
46. Sekimoto. H. Effect of Neutron Spectra and Fuel Burnup on CANDLE Calculation. // Trans. American Nuclear Society. 2004. 92 (CD).
47. Ohoka Y., Watanabe T., Sekimoto H. Neutron Characteristics of CANDLE Burnup Applied to HTTR. // COE-INES – Indonesia International Symposium 2005, Bandung, Indonesia, March 2-4. 2005.
48. Sekimoto. H. Application of "CANDLE" Burnup to LBE Cooled Fast Reactor. // IAEA-TECDOC-1451. 2005. P. 203-212.
49. Sekimoto H., Udagawa Y., Ohoka Y. Application of "CANDLE" Burnup to Fast and Thermal Reactors. // ICAPP '05, Seoul, KOREA, May 15-19. 2005.
50. Ohoka Y, Sekimoto H., Watanabe T., Liem P H., Wakana S., Ismail. Neutronic Characteristics of CANDLE Burnup Applied to Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor. // ICAPP '05, Seoul, KOREA, May 15-19. 2005.

51. Sekimoto H., Udagawa Y. Shut-down and Restart Simulation of CANDLE Fast Reactors. // Trans. American Nuclear Society. 2005. 93 (CD).
52. Sekimoto H., Miyashita S. Startup of “Candle” Burnup in Fast Reactor from Enriched Uranium Core. // ICENES’2005, Brussels, Belgium, August 21–26. 2005.
53. Sekimoto H. Application of CANDLE Burnup Strategy for Future Nuclear Energy Utilization. // Progress in Nucl. Energy. V. 47[1-4]. P. 91-98.
54. Ohoka Y., Watanabe T., Sekimoto H. Simulation Study on CANDLE Burnup Applied To Block-Type High Temperature Gas Cooled Reactor. // Progress in Nucl. Energy. 2005. V. 47[1-4], 292-299.
55. Sekimoto H. CANDLE Burnup of Fast Reactor with Depleted Uranium. // 9-th Int. Conf. “Nuclear Safety & Nuclear Education” Obninsk, Russia, 24-27 October. 2005.
56. Sekimoto H., Udagawa Y. Effects of Fuel and Coolant Temperatures and Neutron Fluence on CANDLE Burnup Calculation. // J. of Nucl. Sci. Technol. 2006. V. 43[2]. 189-197.
57. Sekimoto H. Fuel-cycle of CANDLE Burnup with Depleted Uranium. // ICAPP’06, Reno, Nevada, June 4-8. 2006.
58. Sekimoto H., Miyashita S. Startup of “Candle” Burnup in Fast Reactor from Enriched Uranium Core. // Energy Conv. Manag. 2006. V. 47[17]. P. 2772-2780.
59. Sekimoto H. Candle Burnup in a Fast Reactor Core and Relating Nonlinear Problems. // 2nd International Conf. on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics (QEDSP2006), Kharkov Ukraine, 19–23 September. 2006.
60. Sekimoto H. A Light of CANDELE. New Burnup Strategy. – Tokyo Institute of Technology. 2005.
61. Takaki N. and Sekimoto H. Potential of CANDLE Reactor on Sustainable Development and Strengthened Proliferation Resistance. // Prog. Nucl. Energy. 2008. №50. P. 114–118.
62. Sekimoto H., Ryu K. Introduction of MOTTO Cycle to CANDLE Fast Reactor. // Proceedings of PHYSOR 2010 - Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance Pittsburgh, Pennsylvania, USA, May 9-14, 2010, on CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL (2010).
63. Feinberg S.M., Kunegin V.V. “Discussion Content”. Record of Proceeding Session B-10, Int. Conf. on the Peaceful Uses for Atomic Energy, No.2, Vol.9, p.447 United Nations, Geneva, Switzerland, 1958.
64. Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1978, 400 с.
65. Русов В., Тарасов В., Косенко С., Большаков В. Урахування запізнилих нейтронів в нестационарних нейтронних мультиплікуючих системах та кінетичні рівняння реактора Л.П. Феоктистова. // Збірник тез Міжнародної конференції молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2003», Львівський національний університет, Львів, 21-23 травня 2003, с. 94.
66. Русов В.Д., Тарасов В.А., Косенко С.И., Большаков В.Н. Учет запаздывающих нейтронов в нестационарных нейтронных мультиплицирующих сис-

- темах и кинетические уравнения реактора Л.П. Феокистова. // Издательство РФЯЦ-ВНИИТФ: Труды Международной конференции по физике высоких плотностей энергии “VII Забабахинские научные чтения”. Снежинск, Россия. 2003, Февраль 21-24. С. 120-121.
67. Rusov, V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A., et al. Antineutrino spectrum of the Earth and the problem of oscillating geoantineutrino deficit. // 2003. hep-ph/0312296.
68. Rusov, V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A., et al. Geoantineutrino Spectrum and Slow Nuclear Burning on the Boundary of the Liquid and Solid Phases of the Earth's core. // 2004. hep-ph/0402039.
69. Rusov, V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A., et al. Geoantineutrino Spectrum, $^3\text{He}/^4\text{He}$ -ratio radial distribution and Slow Nuclear Burning on the Boundary of the Liquid and Solid Phases of the Earth's core. // 2006. nucl-th/0605025.
70. Rusov V.D., Tarasov V.A., Litvinov D.A., Bolshakov V.N., Saranyuk D.N. R-process of the heavy nuclei creation in the neutron flow formed via slow wave of the nuclear burning at the boundary between liquid and solid phases of the planetary core. // Book of abstracts of the Gamow Memorial International Conference dedicated to 100-th anniversary of George Gamov “ASTROPHYSICS AND COSMOLOGY AFTER GAMOW - THEORY AND OBSERVATIONS” (Odessa, Ukraine, August 8-14, 2004). 2004, с. 96-97.
71. Русов В.Д., Тарасов В.А., Косенко С.И., Литвинов Д.А., Большаков В.Н. Учет запаздывающих нейтронов в нестационарных нейтронных мультиплицирующих системах и кинетические уравнения реактора Л.П. Феокистова. // Труды XVI Международной конференции по физике радиационных явлений и радиационному материаловедению, новым ядерно-энергетическим реакторам и облучательной технике, ННЦ ХФТИ, Харьков, 2004, с. 42.
72. Русов В.Д., Тарасов В.А., Косенко С.И., Большаков В.Н. Моделирование кинетики быстрого реактора Л.П. Феокистова. // Издательство РФЯЦ-ВНИИТФ: Труды Международной конференции по физике высоких плотностей энергии “VIII Забабахинские научные чтения”. Снежинск, Россия. 2005, Сентябрь 5-10. С. 141-142.
73. Русов В., Тарасов В., Косенко С., Большаков В.. Урахування запізнилих нейтронів в нестационарних нейтронних мультиплікуючих системах та кінетичні рівняння реактора Л.П. Феокистова. // Вісник Львівського університету. Серія фізична, 2006, Випуск 39, с. 261-267.
74. Русов. В.Д., Павлович В.Н., Ващенко В.Н., Тарасов В.А. и др. Спектр гео-нейтрино и медленное ядерное горение на границе жидкой и твердой фаз ядра Земли. // Тезисы докладов IV конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. ННЦ ХФТИ. Харьков, Украина. 2006. 27 февраля – 3 марта. с. 57.
75. Русов. В.Д., Тарасов В.А., Косенко С.И., Большаков В.Н. 3D-моделирование кинетики быстрого реактора Л.П. Феокистова. // Тезисы докладов IV конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и уско-

- рителям. ННЦ ХФТИ. Харьков, Украина. 2006. 27 февраля – 3 марта. с. 58-59.
76. Rusov V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A. et. al. Geoanti-neutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the earth's core. // Proc. Int. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2006). 2006. May 29 – June 03, Kyiv, Ukraine. P. 93.
77. Rusov V.D., Tarasov V.A., Kosenko S.I., Bolshakov V.N. 3-D modeling of kinetics of L.P. Feoktistov fast reactor. // Proc. Int. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2006). 2006. May 29 – June 03, Kyiv, Ukraine.. P. 140.
78. Rusov V.D., Tarasov V.A., Skalozubov V.I., Bolshakov V.N. et. al. 3-D simulation of the Feoktistov fast reactor kinetics. // Book of Abstracts of the 2nd International Conference on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics (QEDSP2006). 2006. September 19-23, Kharkov, Ukraine. P. 137.
79. Rusov V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A. et. al. About possibility of the slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of Earth's core and geoneutrino spectrum. // Book of Abstracts of the 2nd International Conference on Quantum Electrodynamics and Statistical Physics (QEDSP2006). 2006. September 19-23, Kharkov, Ukraine. P. 144.
80. Rusov V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A., et al. Geoanti-neutrino spectrum, $^3\text{He}/^4\text{He}$ -ratio distribution in the earth's interior and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the earth's core. // Український антарктичний журнал. 2006. № 4-5. С. 182-202.
81. Русов В.Д., Павлович В.Н., Тарасов В.А., Шарф И.В., Большаков В.Н. Солитонноподобные волны ядерного горения в нейтронно-мультиплицирующих средах. Теория и вычислительный эксперимент. // Тезисы докладов V конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. ННЦ ХФТИ. Харьков, Украина. 2007. 26 февраля – 2 марта. С. 22.
82. Rusov V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A., et al. Geoanti-neutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the Earth's core. // Journal of Geophysical Research, 2007, vol. 112, B09203, doi: 10.1029/2005JB004212, P. 1-16.
83. Русов В.Д., Тарасов В.А., Литвинов Д.А. Физика реакторных антинейтрино. // М.: УРСС. 2008. 408 с.
84. Тарасов В.А. Нейтринная диагностика быстрого уран-плутониевого реактора IV поколения. Докторская диссертация. – Одесса, ОНПУ. 2008. 376с.
85. Fomin S.P., Mel'nik Yu.P., Pilipenko V.V., Shul'ga N.F. Investigation of self-organization of the non-linear nuclear burning regime in fast neutron reactors. // Annals of Nuclear Energy. 2005. V. 32. P. 1435 - 1456.
86. Fomin S.P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V.V., Shul'ga N.F. Study of Self-Organizing Regime of Nuclear Burning Wave in Fast Reactor // Problems of atomic science and technology, 2005, №6 (45), p. 106-113.

87. Fomin S.P. et al. Save fast reactor working in nuclear burning wave regime. // Proc. Int. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2006), Kyiv, Ukraine. 2006, May 29 – June 03. P. 133.
88. Fomin S.P. et al. Self-sustained regime of nuclear burning wave in fast reactor. // Proc. Int. Conf. Quantum Electrodynamics and Statistical Physics (QEDSP2006), Kharkov, Ukraine. 2006, September 19 – 23. P. 68.
89. Fomin, S.; Melnik, Y.; Pilipenko, V.; Shulga, N. Self-sustained regime of nuclear burning wave in U-Pu fast reactor with Pb-Bi coolant // Probl. At. Sci. Technol. 2007, 3 (1), 156–163.
90. Русов. В.Д., Тарасов В.А., Чернеженко С.А. Обобщенный критерий Феоктистова для инициации волны медленного ядерного горения. // Тезисы докладов VI конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. ННЦ ХФТИ. Харьков, Украина. 2008. 25-29 февраля. С. 75-76.
91. Rusov V.D., Tarasov V.A., Chernenchenko S.A. THE GENERALIZED FEOKTISTOV'S CRITERION FOR NEUTRON MULTIPLYING MEDIUMS. // Proc. Int. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2008), Kyiv, Ukraine. 2008, June 9 – 15. P. 214.
92. Мельник Ю.П., Пилипенко В.В., Фомин С.П. и др. Волна ядерного горения в безопасном быстром реакторе с топливом смешанного Th-U-Pu цикла. // Тезисы докладов VIII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. ННЦ ХФТИ. Харьков, Украина. 2010. 22-26 февраля. С. 71-72.
93. Мельник Ю.П., Пилипенко В.В., Фомин А.С. Фомин С.П., Шульга Н.Ф. Изучение саморегулируемого режима волны ядерного горения в быстром реакторе на основе торий-уранового цикла. // Атомная энергия. 2009. Т. 107, Вып. 5. С. 288-295.
94. Кострица А.А. Влияние слабого перемешивания среды во фронте нейтронно-делительной волны на ее скорость. // Атомная энергия. 1992. Том 72, №3. С. 286- 287.
95. Павлович В.Н., Русов В.Д., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Реактор на волне ядерного деления. // Проблемы безопасности атомных электростанций и Чернобыля: научно-технический сборник. - г. Чернобыль, 2006. - вып. 6. - С.16-23.
96. V.M. Pavlovich, V.D. Rusov, V.M. Khotyayintsev, O.M. Khotyayintseva. Slow nuclear fission wave reactor. // International conference: Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, Book of abstracts. - 29 May - 03 June, 2006. - Kyiv, Ukraine.
97. Павлович В.Н., Русов В.Д., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Реактор на медленной волне ядерного деления. // Атомная энергия, 2007, №102. – С. 151-158.
98. Pavlovich V.M., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M. The physical basis of the fission wave reactor. // Nuclear Technology & Radiation Protection. – 2008. - №23 (2). P. 3-15.
99. Pavlovich V.M., Rusov V.D., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M. Slow nuclear fission wave reactor. // International conference: Current Problems in

Nuclear Physics and Atomic Energy, Book of abstracts.- P. 120. - 09 June - 15 June, 2008. Kyiv, Ukraine.

100. Павлович В.Н., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Физические основы реактора на волне ядерного горения. I. // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 2(24). - С. 39-49.

101. Павлович В.Н., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Физические основы реактора на волне ядерного горения. II. Конкретные модели. // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 3(35).- С. 62-73.

102. Pavlovich V.M., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M. Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms. // In: PHYSOR 2010, on CD.

103. Pavlovich V.M., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M. Slow nuclear fission wave reactor: wave parameter control. // International conference: Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, Book of abstracts. – P. 159. - 07 June - 12 June, 2010. - Kyiv, Ukraine.

104. Павлович В.М., Хотяїнцев В.М., Хотяїнцева О.М. Реактор на хвилі ядерного горіння: управління параметрами хвилі. // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - № 11(1). - С. 49-56.

105. Хотяїнцева Олена Миколаївна. Фізичні основи реактора на хвилі ядерних поділів. Кандидатська дисертація. – Київ, Інститут ядерних досліджень НАН України. 2012. 110 с.

106. В.Д. Русов, Е.П. Линник, В.А. Тарасов, Т.Н. Зеленцова, И.В. Шарф, О.А. Бегунова, Чернеженко С.А. Условие устойчивости кинетических волн ядерного горения в нейтрон-мультиплицирующих средах.// Харьков: изд-во ННЦ ХФТИ, Тезисы докладов VII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 2009, с. 37.

107. В.Д. Русов, Е.П. Линник, Т.Н. Зеленцова, И.В. Шарф, В.А.Тарасов, Чернеженко С.А. «Квантовый хаос» и условие устойчивости солитонноподобных волн ядерного горения в нейтронных мультиплицирующих средах.// Харьков: изд-во ННЦ ХФТИ, Тезисы докладов VIII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 2010, с. 45.

108. V.D. Rusov, S.I. Kosenko, D.A. Litvinov, T.N. Zelentsova, V.A. Tarasov, Chernenchenko S.A. et. al. KAMLAND-experiment and soliton-like nuclear georeactor.// Proc. The 3-rd Int. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2010). 2010. June 7 – 12, Kyiv, Ukraine. P. 157.

109. V.D. Rusov, E.P.Linnik, V.A. Tarasov, T.N. Zelentsova, I.V. Sharf, O.A. Byegunova, Chernenchenko S.A. “Quantum” Chaos and Stability Condition of Soliton-like Waves of Nuclear Burning in Neutron-Multiplicating Media.// Book of Proceedings 4th Chaotic Modeling and Simulation International Conference (CHAOS 2011, Agios Nikolaos, Crete Greece, May 31-June3, 2011); arXiv: nucl-th/0906.3620v1

110. Rusov V.D., Linnik E.P., Tarasov V.A., Zelentsova T.N., Vaschenko V.N., Kosenko S.I., Beglaryan M.E., Chernenchenko S.A., Molchinikolov P.O., Saulenko S. and Byegunova O.A. Traveling Wave Reactor and Condition of Existence of Nuclear Burning Soliton-like Wave in Neutron-Multiplicating Media // Energies

(Special Issue “Advances in Nuclear Energy”). — 2011. — 4. — С. 1337 – 1361; doi: 10.3390/en4091337.

111. Бартоломей Г.Г., Бать Г.А., Байбаков В.Д., Алхутов М.С. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов. // М.: Энергоатомиздат, 1989, 512 с.

112. Stacey W. M. Nuclear reactors Physics . - 2nd Ed. John Wiley & Sons. 2007. 736 p.

113. Lewis E. Fundamental of Nuclear Reactors Physics. - Academic Press. 2008. 280 p.

114. Штокман Х.Ю. Квантовый хаос. // М.: ФИЗМАТЛИТ. 2004. 373 с.

115. Ершов А.П., Анисичкин В.Ф. О нейтронно делительной волне. // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 2. С. 121 – 127.

116. Ганн В.В., Абдулаев А.М., А.В. Ганн. Benchmark реактора на бегущей волне с использованием кода MCNPX. // Харьков: ННЦ «Харьковский физико-технический институт». 2010. 24 с.

117. Osborne A.G., Deinert M.R. Comparison of neutron diffusion and MonteCarlo simulations of a fission wave. // Annals of Nuclear Energy. 2013. №62. P. 269-273.

118. Ершов А.П., Анисичкин В.Ф. О нейтронно делительной волне в природе. // Издательство РФЯЦ-ВНИИТФ: Труды Международной конференции по физике высоких плотностей энергии “VII Забабахинские научные чтения”. Снежинск, Россия. 2003, Февраль 21-24. С. 117- 118.

119. Гольдин В. Я. др. Активная зона быстрого U-Pu реактора и способ управления, обеспечивающие работу реактора в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме без запаса реактивности. // Патент № : RU 2397554 С2, 20.08.2010.

120. Gilleland J., Ahlfeld C., Dadiomov D., Hyde R., Ishikawa Y., McAlees D., McWhirter J., Myhrvold N., Nuckolls J., Odedra A., Weaver K., Whitmer C., Wood L., and Zimmerman G. Novel Reactor Designs to Burn Non-Fissile Fuels. // Proceedings of the 2008 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2008), American Nuclear Society, Anaheim, CA, Paper No. 8319.

121. Kevan D. Weaver, Gilleland J., Ahlfeld C., Whitmer C., Zimmerman G. A Once-Through Fuel Cycle for Fast Reactors. // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, April 2010, Vol. 132, p. 1-6.

122. Ellis T., Petroski R., Hejzlar P., Zimmerman G. et al. Traveling-wave Reactors: A Truly Sustainable and Full-Scale Resource for Global Energy Needs. // Proceedings of the 2010 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2010), San Diego, CA, USA, Paper No. 10189.

123. Garwin R. L. Fast Reactors When? // Presented at Erice, Sicily International Seminars on Planetary Emergencies and Associated Meetings – 43rd Session, August 21, 2010.

124. Hyde R.A. et al. Automated Nuclear Power Reactor For Long-Term Operation. // Patent Application Publication No.: US 2008/0123797 A1, May 29, 2008.

125. Hyde R.A. et al. Method And System For Providing Fuel In Nuclear Reactor. // Patent Application Publication No.: US 2009/0175402 A1, Jul. 9, 2009.

126. Ahlfeld C. E. et al. System And Method For Operating A Modular Nuclear Fission Deflagration Wave Reactor. // Patent Application Publication No.: US 2009/0225920 A1, Sep. 10, 2009.
127. Ahlfeld C. E. et al. Traveling wave nuclear fission reactor, fuel assembly, and method of controlling burnup therein. // Patent Application Publication No.: US 20100254501, Jul. 10, 2010.
128. Тошинский Г. Конец бегущей волны? // Электронное издание AtomInfo.Ru. 18.04.2011.
129. . Ahlfeld C. E. et al. Standing wave nuclear fission reactor and methods. // Patent Application Publication No.: US 20110110484, May 12, 2011.
130. Ahlfeld C. E. et al. Standing wave nuclear fission reactor and methods. // Patent Application Publication No.: US 20110164714, Jul. 07, 2011.
131. Kim T. K. and Taiwo T. A. Fuel Cycle Analysis of Once-Through Nuclear Systems. Fuel Cycle Research & Development. // Argonne National Laboratory, report ANL-FCRD-308 of the U.S. Department of Energy Systems Analysis Campaign (<http://www.osti.gov/bridge>). August 10, 2010. P. 1-53.
132. Tarasov V.A., Rusov V.D., Vaschenko V.M. Nuclear power reactor and method for operating the reactor. // 2nd Life Nuclear Solutions GmbH (Patent Application), HOEFER&PARTNER, Jun. 25, 2013, SLN130601PCT-6/KL, P. 1-18.
133. Арапов А. В., Девяткин А.А., Дроздов И. Ю., Мочкаев М. В. Результаты физического пуска реактора БР-1М. — Проблемы физики высоких плотностей энергии. XII Харитоновские тематические научные чтения. Доклады. — Саров: изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010, с. 22 – 27.
134. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Т. 1. — Саров: изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007, 553 с.
135. Режимы с обострением. Эволюции идеи: законы коэволюции сложных структур.- М.: Наука, 1998, 255 с.
136. Князева Е.Н., Курдюмов С.П. Основания синергетики. - СПб.: Алетейя, 2002.
137. Лобанов А.Н. Старожилова Т.К. Нестационарные структуры в модели свертывания крови. - Новое в синергетике: Взгляд в третье тысячелетие. - М.: Наука, 2002, с. 346-367.
138. Кириченко Н.А. Локализованные нестационарные структуры в задачах лазерной термохимии //В кн.: Режимы с обострением. Эволюция идеи. - М.: Наука. 1998. с. 217-230.
139. Белавин В.А., Курдюмов С.П. Режимы с обострением в демографической системе: Сценарий усиления нелинейности. -ЖВМиМФ. 2000, т. 40. №2, с. 238-251.
140. Капица С.П. Феноменологическая теория роста населения Земли. - Успехи физических наук, 1996, т. 166. №1. с. 63-80.
141. Капица С.П., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г. Синергетика и прогнозы будущего. - М: Эдиториал УРСС, 2001.
142. Самарский А.А., Еленин Г.Г., Змитренко Н.В. и др. Горение нелинейной среды в виде сложных структур. - ДАН, 1977.: т. 237, №6, с. 1330-1333.

143. Самарский А.А., Змитренко Н.В., Курдюмов С.П. Михайлов А.П. Тепловые структуры и фундаментальная длина в среде с нелинейной теплопроводностью и объемным источником тепла. - ДАН. 1976. т. 227. №2. с. 321-324.
144. Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Повещенко и др. Взаимодействие диссипативных тепловых структур в нелинейных средах.- ДАН. 1980, т. 251. № 4. с. 836-839.
145. Еленин Г.Г., Курдюмов С.П., Самарский А.А. Нестационарные диссипативные структуры в нелинейной теплопроводной среде. - ЖВМиМФ. 1983, т. 23, № 2, с. 380-390.
146. Курдюмов С.П., Куркина Е.С, Малинецкий Г.Г., Самарский А.А. Диссипативные структуры в неоднородной нелинейной горячей среде. - ДАН, 1980. т. 251, №3, с. 587-591.
147. Пригожин И., Николис Дж. Сложное и перенос знаний. В кн.: Синергетика и психология. Тексты.- М.: МГСУ "Союз", 1997, с. 65-93.
148. Русов В.Д., Тарасов В.А., Ушеренко С.М., Овсянко М.М. Моделирование диссипативных структур и волн концентраций точечных дефектов в открытой нелинейной физической системе «металл + нагрузка + облучение». // Вопросы атомной науки техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение.-Харьков: ХФТИ, 2001, №4 (80), с. 3-8.
149. Русов В.Д., Тарасов В.А., Ушеренко С.М., Овсянко М.М. Моделирование диссипативных структур и волн концентраций точечных дефектов в открытой нелинейной физической системе «металл + нагрузка + облучение». // Материаловедение. – Москва, 2003, Вып. 2, с. 43-51.
150. Лифшиц И.М., Каганов М.И., Танатаров Л.В. К теории радиационных изменений в металлах.// Атомная энергия, 1959, Т.6, №4, с. 391-402.
151. Змитренко Н.В., Курдюмов С.П. // ДАН СССР, 1974, Т. 216, №6, с. 1254
152. Курдюмов С.П., Куркина Е.С. Тепловые структуры в среде с нелинейной теплопроводностью. - М.: Новое в Синергетике, Часть 1, Сборник статей под редакцией Г.Г. Малинецкого. 2006. 120 с.
153. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика.// М.: Наука, 1972, 671 с.
154. Бартоломей Г.Г., Бать Г.А., Байбаков В.Д., Алхутов М.С. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов. // М.: Энергоатомиздат, 1989, 512 с.
155. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. Курс теоретической физики (Том 2). // М.: Наука, 1971, 936 с.
156. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. // М.: Энергоатомиздат, 1984, 415 с.
157. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов). // М.: ИздАТ, 2002, 367 с.
158. Дж. Займан. Принципы теории твердого тела. - М: «МИР», 1974. - 472 с.
159. А. Анималу. Квантовая теория кристаллических твердых тел. - М: «МИР», 1981. - 574 с.
160. Г. Шульце. Металлофизика. М: «МИР», 1971. - 503 с.
161. Л. Жирифалько. Статистическая физика твердого тела. - М: «МИР», 1975. - 382 с.

162. О. Маделунг. Теория твердого тела. - М: «НАУКА», 1980. - 416 с.
163. Физическое металловедение. Под редакцией Р. Кана. Т. 1-3. - М: «МИР», 1967- 1968. - 1315 с.
164. Г. Лейбфрид. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. - М: ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ, 1963. - 312 с.
165. Г. Лейбфрид, В. Людвиг. Теория ангармонических эффектов в кристаллах. - М: «ИЗД-ВО ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ», 1963. - 231 с.
166. Г. Лейбфрид, Н. Бройер. Точечные дефекты в металлах. - М: «МИР», 1981. - 439 с.
167. Физическое материаловедение. Под редакцией Б.А. Калина. Том 1. Физика твердого тела - М: НИЯУ МИФИ, 2011. - 636 с.
168. Левич В.Г. Курс Теоретической Физики. Т. 1.- М: «НАУКА», 1969. - 910 с.
169. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. Курс Теоретической Физики. Т. 2.- М: «НАУКА», 1975. - 551 с.
170. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 2. Термодинамика и молекулярная физика. М: «НАУКА», 1971. - 936 с.
171. Квасников И.А. Термодинамика и статистическая физика. Т1. Теория равновесных систем: Термодинамика. М: «Едиториал УРСС», 2002. - 238 с.
172. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. - М: «МИР», 2002. - 461 с.
173. Федоров Г.Б., Яковлев Е.И. Металлофизика реакционных материалов. - М.: МИФИ, 1984. - 76 с.
174. Федоров Г.Б., Яковлев Е.И. Атомное строение металлов и сплавов. - М.: МИФИ, 1985.-64 с.
175. Смирнов Е.А. Термодинамика фазовых превращений. - М.: МИФИ, 1998.-83 с.
176. Нечаев В.В., Смирнов Е.А. Физическая химия сплавов. - М.: МИФИ, 2006.-227 с.
177. Смирнов Е.А. Применение термодинамики необратимых явлений к анализу диффузионных явлений в реакторных материалах. - М.: МИФИ, 1984.-38 с.
178. Гуров К.П., Смирнов Е.А., Шабалин А.Н. Диффузия и кинетика фазовых превращений в металлах и сплавах. - М.: МИФИ, 1990. - 80 с.
179. Даркен Л.С., Гурри Р.В. Физическая химия металлов. - М.: Metallurgy, 1960.-582 с.
180. Лившиц Б. В., Крапошин В. С, Линецкий Я. Л. Физические свойства металлов и сплавов. -2-е изд., перераб. и доп. - М.: Metallurgy, 1980. - 320 с.
181. Г. И. Епифанов. Физика твердого тела. Учеб. пособие для втузов. 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Высшая школа, 1977. - 287 с.
182. Смирнов Е.А., Соколов Н.А., Яковлев Е.И. Физические свойства металлов и сплавов. Учебное пособие. - М.: МИФИ, 1992. - 84 с.
183. Физические величины: Справочник/ А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др./ Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. -М.: Энер-

гоатомиздат, 1991. - 1232 с.

184. Физическое материаловедение. Под редакцией Б.А. Калина. Том 6. Часть 2. Ядерные топливные материалы. - М.: НИЯУ МИФИ, 2011. - 603 с.

185. Холден А.Н. Физическое металловедение урана. / Пер. с англ. - М.: Изво Лит. по чер. и цвет, мет., 1962. — 268 с.

186. Сергеев Г.Я., Титова В.В., Борисов К.А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. - М.: Атомиздат, 1960. — 224с.

187. Сокурский Ю.Н., Стерлин Я.М., Федорченко В.А. Уран и его сплавы. - М.: Атомиздат, 1971.-448 с.

188. Кузнецов В.А. Компонировка и расчет реакторов судовых ядерных установок. — М.: Изд-во «Транспорт», 1966. — 194с.

189. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 472с.

190. Самсонов Б.В., Спиридонов Ю.Г., Фомин Н.А. и др. Экспериментальное определение зависимости коэффициента теплопроводности двуокиси урана от температуры в условиях реакторного облучения. // Атомная энергия, 1975, т. 38, вып. 6, с. 412.

191. Займовский А.С., Калашников В.В., Головнин И.С. Тепловыделяющие элементы атомных реакторов. — М.: Атомиздат, 1960. — 520с.

192. Б. Фрост. Твэлы ядерных реакторов. / Пер. с англ. - М.: Энергоатомиздат, 1986.-248 с.

193. Плутоний. Фундальные проблемы. / Пер. с англ. /Под ред. Б.А. Надыкто и Л.Ф. Тимофеевой. В 2-х томах. — Саров, 2003. - 495 с.

194. Скоров Д.М., Бычков Ю.Ф., Дашковский А.И. Реакторное материаловедение. - 2-е изд. перераб. и доп. - М.: Атомиздат, 1979. - 344с.

195. Olander D. Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements, DOE-TIC. P. 287.

196. Дегальцев Ю.Г., Пономарев-Степной Н.Н., Кузнецов В.Ф. Поведение высокотемпературного топлива при облучении. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 208 с.

197. Котельников Р.Б. и др. Высокотемпературное ядерное топливо. - М.: Атомиздат. 1978.— 367с.

198. Разработка, производство и эксплуатация тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. В 2-х кн. Кн. 1 и 2 / Ф.Г. Решетников, Ю.К. Бибилашвили, И.С. Головнин и др./ Под ред.Ф.Г. Решетникова. - М.: Энергоатомиздат, 1995.-652 с.

199. А.Г. Самойлов, В.С. Волков, М.И. Солонин. Тепловыделяющие элементы ядерных реакторов: Учебник для вузов. - М.: Энергоатомиздат, 1996. — 400 с.

200. A. Naoumidis, H. Nickel. Carbide and Nitride Nuclear Fuels. // Gmelin Handbook of Inorganic Chemistry. 8th Edition.-Frankfurt am Main, 1982. P. 139 - 258.

201. Quan Yin, Sergey Y. Savrasov. Origin of low thermal conductivity in nuclear fuels. // Physical Review Letters, 2008, PRL 100, 225504, p. 225504-1 - 225504-4.

202. Рогозкин Б.Д., Степеннова Н.М., Прошкин А.А. Мононитридное топливо для быстрых реакторов.// Атомная энергия, 2003. Т. 95. Вып. 3. с. 208 -

- 221.
203. Дисперсионные твэлы. В 2 т. Т. 1 Материалы и технология/ А.Г.Самойлов, А.И. Каштанов, В.С. Волков. - М.: Энергоиздат, 1982. - 224 с.
204. Дисперсионные твэлы. В 2-х т. Т. 2. Конструкция и работоспособность / А.Г.Самойлов, А.И. Каштанов, В.С. Волков. — М.: Энергоиздат, 1982. — 256 с.
205. Черников А.С., Макаров В.М., Махова В.А. и др. Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы за рубежом. Вып. 1—5. Обзорная информация. АИНФ. М.: ЦНИИАтоминформ, 1978.
206. Физическое материаловедение. Под редакцией Б.А. Калина. Том 1. Часть 2. Ядерные топливные материалы. - М: НИЯУ МИФИ, 2007. - 635 с.
207. Фрост Б.Р.Т. Строение жидких металлов. Успехи Физики металлов. Т. II. (Сборник статей под редакцией Б. Чалмерса и Р. Кинга). - М: «Госуд. Научно-техническое изд-во литературы по черной и цветной металлургии», 1958. - 328 с.
208. Френкель ЯИ. Кинетическая теория жидкостей. – Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2004. - 424 с.
209. Казачков И.В., Хасан Могаддам Али. Моделирование теплогидравлических процессов при тяжелых авариях на АЭС: Монография. - К.: НТУУ «КПИ», 2008.-172 с.
210. Калванд Али, Казачков И. В. Особенности процессов плавления-затвердевания при погружении блоков в расплав высокотемпературного кориума // Ядерна фізика та енергетика. - 2009. - Т. 10, № 2. - С. 178 - 184.
211. Калванд Али, Казачков И. В. Математическое моделирование охлаждения расплава кориума в контейнменте в пассивных системах защиты от тяжелых аварий. // Ядерна фізика та енергетика. - 2012. - Т. 13, № 1. - С. 62 - 72.
212. Alexiades V, Solomon A.D. Mathematical modeling of melting and freezing processes. - USA: Hemisphere Publishing Corporation, 1993. - 275 p.
213. Bonacina C, Comini G, Fasano A, Primicerio M. Numerical solution of phase-change problems // Int. J. of Heat and Mass Transfer. - 1983. - Vol. 16. - P. 1825-1832.
214. Crank J. Free and moving boundary problems. -Oxford: University Press, 1984. - 423 p.
215. Лифшиц Е. М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика (Серия: «Теоретическая физика», том X). - М: «Наука», 1979. - 528 с.
216. Петунин Б.В. Теплоэнергетика ядерных установок. - М: Изд-во ГК Совета Министров СССР По Использованию Атомной Энергии, 1960.-232 с.
217. Rusov V. D., Tarasov V. A., Sharf I. V., Vaschenko V. M., Linnik E. P., Zelenkova T. N., Beglaryan M. E., Chernegenko S. A., Kosenko S. I., Molchinikolov P. A., Smolyar V. P. and Grechan E. V. On some fundamental peculiarities of the traveling wave reactor operation. // Science and Technology of Nuclear Installations. — 2015. — Vol. 2015. — P. 1 – 23; arXiv:1207.3695v1 [nucl-th].
218. Русов В.Д., Тарасов В.А., Чернеженко С.А., Какаев А.А., Гречан Е.В., Беспалько В.М. Критерий волнового ядерного горения для уран-плутониевой делящейся среды и теплового спектра нейтронов ВВЭР. // Труды Третьей

международной научно-технической конференция "Повышение безопасности и эффективности атомной энергетики", Одесса, Украина, 24 – 28 сентября 2012, с. 189-202.

219. Русов В.Д., Тарасов В.А., Чернеженко С.А., Какаев А.А., Гречан Е.В., Беспалько В.М. Критерий волнового ядерного горения для уран-плутониевой делящейся среды и теплового спектра нейтронов ВВЭР // Вісник Львівського університету. Фізична. — 2012. — Вип. 47. — С. 26-39.

220. Seifritz W. On the burn-up theory of fast soliton reactors. // Int. J. Hydrogen Energy 23. 1998. P. 77-82.

221. Ахиезер А., Померанчук И. Некоторые вопросы теории ядра. // М.: Гостехиздат, 1950.

222. Глесстон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. // М.: Изд-во иностр. лит., 1954.

223. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. // М.: Наука, Гл. ред. физ-мат. лит., 1986, 736с.

224. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. // М.: Физматгиз, 1963.

225. Русов В.Д., Тарасов В.А., Чернеженко С.А. Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде технических ядерных реакторов и геореактора. // Вопросы атомной науки техники. Сер. физика радиац. поврежденных и радиац. материаловедение. — 2011. — Вып. 2(97). — С. 123 – 131.

226. Русов В.Д., Тарасов В.А., Косенко С.И., Чернеженко С.А. Функция вероятности резонансного поглощения для нейтрона и мультипликативный интеграл. // Вопросы атомной науки техники. Сер. физика радиац. поврежденных и радиац. материаловедение. — 2012. — Вып. 2(78). — С. 68 – 72; arXiv:1208.1019v1 [nucl-th].

227. Rusov V.D., Tarasov V.A., Vaschenko V.M., Linnik E.P., Zelentsova T.N., Beglaryan M.E., Chernegenko S.A., Kosenko S.I., Molchinikolov P.A., Smolyar V.P., Grechan E.V. Fukushima plutonium effect and blow-up regimes in neutron-multiplying media. // World Journal of Nuclear Science and Technology, 2013, №3, p. 9-18; arXiv:1209.0648v1 [nucl-th].

228. Владимиров В.И. Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов. // М.: ЭнергATOMиздат, 1986, 304 с.

229. Rusov V.D., Tarasov V.A., Eingorn M.V., Chernezhenko S.A., Kakaev A.A. Ultraslow wave nuclear burning of uranium-plutonium fissile medium on epithermal neutrons. // Progress in Nuclear Energy. — 2015. — 83. — P. 105 – 122; arXiv:1409.7343v2 [nucl-th].

230. Rusov V.D., Tarasov V.A., Eingorn M.V., Chernezhenko S.A., Kakaev A.A., Pantak O.I., Vaschenko V.N. Ultraslow wave nuclear burning of uranium-plutonium fissile medium on epithermal neutrons. // Збірник тез Міжнародної конференції молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «Еврика-2014», Львівський національний університет, Львів, 15-17 травня 2014, с. 16.

231. V.D. Rusov, V.A. Tarasov, S.A. Chernezhenko, A.A. Kakaev, E.V. Grechan, S.I. Kosenko, O.I. Pantak. The temperature dependences distinction of thermal

source densities of mox-fuel and dioxide-fuel and related with it the features of the AES «Fukusima-1» third block accident // Proc. Int. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2012). 2012. September 10 – 14, Kyiv, Ukraine. P. 479-483.

232. В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко, А.А. Какаев, Е.В. Гречан, С. И. Косенко, О.И. Пантак. Различие температурных зависимостей плотностей теплового источника МОКС-топлива и диоксидного топлива и связанные с этим особенности аварии на третьем блоке АЭС «ФУКУСИМА-1» // Труды Третьей международной научно-технической конференция "Повышение безопасности и эффективности атомной энергетики", Одесса, Украина, 24 – 28 сентября 2012, с. 17-29.

233. В.Д. Русов, Д.А. Литвинов, С. Ч. Мавродиев, Е.П. Линник, В.Н. Ващенко, Т.Н. Зеленцова, М.Е. Бегларян, В.А. Тарасов, В.П. Смоляр, П.О. Молчиников, К.К. Меркотан, Чернеженко С.А. KamLand эксперимент и солитон-подобный ядерный геореактр. Часть 1. Сравнение теории с экспериментом. // Харьков: изд-во ННЦ ХФТИ, Тезисы докладов IX конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 2011, с. 26.

234. Rusov V.D., Litvinov D.A., Linnik E.P., Vaschenko V.M., Zelentsova T.N., Beglaryan M.E., Tarasov V.A., Chernegenko S.A., Smolyar V.P., Molchinikov P.A., Merkotan K.K., Kavatskyu P.E. KamLand-Experiment and Soliton-Like Nuclear Georeactor. Part 1. Comparison of the Theory with Experiment. // Journal of Modern Physics, 2013, №4, p. 528-550.

235. Н.С. Постников. Динамический хаос в реакторе с нелинейными обратными связями. // Атомная энергия, 1993, т. 74, вып. 4, с. 329-334.

236. Русов В.Д. Влияние облучения на упруго-пластическое развитие трещины при циклических нагрузках, вызванных термоакустической неустойчивостью теплоносителя в активной зоне / В.Д. Русов, В.И. Скалзубов, В.А. Тарасов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2002, Вып. 3 (81), с. 41-43.

237. Русов В. Пружно-пластичний розвиток тріщини в разі опромінення і циклічних навантажень, зумовлених термоакустичною нестійкістю теплоносія в активній зоні / В. Русов, В. Тарасов, Т. Боріков // Вісник Львів. Ун-ту. Серія фізична, 2005, Вип. 38, частина 2, с. 288-293.

238. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 1 / В.А. Тарасов, Т.Л. Бориков, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2007. Вып. 2 (90), с. 63 - 71.

239. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 2 / В.А. Тарасов, Т.Л. Бориков, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2007, Вып. 2 (90), с. 72 - 75.

240. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 3 / В.А. Тарасов, Т.Л. Борицов, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2007, Вып. 6 (91), с. 18 - 28.
241. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение». Часть 4 / В.А. Тарасов, Т.Л. Борицов, Т.В. Крыжановская, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2007, Вып. 6(91), с. 29 - 35.
242. Тарасов В.А. Теория диссипативных структур кинетической системы для дефектов нелинейной физической системы «металл+нагрузка+облучение» / В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко, В.Д. Русов. - Саарбрюккен, Германия: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015. - 97 с.
243. Николис Г. Познание сложного / Г. Николис, И. Пригожин - М.: УРСС, 2003. - 342 с.
244. Hodgson P.E. Introductory Nuclear Physics / P.E. Hodgson, E. Gadioli, E. E. Gadioli. - Oxford Science Publications, Clarendon Press – Oxford, 1997. - 727 p.
245. ENDF/B-VII.0.
246. Федоров Н.Д. Краткий справочник инженера-физика. Ядерная физика и атомная физика. - М.: Государственное издательство литературы в области атомной науки и техники, 1961. - 507 с.
247. Лаптева Ф.С. Радиационное формоизменение урана / Ф.С. Лаптева, П.В. Эршлер // Атомная энергия, 1956, №4, с. 63.
248. Лифшиц И.М. К теории радиационных изменений в металлах / И.М. Лифшиц, М.И. Каганов, Л.В. Танатаров // Атомная энергия, 1959, Т.6, №4, с. 391-402.
249. Жарков В.Н. Внутреннее строение Земли и планет. - М.: Наука, 1983. - 416 с.
250. Михайлов В.М. Ядерная физика / Михайлов В.М., Крафт О.Е. - Ленинград: Изд-во Ленинградского университета, 1988. - 328 с.
251. Русов В.Д. Режимы с обострением в уран-плутониевой делящейся среде / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.А. Чернеженко, Т.Л. Борицов — Проблемы физики высоких плотностей энергии. XII Харитоновские тематические научные чтения. Доклады. – Саров: изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010, с. 94 – 102.
252. Rusov V.D. Comment on “Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay” / V.D. Rusov, V.A. Tarasov, S.A. Chernenko, V.P. Smolyar // arXiv: hep-ph/1204.5974v2.
253. Gierer A. Lectures on Mathematics in the Life Sciences / A. Gierer, H. Meinhardt - Berlin: Springer, 1974, V. 7, p.163 -189.

254. Тарасов В.А. Математическое моделирование радиационной ползучести реакторного топлива на примере урана и его сплавов. // ВАНТ, №2, 2001, серия: ФРП и РМ (79), с. 23-30.
255. Тарасов В.А. Комп'ютерне моделювання радіаційної повзучості реакторного палива. // УФЖ, №10, 2000, с. 23-35.
256. Wolfer W.G., Mansur L.K., Sprague J.A. // In: Rad. Eff. in Breeder Reactor Structural Materials. — Scottsdale, Ariz., 1977. - 841p.
257. Тарасов В.А. Математическое моделирование радиационной ползучести реакторного топлива на примере урана и его сплавов. // Материаловедение, 2002, Вып. 6, с. 11-17.
258. Тарасов В.А. Обобщенная диаграмма ползучести открытой физической системы «металл (сплав) + нагрузка + облучение». // Вопросы атомной науки техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2000, №4 (78), с. 18-19.
259. Тарасов В.А. Обобщенная диаграмма ползучести открытой физической системы «металл (сплав) + нагрузка + облучение». // Материаловедение, 2002, Вып. 1, с. 12-13.
260. Русов В.Д. Механизмы радиационной ползучести металлического уранового топлива и ее температурные нелинейности / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Терещенко // Вопросы атомной науки техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2003, Вып. 6 (84), с. 20-23.
261. Тарасов В.А. Природа инверсии кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести открытой физической системы «металл (сплав)+нагрузка+облучение». // Вопросы атомной науки техники. Сер. физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение, 2001, Вып. 7 (81), с. 21-25.
262. Тарасов В.А. Природа инверсии кривой термической зависимости установившейся скорости радиационной ползучести открытой физической системы «металл (сплав)+нагрузка+облучение». // Материаловедение, 2002, Вып. 7, с. 36-39.
263. Вейнберг А. Физическая теория ядерных реакторов / А. Вейнберг, Е. Вигнер - М.: Иностранная Литература, 1961. - 732 с.
264. Верхивкер Г.П. Основы расчета и конструирования ядерных энергетических реакторов / Г.П. Верхивкер, В.П. Кравченко. - Одесса: изд-во «ТЕС», 2009, 409 с.
265. Stacey W.M. Nuclear reactor physics. - New York: A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION, 2001. - 707 p.
266. Anisichkin V.F. Chain fission reactions of nuclides in the Earth's core during billions years / V.F. Anisichkin, A.A. Bezborodov, I.P. Suslov // Атомная энергия, 2005, 98(5), с. 370-379.
267. Anisichkin, V.F. Do the planets explode? // Burning and Explosion Phys. (Russia), 1997, №33, с. 138-144.
268. Русов В.Д. Функция вероятности избежать резонансного поглощения для нейтрона и мультипликативный интеграл / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.И. Косенко, С.А. Чернеженко. — Харьков: изд-во ННЦ ХФТИ, Тезисы докладов

- VIII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 2010, с. 57.
269. Русов В.Д. Функция вероятности избежать резонансного поглощения для нейтрона и мультипликативный интеграл / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, С.И. Косенко, С.А. Чернеженко. — Проблемы физики высоких плотностей энергии. XII Харитоновские тематические научные чтения. Доклады. — Саров: изд-во ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010, с. 160 – 164.
270. Dollard J. D. Product integration with applications to differential equations / J.D. Dollard, Ch.N. Friedman. -London: Addison-Wesley Publ. Co., 1979. - 254 p.
271. Мантуров О.В. Мультипликативный интеграл. // Итоги науки и техники. Сер. Пробл. геом., 1990, № 22, ВИНТИ, М., с. 167-215.
272. Курдюмов С.П. Спектр собственных функций автомодельной задачи для нелинейного уравнения теплопроводности с источником / С.П. Курдюмов, Е.С. Куркина // ЖВМиМФ, 2004, т. 44, № 9, с. 1619-1637.
273. Димова С. П. Численный анализ собственных функций горения нелинейной среды в радиально-симметричном случае / С. П. Димова, М. С. Касичев, С. П. Курдюмов // ЖВМиМФ, 1989, т. 29, № 11, с. 1683-1704.
274. Галактионов В.А. Доказательство локализации неограниченных решений нелинейного параболического уравнения $u_t = (u^\sigma u_x)_x + u^\beta$. // Дифференциальные уравнения, 1985, т. 21, № 1, с. 15-23.
275. Курдюмов С. П. Архитектура многомерных тепловых структур / С.П. Курдюмов, Е.С. Куркина, А.Б. Потапов, А.А. Самарский // ДАН, 1984, т. 274, № 5, с. 1071-1075.
276. Курдюмов С.П. Сложные многомерные структуры горения нелинейной среды / С.П. Курдюмов, Е.С. Куркина, А.Б. Потапов, А.А. Самарский // ЖВМиМФ, 1986, т. 26, №8, с. 1189-1205.
277. Потапов А.Б. Построение двумерных собственных функций нелинейной среды: Препринт № 8. - М.: ИПМатем. АН СССР, 1986. – 34 с.
278. Куркина Е. С. Двумерные и трехмерные тепловые структуры в среде с нелинейной теплопроводностью // Прикладная математика и информатика, 2004, № 17, с. 84-111.
279. Абагян П.Л. Групповые константы для расчета реакторов и защиты / П.Л. Абагян, Н.О. Базазянц, М.Н. Николаев и др. - М.: Энергоиздат, 1981. – 232 с.
280. Украинцев В.Ф. Эффекты реактивности в энергетических реакторах. - Обнинск, ИАТЭ, 2000. - 60 с.
281. Кеслер Г. Ядерная энергетика. - М.: Энергоатомиздат, 1986. – 262 с.
282. Heinz Neeb. The radiochemistry of nuclear power plants with light water reactors. - Berlin, New York: Walter de Gruyter, 1997. - 478 p.
283. Самойлов О.Б. Безопасность ядерных энергетических установок / О.Б. Самойлов, Г.Б. Усынин, А.М. Бахметьев. -М.: Энергоатомиздат, 1989.–546 с.
284. Safety and security of commercial spent nuclear fuel storage: public report. — Washington, D.C.: National Academies Press, 2006. – 36 p.

285. Кабакчи С. А. Радиационная химия в ядерном топливном цикле / С. А. Кабакчи, Г. П. Булгакова – М: РХТУ им. Д.И. Менделеева, 1997. – 376 с.
286. Широков Ю.М. Ядерная физика / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. – М: «Наука», 1972. - 671 с.
287. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. - М: УРСС, изд-во ЛКИ, 2002. – 384 с.
288. Ишханов Б.С. Частицы и атомные ядра / Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Ю.П. Юдин. – М: УРСС, изд-во ЛКИ, 2007. – 584 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Теория теплофизических свойств твердых тел

Содержание.

П.1.1. Теория теплофизических свойств твердых тел.....	215
П.1.1.1. Введение. Нормальные колебания кристаллической решетки и фононы.....	215
П.1.1.2. Теплоемкость кристаллических твердых тел.....	220
П.1.1.2.1. Основные определения и термодинамические представления.....	220
П.1.1.2.2. Теплоемкость кристаллической решетки.....	224
П.1.1.2.3. Теплоемкость электронов проводимости в металлах.....	233
П.1.1.2.4. Вакансионный вклад в теплоемкость.....	237
П.1.1.2.5. Изменение теплоемкости при фазовых превращениях.....	238
П.1.1.3. Теплопроводность твердых тел.....	240
П.1.1.3.1. Основные определения.....	240
П.1.1.3.2. Теплопроводность кристаллической решетки.....	241
П.1.1.3.3. Теплопроводность металлов.....	245
П.1.1.3.4. Теплопроводность сплавов.....	251
П.1.1.4. Термическое расширение твердых тел.....	252

П.1.1. Теория теплофизических свойств твердых тел.

П.1.1.1. Введение. Нормальные колебания кристаллической решетки и фононы.

Согласно [159-167] тепловые свойства твердых тел (теплоемкость, теплопроводность, тепловое расширение и др.) определяются главным образом тепловыми колебаниями атомов (ионов) около положений равновесия. Вследствие сильного взаимодействия атомов между собой характер этих колебаний оказывается весьма сложным, и точное его описание представляет большие трудности. Поэтому прибегают к приближенным методам и различного рода упрощениям в решении этой задачи.

Вместо того, чтобы описывать индивидуальные колебания частиц, рассматривают их коллективное движение в кристалле, как в пространственно упорядоченной системе. Такое упрощение основывается на том, что вследствие действия мощных сил связи колебание, возникшее у одной частицы, немедленно передается соседним частицам, и в кристалле возбуждается коллективное движение в форме упругой волны, охватывающей все частицы кристалла. Такое коллективное движение называется нормальным колебанием решетки. Число нормальных

колебаний, которое может возникнуть в решетке, равно числу степеней свободы частиц кристалла, т. е. $3N$ (N - число частиц, образующих кристалл).

На рис. П.1.1, *а* показана одномерная модель твердого тела — линейная цепочка атомов, отстоящих на расстоянии a друг от друга и способных колебаться в направлении, перпендикулярном длине цепочки. Такую цепочку можно трактовать как струну. Если концы цепочки закреплены, то основное колебание, отвечающее самой низкой частоте ω_{\min} , соответствует возникновению стоячей волны с узлами на концах (рис. П.1.1, *б*; кривая 1). Следующему колебанию отвечает стоячая волна с узлами не только на концах, но и на середине цепочки (кривая 2). Третьему колебанию, или, как говорят, третьей гармонике, соответствует стоячая волна с двумя узлами, делящая цепочку на три равных части (кривая 3) и т.д. Очевидно, что самая короткая длина волны, которая может образоваться в такой цепочке, равна удвоенному расстоянию между атомами цепочки (рис. П.1.1, *в*): $\lambda_{\min} = 2a$. Ей отвечает максимальная частота ω_{\max} , связанная с длиной волны λ_{\min} соотношением:

$$\omega_{\max} = 2\pi\nu_{\max} = 2\pi v_{\text{зв}} / \lambda_{\min} = \pi v_{\text{зв}} / a, \quad (\text{П.1.1})$$

где $v_{\text{зв}}$ - скорость распространения волн (звука) в цепочке.

Эта частота является константой материала и определяется межатомным расстоянием и скоростью распространения нормальных колебаний. Если принять $a = 3,6 \cdot 10^{-10}$ м (постоянная решетки меди) и $v_{\text{зв}} = 3550$ м/с (скорость звука в меди), то $\nu_{\max} \approx 3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹. Это соответствует частоте колебаний атомов в твердом теле.

Для характеристики волновых процессов удобно пользоваться волновым вектором \mathbf{k} , по направлению совпадающим с направлением распространения колебаний и по модулю равным

$$k = 2\pi / \lambda = \omega / v_{\text{зв}} \quad \text{или} \quad \omega = kv_{\text{зв}}. \quad (\text{П.1.2})$$

Фазовая скорость $v_{\text{зв}}$, входящая в (П.1.2), сама является функцией волнового вектора \mathbf{k} и для линейной цепочки упруго связанных атомов выражается следующим соотношением:

$$v_{\text{зв}} = v_0 \frac{\sin(ka/2)}{ka/2},$$

где v_0 - скорость распространения колебаний в упругой непрерывной струне, для которой $a = 0$.

На рис. П.1.1, *г* показана зависимость частоты нормальных колебаний, возникающих в линейной цепочке однородных атомов, от волнового вектора

к. При возрастании k от 0 до π/a частота нормальных колебаний увеличивается и при $k = \pi/a$, т. е. при $\lambda = 2a$, достигает максимального значения, равного $\omega_{\max} = \pi v_{\text{зв}}/a$. Подобного рода кривые, выражающие зависимость частоты колебаний от волнового вектора (длины волны), называются *дисперсионными кривыми*.

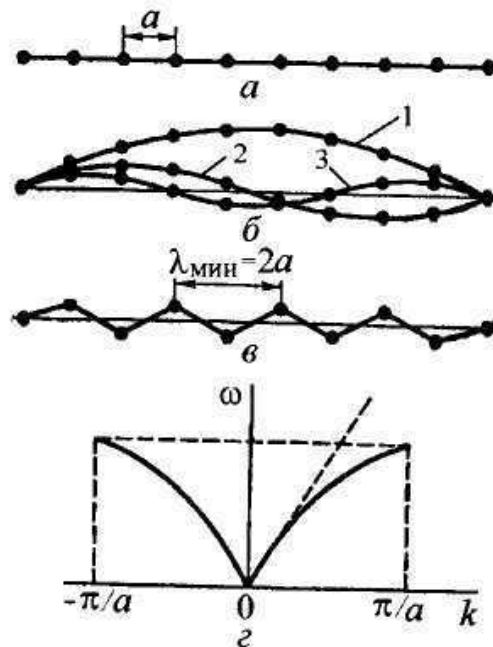


Рис. П.1.1. Колебания одномерной цепочки однородных атомов: *а* - цепочка атомов; *б* - стоячие волны; *в* - нормальное колебание; *с* - минимальной длины волны; *г* - дисперсионная кривая.

Рассмотрим теперь цепочку, состоящую из атомов двух сортов (тяжелых и легких с массами M и m), правильно чередующихся друг за другом (рис. П.1.2, а). В такой цепочке возможно появление двух типов нормальных колебаний, показанных на рис. П.1.2, б, в. Колебания на рис. П.1.2, б ничем не отличаются от колебаний однородной цепочки: соседние атомы колеблются практически в одной фазе и при $k = 0$ $\omega_{\text{ак}} = 0$. Такие колебания называются *акустическими*, так как они включают весь спектр звуковых колебаний цепочки. Они играют основную роль в определении тепловых свойств кристаллов - теплоемкости, теплопроводности, термического расширения и т. п.

В случае нормальных колебаний, показанных на рис. П.1.2, в, соседние атомы колеблются в противоположных фазах. Эти колебания можно рассматривать как колебания друг относительно друга двух подрешеток из однородных атомов, вставленных одна в другую. Их называют *оптическими* колебаниями, так как они играют основную роль в процессах взаимодействия света с кристаллом.

Дисперсионные кривые для акустических (кривая 1) и оптических (кривая 2) нормальных колебаний цепочки, состоящей из двух сортов атомов приведены на рис. П.1.2, з. В то время как для акустических колебаний частота растет с ростом волнового вектора и достигает максимального значения при $k_{\max} = \pi/(2a)$, для оптических колебаний ω_{\max} имеет место при $k = 0$. С ростом k частота этих колебаний уменьшается и становится минимальной при $k_{\max} = \pi/(2a)$.

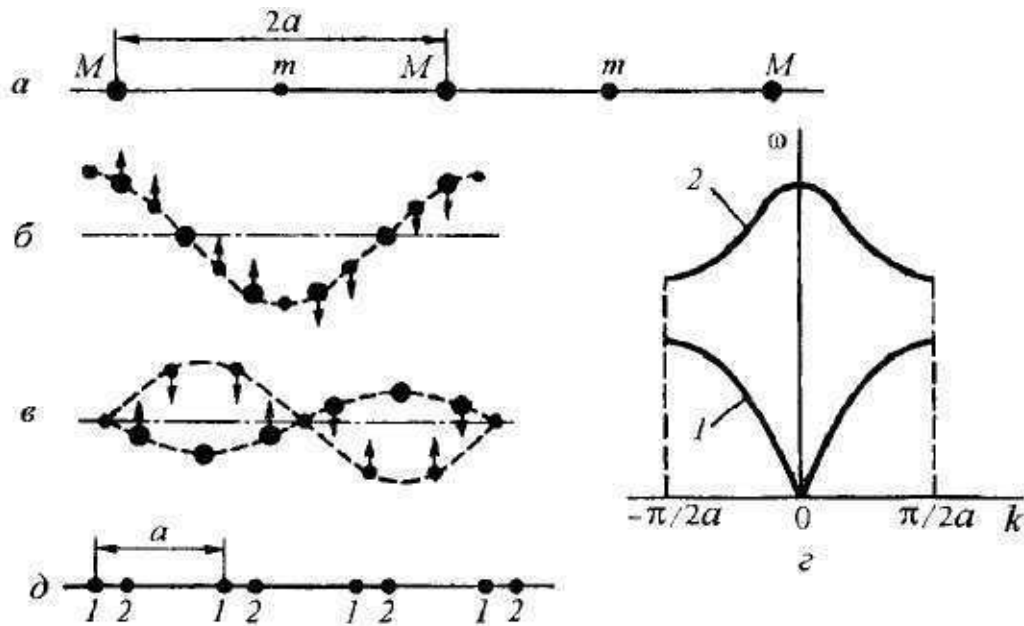


Рис. П.1.2. Акустические и оптические колебания одномерной цепочки атомов:

a - цепочка разнородных атомов; *б* - акустические колебания; *в* - оптические колебания; *з* - сложная цепочка однородных атомов; *д* - дисперсионная кривая.

Оптические колебания возникают не только в цепочке, состоящей из разнородных атомов, но и в цепочке, которая состоит из двух и более простых цепочек, составленных из одинаковых атомов и вставленных друг в друга, как показано на рис. П.1.2, д. Схема возбуждения акустических и оптических колебаний в двухатомной линейной цепочке приведена на рис. П.1.3.

Элементарная ячейка содержит два атома, соединенных пружинкой, которая изображена ломаной линией. В обоих случаях характер движения во всех элементарных ячейках одинаков, однако в акустической моде атомы совершают софазное движение, а в оптической моде их движения противофазны.

Оптические колебания возникают в результате колебаний одной подрешетки относительно другой и характерны для кристаллических тел со сложной кристаллической решеткой. Каждое нормальное колебание несет с собой энергию и импульс. В теории колебаний доказывается, что энергия нормального колебания решетки равна энергии осциллятора, имеющего массу, равную массе колеблющихся атомов, и колеблющегося с частотой, равной частоте нормального колебания. Такие осцилляторы называются нормальными.

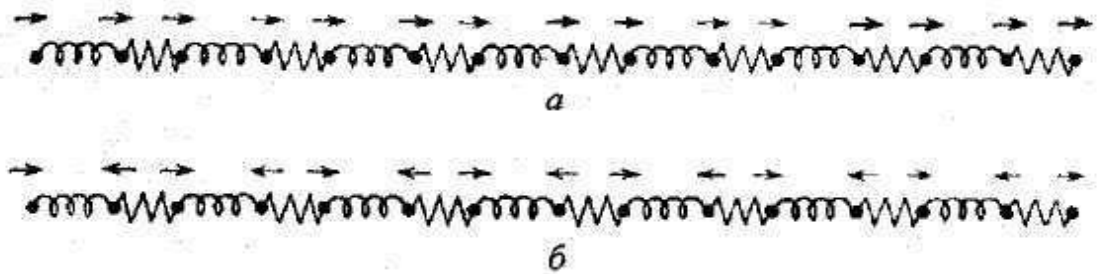


Рис. П.1.3. Длинноволновые акустическая (а) и оптическая (о) моды в двухатомной линейной цепочке.

Полная энергия кристалла, состоящего из N атомов, совершающих связанные колебания, равна энергии $3N$ независимых нормальных линейных гармонических осцилляторов. В этом смысле система из N связанно колеблющихся атомов эквивалентна набору из $3N$ нормальных осцилляторов, и задача определения средней энергии такой системы сводится к более простой задаче определения средней энергии нормальных осцилляторов.

Следует подчеркнуть, что нормальные осцилляторы не имеют ничего общего с реальными атомами. Каждый осциллятор представляет одно из нормальных колебаний решетки, в котором участвуют все атомы кристалла, совершая его с одной и той же частотой ν .

Энергия квантового осциллятора определяется следующим соотношением:

$$E_n = (n + 1/2)h\nu, \quad (\text{П.1.3})$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ - квантовое число.

Минимальная порция энергии, которую может поглотить или испустить решетка при тепловых колебаниях, соответствует переходу возбуждаемого нормального колебания с данного энергетического уровня на близлежащий соседний уровень и равна $\varepsilon_\phi = h\nu$. Эту порцию, или квант энергии, тепловых колебаний решетки называют *фононом*. Тогда поле упругих волн заполняющих кристалл, можно трактовать как газ, образованный квантами

нормальных колебаний решетки - фононами, обладающими энергией $\varepsilon_\phi = h\nu$ и импульсом $p_\phi = h\nu/v_{зв}$, где $v_{зв}$ - скорость звука.

С этой точки зрения нагретый кристалл можно уподобить ящику, заполненному фононным газом. Фононы описываются той же функцией распределения Бозе-Эйнштейна, что и фотоны:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\varepsilon_\phi/kT} - 1} = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} . \quad (\text{П.1.4})$$

В зависимости от степени возбуждения нормального колебания оно может «испускать» то или иное число одинаковых фононов. Так, если нормальное колебание возбуждено до 3-го уровня, то его энергия $E_3 = (3+1/2)h\nu$ и это означает, что данное колебание «породило» три одинаковых фонона с энергией $\varepsilon_\phi = h\nu$ каждый.

Согласно определению, функция распределения $f(E)$ выражает среднее число фононов, обладающих энергией $\varepsilon_\phi = h\nu$. Поэтому среднюю энергию $\bar{E}_{н.к.}$ возбужденного нормального колебания, имеющего частоту ν , можно определить как

$$\bar{E}_{н.к.} = h\nu \cdot f(E) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} . \quad (\text{П.1.5})$$

П.1.1.2. Теплоемкость кристаллических твердых тел.

П.1.1.2.1. Основные определения и термодинамические представления.

Теплоемкость представляет собой одно из важнейших физических свойств твердых тел, характеризующее изменение состояния вещества с температурой [163, 167-172]. Вследствие этого изучение теплоемкости является одним из основных методов исследования структурных и фазовых превращений в сплавах. Как известно из термодинамики, *теплоемкость* C есть отношение некоторого количества теплоты δQ , поглощенной системой, к изменению температуры системы dT , вызванному этой теплотой:

$$C \equiv \frac{\delta Q}{dT} . \quad (\text{П.1.6})$$

Воспользовавшись выражением первого закона термодинамики $\delta Q = dU + \delta W$, где dU - изменение внутренней энергии, а δW - бесконечно малое количество работы, совершаемое системой над окружающей средой, а также учитывая, что $\delta W = pdV$ и, следовательно, $\delta Q = dU + pdV$, получаем

$$\frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU}{dT} - p \frac{dV}{dT}.$$

При условии постоянства объема ($V = \text{const}$) из (П.1.6) получается выражение для теплоемкости при постоянном объеме

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V, \quad (\text{П.1.7})$$

характеризующей таким образом изменение внутренней энергии тела с температурой.

Так как по определению энтальпия (теплосодержание) равна $H = U + pV$, а $dH = dU + pdV + Vdp = \delta Q + Vdp$, то $\delta Q = dH - Vdp$ и

$$\frac{dQ}{dT} = \frac{dH}{dT} - V \frac{dp}{dT}.$$

При условии постоянства давления ($p = \text{const}$) можно получить выражение для теплоемкости при постоянном давлении:

$$C_p = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p. \quad (\text{П.1.8})$$

Для твердых тел экспериментально измеряется теплоемкость при постоянном давлении C_p , так как на практике легче определять изменение энтальпии. Используя обычные термодинамические соотношения, легко установить связь между C_p и C_V . Из представленных выше соотношений для энтальпии можно получить (при $p = \text{const}$)

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p. \quad (\text{П.1.9})$$

Так как $U = f(V, T)$, то

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT \quad (\text{П.1.10})$$

или

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V.$$

Подставляя это соотношение в (1.2.2.4), получаем

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

или

$$C_p = C_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p. \quad (\text{П.1.11})$$

Так как для обратимого процесса приращение энтропии

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{dU + pdV}{T},$$

то с учетом уравнения (П.1.10) получаем:

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{1}{T} pdV = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] dV. \quad (\text{П.1.12})$$

Продифференцируем $S = f(V, T)$:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T dV. \quad (\text{П.1.13})$$

Сравнивая коэффициенты уравнений (П.1.12) и (П.1.13), находим

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V; \quad (\text{П.1.14})$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right]. \quad (\text{П.1.15})$$

Замечаем, что вторая производная от (П.1.14) по ∂V при $T = \text{const}$ равна второй производной от (П.1.15) по ∂T при $V = \text{const}$, так как $\partial^2 S / \partial T \partial V = \partial^2 S / \partial V \partial T$. Следовательно,

$$\frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = \frac{\partial}{\partial T} \left\{ \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] \right\}$$

или

$$\frac{1}{T} \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T} = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial T \partial V} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \right] - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right].$$

Отсюда следует, что

$$\left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V. \quad (\text{П.1.16})$$

Продифференцируем $V = f(P, T)$:

$$dV = \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dT.$$

Разделив на dT при $V = \text{const}$, получим

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V + \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = 0$$

или

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p / \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \frac{\beta}{K}, \quad (\text{П.1.17})$$

$$\beta \equiv \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

где β - коэффициент объемного термического расширения;

$$K \equiv - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$$

- коэффициент всестороннего изотермического сжатия (сжимаемости).

Таким образом, подставляя (П.1.17) в (П.1.16), а затем в (П.1.11), получаем окончательное выражение для связи между C_p и C_V :

$$C_p = C_V + \frac{\beta^2 T V}{K}. \quad (\text{П.1.18})$$

Для приблизительной оценки принимается, что $C_p \approx C_v(1+10^{-4}T)$, т.е. при низких температурах разность $C_p - C_v$ очень мала и возрастает с температурой. Поэтому для качественных оценок теплоемкости C_v , являющейся одним из важнейших термодинамических свойств твердого тела, можно использовать экспериментальные табличные значения C_p .

Поскольку величина теплоемкости твердого тела определяется температурной зависимостью внутренней энергии кристалла, то необходимо рассмотреть из каких составляющих складывается это энергия. Основной вклад во внутреннюю энергию вносит *энергия тепловых колебаний* атомов (ионов) около средних положений равновесия. Составляющая теплоемкости, обусловленная этим процессом, называется *решеточной теплоемкостью*. Как будет показано ниже, решеточная теплоемкость уменьшается до нуля при уменьшении температуры тела до 0 К. При температурах порядка комнатной и выше эта составляющая теплоемкости для одноатомных кристаллов близка к значению $3R$ (правило Дюлонга и Пти) и немного увеличивается с температурой из-за *ангармонического характера* тепловых колебаний атомов.

При высоких температурах (близких к температуре плавления) нагрев кристалла сопровождается образованием в нем вакансий, на что затрачивается дополнительное тепло. Такой дефектный кристалл обладает повышенной внутренней энергией. Поэтому при очень высоких температурах необходимо учитывать *вакансионную составляющую* теплоемкости.

В веществах с металлическим характером проводимости значительный вклад во внутреннюю энергию кристалла вносят коллективизированные свободные электроны. Поэтому для металлов необходимо учитывать *теплоемкость электронного газа*. Если при высоких температурах вклад электронов проводимости в теплоемкость незначителен, то при температурах ниже нескольких градусов Кельвина теплоемкость электронного газа становится преобладающей.

П.1.1.2.2. Теплоемкость кристаллической решетки.

Французские физики *П. Дюлонг* и *А. Пти* экспериментально установили закон, согласно которому теплоемкость всех твердых тел при достаточно высоких температурах есть величина постоянная, не зависящая от температуры и составляющая величину порядка $25 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ [160-163, 167, 173, 174]. Это означает, что при нагревании любого твердого тела на один градус каждый его атом поглощает одно и то же количество энергии. Объяснение этому факту легко устанавливается в рамках *классической статистической механики*, согласно которой для систем частиц с гармоническим взаимодействием средняя полная энергия *гармонического осциллятора* составляет kT на одну степень свободы. Поскольку один атом

обладает тремя степенями свободы, то внутренняя энергия кристалла из N атомов равна:

$$U_{\text{реш}} = 3NkT. \quad (\text{П.1.19})$$

Таким образом, классическая теория дает для решеточной теплоемкости одного моля кристаллического вещества при постоянном объеме

$$C_V = 3R \approx 25 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}), \quad (\text{П.1.20})$$

что находится в хорошем согласии с экспериментальным законом Дюлонга и Пти. Отметим, что это выражение справедливо для простых веществ, в узлах кристаллических решеток которых находятся однотипные изолированные атомы или ионы. В случае химических соединений $C_V = 3mR$, где m - число атомов в молекуле вещества.

При низких температурах теплоемкость твердых тел резко уменьшается (ниже значения $3R$) и закон Дюлонга и Пти не выполняется. Объяснение этому явлению было дано Эйнштейном и Дебаем, использовавшими для описания решеточной теплоемкости в широком интервале температур квантово-механический подход. В этих самых ранних квантовых расчетах не использовался спектр фононов в его общем виде, а предполагалось, что закон дисперсии нормальных колебаний имеет некоторую особенно простую форму.

В модели Эйнштейна учитываются только оптические ветви, причем полагается, что частоты оптических ветвей не зависят от волнового вектора \mathbf{k} и равны некоторой частоте ν_E .

В модели Дебая все ветви колебательного спектра заменяются тремя ветвями с одним и тем же линейным законом дисперсии $\omega = v_{\text{зв}} \mathbf{k}$, характерным для акустических ветвей.

Согласно модели Эйнштейна [158-167] тепловые свойства решетки, состоящей из N колеблющихся атомов, можно представить как свойства системы из $3N$ независимых одномерных гармонических осцилляторов, имеющих одну и ту же собственную частоту ν_E . Тогда в соответствии с выражением (П.1.4) все эти осцилляторы имеют среднюю энергию

$$\bar{E} = \frac{h\nu_E}{e^{h\nu_E/kT} - 1}. \quad (\text{П.1.21})$$

При высоких температурах $kT \gg h\nu_E$, и знаменатель можно разложить в ряд:

$$e^{hv/kT} - 1 \approx 1 + \frac{hv}{kT} + \dots - 1 \approx \frac{hv}{kT}$$

и, следовательно, $\bar{E} \approx kT$, а внутренняя энергия кристалла $U \approx 3N\bar{E} \approx 3NkT$.

Таким образом, при высоких температурах из закона распределения Планка-Эйнштейна следует, что средняя энергия гармонического осциллятора близка к классическому значению kT и, следовательно, значение теплоемкости соответствует закону Дюлонга и Пти (П.1.20).

Абсолютно новым результатом является применение (П.1.21) к случаю низких температур, т.е. $kT \ll h\nu_E$. В этом случае $e^{h\nu_E/kT} \gg 1$; и для средней энергий получаем

$$\bar{E} \cong h\nu e^{-h\nu/kT}. \quad (\text{П.1.22})$$

Следовательно, при $T \rightarrow 0$ теплоемкость системы $3N$ гармонических осцилляторов стремится к нулю по закону:

$$C_V = \frac{\partial(3N\bar{E})}{\partial T} \cong 3R \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 e^{-h\nu/kT}. \quad (\text{П.1.23})$$

Это хорошо описывает факт резкого уменьшения теплоемкости при надлежащем подборе частоты осциллятора ν , однако спад теплоемкости по закону (П.1.23) с доминирующим в пределе экспоненциальным множителем оказывается еще более резким, что подтверждается экспериментом, который дает для решеточного вклада в теплоемкость закон $C_V \sim T^3$.

Результаты модели Эйнштейна удобно обсуждать, пользуясь представлениями о некоторой характеристической температуре θ_E , при которой начинается быстрый спад теплоемкости и которая называется *температурой Эйнштейна* и определяется соотношением

$$k\theta_E = h\nu. \quad (\text{П.1.24})$$

Для конкретного значения θ_E выражение для теплоемкости системы $3N$ осцилляторов, получаемое дифференцированием (П.1.21), имеет вид

$$C_V = \frac{\partial(3N\bar{E})}{\partial T} = 3R \left(\frac{\theta_E}{T} \right)^2 \frac{e^{\theta_E/T}}{(e^{\theta_E/T} - 1)^2}. \quad (\text{П.1.25})$$

Это выражение довольно хорошо согласуется с экспериментальными данными в широкой области температур при данном значении θ_E . Для

большинства твердых тел значения θ_E лежат в интервале 100-300 К. В этом случае, оценки ν дают значение $\sim 10^{12}$ Гц. Это - разумная величина для характеристической частоты атомных осцилляторов.

Ограниченность модели Эйнштейна состоит в том, что его предположение о равенстве частот всех осцилляторов в твердом теле является слишком приближенным. Однако *главное достижение модели* заключается в том, что колебания механических осцилляторов нужно квантовать так же, как Планк квантовал осцилляторы излучения. Использование модели твердого тела как системы осцилляторов убедительно объясняет, почему при $T \rightarrow 0$ теплоемкость твердых тел резко уменьшается до нуля.

Важная роль модели Эйнштейна также заключается в возможности ее использования для аппроксимации оптических ветвей фононного спектра твердого тела. Кроме того, эта модель применяется для описания колебательной составляющей теплоемкости газов.

Как указывалось выше, представление в модели Эйнштейна атомов как независимых осцилляторов, колеблющихся с одинаковой частотой, является чрезмерно упрощенным. В действительности атомы кристалла не совершают независимых колебаний, и спектр содержит бесконечно большое число частот. Этот факт учитывается в *модели Дебая*.

Если предположить, что в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ имеется $g(\nu)d\nu$ нормальных колебаний, где $g(\nu)$ - функция распределения нормальных колебаний по частотам, то умножая число нормальных колебаний на среднюю энергию $\bar{E}_{н.к.}$ нормального колебания (П.1.4), получим суммарную энергию нормальных колебаний решетки, заключенных в данном интервале частот:

$$dU_{\text{реш}} = \bar{E}_{н.к.} g(\nu) d\nu = \frac{h\nu g(\nu) d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Проинтегрировав это выражение по всему спектру нормальных колебаний, получим энергию тепловых колебаний решетки твердого тела:

$$U_{\text{реш}} = \int_0^{\infty} \bar{E}_{н.к.} g(\nu) d\nu = \int_0^{\infty} \frac{h\nu g(\nu) d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (\text{П.1.26})$$

Задача нахождения *частотного спектра* $g(\nu)$ реального кристалла является очень сложной и трудоемкой, в связи с чем в большинстве случаев рассмотрения теплоемкости решетки предпочитают пользоваться простой и полезной моделью Дебая.

Дебай предложил трактовать спектр частот реального твердого тела как спектр однородной упругой среды, но при этом считать, что число нормальных колебаний не бесконечно, а равно числу степеней свободы $3N$. По этой причине Дебай предложил обрезать спектр на некоторой предельной максимальной частоте ν_{\max} , определяемой из условия, что полное число нормальных колебаний равно $3N$.

Основной задачей в модели Дебая является установление вида функции $g(\nu)$. Если число нормальных колебаний линейной цепочки атомов с длиной волны, равной или большей λ , равно $n = 2L/\lambda$, где L - длина цепочки, то аналогичным образом число стоячих волн в трехмерном кристалле объемом V должно быть пропорционально V/λ^3 . Так как $\lambda \sim v_{\text{зв}}/\nu$, где $v_{\text{зв}}$ - скорость распространения волн, то $n \sim \nu^3$. Отсюда число нормальных колебаний в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ составляет

$$g(\nu)d\nu = dn = A\nu^2 d\nu$$

где A - константа, а

$$g(\nu) = A\nu^2. \quad (\text{П.1.27})$$

Так как общее число нормальных колебаний, которое может возникнуть в решетке, равно $3N$, то $g(\nu)$ должно удовлетворять условию нормировки:

$$\int_0^{\nu_{\max}} g(\nu)d\nu = 3N \quad \text{или} \quad A \int_0^{\nu_{\max}} \nu^2 d\nu = 3N, \quad (\text{П.1.28})$$

откуда $A = 9N/\nu_{\max}^3$.

Таким образом, функция распределения $g(\nu)$ в теории Дебая имеет вид

$$\begin{cases} g(\nu) = \frac{9N}{\nu_{\max}^3} \nu^2 & \text{при } \nu \leq \nu_{\max}; \\ g(\nu) = 0 & \text{при } \nu > \nu_{\max}. \end{cases} \quad (\text{П.1.29})$$

Подставляя (П.1.29) в (П.1.26), получаем для энергии решетки

$$U_{\text{реш}} = \frac{9Nh}{\nu_{\max}^3} \int_0^{\nu_{\max}} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (\text{П.1.30})$$

Обозначим $x = h\nu/kT$, получим

$$U_{\text{реш}} = 9NkT \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{x_{\text{max}}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}, \quad (\text{П.1.31})$$

где $x = h\nu_{\text{max}}/kT = \frac{\theta_D}{T}$. Величина $\theta_D = h\nu_{\text{max}}/k$, называется характеристической температурой Дебая. В качестве примера в табл. П.1.1 приведены характеристические температуры для некоторых химических элементов и соединений.

Таблица. П.1.1

Характеристические температуры Дебая для химических элементов и некоторых соединений

Вещество	Pb	Mo	C (алмаз)	Si	Ge	NaCl	KCl	KBr	CaF ₂
θ_D, K	94,5	425	1910	658	366	320	227	174	474

Дифференцированием (П.1.31) получаем выражение для теплоемкости:

$$C_V = \frac{\partial U_{\text{реш}}}{\partial T} = 9R \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{x_{\text{max}}} \frac{x^4 e^x dx}{(e^x - 1)^2}. \quad (\text{П.1.32})$$

При высоких температурах ($T \gg \theta_D$) знаменатель под интегралом в (П.1.32) можно разложить в ряд и, ограничиваясь первым членом разложения, считать $e^x - 1 \approx x$. Это приводит так же, как и в модели Эйнштейна, к значению $U_{\text{реш}} = 3RT$ и соответствию закону Дюлонга и Пти для теплоемкости.

Учет следующих членов в разложении $U_{\text{реш}}$ вида (П.1.31) дает незначительные высокотемпературные квантовые поправки к закону Дюлонга и Пти:

$$C_V = 3R \left[1 - \frac{1}{20} \left(\frac{\theta_D}{T} \right)^2 + \dots \right]. \quad (\text{П.1.33})$$

При низких температурах ($T \ll \theta_D$) $x_{\text{max}} \rightarrow \infty$. В этом случае интеграл

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$$

(табулированное значение дзета-функции Римана). Для этого случая энергия решетки

$$U_{\text{реш}} = \frac{9\pi^4 RT}{15} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3,$$

а значение теплоемкости

$$C_V = \frac{\partial U_{\text{реш}}}{\partial T} = \frac{12}{5} \pi^4 R \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3. \quad (\text{П.1.34})$$

Эта приближенная зависимость в области низких температур известна как закон T^3 Дебая. Полученная по теории Дебая зависимость теплоемкости от приведенной температуры T / θ_D хорошо соответствуют эксперименту (рис. П.1.4).

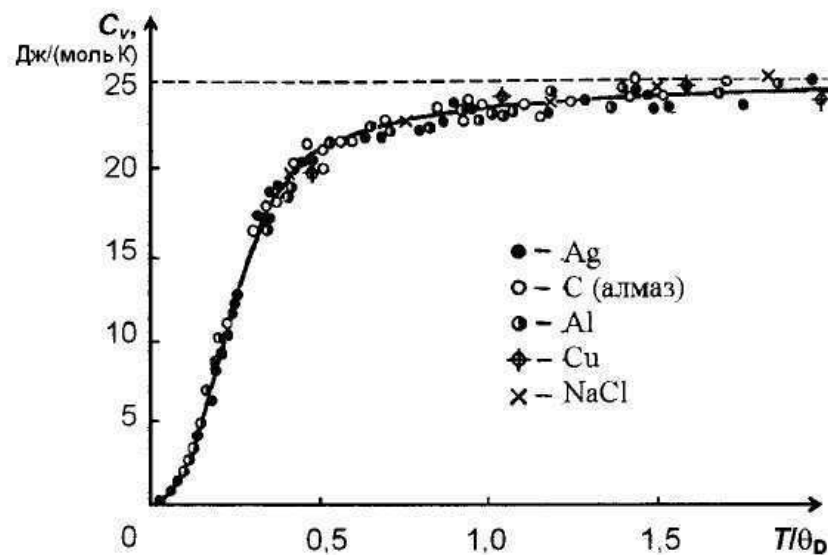


Рис. П.1.4. Теоретическая кривая зависимости теплоемкости твердых тел от приведенной температуры в сравнении с экспериментальными данными.

Качественно объяснить закон T^3 Дебая можно следующим образом. В области низких температур средняя энергия каждого нормального колебания растет пропорционально абсолютной температуре T :

$$\bar{E}_{\text{н.к}} = h\nu(e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \approx h\nu(1 + h\nu/kT - 1)^{-1} \approx kT.$$

Этот рост обусловлен тем, что с повышением температуры происходит увеличение степени возбуждения нормального колебания, которое и приводит к росту его средней энергии. Помимо этого, в области низких температур повышение температуры вызывает возбуждение новых нормальных колебаний с более высокими частотами. Считая, что при

температуре T возбуждаются все нормальные колебания вплоть до частоты $\nu \approx kT/h$, найдем их число z :

$$z = \int_0^{kT/h} g(\nu) d\nu \sim \int_0^{kT/h} \nu^2 d\nu \sim T^3. \quad (\text{П.1.35})$$

Таким образом, в области низких температур энергия кристалла с повышением температуры увеличивается вследствие двух механизмов:

- 1) роста средней энергии $\bar{E}_{н.к.}$ каждого нормального колебания из-за повышения степени его возбуждения ($\bar{E}_{н.к.} \sim T$) и
- 2) роста числа возбужденных нормальных колебаний решетки z ($z \sim T^3$).

Поэтому в целом с повышением температуры энергия решетки растет пропорционально T^4 , а теплоемкость - пропорционально T^3 .

При достаточно низких температурах приближенный закон Дебая соблюдается хорошо, так как в этой области температур возбуждаются лишь колебания акустической ветви, отвечающие длинным волнам, т.е. именно те колебания, которые можно считать характерными для непрерывной упругой среды, описываемой макроскопическими упругими постоянными. Таким образом, в обоих предельных случаях теория Дебая приводит к правильным результатам, чем и объясняется сравнительно хорошее ее согласие с экспериментом, несмотря на существенное отличие спектра Дебая (П.1.29) от спектра колебаний реальных кристаллов (рис. П.1.5). В промежуточной же области средних температур нельзя из (П.1.32) получить явное выражение для теплоемкости.

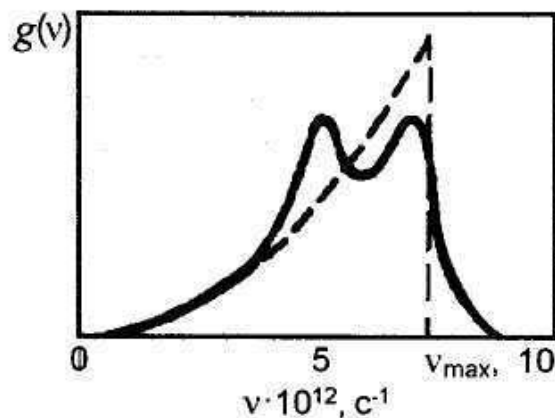


Рис. П.1.5. Спектр колебаний решетки ванадия по экспериментальным данным (сплошная линия) и приближение Дебая (пунктир).

Обычно применимость приближения Дебая проверяют, вычисляя $\theta_D(T)$ как функцию температуры и затем сопоставляя теоретическую и экспериментальную кривые зависимости теплоемкости от температуры. Если приближение Дебая строго справедливо, то вычисленные указанным путем значения θ_D не зависят от температуры. Однако оказывается, что для ряда твердых тел имеется значительное отклонение экспериментальных кривых $\theta_D(T)$ от прямой, параллельной оси T , которая должна была бы иметь место в теории Дебая (рис. П.1.6) [180,181].

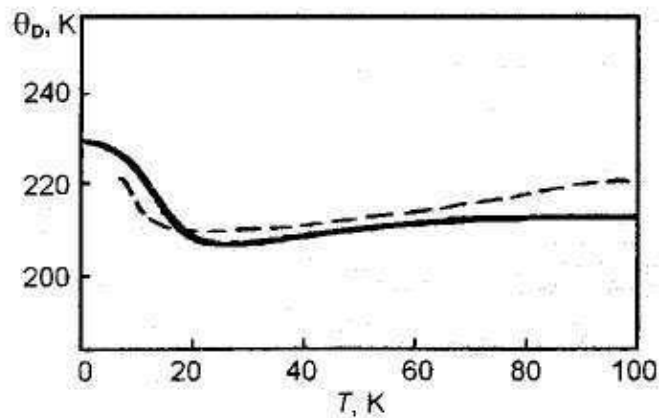


Рис. П.1.6. Зависимость θ_D от температуры для серебра (сплошная линия — теория, пунктирная — эксперимент).

Таким образом, область температур, где выполняется приближенный закон T^3 Дебая, для реальных веществ располагается значительно ниже, чем можно было бы предположить из теории.

Наиболее сильное несоответствие теории Дебая с экспериментом имеет место для твердых тел со сложными решетками, так как в этом случае функция распределения $g(\nu)$ имеет сложный вид, сильно отличающийся от выражения (П.1.29).

Для оценки значения температуры Дебая можно использовать полуэмпирическую формулу Линдемана, связывающую эту температуру с температурой плавления $T_{пл}$, атомной массой A и атомным объемом V металла:

$$\theta_D = 137 \sqrt{\frac{T_{пл}}{AV^{2/3}}}.$$

Эту формулу можно использовать и для соединений из двух атомов с массами A_1 и A_2 , полагая $A = \sqrt{A_1 A_2}$. Наибольшее отклонение значений характеристической температуры, полученных по формуле Линдемана, от экспериментальных значений наблюдаются для веществ с низкой симметрией решетки.

Изложенный выше анализ проблемы тепловых колебаний атомов и теплоемкости решетки проведен в *гармоническом приближении*, согласно которому силы, возникающие при смещении атома из положения равновесия, пропорциональны смещению, а потенциальная энергия смещенной частицы пропорциональна квадрату смещения. Однако это справедливо только при малой энергии колебаний, т. е. при достаточно низких температурах. С повышением температуры становится существенным ангармонический характер колебаний, обусловленный асимметрией кривой зависимости энергии взаимодействия частиц от расстояния между ними. Учет ангармонизма колебаний атомов приводит к поправкам к теплоемкости при высоких температурах. При низких температурах эти поправки малы и практически не влияют на наблюдаемую теплоемкость. Ангармонический характер колебаний атомов подтверждается наличием теплового расширения твердых тел, описываемого с помощью сохранения членов третьего и более высоких порядков в разложении потенциальной энергии решетки $U(x)$ относительно смещений атомов x :

$$U(x) = ax^2 - bx^3 - cx^4, \quad (\text{П.1.36})$$

где a , b и c - положительные константы. Член при x^3 описывает асимметрию взаимного отталкивания атомов, член при x^4 - сглаживание колебаний при больших амплитудах.

Учет ангармонизма колебаний атомов в узлах кристаллической решетки приводит к следующему выражению для теплоемкости:

$$C_V = 3R \left[1 + kT \left(\frac{3c}{2a^2} + \frac{15b^2}{8a^3} \right) \right]. \quad (\text{П.1.37})$$

Из (П.1.37) видно, что ангармонические члены в (П.1.36) приводят к появлению добавочного члена в формуле Дюлонга и Пти, линейно зависящего от T . Однако эта поправка частично маскируется высокотемпературной квантовой поправкой (П.1.33).

Заметим, что этот добавочный член мал по сравнению с $3R$.

П.1.1.2.3. Теплоемкость электронов проводимости в металлах.

Проблема теплоемкости электронов проводимости на раннем этапе развития электронной теории металлов оказалась непреодолимо трудной.

Если бы электроны вели себя как свободные классические частицы, то их энергия была бы равна - $\frac{3}{2}NkT$, а их вклад в теплоемкость составлял бы - $\frac{3}{2}Nk$, где N - полное число электронов. Для одновалентных металлов мольная электронная теплоемкость $C_V^{эл} = \frac{3}{2}R$. Однако эксперименты показывали, что электронный вклад в теплоемкость при комнатной температуре составляет обычно не более 0,01 от этой величины.

Решение этой проблемы могло быть проведено лишь после открытия принципа Паули и функции распределения Ферми. В рамках квантовой теории тепловое возбуждение испытывают лишь электроны, находящиеся в состояниях с энергиями в интервале kT вблизи уровня Ферми $E_F = kT_F$. Тогда тепловое возбуждение при повышении температуры от 0 до T может испытывать лишь часть их порядка $\sim T/T_F$, так как приблизительно именно такая их доля обладает энергиями в интервале kT в верхней части энергетического распределения. Каждый из $\sim N(T/T_F)$ электронов обладает приобретенной тепловой энергией порядка kT , а полная энергия ΔE теплового возбуждения электронов составляет величину порядка

$$\Delta E \approx N \cdot (T/T_F) \cdot kT.$$

Электронную теплоемкость $C_V^{эл}$ получаем обычным путем, дифференцируя энергию по температуре:

$$C_V^{эл} = \frac{\partial \Delta E}{\partial T} \approx 2Nk \frac{T}{T_F}. \quad (\text{П.1.38})$$

Отсюда следует, что *электронная теплоемкость линейно зависит от температуры* в полном соответствии с экспериментом. С учетом того, что температура Ферми $T_F \sim 5 \cdot 10^4$ К, оценим величину электронной теплоемкости для одновалентных металлов. Величина $C_V^{эл}$ при комнатной температуре получается примерно в сто раз меньше классического значения $(3/2)R$.

Более строгий расчет приводит к следующему выражению для электронной теплоемкости:

$$C_V^{эл} = \pi^2 Nk \frac{kT}{2E_F} = \frac{1}{2} \pi^2 R \frac{T}{T_F} = \gamma T, \quad (\text{П.1.39})$$

которое находится в соответствии с полученным выше качественным результатом. Коэффициент γ называется *коэффициентом электронной теплоемкости*.

При достаточно низких температурах электронная доля теплоемкости становится больше доли решетки, так как последняя убывает по закону T^3 (рис. П.1.7). В результате ниже некоторой температуры электронный вклад в теплоемкость металлов будет всегда преобладать.

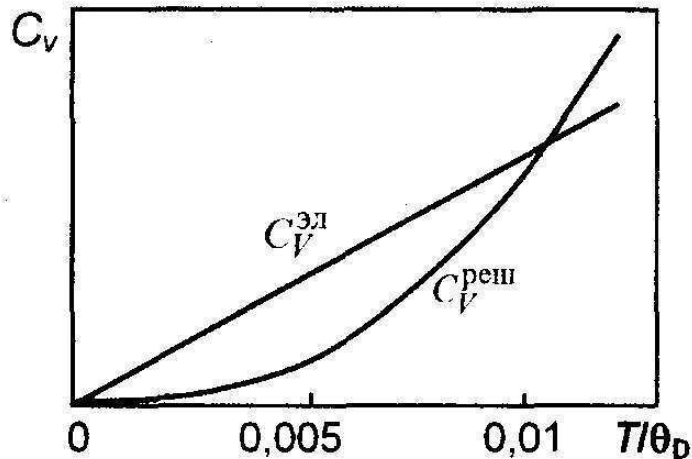


Рис. П.1.7. Вклады электронной и решеточной теплоемкости при низких температурах.

Оценка этой температуры может быть проведена прямым сравнением выражений (П.1.34) и (П.1.39), что дает для $\theta_D \cong 3 \cdot 10^2 \text{ K}$ и $T_F \cong 5 \cdot 10^4 \text{ K}$ значение 3 - 4 К, что соответствует $T/\theta_D \cong 0,01$. При более высоких температурах теплоемкость определяется в основном решеточным (фононным) вкладом. При температурах много ниже θ_D теплоемкость металлов может быть представлена в виде суммы двух членов, один из которых представляет вклад электронов проводимости, а другой - решетки:

$$C_V = C_V^{\text{эл}} + C_V^{\text{реш}} = \gamma T + \alpha T^3 \quad (\text{П.1.40})$$

где α задается формулой (П.1.34).

Вследствие этого появляется возможность экспериментального определения коэффициентов α и γ из низкотемпературных измерений. Если мы перепишем (П.1.40) в форме

$$\frac{C_V}{T} = \gamma + \alpha T^2,$$

то экспериментальный график зависимости величины C_V/T от T^2 должен представлять прямую линию, пересечение которой с осью ординат дает величину γ , а наклон прямой - величину α , т.е. фактически характеристическую температуру Дебая θ_D . Экспериментальные значения

коэффициента γ вместе со значениями θ_D для некоторых металлов приведены в табл. П.1.2.

Экспериментально установлено, что температурная зависимость теплоемкости электронов проводимости действительно линейна для большинства металлов. Однако коэффициент γ может иметь величину, значительно отличающуюся от предсказываемого на основе формулы (П.1.39) значения $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ Дж/(моль \cdot К 2). Как следует из табл. П.1.2, большинство металлов имеет более высокие значения γ . В особенности это характерно для переходных металлов. Различие в вычисленных и экспериментально определенных значениях коэффициента электронной теплоемкости связано с тем, что вывод формулы (П.1.39) проведен в рамках теории свободных электронов без учета зонного строения энергетического спектра электронов в кристалле.

Таблица. П.1.2

Экспериментальные значения коэффициентов электронной теплоемкости и температур Дебая металлов

Металл	$\gamma \cdot 10^4$, Дж/(моль \cdot К 2)	θ_D , К	Металл	$\gamma \cdot 10^4$, Дж/(моль \cdot К 2)	θ_D , К
Be	2,3	1440	La	67,0	142
Mg	13,6	406	Ti	33,5	420
Na	18,0	158	Zr	28,9	291
Cu	6,9	343	V	92,1	380
Ag	6,1	225	Cr	15,9	630
Au	7,3	165	Fe	50,2	470
Zn	5,4	327	Nb	87,9	275
Cd	7,1	209	Mo	21,3	450
Pb	31,4	105	W	14,6	400

По-видимому, обсуждаемые различия в γ связаны с особенностями строения и заполнения энергетических зон у переходных металлов (а также лантанидов и актинидов), для которых характерна высокая плотность состояний на уровне Ферми. Следует отметить, что при рассмотрении периодической системы заметно, что элементы одной группы имеют близкие значения γ , что характерно для металлов с одинаковой валентностью и близкими значениями плотности состояний. Так, например, для всех лантанидов, кроме Eu и Yb, $\gamma \sim 10^{-2}$ Дж/(моль \cdot К 2). Eu и Yb имеют

более низкие значения γ в связи со сравнительно низкой валентностью. Щелочные и щелочноземельные металлы имеют более высокие γ , чем простые В-металлы. При переходе от простых металлов к соседним переходным γ увеличивается во много раз.

Так как образование первичных или промежуточных фаз в сплавах сопровождается изменением сил, а иногда и типа межатомной связи, реализуемой с участием электронов, этот процесс сопровождается изменением преимущественно электронной теплоемкости. При низких температурах теплоемкость почти всех интерметаллических соединений и промежуточных фаз подчиняется соотношению (П.1.40), однако коэффициенты α и γ отличаются от их значений для чистых компонентов. Наиболее сильно γ изменяется в случае существенного отличия типа связи фазы от металлического. Усиление ионного и ковалентного составляющих сил связи обычно вызывает уменьшение электронной теплоемкости. Изменение электронной теплоемкости при образовании твердых растворов зависит от состава и значения γ легирующих компонентов.

П.1.1.2.4. Вакансионный вклад в теплоемкость.

При высоких температурах заметный вклад в теплоемкость твердых тел вносит образующиеся равновесные вакансии, поскольку увеличение их концентрации с повышением температуры требует дополнительной затраты энергии. Так как температурная зависимость равновесной концентрации вакансий $n_{\text{вак}}$ определяется следующим уравнением

$$n_{\text{вак}} = A \exp(-E_V^f / RT),$$

где энтропийный множитель

$$A = \exp(-S / RT),$$

E_V^f - энергия образования вакансий, то дополнительная энтальпия имеет вид

$$H_{\text{вак}} = E_V^f A \exp(-E_V^f / RT).$$

После дифференцирования получаем окончательное выражение для вакансионного вклада в теплоемкость:

$$C_p^{\text{вак}} = \left(\frac{\partial H_{\text{вак}}}{\partial T} \right)_p = \frac{(E_V^f)^2}{RT^2} A \exp(-E_V^f / RT). \quad (\text{П.1.41})$$

Вакансионный вклад в суммарную теплоемкость при температурах близких к температуре плавления может достигать 15%. Измерение вакансионной составляющей теплоемкости является одним из экспериментальных методов определения равновесной концентрации вакансий в решетке металла.

П.1.1.2.5. Изменение теплоемкости при фазовых превращениях.

В соответствии с общепринятой классификацией фазовых превращений к *фазовым превращениям 1-го рода* относятся переходы, при которых скачкообразно изменяются первые производные свободной энергии G по температуре и давлению, т.е. энтропия S и объем V :

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p; V = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T. \quad (\text{П.1.42})$$

Со скачком энтропии $\Delta S_{\text{пр}}$ связана теплота фазового перехода $\Delta H_{\text{пр}} = T_{\text{пр}} \cdot \Delta S_{\text{пр}}$, выделяющаяся или поглощающаяся при переходе первого рода. Такие превращения протекают при постоянной температуре и для них характерно наличие границы раздела фаз. К фазовым превращениям этого типа относятся плавление (кристаллизация), испарение (сублимация, конденсация), полиморфные превращения в кристаллических веществах.

Фазовыми превращениями 2-го рода являются переходы, при которых первые производные свободной энергии G по температуре T и давлению p остаются непрерывными, тогда как вторые производные по этим переменным испытывают скачкообразное изменение. К ним, прежде всего, относится теплоемкость, определяемая выражением (П.1.8). Так как из общих термодинамических соотношений

$$G = H - TS \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p - T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p - S,$$

с учетом (П.1.8) и (П.1.42) получим

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p = -T\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right)_p. \quad (\text{П.1.43})$$

К фазовым превращениям второго рода, испытывающим скачок теплоемкости, относятся, например, некоторые переходы порядок-беспорядок в сплавах, переходы из ферромагнитного в парамагнитное состояние, сверхпроводящий переход и т.д.

На рис. П.1.8 приведена схема изменения теплосодержания, свободной энергии, энтропии и теплоемкости для превращений 1-го и 2-го рода. Как указывалось выше, в первом случае имеет место изотермический тепловой эффект $\Delta H_{\text{пр}}$ при температуре превращения $T_{\text{пр}}$, во втором - такого эффекта нет. Поэтому в первом случае функция $C_p(T)$ имеет разрыв и $C_p \rightarrow \infty$ при $T_{\text{пр}}$. Во втором случае теплоемкость испытывает конечный скачок.

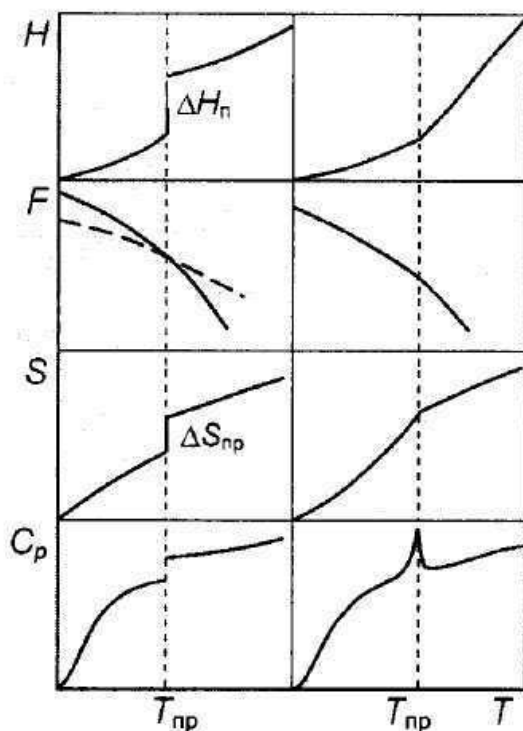


Рис. П.1.8. Изменение термодинамических функций с температурой при фазовых превращениях 1-го (слева) и 2-го (справа) рода.

На рис. 1.2.2.6 приведена экспериментальная кривая зависимости теплоемкости железа от температуры, на которой скачок теплоемкости в точке Кюри при $T_K = 1042$ К и разрывы при 1184 К, ($\alpha \rightarrow \gamma$ полиморфное превращение) и при 1665 К ($\gamma \rightarrow \delta$ превращение) соответствуют переходам 1-го и 2-го рода соответственно.

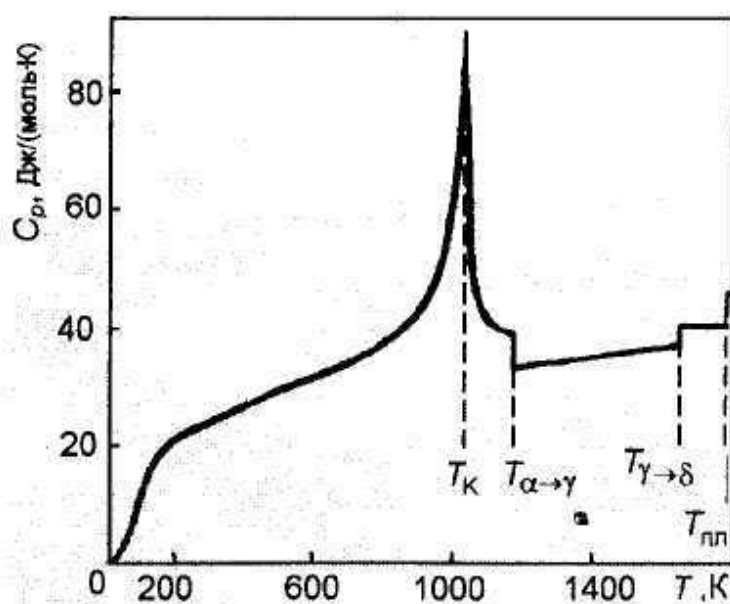


Рис. П.1.9. Температурная зависимость теплоемкости железа.

На рис. П.1.10 показано экспериментальное изменение теплоемкости упорядоченной фазы CuZn при переходе в неупорядоченное состояние. Наличие скачка теплоемкости при температуре Курнакова T_K соответствует фазовому переходу 2-го рода.

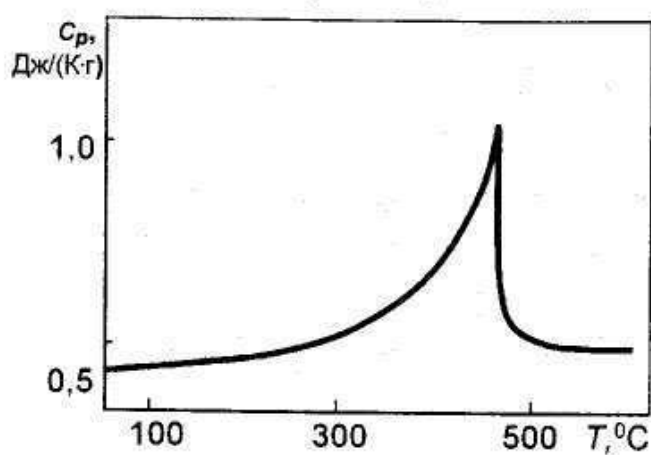


Рис. П.1.10. Зависимость изменения теплоемкости от температуры для сплава CuZn.

Отметим, что переход порядок-беспорядок в твердых растворах может являться фазовым превращением и 1-го рода (например, для ГЦК структуры типа Cu_3Au). В этом на температурной зависимости теплоемкости наблюдается разрыв с конечным значением скрытой теплоты перехода.

П.1.1.3. Теплопроводность твердых тел.

П.1.1.3.1. Основные определения.

С физической точки зрения явление теплопроводности представляет собой перенос кинетической энергии и описывается уравнениями, аналогичными для переноса заряда и массы [158-172].

В одномерном случае плотность потока тепла, т.е. количество тепла, проходящего за 1 с через 1 м^2 , прямо пропорциональна градиенту температуры:

$$\frac{dQ}{Sdt} = \lambda \frac{dT}{dl} \quad (\text{П.1.44})$$

Коэффициент пропорциональности λ называется коэффициентом внутренней теплопроводности или чаще всего просто *теплопроводностью*. Величина теплопроводности характеризует способность тела передавать тепловую энергию от одной точки к другой, если между ними существует разность температур.

Теплопроводность измеряется в Вт/(м·К). В технике существенное значение имеет величина *коэффициента температуропроводности* a_T , который связан с теплопроводностью λ следующим образом:

$$a_T = \lambda / \rho c, \quad (\text{П.1.45})$$

где ρ - плотность; c - теплоемкость.

Коэффициент температуропроводности в тепловых процессах характеризует собой скорость изменения температуры.

В твердых телах с металлической проводимостью перенос тепловой энергии осуществляется двумя типами носителей: электронами проводимости и колебаниями кристаллической решетки (фононами). Соответственно различают электронную ($\lambda_{эл}$) и решеточную ($\lambda_{реш}$) составляющие теплопроводности. Превалирующим механизмом теплопроводности металлов и сплавов является перенос тепла электронами проводимости. Решеточная теплопроводность чистых металлах обычно мала (приблизительно в 30 раз меньше) по сравнению с электронной, но в сплавах она может быть сравнимой с ней.

Перенос тепла в неметаллических твердых телах (ионных и ковалентных кристаллах), осуществляется фононами, и теплопроводность в них на 1-2 порядка ниже теплопроводности металлов. В полупроводниках определенную роль в теплопроводности играют электронные возбуждения - экситоны.

П.1.1.3.2. Теплопроводность кристаллической решетки.

Теплопроводность решетки обусловлена ангармоническим характером колебаний атомов. Она не могла бы возникнуть, если бы атомы совершали строго гармонические колебания, распространяющиеся в решетке в виде системы не взаимодействующих между собой упругих волн. Отсутствие взаимодействия между волнами позволяло бы им распространяться в кристалле не рассеиваясь, т.е. не встречая никакого сопротивления.

Если бы в таком кристалле можно было создать разность температур, то атомы горячего конца, колеблющиеся с большими амплитудами, передавали бы свою энергию соседним атомам, и фронт тепловой волны распространялся бы вдоль кристалла со скоростью звука. Так как эта волна не встречала бы никакого сопротивления, то даже при бесконечно малой разности температур тепловой поток мог бы достигать сколь угодно

большой величины; теплопроводность такого кристалла была бы бесконечно большой.

В реальных кристаллах при не слишком низких температурах колебания атомов носят ангармонический характер, учитываемый в (П.1.36) вторым слагаемым. Появление ангармоничности приводит к тому, что нормальные колебания решетки утрачивают независимый характер и при встречах взаимодействуют друг с другом, обмениваясь энергией и изменяя направление своего распространения (рассеиваясь друг на друге). Именно вследствие протекания таких процессов взаимодействия упругих волн становится возможной передача энергии от колебаний одной частоты к колебаниям другой частоты и установление в кристалле теплового равновесия.

Описание процесса рассеяния нормальных колебаний друг на друге удобно вести на языке фононов, рассматривая термически возбужденный кристалл как ящик, заполненный фононами. В гармоническом приближении, в котором нормальные колебания решетки являются независимыми, фононы образуют идеальный газ (газ невзаимодействующих фононов). Переход к ангармоническим колебаниям эквивалентен введению взаимодействия между фононами, в результате которого могут происходить процессы расщепления фонона на два и более и образование одного фонона из двух. Такие процессы принято называть *фонон-фононным рассеянием*. Вероятность их протекания, как и вероятность протекания любых процессов рассеяния, характеризуют *эффективным сечением рассеяния* σ_ϕ . Если по отношению к процессам рассеяния фонон представлять в виде шарика радиусом r_ϕ , то $\sigma_\phi = \pi r_\phi^2$. Рассеяние фонона фононом может произойти лишь в том случае, если они сближаются на расстояние, при котором их эффективные сечения начинают перекрываться. Так как рассеяние появляется в результате ангармоничности колебаний атомов, количественной мерой которой является коэффициент ангармоничности b в уравнении (П.1.36), то естественно положить радиус эффективного сечения фонона пропорциональным b , а $\sigma_\phi \sim b^2$.

Зная эффективное сечение рассеяния, можно вычислить длину свободного пробега l_ϕ фононов, т.е. то среднее расстояние, которое они проходят между двумя последовательными актами рассеяния. Расчет показывает, что

$$l_\phi = \frac{1}{n_\phi \sigma_\phi} \sim \frac{1}{n_\phi b^2}, \quad (\text{П.1.46})$$

где n_ϕ - концентрация фононов. Согласно (П.1.3) концентрация фононов зависит от температуры по закону

$$n_{\phi} \sim \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (\text{П.1.47})$$

В кинетической теории газов показывается, что коэффициент теплопроводности газов равен

$$\lambda = l c_v v / 3, \quad (\text{П.1.48})$$

где l - длина свободного пробега молекул газа, v — скорость их теплового движения, c_v - теплоемкость единицы объема газа.

Применим эту формулу к фоновому газу, подставив в нее c_v - теплоемкость единицы объема кристалла (фонового газа), $l = l_{\phi}$ - длину свободного пробега фононов и вместо v - скорость звука (скорость фононов) $v_{зв}$. Тогда получим следующее выражение для коэффициента теплопроводности решетки:

$$\lambda_{\text{реш}} = l_{\phi} c_v v_{зв} / 3. \quad (\text{П.1.49})$$

Подставив сюда l_{ϕ} из (П.1.46), найдем

$$\lambda_{\text{реш}} \sim \frac{c_v v_{зв}}{n_{\phi} b^2}. \quad (\text{П.1.50})$$

Данные табл. П.1.3 дают общее представление о величине коэффициента теплопроводности и длине пробега фононов в некоторых веществах.

Таблица. П.1.3

Тепловые свойства кристаллов SiO₂ и NaCl

Кристалл	T, K	$C, 10^3 \text{ кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{K})$	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$	$L_{\phi}, \text{нм}$
SiO ₂	270	2,0	13	400
	80	0,5	50	5400
NaCl	270	1,9	7	210
	80	1,0	26	1500

Проведем теоретический анализ зависимости решеточной теплопроводности от температуры.

В области высоких температур ($T > \theta_D$) знаменатель в выражении (П.1.47) можно разложить в ряд и, ограничиваясь первым членом разложения, считать $e^x - 1 \approx x$. Тогда $n_{\phi} \sim T$ и

$$\lambda_{\text{реш}} \sim \frac{c_V v_{\text{зв}}}{Tb^2}. \quad (\text{П.1.51})$$

Так как в этой области c_V практически не зависит от T , то коэффициент теплопроводности решетки должен быть обратно пропорциональным абсолютной температуре

$$\lambda_{\text{реш}} \sim 1/T. \quad (\text{П.1.52})$$

В выражение (П.1.51) входят также коэффициент ангармоничности b и скорость звука $v_{\text{зв}}$, которые существенно зависят от жесткости связи, действующей между частицами твердого тела. С уменьшением жесткости связи $v_{\text{зв}}$ уменьшается, а b увеличивается, так как ослабление связи приводит к возрастанию (при данной температуре) амплитуды тепловых колебаний и более сильному проявлению их ангармонического характера. Оба эти фактора должны вызывать, согласно (П.1.51), уменьшение $\lambda_{\text{реш}}$. Это подтверждается опытом.

В качестве примера в табл. П.1.4 приведены теплота сублимации $Q_{\text{субл}}$ являющаяся мерой энергии связи, и решеточная теплопроводность $\lambda_{\text{реш}}$ валентных кристаллов с решеткой алмаза - алмаза, кремния, германия. Из данных таблицы видно, что уменьшение энергии связи при переходе от алмаза к кремнию и германию сопровождается значительным уменьшением решеточной теплопроводности.

Таблица. П.1.4

**Теплота сублимации и теплопроводность элементов
с решеткой алмаза**

Вещество	$Q_{\text{субл}}, 10^5$ Дж/моль	$\lambda_{\text{реш}}, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$
Алмаз	71,2	550
Кремний	46,1	137
Германий	37,0	54

Более детальный анализ показывает также, что $\lambda_{\text{реш}}$ сильно зависит от массы M атомов, уменьшаясь с ростом M . Этим в значительной мере объясняется то, что коэффициент решеточной теплопроводности легких элементов, находящихся в верхней части таблицы Менделеева (В, С, Si) имеет величину порядка десятков и даже сотен $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$; у элементов, занимающих среднюю часть таблицы Менделеева, $\lambda_{\text{реш}}$ падает до единицы $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, а у

тяжелых элементов, расположенных в нижней части таблицы, - уже до десятых долей Вт/(м·К).

Важно отметить, что у кристаллов с легкими частицами и жесткими связями решеточная теплопроводность достигает очень большого значения. Так, у алмаза при комнатной температуре $\lambda_{\text{реш}}$ выше теплопроводности самого теплопроводного металла - серебра: $\lambda_{\text{Ag}} = 407$ Вт/(м·К).

При температурах ниже дебаевской концентрация фононов резко уменьшается при понижении T , вследствие чего их длина свободного пробега резко возрастает и при $T \leq \theta_D/20$ достигает величины, сравнимой с размером кристалла. Поскольку стенки кристалла обычно плохо отражают фононы, дальнейшее понижение температуры не приводит к увеличению средней длины пробега фононов l_ϕ , так как она определяется просто размерами кристалла. Поэтому температурная зависимость теплопроводности решетки в области очень низких температур ($T \ll \theta_D$) определяется зависимостью от T теплоемкости кристалла. Так как в области низких температур $c_V \sim T^3$, то и решеточная теплопроводность подчиняется этому же закону

$$\lambda_{\text{реш}} \sim T^3. \quad (\text{П.1.53})$$

В области низких температур, но сравнимых с температурой Дебая ($T \leq \theta_D$), длина свободного пробега фононов изменяется с температурой по экспоненциальному закону

$$l_\phi \sim 1/n_\phi \approx e^{-h\nu/kT} \sim e^{-\theta_D/T},$$

соответственно получим температурную зависимость теплопроводности в следующем виде:

$$\lambda_{\text{реш}} \sim c_V(T) \cdot e^{-\theta_D/T}, \quad (\text{П.1.54})$$

Анализ температурных зависимостей решеточной теплопроводности в различных температурных областях показывает, что зависимость теплопроводности диэлектриков в широком диапазоне температур должен иметь экстремальный характер, что и наблюдается на опыте (рис. П.1.11).

Действительно, по мере увеличения температуры T растет концентрация фононов n_ϕ , что само по себе должно приводить к росту теплопроводности $\lambda_{\text{реш}}$. Однако повышение концентрации фононов сопровождается усилением интенсивности фонон-фононного рассеяния и уменьшением длины свободного пробега l_ϕ фононов, что должно приводить к падению теплопроводности. При невысоких n_ϕ преобладающее значение имеет первый фактор и $\lambda_{\text{реш}}$ увеличивается с ростом T . Начиная же с

некоторых концентраций n_{ϕ} основное значение приобретает второй фактор и $\lambda_{\text{реш}}$, пройдя через максимум, падает с ростом T . В области высоких температур это падение происходит примерно обратно пропорционально T . Интересно отметить, что положение максимума на кривой $\lambda_{\text{реш}}(T)$ зависит от размеров кристалла.

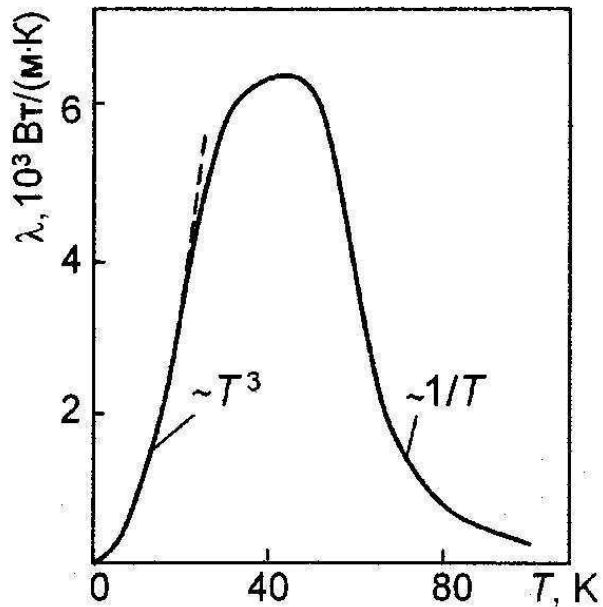


Рис. П.1.11. Зависимость теплопроводности сапфира от температуры.

Аналогичная картина должна наблюдаться в *аморфных диэлектриках*, у которых размеры областей правильной структуры по порядку величины сравнимы с атомными. Рассеяние фононов на границах таких областей должно преобладать при всех температурах и поэтому длина свободного пробега l_{ϕ} фононов не должна зависеть от температуры. В силу этого коэффициент теплопроводности таких диэлектриков должен быть пропорционален T^3 в области низких температур и не зависеть от T в области высоких температур, что и наблюдается на опыте.

Отметим, что хотя теория хорошо описывает основные закономерности изменения решеточной теплопроводности, она пока не в состоянии предсказать достаточно точное значение $\lambda_{\text{реш}}$.

П.1.1.3.3. Теплопроводность металлов.

В металлах в отличие от диэлектриков перенос теплоты осуществляется не только фононами, но и свободными электронами. Поэтому теплопроводность металлов в общем случае складывается из теплопроводности решетки

(теплопроводности, обусловленной фононами) и теплопроводности, обусловленной свободными электронами:

$$\lambda = \lambda_{\text{реш}} + \lambda_{\text{эл}}.$$

Теплопроводность электронного газа $\lambda_{\text{эл}}$ можно определить, воспользовавшись формулой (П.1.48). Подставив в нее теплоемкость электронного газа $c_{\text{эл}}$, скорость электронов v_F и длину свободного пробега $l_{\text{эл}}$ электронов, получим

$$\lambda_{\text{эл}} = c_{\text{эл}} v_F l_{\text{эл}} / 3. \quad (\text{П.1.55})$$

Подставляя сюда $c_{\text{эл}}$ из (П.1.39), найдем

$$\lambda_{\text{эл}} = \frac{\pi^3 N k^2}{3 m v_F} l_{\text{эл}} T. \quad (\text{П.1.56})$$

Определим качественно характер температурной зависимости теплопроводности чистых металлов.

В области высоких температур из всех величин, входящих в правую часть формулы (П.1.56), от температуры зависит практически только $l_{\text{эл}}$. Для чистых металлов при не слишком низких температурах $l_{\text{эл}}$ определяется рассеянием электронов на фононах и при прочих одинаковых условиях обратно пропорциональна концентрации фононов $n_{\text{ф}}$: $l_{\text{эл}} \sim 1/n_{\text{ф}}$. Поскольку в области высоких температур $n_{\text{ф}} \sim T$, то согласно (П.1.56) получим, что $\lambda_{\text{эл}} = \text{const}$.

Таким образом, в области высоких температур теплопроводность чистых металлов не должна зависеть от температуры, что подтверждается экспериментально. В качестве примера на рис. П.1.12 показан график зависимости $\lambda(T)$ для меди, полученный экспериментально.

Из графика видно, что при температурах выше 80 – 100К температуропроводность меди от температуры практически не зависит.

В области низких температур ($T \ll \theta_D$) концентрация фононов $n_{\text{ф}} \sim T^3$, поэтому

$$l_{\text{эл}} \sim 1/T^3.$$

Подставляя это выражение для $l_{\text{эл}}$ в (П.1.56), получим

$$\lambda_{\text{эл}} \sim 1/T^2. \quad (\text{П.1.57})$$

Следовательно, в области низких температур, где выполняется закон Дебая, теплопроводность металлов должна быть обратно пропорциональна квадрату абсолютной температуры, что также подтверждается опытом.

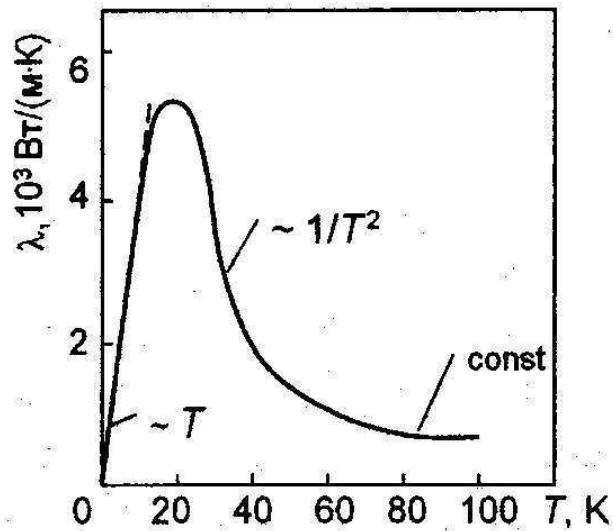


Рис. П.1.12.. Зависимость теплопроводности меди от температуры.

В области очень низких температур (вблизи 0 К) концентрация фононов в металле становится настолько небольшой, что для процессов рассеяния электронов основное значение приобретают примесные атомы, которые всегда содержатся в металле, сколь бы чистым он ни был. В этом случае длина свободного пробега электронов $l_{эл} \sim 1/N_{пр}$ ($N_{пр}$ - концентрация примесных атомов) перестает зависеть от температуры и теплопроводность металла, согласно (П.1.56), оказывается пропорциональной T :

$$\lambda_{эл} \sim T. \quad (\text{П.1.58})$$

Зависимость теплопроводности металлов от температуры имеет ярко выраженный максимум в области низких температур (см. рис. П.1.12). Это объясняется тем, что согласно (П.1.57) и (П.1.58) при $T \ll \theta_D$ величина $1/\lambda_{эл}$ описывается функцией вида

$$1/\lambda_{эл} = aT^2 + b/T, \quad (\text{П.1.58})$$

где a и b - постоянные. Первый член описывает тепловое сопротивление, обусловленное рассеянием электронов на колебаниях решетки (фононах), второй - рассеяние на примесях и дефектах решетки. Совместное действие этих слагаемых и приводит к появлению максимума на кривой температурной зависимости теплопроводности. Нетрудно показать, что с уменьшением чистоты металла максимум теплопроводности смещается в сторону более высоких температур и его высота уменьшается.

Произведем оценку величины теплопроводности металлов при комнатной температуре, пользуясь формулой (П.1.55). Для металлов $c_{эл} \approx 0,01c_V \approx 3 \cdot 10^4$ Дж/(м³·К), $v_{зв} \approx 10^6$ м/с и $l_{эл} \approx 10^8$ м. Подставляя эти значения в (П.1.55), находим $\lambda_{эл} \approx 10^2$ Вт/(м·К). Таким образом, теплопроводность металлов

должна достигать сотен ватт на метр-кельвин, что соответствует экспериментальным данным (табл. П.1.5).

Таблица. П.1.5

**Теплопроводность при комнатной температуре
некоторых металлов и сплавов**

Металл	λ , Вт/(м·К)	Металл	λ , Вт/(м·К)
Серебро	403	Алюминий	210
Медь	384	Никель	60
Золото	296	Константан	23

Оценим относительную долю, приходящуюся на решеточную теплопроводность металла. Для этого возьмем отношение (П.1.49) к (П.1.56):

$$\frac{\lambda_{\text{реш}}}{\lambda_{\text{эл}}} = \frac{c_V v_{\text{зв}} l_{\text{ф}}}{c_{\text{эл}} v_F l_{\text{эл}}}$$

Для чистых металлов $c_{\text{эл}}/c_V \approx 0,01$, $v_{\text{зв}} \approx 10^3$ м/с, $v_F \approx 10^6$ м/с, $l_{\text{ф}} \approx 10^{-9}$ м, $l_{\text{эл}} \approx 10^{-8}$ м. Тогда $\lambda_{\text{реш}}/\lambda_{\text{эл}} \approx 5 \cdot 10^{-2}$.

Следовательно, теплопроводность типичных чистых металлов почти полностью определяется теплопроводностью их электронного газа; на долю решеточной проводимости приходится всего лишь несколько процентов.

Эта картина может, однако, резко измениться при переходе к металлическим сплавам, в которых преобладающим механизмом рассеяния электронов является рассеяние на примесных атомах. Длина свободного пробега электронов, обусловленная этим рассеянием, обратно пропорциональна концентрации примеси $l_{\text{эл}} \sim 1/N_{\text{пр}}$ и при высоком значении $N_{\text{пр}}$ может быть сравнима с длиной свободного пробега фононов $l_{\text{ф}}$: $l_{\text{эл}} \approx l_{\text{ф}}$. Естественно, что вклад в теплопроводность электронов в этом случае может по порядку величины быть таким же, как и вклад фононов, т. е. $\lambda_{\text{эл}} \approx \lambda_{\text{реш}}$. Это также подтверждается опытом. В последнем столбце табл. П.1.5 приведена теплопроводность константана (сплава состава 60% Cu + 40% Ni). Она значительно ниже, чем у никеля и меди. Это свидетельствует о том, что за рассеяние электронов в константане ответственны главным образом искажения решетки, вызванные примесными атомами.

Ярким примером значительного вклада теплопроводности решетки в общую теплопроводность являются карбиды тугоплавких металлов,

проявляющие металлический характер электрической проводимости. Так, для соединения TiC решеточная составляющая теплопроводности превалирует над электронной составляющей при температурах ниже 310 К.

Теплопроводность металлов, также как и электропроводность, меняется под действием *внешнего магнитного поля*. При этом возможно как и увеличение, так и уменьшение теплопроводности. Наибольшие изменения теплопроводности (порядка 2 - 5 раз) наблюдаются под действием поперечного поля в области температурного максимума теплопроводности.

При рассмотрении теплопроводности чистых металлов обращает на себя внимание то обстоятельство, что в ряду металлических элементов теплопроводность тем больше, чем больше электропроводность. Эта связь была впервые экспериментально установлена Г. Видеманом и П. Францем и теоретически обоснована Л. Лоренцем для металлов. Ими было показано, что отношение теплопроводности λ металлов к их электропроводности σ пропорционально абсолютной температуре T :

$$\lambda/\sigma = LT. \quad (\text{П.1.60})$$

Это выражение составляет содержание *закона Видемана— Франца-Лоренца*: коэффициент пропорциональности L называется *числом Лоренца*.

Закон Видемана-Франца-Лоренца легко получить, воспользовавшись выражением (П.1.56) для $\lambda_{эл}$ и выражением для σ , к которому приводит электронная теория металлов, например, [167]:

$$\sigma = \frac{ne^2 L_F}{mv_F} = \frac{ne^2 v l_F}{mv_F},$$

где L_F - средняя транспортная длина пробега, равный среднему пути который пройдет электрон за v столкновений, l_F - длина свободного пробега электронов и v_F - скорость электронов, имеющих энергию Ферми.

Закон Видемана-Франца-Лоренца:

$$\lambda/\sigma = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T. \quad (\text{П.1.61})$$

Отсюда теоретическая величина числа Лоренца L :

$$L = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{К}^{-2}. \quad (\text{П.1.62})$$

Это теоретическое значение хорошо согласуется с экспериментальными величинами для большинства технически чистых металлов, для которых при комнатной температуре L колеблется от 2,1 до $2,8 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{К}^{-2}$.

Ферромагнитные металлы имеют аномально высокое число Лоренца L , в частности, для железа $L = 3,0 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{К}^{-2}$.

В полупроводниках с невырожденным электронным газом теплопроводность не является чисто электронной. Значительную долю в ней составляет, как правило, решеточная теплопроводность. Однако и в этом случае электронная составляющая полупроводника подчиняется закону Видемана-Франца-Лоренца с той лишь разницей, что число Лоренца для него равно $L = 2(k/e)^2$.

Соотношение Видемана-Франца-Лоренца справедливо для металлов только для относительно высоких температур - порядка или выше комнатной. Однако и при высоких температурах может наблюдаться отклонение от этого закона, обусловленное тем, что при высоких температурах в металлах и, особенно в сплавах, решеточная теплопроводность играет ощутимую роль в переносе тепла.

Несмотря на свой приближенный характер, закон Видемана-Франца-Лоренца позволяет перенести общие закономерности, найденные для электропроводности, на явления теплопроводности, и помогает составить представление о теплопроводности материала по его электропроводности. Практическое значение этой возможности очевидно, так как измерение теплопроводности гораздо сложнее и менее надежно, чем измерение электропроводности, что объясняется трудностями теплоизоляции объекта.

П.1.1.3.4. Теплопроводность сплавов.

Как можно ожидать на основе общей аналогии между электропроводностью и теплопроводностью, последняя будет изменяться при изменении химического состава и фазового состояния сплава в основном по тем же качественным закономерностям, что и электропроводность [167, 173, 174, 180-183].

В непрерывном ряду *неупорядоченных твердых растворов* простых металлов теплопроводность понижается тем больше, чем дальше состав сплава отдалется от чистых компонентов, причем минимум теплопроводности, как правило, лежит при концентрации 50 ат.% (рис. П.1.13). В ряду твердых растворов минимальная теплопроводность компонентов резко снижается при введении примесей даже в сравнительно небольших количествах. Дальнейшее повышение концентрации твердого раствора влияет на теплопроводность значительно меньше.

При образовании *гетерогенных смесей* в бинарной системе теплопроводность изменяется приблизительно линейно в зависимости от объемной концентрации компонентов. Эта зависимость теплопроводности,

как и в случае электропроводности, может быть распространена и на гетерогенные области диаграммы состояния, ограниченные не чистыми металлами, а твердыми растворами или промежуточными фазами α и β . В этом случае теплопроводность каждого сплава, лежащего в гетерогенной области, можно найти по прямой линии, соединяющей значения λ_α и λ_β для твердых растворов и промежуточных фаз предельной концентрации. Все сказанное относительно отклонения от прямолинейной зависимости электропроводности в гетерогенных смесях, например [167], можно повторить также и для теплопроводности. Существенно, что значения как электропроводности, так и теплопроводности для любого сплава гетерогенной области находятся между крайними значениями этих свойств для фаз.

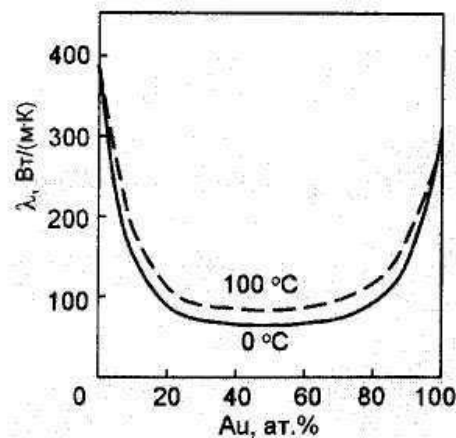


Рис. П.1.13. Теплопроводность сплавов Ag-Au.

Специальный случай гетерогенных смесей представляют собой *композиционные материалы*, состоящие из параллельных волокон или пластин металла или сплава, равномерно распределенных в матрице из другого металла или сплава. Для таких материалов при расчете теплопроводности необходимо учитывать геометрию расположения волокон (пластин).

П.1.1.4. Термическое расширение твердых тел.

При повышении температуры возрастает интенсивность тепловых колебаний атомов в узлах кристаллической решетки. В результате увеличиваются межатомные расстояния и линейные размеры кристалла [167]. Способность твердого тела изменять свои линейные размеры при нагреве (охлаждении) характеризуется *коэффициентами линейного и объемного расширений* (α и β соответственно):

$$\alpha = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_p ;$$

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{D} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V , \quad (\text{П.1.63})$$

где D - модуль всестороннего сжатия:

$$D = -V \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T .$$

В изотропных твердых телах коэффициенты линейного расширения одинаковы по всем направлениям и $\beta = 3\alpha$.

Тепловое расширение обусловлено анигармонизмом колебаний: в гармоническом приближении среднее расстояние между атомами не зависит от амплитуды колебаний, а, следовательно, и от температуры. В самом деле, обратимся к кривой зависимости потенциальной энергии взаимодействия частиц твердого тела от расстояния между ними (рис. П.1.14).

При абсолютном нуле частицы располагаются на расстояниях r_0 , отвечающих минимуму энергии взаимодействия U_0 . Эти расстояния определяют размер тела при абсолютном нуле. С повышением температуры частицы начинают колебаться около положений равновесия. Когда колеблющаяся частица проходит через положение равновесия, то ее потенциальная энергия минимальна, а кинетическая энергия - максимальна. В крайних положениях колеблющаяся частица обладает максимальной потенциальной энергией и нулевой кинетической. Повышение температуры тела приводит к увеличению максимальной потенциальной энергии: например, при температуре T_4 она составляет U_4 (см. рис. П.1.14). Каждому значению потенциальной энергии на кривой соответствует два значения межатомного расстояния (например, точки A и B для U_4), из которых первое характеризует наибольшее сближение, а второе - наибольшее удаление пары соседних частиц. Среднее положение колеблющейся частицы при данном максимальном значении потенциальной энергии определяется серединой соответствующего горизонтального отрезка. Так, для температуры T_4 среднее расстояние между частицами равно $r_4 > r_0$. Это соответствует увеличению среднего расстояния между частицами на $\langle x \rangle$.

Таким образом, с повышением температуры увеличивается максимальная потенциальная энергия колеблющихся частиц, увеличивается амплитуда их колебаний в узлах решетки и среднее расстояние между частицами. Все это обусловлено несимметричностью кривой потенциальной энергии взаимодействия, т.е. анигармоническим характером колебаний частиц в узлах решетки.

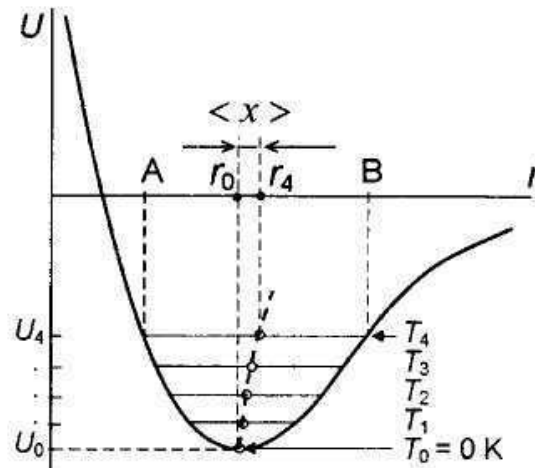


Рис. П.1.14. Изменение потенциальной энергии атома в зависимости от расстояния между атомами.

Произведем оценку коэффициента теплового расширения α для линейной цепочки атомов.

Всегда в условиях равновесия силы взаимодействия между частицами в узлах решетки (в том числе и одномерной) равны нулю. Разложим в ряд Тейлора функцию $f(r)$, описывающую силу взаимодействия атомов в зависимости от расстояния r между ними, в окрестности точки равновесия r_0 . Ограничиваясь квадратичным членом, выразим силу взаимодействия как функцию смещения частицы x от положения равновесия:

$$f(x) = -ax + bx^2, \quad (\text{П.1.64})$$

где a и b - положительные параметры, характеризующие соответственно жесткость связи и степень ангармоничности колебаний.

Изменение потенциальной энергии $U(x)$ частицы при ее отклонении от положения равновесия можно записать в виде

$$U(x) = ax^2/2 - bx^3/3. \quad (\text{П.1.65})$$

Среднее значение силы, возникающей при смещении частицы от положения равновесия, равно

$$\langle f(x) \rangle = -a\langle x \rangle + b\langle x^2 \rangle.$$

При свободных колебаниях частицы $\langle f(x) \rangle = 0$, поэтому $a\langle x \rangle = b\langle x^2 \rangle$. Отсюда находим

$$\langle x \rangle = b\langle x^2 \rangle / a. \quad (\text{П.1.66})$$

С точностью до величины второго порядка малости потенциальная энергия колеблющейся частицы определяется соотношением $U(x) \approx ax^2/2$, а ее среднее значение равно $\langle U(x) \rangle \approx a \langle x^2 \rangle / 2$. Отсюда находим

$$\langle x^2 \rangle \approx \langle U(x) \rangle / a.$$

Подставив это выражение в (П.1.66), получим

$$\langle x \rangle \approx 2b \langle U(x) \rangle / a^2.$$

Помимо потенциальной энергии $U(x)$ колеблющаяся частица обладает кинетической энергией E_k причем $\langle U(x) \rangle = \langle E_k \rangle$. Полная энергия частицы $\langle E \rangle = \langle E_k \rangle + \langle U(x) \rangle = 2\langle U(x) \rangle$. Это позволяет выражение для $\langle x \rangle$ переписать в следующем виде:

$$\langle x \rangle = gE / a^2.$$

Относительное линейное расширение, представляющее собой отношение изменения среднего расстояния $\langle x \rangle$ между частицами к нормальному расстоянию r_0 между ними, равно

$$\frac{\langle x \rangle}{r_0} = \frac{b}{a^2 r_0} E,$$

а коэффициент линейного расширения

$$\alpha = \frac{1}{r_0} \cdot \frac{d\langle x \rangle}{dT} = \frac{b}{a^2 r_0} \cdot \frac{dE}{dT} = \frac{b}{a^2 r_0} \cdot c_V, \quad (\text{П.1.67})$$

где c_V - теплоемкость, отнесенная к одной частице.

Таким образом, коэффициент линейного расширения оказывается пропорциональным теплоемкости тела.

Поскольку в области высоких температур энергия линейно колеблющихся частиц равна kT , то теплоемкость c_V , отнесенная к частице, равна постоянной Больцмана k . Поэтому коэффициент расширения линейной цепочки атомов будет равен

$$\alpha = \frac{bk}{a^2 r_0}.$$

Подстановка в эту формулу числовых значений для различных твердых тел дает для α величину порядка $10^{-4} - 10^{-5}$, что удовлетворительно согласуется с опытом. Опыт также подтверждает, что в области высоких температур α практически не зависит от температуры.

В области низких температур α ведет себя подобно теплоемкости: уменьшается с понижением температуры и при приближении к абсолютному нулю стремится к нулю.

В заключение отметим, что формула для трехмерного изотропного твердого тела, подобная (П.1.67), была впервые предложена Грюнайзеном и имела вид

$$\alpha = \frac{\gamma K}{3V} C_V, \quad (\text{П.1.68})$$

$K = 1/D$ - коэффициент сжимаемости; V - атомный объем; γ - *постоянная Грюнайзена*, значение которой для большинства металлов лежит в пределах 1,5 - 2,5. Постоянная Грюнайзена определяется распределением колебаний по модам.

Так как в теории Грюнайзена постоянная γ от температуры не зависит, а K и V одинаково незначительно зависят от температуры (чем выше температура, тем больше сжимаемость и атомный объем), то *температурная зависимость коэффициента термического расширения определяется температурной зависимостью теплоемкости*.

Таким образом, в диэлектриках при низких температурах ($T \ll \theta_D$) коэффициент термического расширения $\alpha \sim T^3$, а при высоких температурах ($T > \theta_D$) $\alpha = \text{const}$, если не учитывать изменения теплоемкости решетки за счет ангармонического характера колебаний и вклада вакансий.

Для металла помимо теплоемкости решетки необходимо дополнительно учитывать электронную теплоемкость $C_{\text{эл}}$. Выражение (П.1.63) для коэффициента линейного расширения в случае изотропного металлического тела можно записать в виде

$$\alpha = \frac{1}{3D} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{3D} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V^{\text{реш}} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V^{\text{эл}} \right]$$

или с учетом уравнения Грюнайзена (П.1.68)

$$\alpha = \frac{1}{3DV} \left[\gamma C_V^{\text{реш}} + V \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V^{\text{эл}} \right]. \quad (\text{П.1.69})$$

Поскольку уравнение состояния газа свободных электронов с энергией U имеет вид

$$p = \frac{2}{3} \frac{U}{V},$$

а сжимаемость электронного газа слабо зависит от температуры, то

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V^{\text{эл}} = \frac{2}{3V} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = \frac{2}{3V} C_V^{\text{эл}}.$$

Подставив это выражение в (П.1.69), окончательно получим выражение для коэффициента линейного расширения металла:

$$\alpha = \frac{1}{3DV} \left[\gamma C_V^{\text{реш}} + \frac{2}{3} C_V^{\text{эл}} \right]. \quad (\text{П.1.70})$$

Так как γ имеет значение порядка единицы, то электронный вклад в тепловое расширение металла становится существенным только при очень низких температурах - порядка 10 К.

Подводя итог анализу механизмов изменения коэффициента линейного расширения с температурой, можно заключить, что в самом общем случае температурную зависимость α можно представить в виде

$$\alpha = AD \left(\frac{\theta_D}{T} \right) + BT + \frac{C}{T^2} \exp \left(- \frac{E_V^f}{RT} \right), \quad (\text{П.1.71})$$

где A , B и C - постоянные; $D(\theta_D/T)$ - функция Дебая. Последний член в этом выражении, связанный с образованием равновесных вакансий, играет заметную роль только при предплавильных температурах.

Деформация металлов, вызывающая искажения кристаллической решетки и усиливающая вследствие этого ангармоническую составляющую колебаний, несколько увеличивает коэффициент термического расширения.

Поскольку коэффициент линейного расширения определяется энергией межатомного взаимодействия, то существуют ряд корреляционных соотношений, связывающих α с другими физическими характеристиками твердого тела.

Пределы объемного расширения в твердом состоянии определяются *критерием Линдемана*, согласно которому при температуре плавления среднее смещение атома из положения равновесия составляет определенную долю межатомного расстояния. Этот критерий дает $\alpha T_{\text{пл}} = C_0$, где постоянная C_0 для большинства металлов с кубической и гексагональной решетками колеблется от 0,06 до 0,076.

Наблюдается и другая корреляция:

$$\alpha \sim (2/z) \Delta H_{\text{субл}},$$

где z - координационное число; $\Delta H_{\text{субл}}$ - энергия сублимации, характеризующая энергию связи между атомами.

Для магнитных металлов и сплавов (ферро-, ферри- и антиферромагнетиков) наличие магнитного порядка вносит существенный вклад в термическое расширение. Этот вклад довольно велик и может быть соизмерим с вкладом решетки. Природа этого явления одинакова с явлением магнитострикции - изменения линейных размеров при намагничивании.

Магнитный вклад в термическое расширение пропорционален изменению обменной энергии при изменении межатомного расстояния и его знак определяется знаком производной обменного интеграла по объему (см. [167]). Следовательно, при возникновении спинового порядка хром, марганец, железо увеличивают свой объем, а никель - уменьшает. Поэтому при нагревании до точки Кюри θ_K (Нееля θ_N), когда спиновый порядок уменьшается, у металлов с положительной производной обменного интеграла происходит магнитное сжатие решетки, уменьшающее тепловое решеточное расширение.

Например, у железа коэффициент α уменьшается от $16,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ до $14,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ при нагревании от 800 до 1000 К ($\theta_K = 1043 \text{ K}$). У хрома α падает почти до нуля при нагреве до комнатной температуры ($\theta_N = 300 \text{ K}$). У никеля наблюдается заметное увеличение α при нагревании (рис. П.1.15).

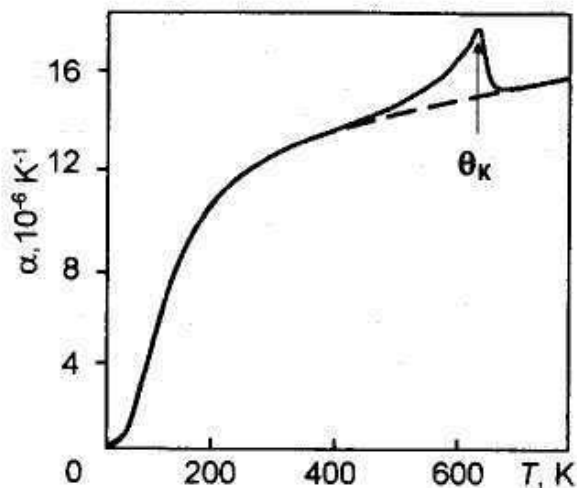


Рис. П.1.15. Теоретические и экспериментальные значения коэффициента линейного расширения никеля (пунктирная и сплошная линии соответственно).

Магнитный вклад в тепловое расширение у некоторых сплавов может быть особенно сильным. Так у сплавов Fe – 30% - 40% Ni он сравним с решеточным и имеет противоположный знак. В результате такие сплавы,

носящие название *инваров*, имеют при комнатной температуре коэффициент теплового расширения близкий к нулю (рис. П.1.16).

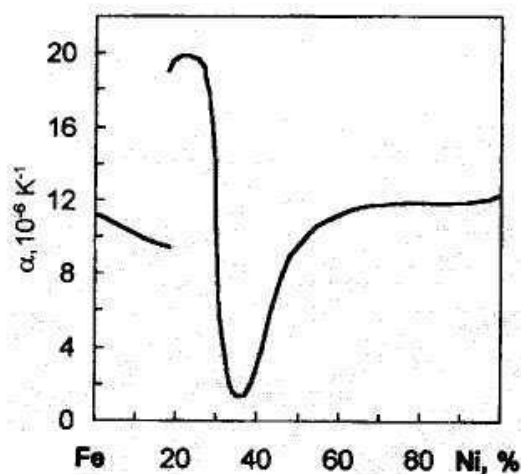


Рис. П.1.16. Зависимость коэффициента линейного расширения сплавов системы Fe-Ni от химического состава.

При температурах выше точки Кюри (более 500 К) значение коэффициента α приближается к своему теоретическому значению около $18 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Другая характерная особенность сплавов с содержанием (34-45) % Ni - отрицательное значение коэффициента линейного расширения в интервале температур ниже 30 К.

Инварной аномалией обладают также ферромагнитные сплавы Fe-Pt, Fe-Pd, Ni-Al, Ni-Pt; антиферромагнитные Fe-Mn, Cr-Co; некоторые ферромагнитные соединения со структурой фаз Лавеса: ZrZn_2 , ZrFe_2 и некоторые другие сплавы и соединения переходных металлов.

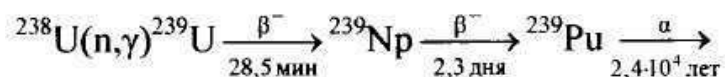
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Состав ядерного топлива и его классификация

Содержание.

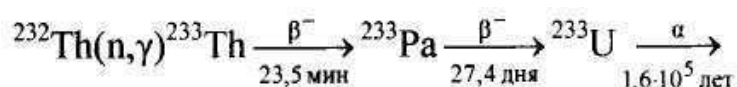
П.2.1. Общие сведения о ядерном топливе.....	260
П.2.2. Состав ядерного топлива и его классификация.....	263
П.2.3. Требования к ядерному топливу.....	265

П.2.1. Общие сведения о ядерном топливе.

Ядерное топливо - это вещество, которое используется в ядерных реакторах для осуществления ядерной цепной реакции деления [184]. Существует только одно природное ядерное топливо - урановое, которое содержит делящиеся нуклиды ^{235}U , обеспечивающие поддержание цепной реакции (ядерное горючее), и так называемые «воспроизводящие» или «сырьевые» нуклиды ^{238}U , способные, захватывая нейтроны, превращаться в новые делящиеся ядра, не существующие в природе (вторичное горючее):

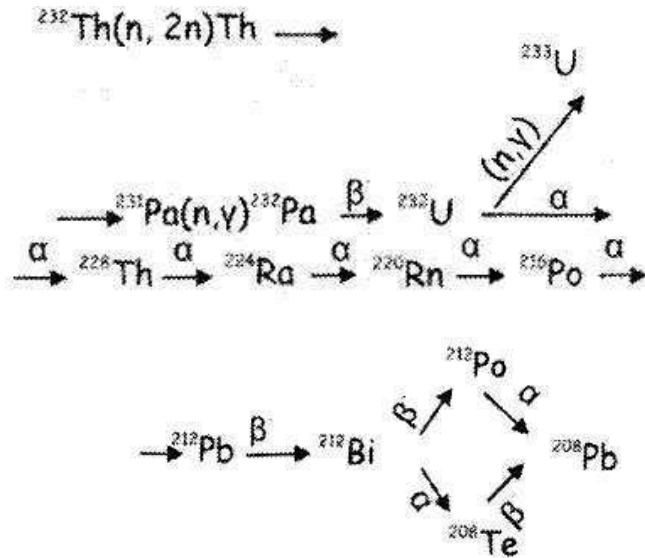


Вторичным горючим являются также не встречающиеся в природе ядра ^{233}U , образующиеся в результате захвата нейтронов сырьевыми ядрами ^{232}Th :



Торий как сырьевой материал для получения делящихся ядер ^{233}U не нашел широкого применения по ряду причин:

- 1) разведанные запасы U в состоянии обеспечить ядерную энергетику ядерным топливом на многие десятилетия;
- 2) Th не образует богатых месторождений, и технология его извлечения из руд сложнее;
- 3) наряду с ^{233}U образуется ^{232}U , который распадаясь образует γ -активные ядра (^{212}Bi , ^{208}Tl), затрудняющие обращение с таким ядерным топливом:



4) переработка облученного ториевого топлива с целью извлечения из них ^{233}U является более трудной и дорогостоящей операцией по сравнению с переработкой уранового топлива.

Топливо на основе урана для ядерных реакторов на тепловых нейтронах, составляющих основу ядерной энергетики, имеет обычно повышенное содержание изотопа ^{235}U (2 - 4 % по массе вместо 0,718 % в естественном (природном) уране). Существенный недостаток реакторов на тепловых нейтронах - низкий коэффициент использования природного урана. Несравнимо более высокий коэффициент использования урана может быть достигнут в реакторах-размножителях на быстрых нейтронах. В них используется уран с более высоким содержанием нуклида ^{235}U (до 30 %), а также возможно использовать смешанное уран-плутониевое ядерное топливо с 15 - 20 % Pu. В этом случае вместо обогащенного урана может быть использован природный и даже обедненный по нуклиду ^{235}U уран, которого накопилось в мире уже достаточно большое количество. Обедненный уран (без Pu) используется также в экранной зоне реактора-размножителя (зоне воспроизводства), по весу превышающей в несколько раз активную зону. В реакторах на быстрых нейтронах, работающих на уран-плутониевом ядерном топливе, количество накапливающегося ^{239}Pu может существенно превышать количество сгораемого, т. е. имеет место расширенное воспроизводство ядерного топлива.

Производство уранового ядерного топлива (рис. П.2.1) начинается с переработки руд с целью извлечения из них урана.

При предварительной сортировке руды по γ -излучению в отвал удаляют 20 - 30 % породы с содержанием урана 0,01 % (применяются и обычные методы обогащения). Гидрометаллургическая переработка руды состоит в ее

дроблении, кислотном выщелачивании, сорбционном или экстракционном извлечении U из осветленных растворов или пульп и получении очищенной закиси-оксида урана U_3O_8 . Для руд, бедных ураном и легких для выщелачивания (особенно в трудных для горных работ условиях), применяют подземное выщелачивание в самом месторождении (для пластовых месторождений - через систему скважин, для жильных - в подземных камерах с предварительной отбойкой и дроблением руды взрывными методами). Далее U_3O_8 переводят или в тетрафторид UF_4 для последующего получения металлического урана, или в гексафторид UF_6 - единственное устойчивое газообразное соединение урана, используемое для обогащения урана изотопом ^{235}U . Обогащение осуществляется методом газовой термодиффузии или центрифугированием. Далее UF_6 переводят в диоксид урана, который используется для изготовления топливных сердечников или для получения других соединений урана с той же целью.

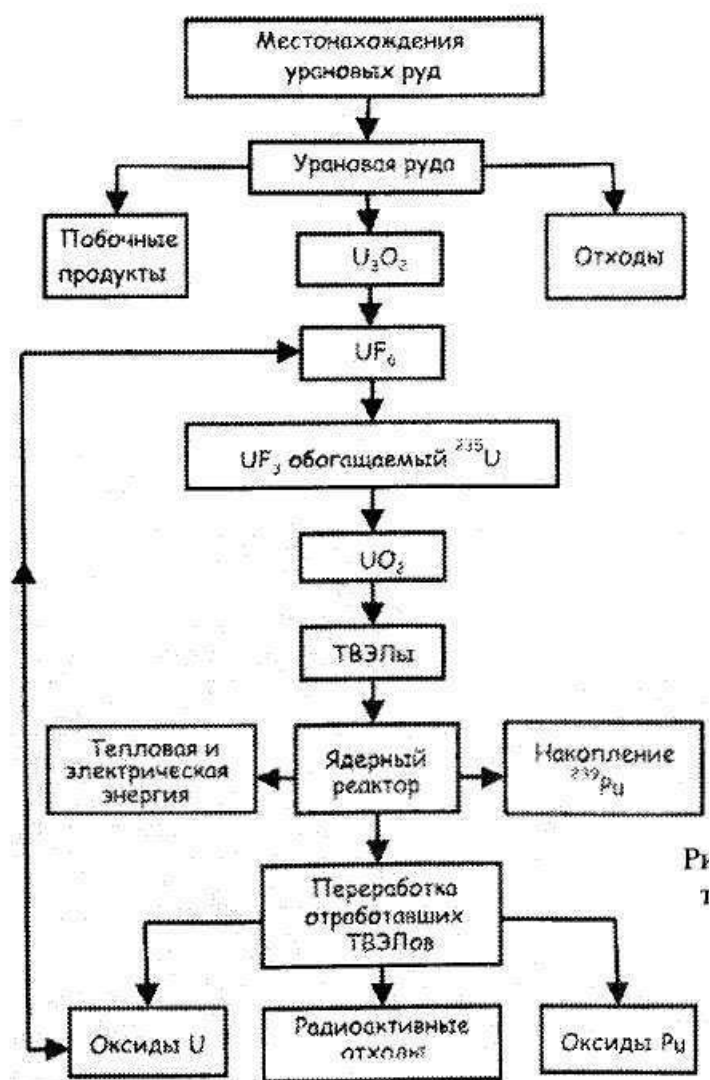


Рис. П.2.1. Ядерный топливный цикл.

Ядерное топливо в большинстве случаев содержит легирующие элементы (O, C, N, Al, Fe, Cr, Mo, Si), придающие ему необходимые физические, химические и механические свойства, а так же повышающие радиационную стойкость. Под радиационной стойкостью понимается минимально возможное изменение формы, объема и свойств исходной топливной композиции под действием нейтронного облучения и радиационного воздействия осколков деления.

В последнее время в топливо вводят выгорающий поглотитель нейтронов (ВПН), который расходуется в процессе эксплуатации реактора (B, Gd, Er). Принцип работы ВПН состоит в том, что его нуклиды, имея высокое сечение захвата нейтронов, после захвата нейтрона превращаются в изотопы с малым сечением захвата нейтронов и в дальнейшем перестают поглощать нейтроны (выгорают). Причем скорость убыли ядер поглотителей в результате поглощения нейтронов, меньше или равна скорости убыли ядер топлива в результате деления. Если в активную зону (АЗ) реактора загружается топливо, рассчитанное на работу в течение года, то очевидно, что количество ядер делящегося топлива в начале работы будет больше чем в конце, и необходимо скомпенсировать избыточную реактивность, поместив в АЗ поглотители. Избыточная реактивность необходима для обеспечения требуемого выгорания топлива в активной зоне реактора. Если для этой цели использовать регулирующие стержни, то необходимо постоянно перемещать их, по мере того как количество ядер топлива уменьшается. Использование выгорающих поглотителей позволяет уменьшить использование движущихся стержней. В прошлом в качестве ВПН использовались неподвижные поглотители, выгружаемые из активной зоны вместе с топливом в процессе перегрузки. В настоящее время выгорающие поглотители часто помещают непосредственно в топливные таблетки, при их изготовлении (интегрированные ВПН).

П.2.2. Состав ядерного топлива и его классификация.

В зависимости от вида делящихся и воспроизводящих нуклидов ядерное топливо можно разделить на [184-202]:

- топливо на основе урана природного изотопного состава; данный вид топлива используется редко, так как не позволяет достигать больших глубин выгорания;

- топливо на обогащенном уране; на данный момент это основной вид ядерного топлива, типичное обогащение для реакторов на тепловых нейтронах составляет 1,8 - 4,2 мас. %, а для реакторов на быстрых нейтронах

15-30 мас. %;

- уран-плутониевое топливо; в этом виде топлива делящимся изотопом является ^{239}Pu и его содержание составляет 15-30 мас. %, а в качестве воспроизводящего нуклида используется ^{238}U либо из урана природного изотопного состава, либо из отвалов обогатительного производства, либо полученный при регенерации отработавшего ядерного топлива; оно является основным видом топлива для реакторов на быстрых нейтронах, так как в этом случае осуществляется расширенное воспроизводство ядерного топлива, в последнее время так же используется в тепловых реакторах с целью сжигания запасов оружейного плутония, в этом случае содержание ^{239}Pu составляет до 5 мас. % и расширенного воспроизводства не происходит;

- уран-ториевое топливо, делящийся нуклид ^{233}U или ^{235}U и для наработки ^{233}U в начале топливного цикла воспроизводящий нуклид - ^{232}Th ; как было сказано выше, уран-ториевое топливо редко используется в связи с жестким γ -излучением продуктов распада ^{232}U .

По химическому составу ядерное топливо может быть: металлическим (включая сплавы), оксидным, карбидным, нитридным, силицидным и др.

По агрегатному состоянию топливо может быть: твердым, жидким, газообразным, дисперсным и микротвэльным.

В качестве жидкого топлива рассматриваются сплавы плутония ($T_{\text{пл}} \sim 440$ °С) и его соли, которые планируется использовать в жидком виде в гомогенных реакторах, что позволяет существенно улучшить радиационную стойкость топлива, однако эти расплавы являются химически агрессивными, что сдерживает их использование.

В качестве газообразного топлива основным соединением является UF_6 . Оно переходит в газообразное состояние при температуре 56,5 °С и используется для обогащения, хранения и транспортировки перед производством твердых видов топлива. Непосредственно в реакторах не используется из-за высокой химической активности.

Дисперсное топливо представляет собой композиционный материал, в котором топливные частицы размещаются в металлической или керамической матрице, не содержащей делящихся нуклидов. Такой вид топлива обладает очень высокой надежностью, применяется в исследовательских и транспортных реакторах и работает до очень больших выгораний в связи с чем, обогащение по делящемуся изотопу в нем может достигать 90 %.

Микротвэльное топливо представляет собой микросферы из топливного материала диаметром ~ 500 мкм, на которые наносятся слои защитных покрытий из пироуглерода, предотвращающие выход продуктов деления из

топливной частицы и обеспечивающие механическую прочность, и предназначено для высокотемпературных газографитовых реакторов.

П.2.3. Требования к ядерному топливу.

Основными требованиями к ядерному топливу являются:

1. Высокие ядерно-физические свойства, т.е. минимальное паразитное сечение захвата тепловых нейтронов.

2. Высокая радиационная стабильность, т.е. максимальное сопротивление изменению формы и объема в процессе эксплуатации.

3. Высокая теплопроводность, что позволяет увеличить диаметр топливных сердечников, снизить объемную долю конструкционных материалов в АЗ и увеличить КПД реактора.

4. Высокая температура плавления, что обеспечивает повышенную безопасность работы реактора в переходных режимах и в аварийных условиях.

5. Отсутствие фазовых переходов в области рабочих температур, так как они обычно сопровождаются изменением размеров (формы) топливных сердечников, а так же при этом изменяются исходные свойства топлива.

6. Хорошая совместимость с материалом оболочки, т.е. отсутствие физико-химического взаимодействия в рабочих условиях в течение кампании топлива.

7. Высокая коррозионная стойкость в теплоносителе.

8. Высокая плотность, что позволяет повысить КВ, и высокое удельное содержание делящихся нуклидов в единице объема, что позволяет сократить размер АЗ.

9. Высокая теплоемкость, что определяет скорости изменения температуры в АЗ при переходных режимах.

10. Технологичность производства и минимальная стоимость.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Плутоний и его сплавы

Содержание.

П.3.1. Введение.....	266
П.3.2. Получение металлического плутония и его обработка	267
П. 3.3. Изотопный состав	268
П.3.4. Ядерные свойства.....	270
П.3.5. Электронное строение.....	270
П.3.6. Аллотропические превращения.....	271

П.3.1. Введение.

Плутоний является одним из первых искусственно полученных элементов [184, 189-193]. Он обладает высокими ядерно-физическими свойствами, что позволяет его использовать в качестве топлива в различных ядерных реакторах. Наиболее перспективно применение плутония в быстрых реакторах-размножителях, где он обеспечивает на 20-30 % выигрыш в критической массе и, следовательно, в загрузке топлива по сравнению с ^{235}U , а так же позволяет получать высокие, превышающие единицу, коэффициенты воспроизводства. Возможно применение плутония и в реакторах на тепловых нейтронах, что хотя менее выгодно, однако увеличивает ресурсы ядерного топлива для реакторов этого типа. При этом следует иметь в виду, что для достижения требуемых глубин выгорания плутоний-содержащее металлическое топливо должно быть радиационностойким, иметь хорошие механические свойства, обладать совместимостью с конструкционными материалами и теплоносителем.

Твэлы с металлическим плутонием использовали в первых экспериментальных реакторах на быстрых нейтронах БР-2 и БР-5 (Россия), а так же «Клементина» (США). Однако плохая радиационная стойкость, низкие механические и коррозионные свойства металлического плутония практически исключают его применение в энергетических реакторах. Кроме того, концентрация делящихся нуклидов в металлическом плутонии является весьма высокой, и в него необходимо вводить как сырьевые нуклиды, так и легирующие элементы. Сплавы плутония являются более стабильными при облучении и обладают более высокими свойствами. Однако в настоящее время масштабы их применения в ядерных реакторах по разным причинам весьма ограничены. В тоже время большие коэффициенты воспроизводства и короткие времена удвоения при применении сплавов плутония в быстрых реакторах постоянно привлекают внимание к созданию новых сплавов, а также к исследованию их свойств и поведению при облучении.

Плутоний находит применение и в других областях. Так, нуклид ^{238}Pu является источником тепла в термоэлектрических преобразователях энергии, а плутоний-бериллиевые сплавы могут служить источником нейтронов, образующихся в результате (γ, n) и (α, n) реакций на бериллии.

П.3.2. Получение металлического плутония и его обработка.

В настоящее время единственным источником получения плутония является отработавшее ядерное топливо, из которого его извлекают с помощью экстракционной гидрометаллургической переработки. Другие методы получения плутония (дробная дистилляция фторидов, экстракция жидкими металлами или растворами солей и т.д.) широкого распространения не получили.

Металлический плутоний производят восстановлением его галогенидных соединений кальцием. Перед брикетированием шихты в нее вводят подогревающие добавки, например, йод. Реакция восстановления является экзотермической, и ее инициируют нагреванием стенок тигля токами высокой частоты. После завершения реакции содержимое тигля извлекают, и слиток плутония отделяют от шлака. При массе брикетов в 50 г выход металла достигает 98,5 % и выше.

В слитке содержится некоторое количество примесей, перешедших в металл из исходной галогенидной соли, а также кальция и материала футеровки. Кроме того, в нем всегда присутствуют фтористый или хлористый кальций в виде тонких включений, а также оксиды, карбиды и нитриды плутония. При рафинировочной плавке в вакууме металл очищается от многих загрязнений. Все они собираются в верхней части металлического расплава, после кристаллизации и охлаждения которого удаляются механическим путем. Содержание плутония в слитке по массе составляет 99,8-99,96 %.

Качество плутония чаще всего оценивают по величине его плотности. Металл, имеющий плотность более $19,65 \text{ г/см}^3$, считается металлом очень высокого качества. Отличие измеренной плотности плутония от теоретической ($19,816 \text{ г/см}^3$) обусловлено главным образом присутствием вакансий, микротрещин и остаточных фаз.

Процессы плавки металла и его сплавов ведут в индукционных печах в вакууме или в контролируемых газовых средах. Для охлаждения печей из-за опасности достижения критической массы используют жидкости, не содержащие водород (расплавы солей, жидкие металлы и т.д.)

Плутоний имеет хорошие литейные свойства. При низкой температуре плавления он обладает большой жидкотекучестью и высокой плотностью.

При затвердевании его объем изменяется незначительно. Однако резкие объемные изменения в результате фазовых превращений при охлаждении отливок затрудняют производство сложных изделий, вызывая их коробление и растрескивание.

Пластическая деформация плутония при обработке давлением чрезвычайно затруднена низкой пластичностью и высокой хрупкостью низкотемпературной α -фазы. Благоприятным температурным интервалом является область существования β -фазы (310-451 °С), в которой плутоний весьма пластичен и может быть подвергнут всем видам обработки давлением. Однако при охлаждении изделий возможно их коробление и растрескивание вследствие происходящих в них фазовых превращениях.

Плутоний обладает высокой токсичностью, радиоактивностью, склонностью к окислению и малой критической массой (в три раза меньше, чем у ^{235}U). Эти особенности требуют определенной специфики проведения различных технологических операций и исследований с использованием материалов, содержащих плутоний. Все они выполняются в строгом соответствии с требованиями ядерной безопасности, дистанционно в полностью герметизированных перчаточных боксах, заполненных аргоном или осушенным воздухом. Максимальное количество плутония, которое может находиться в одном боксе, составляет 6 кг. При крупных масштабах производства, когда используют автоматизированные процессы, эти ограничения не представляют серьезных затруднений. Имеющиеся мировые запасы плутония являются значительными. По оценкам МАГАТЭ на конец 1997 г. из отработавшего ядерного топлива выделено 170 т плутония. Россией и США запланирована передача на гражданские цели 100 т плутония из демонтированных боеголовок. Кроме того, в хранящемся отработанном топливе совокупное количество плутония к концу 1997 г. составляло около 1 тыс. т, а к 2010 г. оно будет равно примерно 1700 т.

П.3.3. Изотопный состав.

В настоящее время известно шестнадцать изотопов плутония, которые все являются радиоактивными. Среди них наиболее важное значение как делящийся изотоп имеет ^{239}Pu , которому обычно сопутствуют изотопы ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{242}Pu . Схема получения и распада этих нуклидов в реакторе показана на рис П.3.1.

Изотопный состав плутония, извлеченного из отработавшего ядерного топлива, зависит от глубины выгорания последнего, типа реактора, энергетического спектра нейтронов и числа циклов регенерации отработавшего ядерного топлива. Изотопный состав плутония, нарабатываемого в тепловых реакторах, приведен в табл. П.3.1.

Соотношение изотопов плутония в облученном ядерном топливе быстрых реакторов является иным:

^{239}Pu	75,5–89,0 %,
^{240}Pu	19,5–9,7 %,
^{241}Pu	4,5–1,2 %,
^{242}Pu	0,5–0,07 %.



Рис. П.3.1. Схема образования и распада важнейших нуклидов плутония.

Таблица. П.3.1

Изотопный состав плутония, получаемого в тепловых реакторах

Тип топлива	Тип реактора	Глубина выгорания, ГВт сут/т U	Время выдержки, год	Изотопный состав плутония, %					Тепловыделение, Вт/кг
				^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{242}Pu	
U	MAGNOX	4	1	0,1	76,2	19,8	3,3	0,6	3,5
U	LWR	37	3	2,1	53,2	25,8	11,8	7,1	15
U-Pu	LWR	34	6	2,2	40,0	33,1	13,6	11,1	16

При длительном хранении изотопный состав плутония изменяется. Так, ^{241}Pu в результате β -распада превращается в ^{241}Am , что уменьшает общее содержание делящихся изотопов. При хранении в течение 10 лет потери делящегося плутония оцениваются в 9 %, а в течение 20 лет - в 14%.

П.3.4. Ядерные свойства.

В табл. П.3.2 для сравнения приведены ядерно-физические свойства нуклидов ^{235}U и ^{238}U . Нуклиды плутония с четными массовыми числами ^{240}Pu и ^{242}Pu либо имеют малое сечение деления, либо практически не делятся. Ядерно-физические свойства нуклидов ^{235}U и ^{239}Pu при их взаимодействии с тепловыми нейтронами мало отличаются друг от друга. В то же время при взаимодействии с быстрыми нейтронами ядерные свойства ^{239}Pu являются предпочтительными. Количество нейтронов, образующихся при поглощении быстрого нейтрона ядром ^{239}Pu , равно 2,61, что дает возможность осуществлять расширенное воспроизводство ядерного топлива в быстрых реакторах.

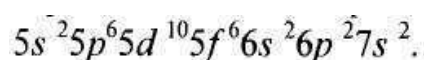
Таблица. П.3.2

Ядерно-физические свойства важнейших нуклидов плутония и урана

Нук- лид	Период полу- распада, лет	Тепловые нейтроны (типичный ВВЭР)				Быстрые нейтроны (типичный БН)			
		$\sigma_{\text{захв.}}$ барн	$\sigma_{\text{дел.}}$ барн	ν , нейтрон деление	η , нейтрон поглощение	$\sigma_{\text{захв.}}$ барн	$\sigma_{\text{дел.}}$ барн	ν , нейтрон деление	η , нейтрон поглощение
^{239}Pu	24300	1011	742,5	2,871	2,108	2,11	1,85	3,10	2,6
^{240}Pu	6600	350	4,2	3,0	0,035	-	-	-	-
^{241}Pu	13	1377	1009	2,927	2,145	2,26	2,0	3,2	2,61
^{242}Pu	$5 \cdot 10^5$	23	-	-	-	-	-	-	-
^{235}U	$8,5 \cdot 10^8$	680,8	680,8	2,148	2,068	1,65	1,4	2,65	2,0
^{238}U	$4,5 \cdot 10^9$	7,6	7,6	-	-	6,225	0,095	2,6	0,97

П.3.5. Электронное строение.

Конфигурация трех внешних электронных оболочек атома плутония имеет вид:



Наличие шести 5f электронов с очень узкой 5f зоной проводимости, имеющей очень высокую плотность состояний вблизи энергии Ферми, создает хрупкий баланс между локализованными электронами и многочисленными электронными конфигурациями с почти эквивалентными

энергиями. Эта сложная электронная структура обуславливает уникальные макроскопические свойства плутония.

П.3.6. Аллотропические превращения.

Температура плавления плутония составляет 640°C. Ниже этой температуры он может находиться в шести аллотропических модификациях. Данные об их температурных областях существования, плотности и кристаллической структуре приведены в табл. П.3.3.

Низкотемпературные модификации плутония обладают сложными кристаллическими решетками, в то время как кристаллические решетки высокотемпературных фаз, особенно фаз δ и ϵ , обладают высокой степенью симметрии. Объемные изменения при фазовых переходах весьма значительны и имеют разные знаки (табл. П.3.4), вследствие чего при нагреве или охлаждении металла в нем возникают значительные напряжения.

Таблица. П.3.3

Свойства модификаций плутония

Модификация	Область существования, °C	Тип решетки	Число атомов в элементарной ячейке	Плотность, г/см ³
α	от -186 до + 126	Простая моноклинная	16	19,6
β	112-185	ОЦ моноклинная	34	17,70
γ	185-310	ГЦ моноклинная	8	17,14
δ	310-451	ГЦК	4	15,92
η	451-480	ГЦ тетрагональная	2	16,00
ϵ	480-640	ОЦК	2	16,51

Таблица. П.3.4

Объемные изменения при аллотропических превращениях плутония, %

$\alpha \rightarrow \beta$	$\beta \rightarrow \gamma$	$\gamma \rightarrow \delta$	$\delta \rightarrow \eta$	$\eta \rightarrow \epsilon$	$\epsilon \rightarrow$ жидкость
8,9	2,4	6,7	-0,4	-3,0	0

Среди фаз плутония наименьшей плотностью обладает δ -фаза, что необычно для структуры с компактной упаковкой. При нагреве низкотемпературные превращения $\alpha \leftrightarrow \beta \leftrightarrow \gamma \leftrightarrow \delta$ протекают с увеличением объема, а высокотемпературные $\delta \rightarrow \eta \rightarrow \varepsilon$ - с его уменьшением. При плавлении объем плутония практически не изменяется.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4. Карбидное ядерное топливо

П.4.1. Введение. Основные преимущества и недостатки.

Монокарбид урана и смешанные монокарбиды урана и плутония, обладающие рядом благоприятных физических свойств, являются потенциально важными видами ядерного топлива и воспроизводящими материалами [184, 194-201]. Они имеют высокую размерную стабильность под облучением, и их использование в ядерных реакторах позволяет достигнуть глубокого выгорания и, следовательно, снизить стоимость ядерного топливного цикла. Характерными особенностями простых и смешанных карбидов урана и плутония являются: высокая, по сравнению с оксидами, теплопроводность, повышенная плотность и лучшая способность к удержанию ГПД. Эти факторы позволяют отметить следующие преимущества использования карбидов в качестве ядерного топлива или воспроизводящих материалов:

- а) топливные сердечники могут иметь больший диаметр вследствие более высокой теплопроводности, что будет способствовать более низкой стоимости изготовления ТВЭЛов и меньшим потерям нейтронов в конструкционных материалах при одинаковой загрузке топлива;
- б) температура топлива является более низкой по сравнению с температурой оксидного топлива даже при более высокой удельной мощности, что позволяет уменьшить выделение ГПД в процессе облучения;
- в) рабочая температура карбидного топлива существенно ниже его предельной тепловой нагрузки, что приводит к потенциальному увеличению уровня безопасной работы из-за более низкого значения отрицательного *эффекта Доплера*. Этот эффект обусловлен тем, что сечения взаимодействия с нейтронами зависят от температуры топлива и скоростей нейтрона и атомного ядра. Эффект Доплера создает в реакторе мгновенный отрицательный температурный коэффициент реактивности, который противодействует изменению мощности реактора и температуры топлива. При увеличении температуры топлива уширение резонансных пиков

приводит к изменению микроструктуры спектра нейтронов в области резонансных энергий. Вследствие этого меняются и скорости реакций. Прежде всего, увеличение температуры топлива приводит к увеличению резонансного поглощения в ^{238}U , так как изменение резонансных сечений у делящихся нуклидов мало и при небольших обогащениях топлива им можно пренебречь. Таким образом, увеличение температуры топлива приводит к возникновению отрицательного эффекта Доплера из-за увеличения поглощения нейтронов.

г) лучшее удержание ГПД карбидным топливом уменьшает количество ГПД в зазоре топливо-оболочка и снижает давление газа под оболочкой твэла;

д) более высокая плотность карбидного топлива по сравнению с оксидным может при более низком обогащении приводить к большим скоростям расширенного воспроизводства, более короткому времени удвоения и большей длительности кампании топлива;

е) совместимость карбидного топлива с жидкометаллическими теплоносителями повышает безопасность работы быстрых ядерных реакторов.

К недостаткам карбидного топлива можно отнести:

а) высокую химическую активность по отношению к влаге и кислороду на воздухе, что ведет к более высокой стоимости изготовления, так как технологический процесс требует использования инертной атмосферы;

б) относительно более высокую скорость распухания, что ограничивает выгорание;

в) перенос углерода от карбидного сердечника на оболочку твэла, что вызывает науглероживание последней и существенное снижение ее пластичности и прочности свойств.

В настоящее время в странах СНГ отсутствуют конструкции твэлов с карбидным топливом, которые прошли бы всесторонние испытания и показали бы работо- и конкурентоспособность по сравнению с твэлами с оксидным топливом. Однако в связи с известными недостатками оксидного топлива существует необходимость в исследовании свойств альтернативных видов топлива, какими являются карбиды урана и плутония.

ПРИЛОЖЕНИЕ 5. Нитридное ядерное топливо

П.5.1. Введение. Основные преимущества и недостатки.

До последнего времени нитридное топливо серьезно не рассматривалось как потенциальное ядерное топливо для реакторов на быстрых нейтронах, и его свойства менее изучены, чем свойства карбидного и, тем более, оксидного топлива [184, 200-202]. Возможно, это явилось следствием того, что нитридное топливо более сложно в изготовлении, а потому и дороже. К тому же, изотоп ^{14}N , содержание которого в природном азоте составляет 99,62 %, обладает большим сечением захвата тепловых нейтронов, вследствие чего заметная часть нейтронов теряется бесполезно. Наконец, при облучении нитридного топлива в нем образуется радиоактивный изотоп углерода ^{14}C и тритий, что может усложнить технологию переработки облученных твэлов и радиационную обстановку. Однако вклад их активностей в общую величину невелик и лишь требует отделения и удержания ^{14}C в процессе регенерации. Доля образующегося на азоте трития не превышает 10 % от его выхода в мононитриде, обусловленного в основном тройным делением урана и плутония. В последующем наработку ^{14}C можно существенно снизить, обогащая азот изотопом ^{15}N .

Вместе с тем, нитридное топливо имеет и ряд преимуществ перед другими видами топлива, наиболее важными из которых являются высокая плотность и столь же высокая теплопроводность, как у карбида урана. Нитридное топливо совместимо с натрием. Кроме того, по сравнению с карбидным топливом оно обладает лучшей растворимостью в азотной кислоте, более стойко на воздухе и в воде, что важно для переработки, хранения облученного топлива и обращения с ним.

По мере изучения нитридного топлива с большей достоверностью выявляются его полезные свойства. Вследствие этого оно, наряду с карбидным топливом, рассматривается как перспективное для реакторов на быстрых нейтронах.

К настоящему времени в России и за рубежом увеличилось количество технологических исследований и реакторных испытаний мононитридного топлива. Успешно проведены или проводятся реакторные испытания

мононитридного топлива в ЕВРИ, Феникс, БР-10, БОР-60 и др. при различных теплонапряженности и выгораниях. Следует отметить успешную эксплуатацию реактора БР-10 в течение 18 лет с мононитридной урановой активной зоной.

Однако объем технологических исследований и изучения свойств мононитридного топлива не достаточен.

ПРИЛОЖЕНИЕ 6. Дисперсионное ядерное топливо

Содержание.

П.6.1. Введение.....	277
П.6.2. Дисперсионные элементы из двуокиси урана в матрице из нержавеющей стали.....	281
П. 6.3. Дисперсионные элементы из карбида и двуокиси урана в матрице из топливного материала.....	285
П.6.4. Дисперсионные элементы (керметы) с карбидами, нитридами, сульфидами, двуокисью урана и другими соединениями в матрице из тугоплавких металлов, керамических материалов и графита.....	286
П.6.4.1. Дисперсионные элементы с керамическим топливным материалом в матрице из тугоплавких металлов	286
П.6.4.2. Дисперсионные элементы с керамическим топливным материалом в керамической матрице.....	291
П.6.4.3. Дисперсионные элементы с керамическим топливом в графитовой матрице.....	293
П.6.5. Дисперсионная система U—Mg.....	298
П.6.6. Дисперсионная система с сердечником из UO_2 , U_3O_8 , UC и сплавов U—Al в матрице из алюминия или его сплавов.....	300
П.6.7. Физико-химическое взаимодействие топливных материалов с материалами матриц.....	308

П.6.1. Введение.

Дисперсионные твэлы классифицируют по составу сердечника, т. е. по составу матрицы и топливной фазы (ядерного горючего). Разнообразие составов сердечника и оболочки дисперсионного твэла схематически представлено на рис. П.6.1 и в таблице П.6.1.

Делящиеся материалы дисперсионных топливных композиций представлены также в таблице П.6.2.

Каждую частицу ядерного горючего дисперсионного твэла можно рассматривать как микроэлемент, в котором роль прочной оболочки, сдерживающей объемные изменения сердечника, выполняет матрица. Дисперсионный элемент сохраняет преимущества керамического топлива, сочетая прочность с пластичностью матрицы и ее хорошими физическими свойствами (антикоррозионными, теплопроводностью и пр.). Процессы деления, происходящие в ядерном горючем, и сопутствующие им повреждения сосредоточиваются почти полностью в топливной части дисперсионного твэла, а матрица, окружающая ядерное горючее

дисперсионного топлива, находится только под воздействием потока нейтронов.

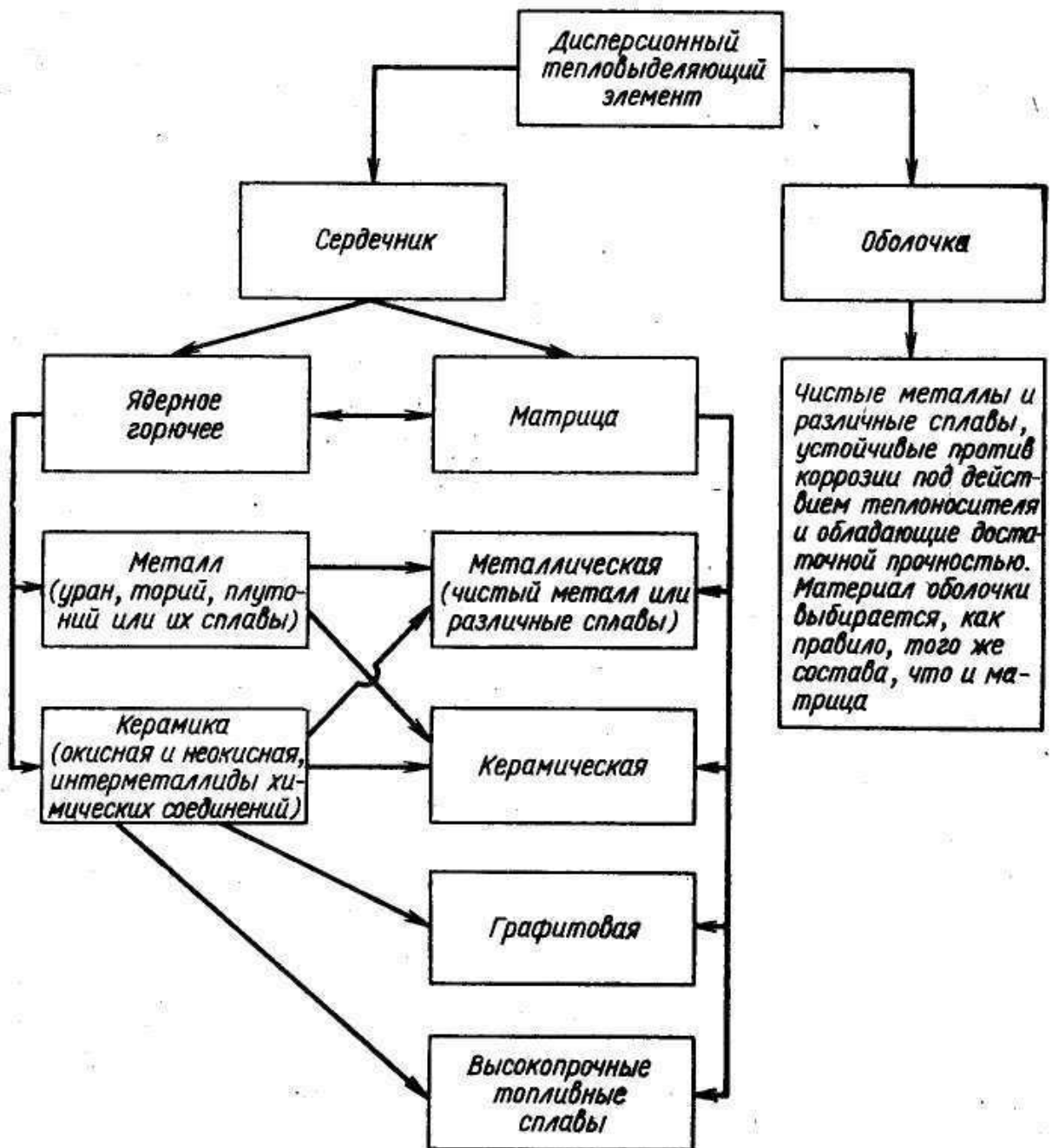


Рис. П.6.1. Схематическое изображение возможного состава сердечника в оболочке дисперсионного элемента.

Однако часть матрицы, соприкасающаяся с ядерным горючим, также подвержена действию осколков деления. Глубина этой зоны повреждения не

зависит от размера частицы топлива. Она равна длине пробега осколков деления в материале матрицы (таблица П.6.3) [194, 203-206].

Таблица П.6.1

Используемые виды ДЯТ

Топливо	Матрица
UO_2	Коррозионно-стойкая сталь, железо, нихром, молибден, вольфрам, ниобий, алюминий, цирконий, никель, циркалой, графит, оксиды алюминия и бериллия
U_3O_8, UAl_4	Алюминий
U	Магний, торий, цирконий, циркалой
$U - 9\% Mo$	Магний
UZr_2	Цирконий, циркалой
UC	Коррозионно-стойкая сталь, цирконий, циркалой
UN	Коррозионно-стойкая сталь, цирконий
U_3Si, U_6Ni, U_2Ti	Цирконий

Для прочности дисперсионной системы большое значение имеет соотношение размеров поврежденной и неповрежденной зон матрицы.

При постоянном процентном соотношении топливной части и матрицы размер топливных частиц может быть различен. Чем мельче зерна топливной части, тем больше их площадь поверхности и, следовательно, общая зона повреждения больше. Чем крупнее топливные частицы, тем меньше их площадь общей поверхности и меньше зона повреждения.

Концентрация газообразных осколков деления в зоне разрушения вокруг каждой топливной частицы M_2 увеличивается с увеличением диаметра топливной частицы, в то время как средняя концентрация осколков деления в матрице M_m уменьшается с увеличением диаметра топливной частицы.

В качестве матричных материалов используют Al, Be, Mg, Zr, Nb, нержавеющую сталь, W, сплавы U — Mo, U — Nb, а также керамические и другие материалы. В качестве дисперсной топливной фазы применяют металлический уран, сплавы урана, различные соединения и интерметаллиды урана, например $UAl_{2,3,4}$, UBe_{13} , UO_2 , U_3O_8 , UC, UN.

Делящиеся материалы дисперсных топливных композиций

Делящийся материал	Сечение захвата тепловых нейтронов матер. разбителем, 10^{-24} см^2	Относительное содержание урана в единице объема	Коэффициент термического расширения, $\cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$	Теплопроводность, Вт/(м·К)	Тип решетки	Плотность, г/см ³	Температура плавления, К
U	-	1,0	19,0 (до 920К)	35 (670К)	Орторомбич. ($T < 936\text{К}$)	18,9	1405
U-10% Mo	2,7	0,89	12,3 (до 670К)	29 (870К)	ОЦК ($T > 838\text{К}$)	17,12	1423
UO ₂	$2 \cdot 10^{-4}$	0,51	10,1 (до 1270К)	3 (1270К)	ГЦК (CaF ₂)	10,96	3138
UC	$3,73 \cdot 10^{-3}$	0,69	11,6 (до 1470К)	21,6 (до 1270К)	ГЦК (NaCl)	13,61	2780
UC ₂	$3,73 \cdot 10^{-3}$	0,56	18,1 (1970К)	35 (до 1270К)	ГЦК (CaF ₂)	12,86	2773
U ₃ O ₈	$2 \cdot 10^{-4}$	0,33	-	-	Орторомбич.	7,3	Разлагается при нагреве
UAl ₄	0,241	0,22	-	-	Ромбич.	6,1	730
UN	1,88	0,71	9,3 (до 1270К)	20 (1023К)	ГЦК (NaCl)	14,32	3035 (при $P_{N_2} = 0,1 \text{ МПа}$)
(U _{0,8} Pu _{0,2})O _{2,0}	$2 \cdot 10^{-4}$	0,51	10,3 (до 1270К)	2,7 (1270К)	ГЦК (CaF ₂)	11,04	3023

Для этой цели могут быть также использованы аналогичные соединения плутония и тория и смеси их с ураном при соблюдении следующих условий: 1) диспергированные частицы должны быть большими по сравнению с длиной пробега осколков деления; 2) частицы диспергированного вещества равномерно распределены в матрице; 3) делящаяся фаза имеет высокую плотность; 4) объемное содержание непрерывной неповрежденной фазы металла матрицы должно быть по возможности максимальным; 5) ядерное горючее в виде диспергированных частиц совместимо с матрицей при рабочей температуре в реакторе и при температурах получения твэлов. При проектировании твэла необходимо учитывать влияние различий в коэффициентах термического расширения матрицы и диспергированного в ней топлива.

Таблица П.6.3

**Длина пробега осколков деления в некоторых топливных
и конструкционных материалах**

Материал	Средний свободный пробег	
	линейный, мкм	массовый, мг/см ²
U	6,8	12,6
UO ₂	9,4	10,0
Zr	9,1	5,8
Fe	6,7	5,2
Al	13,7	3,7
Аустенитная сталь	6,6	6,6

П.6.2. Дисперсионные элементы из двуокиси урана в матрице из нержавеющей стали.

Оболочка - нержавеющая сталь, топливо - UO₂, матрица - нержавеющая сталь.

Содержание UO₂, диспергированной в матрице из нержавеющей стали, обычно составляет от 20 до 40%. При содержании UO₂ в количестве >50% такую дисперсионную смесь называют керметом.

Как правило, дисперсионное топливо изготавливают смешиванием отдельно приготовленных порошков UO₂ с нержавеющей сталью при дальнейшем прессовании и спекании в компактное изделие.

Порошок нержавеющей стали, являющийся матрицей, может быть приготовлен из смеси порошков (Fe, Cr, Ni и т. д.), в соотношении, отвечающем составу стандартной нержавеющей аустенитной стали.

Данные по теплофизическим свойствам согласно работам [194, 203-206] представлены на рис. П.6.2 – П.6.7.

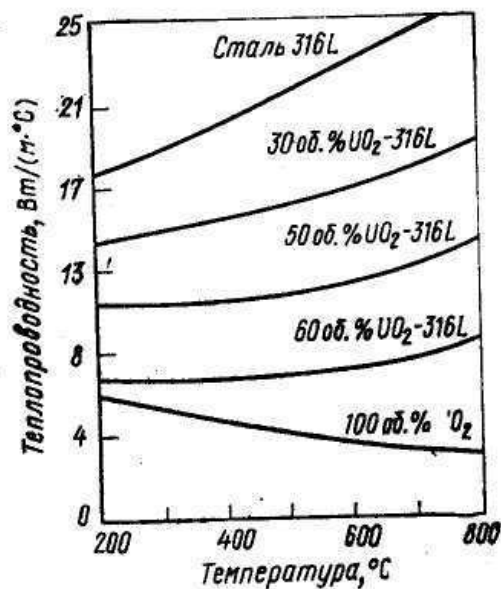


Рис. П.6.2. Теплопроводность керметов нержавеющей сталь — UO₂, в зависимости от температуры и концентрации UO₂.

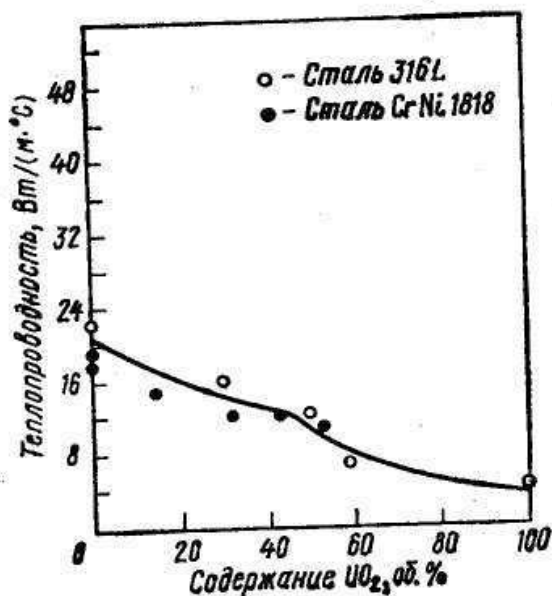


Рис. П.6.3. Теплопроводность керметов нержавеющей сталь — UO₂, при 600 °C в зависимости от температуры и концентрации UO₂.

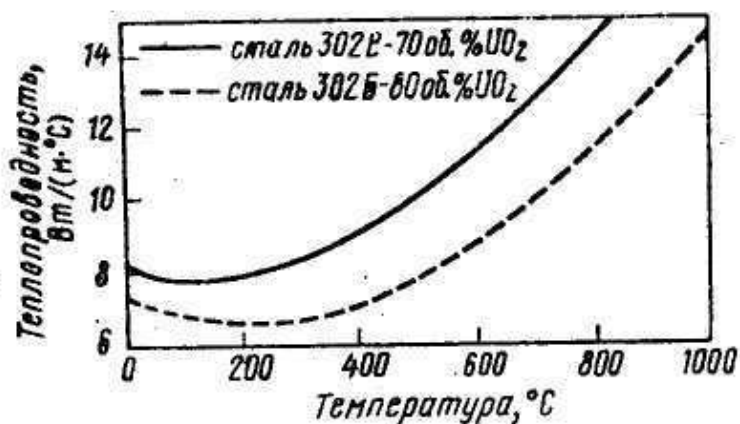


Рис. П.6.4. Теплопроводность таблеток горячего прессования (с плотностью 95,3—98,4% теоретической) с идеальной структурой в зависимости от температуры (в пересчете на 100% теоретической плотности).

Теплопроводность дисперсии растет с увеличением температуры при 50% UO_2 , при 60% UO_2 от температуры не зависит, а при содержании UO_2 выше 60% теплопроводность несколько уменьшается при повышении температуры. Теплопроводность дисперсии при фиксированной температуре, например при 600°C, уменьшается с увеличением содержания UO_2 .

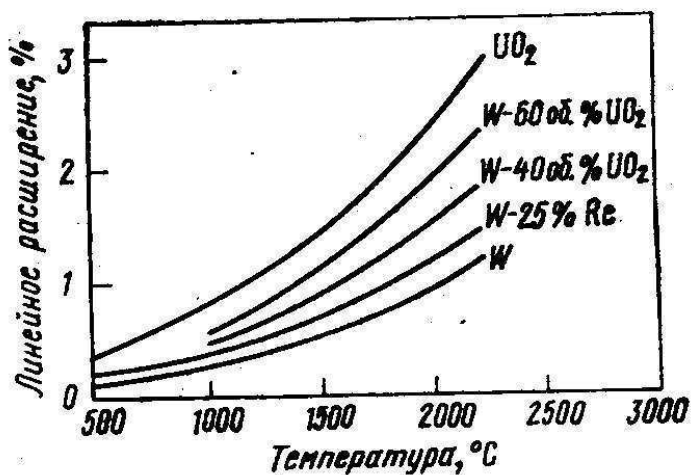


Рис. П.6.5. Относительное термическое расширение W, W – RE, W- UO_2 , UO_2 .

В таблице П.6.4 представлены характеристики реакторов с дисперсионной топливной композицией сталь — UO_2 .

Характеристики реакторов с дисперсной топливной композицией UO_2 -сталь

Параметры реактора	SM-1, США	PATHFINDER, США	WBWR, США	SPERT-3, США
Назначение, тепловая мощность, Вт	Электростанция, $4 \cdot 10^7$	Электростанция, $2 \cdot 10^8$	Исследовательский, кипящий	Исследовательский, $6 \cdot 10^6$
Максимальная площадь потока, нейтр./см ² ·с)	$7,0 \cdot 10^{13}$ (т.)	В испарителе $3,8 \cdot 10^{13}$ (т.), $1,1 \cdot 10^{14}$ (б.)	$7,0 \cdot 10^{13}$ (т.)	$7,0 \cdot 10^{13}$ (т.) $6,4 \cdot 10^{14}$ (б.)
Тип твэла, его размеры, мм	Прямые пластины, $559 \times 63,5 \times 0,5$	Кольцевые, $l=1830$	Прямые пластины, $940 \times 75 \times 0,76$	Прямые пластины, $940 \times 35,6 \times 0,76$
Число твэлов в сборке	18	-	38	38
Материал оболочки	Сталь 304	Сталь 316	Сталь 304	Кор.-стойкая сталь
Состав топлива (масс. содержание) %	-0.12% B_4C – кор.-стойкая	UO_2 – кор.-стойкая сталь	UO_2 – кор.-стойкая сталь	UO_2 – кор.-стойкая сталь
Обогащение ²³⁵ U, %	93	93	93	93
Максимальн. темпер. теплоносителя, °С	230	440	285	340
Максимальный тепловой поток, Вт/м ²	$6,8 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^5$
Выгорание ²³⁵ U, %	33	20	60	Незначительное

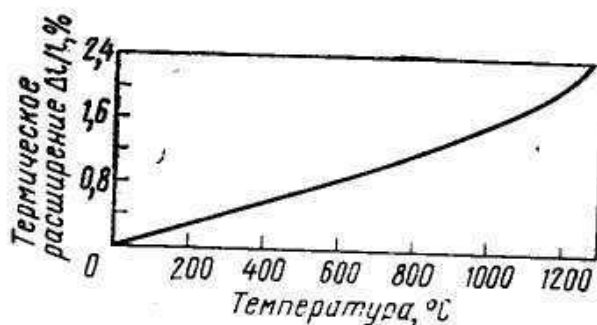


Рис. П.6.6. Термическое расширение дисперсии нержавеющей сталь — 20% PuO₂ после пневматического обжата (96,9% теоретической плотности).

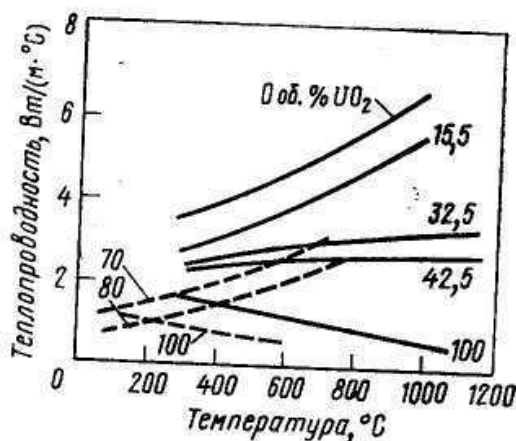


Рис. П.6.7. Теплопроводность дисперсий нержавеющей сталь — двуокись урана в зависимости от содержания UO₂ и температуры по данным Института им. Бэттла (сплошная линия) и КАЭ Франции (пунктир).

П.6.3. ДИСПЕРСИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ИЗ КАРБИДА И ДВУОКИСИ УРАНА В МАТРИЦЕ ИЗ ТОПЛИВНОГО МАТЕРИАЛА.

Оболочка - Тугоплавкий металл, топливо – UC, UO₂, матрица – U —Mo топливо обедненное.

В реакторах на быстрых и промежуточных нейтронах в топливе желательно получить высокую плотность горючего в сочетании с хорошей радиационной стойкостью. Согласно работам [194, 203-206] этим условиям удовлетворяет топливо, состоящее из устойчивого керамического ядерного горючего, диспергированного в матрице из топливного материала, например из прочных уранмолибденовых сплавов. В этом случае срок службы твэла увеличивается за счет дополнительного выгорания топлива, находящегося в матрице.

Для реактора «Энрико Ферми» [194, 203-206] рассматривали в качестве перспективного варианта дисперсионное топливо, состоящее из 25 об. % UO₂

или 20 об. UC , диспергированных в матрице из сплава U — 10% Mo , или из 35 об. % UO_2 +65 об. % сплава U — 13% Mo . Для изготовления сплава U — Mo использовали обедненный уран.

Дисперсионную смесь данной системы готовят методом порошковой металлургии. Смешанные порошки набивают в металлическую форму, уплотняют горячей ротационной ковкой или горячей прокаткой до плотности ~95% теоретической.

При выгорании 1—2 ат. % и температуре в центре 340—430°C (вычисленной) получены удовлетворительные результаты. Двуокись урана, а также сплав U — 10% Mo не имели существенных повреждений при облучении. Плотность образцов уменьшилась на ~1,5% на 1 ат. % выгорания. Дисперсию UO_2 сплава U — Mo прокатывают в молибденовой оболочке при температуре 1150°C [194, 203-206]. Для предохранения молибдена от окисления прокатку дисперсии производят в стальном кожухе, который затем стравливают.

П.6.4. ДИСПЕРСИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ (КЕРМЕТЫ) С КАРБИДАМИ, НИТРИДАМИ, СУЛЬФИДАМИ, ДВУОКИСЬЮ УРАНА И ДРУГИМИ СОЕДИНЕНИЯМИ В МАТРИЦЕ ИЗ ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ И КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ И ГРАФИТА.

П.6.4.1. Дисперсионные элементы с керамическим топливным материалом в матрице из тугоплавких металлов.

Оболочка — тугоплавкие и другие металлы, топливо — UC , UN , UO_2 , матрица — тугоплавкие и другие металлы.

Согласно работам [194, 203-206] дисперсионные элементы (керметы) с топливом из UC , UN , UO_2 и т. д. с матрицей из тугоплавких металлов и особенно графита нашли широкое применение в новой технике, связанной с непосредственным преобразованием тепловой энергии в электрическую, в твэлах для ракетных двигателей и другой автоматической космической аппаратуры, когда твэл при рабочих температурах 1400—1750°C в течение длительного времени должен сохранять механическую прочность и удерживать компоненты ядерного горючего и осколки деления без разрушения оболочки и всего твэла.

Дисперсии UO_2 с тугоплавкими металлами W , Mo , Ta и др. можно получить различными методами.

1. Напыление этих металлов на отдельные частицы UO_2 обеспечивает получение непрерывной металлической матрицы даже при очень большом содержании керамической фазы. Теплопроводность керметов UO_2 с различными тугоплавкими материалами в зависимости от температуры представлена на рис. П.6.8 [194, 203-206].

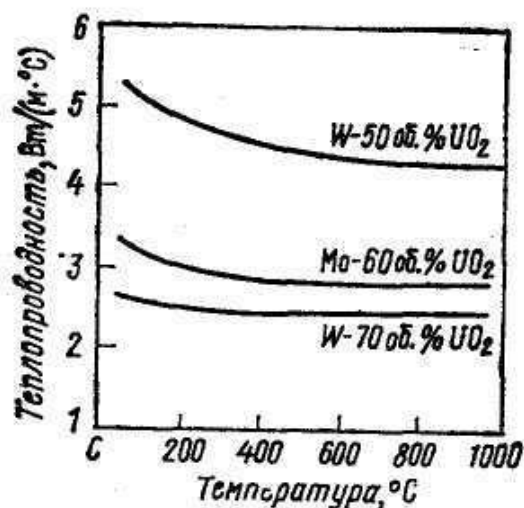


Рис. П.6.8. Теплопроводность керметов в зависимости от температуры.

2. Фольгу можно получить также спеканием в вакууме порошков из W, Mo, Ta или других тугоплавких металлов с UO_2 и последующей прокаткой до требуемых размеров. Для дисперсий с матрицей из W и Mo прокатку можно проводить при комнатной температуре.

3. Согласно работам [194, 203-206] исследование спекаемости W— UO_2 с добавками никеля и TiO_2 показало, что высокая плотность (95—98% теоретической) может быть получена в дисперсии W— UO_2 при добавке Ni и TiO_2 . Никель является лучшей добавкой при температурах спекания $<1400^\circ C$, а TiO_2 — при $1700^\circ C$. При добавлении одновременно Ni и TiO_2 плотность в случае спекания при $1700^\circ C$ в атмосфере водорода может быть увеличена. Считается, что атмосфера спекания так же важна, как и выбранные добавки. Например, водородная атмосфера предпочтительнее вакуума, за исключением того случая, когда перед спеканием в вакууме проводили подогрев в атмосфере водорода при повышенной температуре.

В Окриджской национальной лаборатории [194, 203-206] смесь W— UO_2 эвтектического состава была получена с помощью контролируемого затвердевания расплавленных материалов. Эвтектический состав в основном состоит из монокристаллов UO_2 , содержащей очень мелкие упорядоченные кристаллы вольфрама в форме игл или пластин. Такие материалы имеют прочность на сжатие, в 2 раза большую, чем монокристаллы чистой UO_2 . Такие материалы можно с успехом применять для специального ядерного топлива, если требуется интенсивное выделение тепла или повышенная прочность. Для получения больших кристаллов UO_2 спрессованный брусок из смешанных порошков медленно опускается по нагревательной катушке, вращается, центральная часть UO_2 расплавляется внутри твердой внешней оболочки (стенки), центробежная сила отбрасывает расплав на твердую стенку, в результате чего создается поверхность раздела, благоприятная для роста кристаллов. Вольфрамовые глобулы в эвтектических структурах

обычно имеют диаметр 1—2 мкм и длину ~1 мм, а вольфрамовые пластинки — толщину 2—3 мкм, ширину 10—100 мкм и длину >1 мм.

4. Дисперсионная смесь UO_2 —Mo [194, 203-206], холоднопрокатанная или спрессованная, может быть уплотнена последующим горячим ударным прессованием на кривошипном прессе. Горячим ударным прессованием при $1700^\circ C$ (давление $1,55 \text{ МН/м}^2$) и последующим спеканием при $1700^\circ C$ в течение 14 ч в атмосфере водорода первоначальную плотность порошка повышают с 80 до 96% теоретической плотности.

Эффективная температура горячего прессования должна быть $>1500^\circ C$, так как ниже этой температуры уплотнения не наблюдается. Эффект уплотнения отсутствует также в случае длительной выдержки при нагреве перед ударным прессованием. При длительной выдержке следует применять защитную атмосферу.

Изменение теплопроводности в зависимости от температуры для некоторых составов дисперсий приведено на рис. П.6.9.

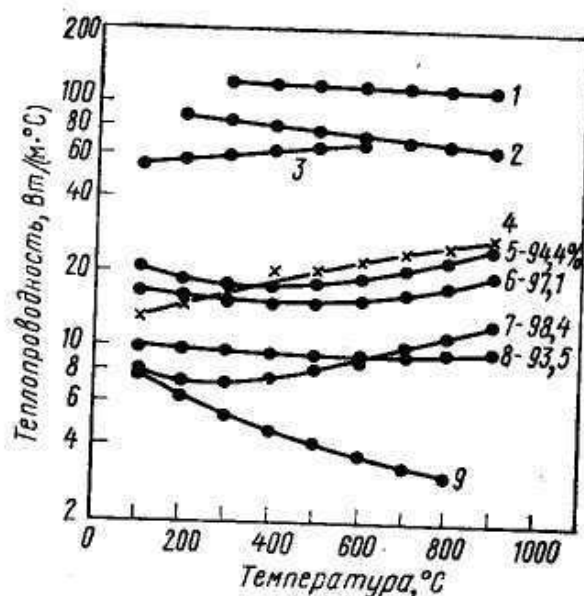


Рис. П.6.9. Теплопроводность дисперсии UO_2 с различными материалами по сравнению с чистыми матричными материалами:

1 — Mo; 2 — Cr; 3 — Nb; 4 — нержавеющая сталь типа 302В; 5 — UO_2 —20% Mo; 6 — UO_2 —20% Cr; 7 — UO_2 — нержавеющая сталь; 8 — UO_2 — 20% Nb; 9 — UO_2 . Цифры у кривых 5-8 показывают плотность, % теоретической.

Оболочка и матрица из вольфрама для UO_2 —W дисперсии (кермета) служат хорошим барьером для удержания газообразных продуктов деления. Существенный недостаток вольфрама заключается в том, что он почти непластичен при комнатной температуре (температура перехода из пластичного состояния в хрупкое $\sim 400^\circ C$), и керметное топливо с матричным материалом из вольфрама требует к себе бережного отношения. Поэтому целесообразно использовать для оболочек сплавы W—Re (25%) и W—Re—

Мо, обладающие хорошей пластичностью. Правда, это положение не всегда оправдывается, что видно на следующем примере.

Рис. П.6.10 иллюстрирует свойства кермета 60 об. % сплава UO_2 в матрице из вольфрама и сплава W—Re в оболочке из сплава W—Re—Mo толщиной 0,25 мм в зависимости от выгорания и температуры. Исследования проводили на образцах диаметром 12,7 мм, длиной 48,3 мм и с отверстием в центре диаметром 2,6 мм; плотность образцов составляла 97% теоретической; отношение O/U для топлива равнялось 2,003. Из анализа графика следует, что доминирующими факторами в образовании блистеров и утечке газов являются температура и композиция матрицы кермета. В образцах кермета с матрицей из чистого вольфрама при выгорании до $0,65 \cdot 10^{26}$ дел./м³ и температуре 1440°C при выдержке их в течение 7750 ч отсутствовали блистеры и не наблюдалось утечки газов через оболочку.

Добавка к вольфрамовой матрице рения не улучшала свойств образцов при облучении. При температуре ниже 1450°C и выгорании $0,67 \cdot 10^{26}$ дел./м³ образцы были стабильны и полностью удерживали газообразные продукты деления. При температуре от 1450 до 1535°C наблюдалось выделение газа или образование блистеров. При 1540°C, выдержке ~7750 ч и выгорании $0,54 \cdot 10^{26}$ дел./м³ было обнаружено первое выделение газов.

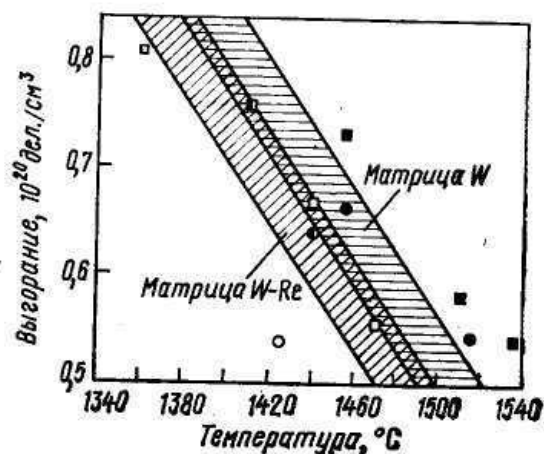


Рис. П.6.10. Поведение кермета 60 об.% UO_2 в матрице из W и сплава W—Re в зависимости от выгорания: □ — W - матрица; ○ — W—Re - матрица; □, ○ — свободно от газовой выделений и блистеринга; ■□ — блистеринг, нет газовой выделений; ■, ● — блистеринг и газовой выделение.

Исследовали также образцы кермета W — UO_2 в оболочке из сплава W—Re—Mo при температуре 1500—1730°C и выгорании $\sim 1,5 \cdot 10^{26}$ дел./м³. Для испытания взято восемь образцов, имеющих различные размеры центральной области: от 9 до 31% диаметра твэла. Наибольшие изменения диаметра и длины произошли в стержне с меньшим размером центральной области и соответственно с меньшим выделением газообразных продуктов

деления. В наименьшей степени изменились размеры образца, в котором выделялся наибольший объем газов.

При температуре выше 1600°C UO_2 может терять кислород и восстанавливаться до UO_{2-x} . Если при этом кислород удаляется из системы, то при охлаждении UO_{2-x} переходит в смесь из UO_2+U (металлический). В этом случае свободный уран будет взаимодействовать с вольфрамом по перитектической реакции при температуре, близкой к температуре плавления урана. Приготовление порошков UO_2 тонкого помола, их смешивание могут привести к заметному избытку кислорода. Тогда окислы вольфрама образуют с UO_{2-x} жидкую фазу, подвижность компонентов увеличивается, что может привести к переносу вольфрама в фазу UO_2 и, наоборот, к переносу UO_2 или урана к вольфраму и дальнейшему их взаимодействию. Несмотря на то, что вольфрам легко освободить от кислорода путем обработки водородом при низкой температуре, необходимо избежать нарушений процесса изготовления кермета, чтобы обеспечить стабильность физико-механических свойств изделий.

Карбиды, нитриды, сульфиды и другие соединения урана, которые по некоторым физическим свойствам больше подходят для ядерного горючего, чем UO_2 , были опробованы в дисперсионных твэлах по отдельности и в комбинациях с UO_2 , нержавеющей сталью, тугоплавкими и другими матричными материалами. Керметы из карбидов и нитридов в комбинации с 25—75% нержавеющей стали при облучении дают лучшие результаты, чем подобные дисперсионные смеси с UO_2 .

Были испытаны дисперсии из 30 об. % UN с Mo, Nb, V, нихромом-5 и сплавом с 40 ат. % Ti, причем оказалось:

- 1) при горячем прессовании в вакууме при 1200°C получали пористый материал дисперсии;
- 2) при холодном прессовании при давлении $7,85 \text{ МН/м}^2$ и спекании в вакууме при 1200°C в течение 4 ч с последующей горячей ковкой и отжигом также при 1200°C плотность была высокой (91—100% теоретической).

Исследовали дисперсию UC, US в матрице из Mo, Nb, Ti, V, Zr. При 1200°C UC, в отличие от UO₂, реагировал со всеми этими материалами.

Теплопроводность кермета UO_2 — 80 ат. % W изменяется от 30 при 25°C до 20 Вт/(м·°C) при 1000°C , а электросопротивление увеличивается от 0,41 при 25°C до 2,40 мкОм·м при 1000°C .

Исследовали дисперсии из W—UN, Mo—UN, прошедшие облучение в реакторе ETR при температуре выше 2100°C в течение 21 сут при $\sim 0,2\text{--}10^{26}$ дел./м³. Тщательное исследование не обнаружило каких-либо изменений. При указанных условиях выделилось газообразных продуктов деления, % :

Дисперсия	Xe	Kr
W- 58 ат.% UN	62	67
Mo-65 ат.% UN	12	15

Устойчивость кермета при температуре $\leq 1450^\circ\text{C}$ можно обеспечить благодаря прочной матрице из тугоплавких материалов и сплавов и такой же прочной оболочке; при более высокой температуре, когда матрица и оболочка становятся более пластичными, необходимо создать дополнительные условия для уменьшения распухания. Это может быть сделано за счет образования в топливной составляющей свободных полостей в виде пор, объем которых заполняют выделяющиеся газообразные продукты деления, тем самым уменьшая распухание.

П.6.4.2. Дисперсионные элементы с керамическим топливным материалом в керамической матрице.

Оболочка – металл, керамика; топливо – UO_2 , матрица – BeO , Al_2O_3 , SiC .

Согласно работам [194, 203-206] матрицей дисперсионного элемента может быть и керамика, если она удовлетворяет всем условиям, предъявляемым к дисперсии. В этом отношении привлекает внимание система $\text{UO}_2\text{—BeO}$ вследствие благоприятных физических и ядерных свойств BeO , которая является одновременно разбавителем горючего и замедлителем для высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов. Элементы ее образуют эвтектику, и поэтому можно считать, что до температуры образования эвтектики ($2170\pm 20^\circ\text{C}$) при спекании эти порошки будут совместимы.

BeO обладает высокими теплопроводностью и замедляющей способностью, т. е. комплексом желаемых свойств для высокотемпературных элементов. К сожалению, данная система размерно не стабильна под действием облучения ($12\cdot 10^{26}$ дел./м⁸), а также из-за плохого удержания газообразных продуктов деления и аморфизации при высокой температуре. Однако английские исследователи полагают, что получением дисперсии $\text{UO}_2\text{—BeO}$ высокой плотности (98—99% теоретической), с открытой пористостью $< 0,8\%$, прочностью 260—335 МН/м^г (для мелкого порошка $\text{UO}_2 < 3$ мкм) и 130—160 МН/м² (для крупного порошка $\text{UO}_2 \sim 200$ мкм) можно получить значение коэффициента диффузии криптона $\sim 1,2 \cdot 10^{-15}$ м²/с, что вполне удовлетворительно для работы газоохлаждаемых реакторов.

Данную систему можно использовать для твэлов на основе BeO без металлической оболочки. Для этого вначале (до холодного прессования) сферические частицы UO_2 рекомендуют покрыть окисью бериллия. Смесь BeO с добавкой пластификатора измельчают в метиловом спирте, сушат и просеивают до получения диаметра сферических частиц ~ 100 мкм. Затем определенное количество частиц UO_2 промывают метиловым спиртом, сушат, засыпают в смесительный барабан и медленно добавляют заранее отвешенную BeO (половину требуемого для дисперсии количества), не допуская образования крупных конгломератов. Сферы UO_2 , покрытые

окисью бериллия, извлекают, просеивают до диаметра <400 мкм, затем снова загружают в смеситель и в него добавляют (опять постепенно) остальное количество BeO. Окончательно покрытые сферы прессуют при давлении 150 МН/м², нагревают до 300°C в вакууме для удаления связующего вещества и спекают ~10 ч при 1700—1750°C в атмосфере N₂—H₂.

В таблице П.6.5 представлены характеристики реакторов с дисперсионной топливной композицией UO₂—BeO.

Таблица П.6.5.

Характеристики реакторов с дисперсной топливной композицией UO₂-BeO

Параметры реактора	EBOR США	ML-1, США
Назначение, тепловая мощность, Вт	Экспериментальный, 1·10 ⁷	Исследовательский, 3,3·10 ⁶
Максимальная плотность потока, нейтр./см ² ·с)	1,6·10 ¹³ (т.) 9,0·10 ¹³ (б.)	7,4·10 ¹² (т.) 1,7·10 ¹³ (б.)
Тип твэла, его размеры, мм	Стержневой, l = 1919, Ø 8.9	Стержневой, l = 558.8
Число твэлов в сборке	18	12 твэлов, внешнего ряда дисперсионные; 9 твэлов внутреннего ряда керамические
Материал оболочки	Хастеллой X	Хастеллой X
Состав топлива, масс. содержание	UO ₂ -BeO 26%	UO ₂ -BeO, 33 %
Обогащение ²³⁵ U, %	62,8	93
Теплоноситель	He	N ₂
Максимальн. темпер. теплоносителя, °С	691	650
Максимальный тепловой поток, Вт/м ²	1,6·10 ⁵	4,3·10 ⁵
Выгорание ²³⁵ U, %	20000 МВт·сут/т.	3,6 (за 10 000 ч)

Для большей устойчивости системы можно заменить UO₂ твердым раствором UO₂—ThO₂.

Al₂O₃, так же как BeO, образует с UO₂ эвтектику при 1900±10°C; дисперсия структурно близка к BeO—UO₂, но еще менее устойчива под облучением. При низкой температуре и потоке нейтронов <1·10²⁶ дел./м³ (значительно меньшем, чем для системы UO₂—BeO) Al₂O₃ теряет кристалличность, становится менее плотным. Однако система UO₂—Al₂O₃

более устойчива под облучением при высоких температурах. Поэтому для использования при высоких температурах ведут исследования таких систем с содержанием ~20% UO_2 в матрице из Al_2O_3 . Прессованием и спеканием в атмосфере водорода получают элементы с плотностью 98% теоретической.

6.4.3. Дисперсионные элементы с керамическим топливом в графитовой матрице.

Оболочка – графит; топливо – UO_2 , UC , UC_2 , $(UTh)C_2$; матрица – графит.

При проектировании газоохлаждаемых высокотемпературных реакторов был создан совершенно новый вид твэлов - состоящих из отдельных окисных или карбидных топливных частиц (микрочастиц) с покрытиями, дисперсионно распределяемых в графите. Графит одновременно выполняет функции конструкционного материала, замедлителя и барьера для продуктов деления. При наличии малого сечения захвата благодаря низкому уровню паразитного поглощения нейтронов обеспечиваются высокие удельная мощность, степень выгорания и КПД установки. Покрытия микрочастиц обычно состоят из нескольких слоев пироуглерода, иногда чередующихся со слоями более прочных и менее проницаемых для продуктов деления тугоплавких карбидов SiC . Покрытые топливные частицы, дисперсионно распределенные в графите, используют в двух основных видах твэлов — шаровых и призматических.

Шаровые твэлы (рис. П.6.11) [194, 203-206] изготавливают в виде полых шаров диаметром ~3 - 6 см из графита на специальном станке; процесс изготовления автоматизирован. Как видно из рис. П.6.10, методы заполнения внутренней сферы топливными частицами с покрытиями различны в зависимости от предъявляемых требований, а внешняя форма остается сферической. Размер шарового твэла не зависит от размера реактора, и топливную загрузку обычно увеличивают за счет увеличения числа твэлов.

Топливные частицы в оболочке (см. рис. П.6.11а) равномерно распределяли в графитовом порошке со связующим веществом и этой смесью полностью заполняли внутреннюю сферу графитовых шаров. После заполнения сферы частицы уплотняли графитовыми пробками с клейкой массой и для коксования связующего вещества нагревали.

Топливные частицы в оболочке (см. рис. П.6.11б) наносились равномерным слоем только на внутреннюю поверхность полый сферы графитовых шаров, которую предварительно покрывали очень тонким слоем клейкой графитовой массы. В отверстие в стенке шара ввинчивали специальное устройство, через которое во внутреннюю полость запрессовывали графитовую массу со связующим веществом (без топливных частиц). Благодаря такой технологии центральная часть твэла не содержала вообще топлива. В этом случае температурный градиент меньше, чем в

первом твэле (см. рис. П.6.11а), но нейтронный поток в топливном слое выше, что может привести к короблению.

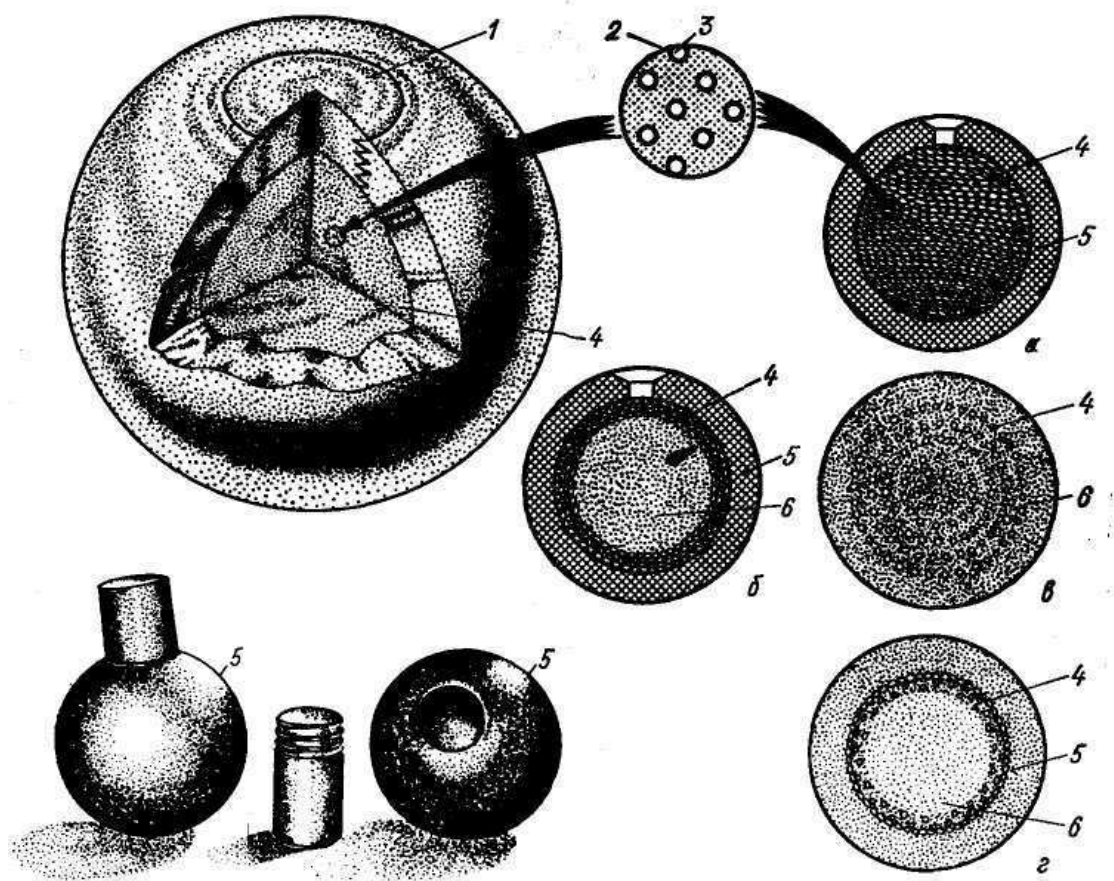


Рис. П.6.11. Шаровые твэлы:

а — полый графитовый шар, заполненный покрытыми топливными частицами в смеси с порошком графита; *б* — покрытые топливные частицы размещаются на внутренней поверхности полый сферы графитового шара, остальной объем внутренней полый сферы заполняют графитовой массой; *в* — смесь топливных частиц с графитовым порошком в виде шаровой сферы, окруженной (покрытой) наружной оболочкой из графитовой массы; *г* — смесь топливных частиц наносится прессованием на внутренний графитовый шар, а затем также прессованием (как на рис. в) наносится графитовая оболочка. 1 — выход (стык) пробки на сферическую поверхность хорошо заделан (зацементирован); 2 — покрытие пиролитическим углеродом каждой частицы (толщиной ~100 мкм); 3 — сферические топливные частицы (≥ 20 мкм); 4 — покрытые топливные частицы, распределенные в графитовой матрице; 5 — пустотелые графитовые шары после механической обработки; 6 — графитовая масса.

Шаровые твэлы на рис. П.6.11в,г по технологии изготовления отличаются от первых двух; для их изготовления не требуются готовые графитовые шары. Покрытые топливные частицы смешивают со специальным графитовым порошком; полученная масса формируется в шарообразную форму, образуя внутреннюю топливную сферу (диаметром 50 мм).

Затем эта внутренняя сфера заключается в наружную оболочку из графитовой массы, свободной от топлива (толщиной 5 мм). Для лучшего спекания и улучшения радиационной стойкости применяют мельчайший порошок искусственного графита, очищенного до весьма малого содержания золы и бора. Для достижения достаточной механической прочности добавляют порошок электрографита, а в качестве связующего вещества используют каменноугольную смолу. Для облегчения смешивания и равномерного распределения смолы применяют жидкий растворитель (бензол или трихлорэтилен, причем последний более приемлем, так как он менее токсичен и менее воспламеняем). Все эти составляющие хорошо перемешивают, заливают в каучуковую форму и предварительно опрессовывают. Полученную топливную сердцевину (дисперсию покрытых топливных частиц в матрице из графита) помещают в другие каучуковые формы с тем же графитовым порошком и связками и вновь подвергают прессованию при давлении $\sim 300 \text{ МН/м}^2$, в результате чего образуется внешняя, свободная от топлива зона.

Прессованные твэлы подвергают термической обработке и спеканию. Первый нагрев до 900°C производят для карбонизации смолы, затем твэлы окончательно обезгаживают и спекают при температуре $1800 - 2000^\circ\text{C}$. Процесс графитизации при таких температурах идет крайне медленно. Обычно спекание при графитизации происходит при 2700°C , но частицы с покрытием не выдерживают такой температуры.

Призматические твэлы для реактора третьего поколения НТGR (высокотемпературного газоохлаждаемого реактора) изготавливают, как и шаровые твэлы, из покрытых частиц топлива в смеси с графитовым порошком и соответствующих наполнителей в виде кольцевых брикетов.

Таблетки предварительно сушат до полного удаления трихлорэтилена, а затем прессуют на специальных прессах горячего прессования, которое проводят в несколько этапов при максимальной температуре $\sim 850^\circ\text{C}$ и давлении $\sim 35 \text{ МН/м}^2$. Полученные после горячего прессования брикеты нагревают в вакууме при 1800°C с целью полного удаления летучих компонентов в уменьшения изменений размеров при последующих нагревах.

Брикеты можно изготавливать в виде компактных стержней и (кольцевых) цилиндров (рис. П.6.12). Упакованные плотно топливные брикеты помещают в стержнях диаметром 5 см в зазор между двумя графитовыми трубами толщиной 0,3 см.

Для хорошей радиационной стойкости графит должен обладать максимально возможной изотропностью свойств, что труднее осуществить для призматических твэлов, чем для шаровых. С другой стороны, в случае призматических твэлов (в отличие от шаровых) температуру графитизации в

объеме, где имеется графит, можно поднять до нормальной и таким путем получить более прочный материал.

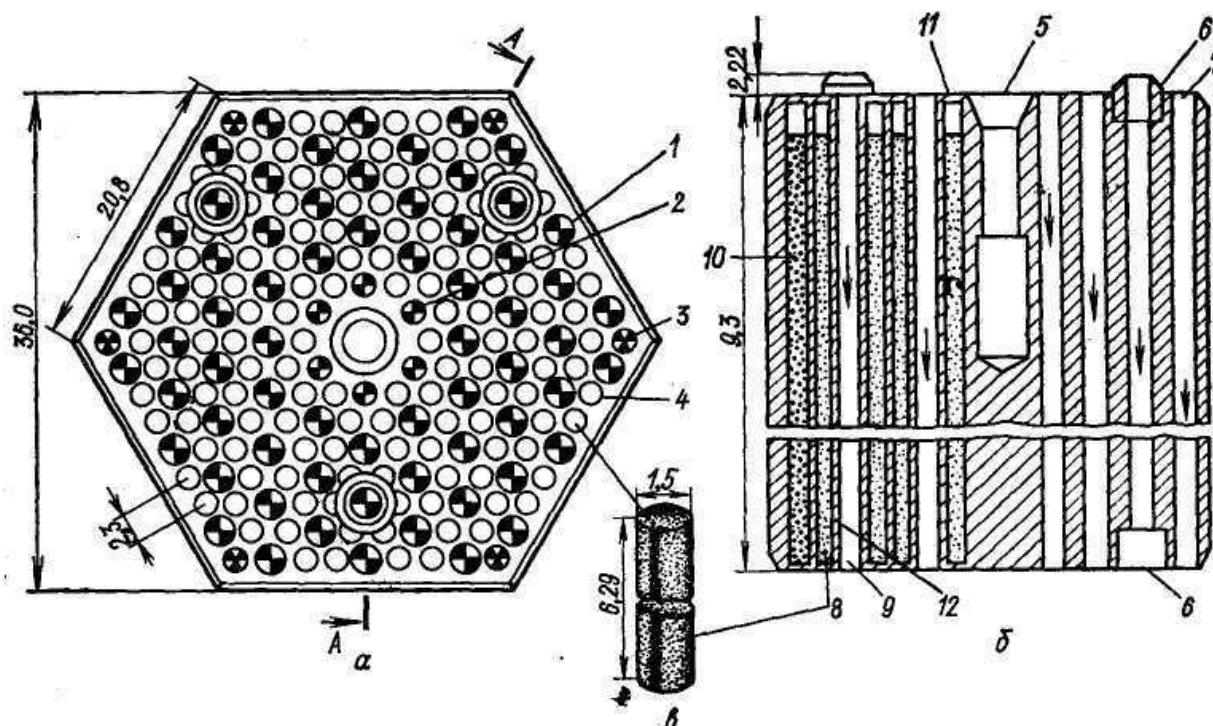


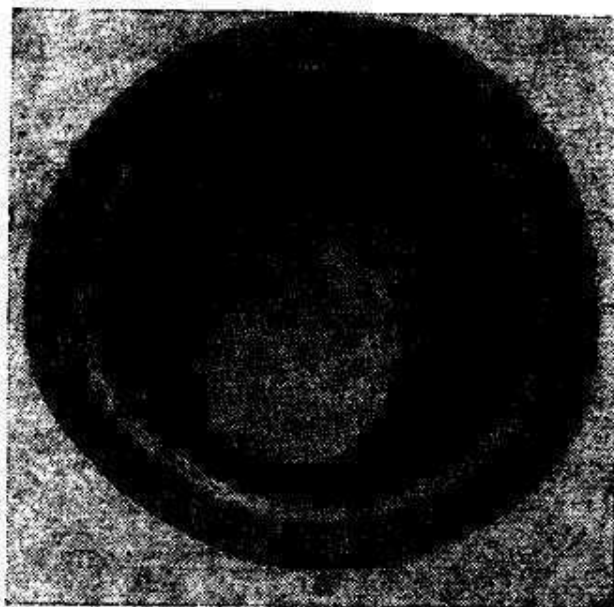
Рис. П.6.12. Призматический твэл для реактора HTGR:

a - вид сверху; *б* - сечение *A—A*; *в* - топливный стержень (покрытые микротвэлы, распределенные в графите); 1 - отверстие (\varnothing 21 мм) для теплоносителя (66 отверстий); 2 - отверстие (\varnothing 18 мм) для теплоносителя (6 отверстий); 3 - отверстие (\varnothing 12,7 мм) для выгорающего поглотителя (6 отверстий); 4 - отверстие (\varnothing 15,9 мм) для топлива (132 отверстия); 5 - отверстие для манипулятора выгрузки топлива; 5 - точки крепления (3 точки); 7 - поток гелия; 8 - канал для топливных стержней; 9 - канал для теплоносителя; 10 - стержень выгорающего поглотителя; 11 - цементно-графитовая пробка; 12 - графит.

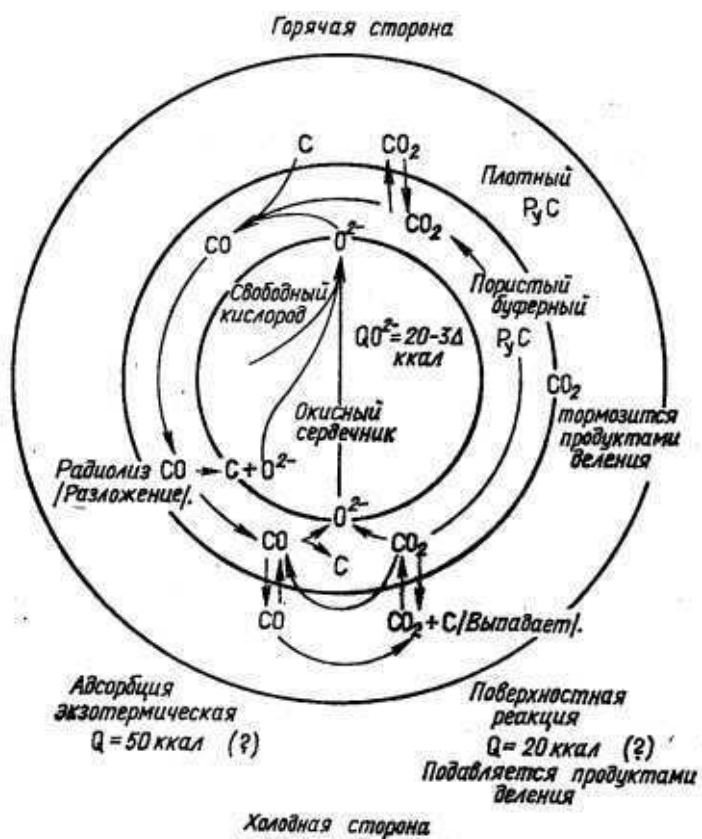
В соответствии с проектом «Драгон» топливные частицы с покрытием вводят в графитовую матрицу в виде плотноспрессованных брикетов, которые отличаются достаточной радиационной стойкостью.

При оценке стабильности твэлов, состоящих из покрытых топливных частиц, диспергированных в графитовой матрице, необходимо учитывать следующее.

Под действием облучения графит либо дает усадку, либо расширяется в зависимости от характера анизотропии его свойств, обусловленной способом изготовления. Скорость изменения размеров увеличивается с увеличением температуры. При наличии в графите градиента температур степени расширения и сжатия будут неодинаковы, что может привести к появлению механических повреждений различного размера и знака.



а



б

Рис. П.6.13. «Эффект амебы»:

а - микроструктура топливных частиц карбидного топлива, иллюстрирующая эффект; б - вероятная схема эффекта для окисного топлива.

иллюстрирующая эффект;

Кроме того, при нагреве до высоких температур и наличии температурного градиента углерод из покрытия с более высокой температурой переносится в холодную часть и вследствие этого топливные частицы перемещаются к горячей стороне покрытия. Это перемещение частиц к области с более высокой температурой получило название «эффект амебы» (рис. П.6.13).

Процесс миграции контролируется диффузией углерода в UC_2 и особенно термическим градиентом.

«Эффект амебы» проявляется в карбидном топливе (см. рис. П.6.13а), причем сильнее в ThC_2 , чем в UC_2 . В окисном топливе эффект менее вероятен, но предполагают, что он возможен (см. рис. П.6.13б). Можно допустить три механизма переноса масс в объеме или по границам зерен в окисле: 1) диффузия по объему зерен таких элементов, как углерод; 2) газовая диффузия углерода по границам зерен в виде CO и 3) газовая диффузия соединений углерода по границам зерен. Кислород также может мигрировать за счет газовой диффузии: в виде CO_2 при наличии температурного градиента или O^{2-} (иона кислорода) при объемной диффузии. Для уменьшения этого эффекта оказывается благоприятной добавка азота. Скорость миграции частицы из $U(CN)$ на порядок меньше, чем для UC_2 .

П.6.5. ДИСПЕРСИОННАЯ СИСТЕМА U—Mg.

Оболочка – Al, нержавеющая сталь или циркаллоу; топливо – U и его сплавы; матрица – Mg и его сплавы.

Применение магния как матрицы для дисперсионной системы предполагало использование необогащенного урана в качестве ядерного горючего, так как магний обладает малым сечением захвата нейтронов и «не взаимодействует с ураном ни в твердом состоянии, ни в жидком, что является одним из основных требований к дисперсионным системам.

Однако использование этой дисперсионной системы не дало ожидаемых результатов, и образцы под действием облучения были нестабильны. Сначала это обескураживало исследователей, так как налицо имелась идеальная дисперсионная система, и оболочка (первоначально из алюминия) была пластична. В дальнейшем оказалось, что большие объемные изменения, происходящие в ядерном горючем, не сдерживались пластичной матрицей. Эту роль должна была принять на себя оболочка, а алюминиевая оболочка тоже оказалась недостаточно прочной.

Можно предположить, что по достижении высоких температур магний будет испаряться, и поскольку он не диффундирует через уран, он будет собираться в пузырьки и вести себя подобно газообразным продуктам деления, увеличивая распухание. Применение для этой системы более прочной оболочки из циркония, нержавеющей стали и пр. дало удовлетворительные результаты.

Характеристики реакторов с дисперсной топливной композицией (U-Mo)-Al

Параметры реактора	Билибинская АТЭЦ	Белоярская АЭС (2-й блок)	Обнинская АЭС
Назначение, тепловая мощность, Вт	Для выработки тепла и электроэнергии, $7,2 \cdot 10^7 \cdot 4$	Электростанция $5,6 \cdot 10^8$	Электростанция $5 \cdot 10^6$
Максимальная плотность потока, нейтр./см ² ·с	-	-	$5 \cdot 10^{13}$
Тип твэла, его размеры, мм	Кольцевой, l = 3000	Кольцевой, l = 6000	Кольцевой, l = 1700
Число твэлов в сборке и их размеры	Два коаксиальных, Ø20×0,3, Ø12×0,6	Два коаксиальных, Ø20×0,2, Ø12×0,6	
Материал оболочки	Сталь 08X18H10T	Коррозионно-стойкая сталь	Сталь 08X18H10T
Состав топлива (масс. содержание) %	(U – 9 % Mo) – Mg	(U – 9 % Mo) – Mg	(U – 9 % Mo) – Mg
Обогащение ²³⁵ U, %	3,0 – 3,3	2,8	-
Теплоноситель	H ₂ O	H ₂ O	H ₂ O
Максимальн. темпер. теплоносителя, °С	280	340	280
Максимальный тепловой поток, Вт/м ²	$7,5 \cdot 10^5$	-	$1,74 \cdot 10^6$
Выгорание ²³⁵ U, %	-	-	59

После этого стало ясно, что недостаточно иметь матрицу, совместимую с ядерным горючим: эта матрица должна быть достаточно прочной, чтобы сдерживать объемное изменение топлива. Для увеличения радиационной стойкости желательно вместо металлического урана применить более прочный топливный сплав, как это сделано для твэлов реактора первой в мире атомной электростанции, где дисперсионная смесь состоит из сплава U—9% Mo и 12% Mg. С этой целью иногда вместо чистого магния применяют какой-либо прочный его сплав (например, сплав с добавкой кремния), а для оболочки используют нержавеющую сталь или циркаллой.

Анализ дисперсионной системы уран — магний подтверждает мнение, что жесткая прочная оболочка (сплавы циркония, нержавеющая сталь и пр. вместо пластичного алюминия) может сдерживать распухание. В таблице П.6.6 представлены условия эксплуатации уран-магниевого дисперсионного ядерного топлива.

П.6.6. ДИСПЕРСИОННАЯ СИСТЕМА С СЕРДЕЧНИКОМ ИЗ UO_2 , U_3O_8 , UC И СПЛАВОВ U—Al В МАТРИЦЕ ИЗ АЛЮМИНИЯ ИЛИ ЕГО СПЛАВОВ.

Оболочка — Al или его сплавы; топливо — UO_2 , U_3O_8 , UC и сплавы U—Al; матрица — Al или его сплавы.

Алюминий по своим физическим и технологическим свойствам — один из наиболее подходящих матричных материалов в дисперсионной системе, но создать дисперсионную систему из чистых U и Al, где бы уран являлся ядерным горючим, а алюминий — матрицей, не представляется возможным, так как уран реагирует с алюминием, образуя интерметаллиды.

Для исследовательских реакторов применяют уран-алюминиевое топливо в виде литого, а затем прокатанного сплава урана с алюминием, содержащего до 25% U. Увеличение в этих сплавах процентного содержания урана ведет к повышению их твердости, а в связи с этим и к повышению хрупкости, что затрудняет процесс изготовления топливных пластин методом прокатки. Дисперсионная же система позволяет использовать эти сплавы с большим содержанием урана, для чего в сердечник дисперсионного твэла закладывают почти любые составы этих сплавов. В таблице П.6.7 представлены условия эксплуатации уран-алюминиевого дисперсионного ядерного топлива.

Дисперсионные системы UO_2 —Al исследованы достаточно широко. В данной системе на прочность изделия сильно влияет размер применяемых порошков. Исследования показали, что размер частиц алюминия должен быть <60 мкм, а UO_2 — от 75 до 150 мкм. Содержание мелких зерен UO_2 (размером 1 мкм) ведет к растрескиванию изделий при изготовлении (прокатке), а при наличии крупных зерен допускается даже 30%-ное объемное обжатие без образования дефектов. В ряде исследований установлено, что UO_2 и Al не реагируют между собой до 600°C, но при 24-

часовой выдержке при этой температуре происходит взаимодействие с образованием UAl_2 , UAl_3 , UAl_4 и Al_2O_3 .

Таблица П.6.7

Состав ДЯТ на основе U-Al и условия его эксплуатации в ядерных реакторах

Параметры реакторов	SL-1, США	MERLIN, Великобритания	BSR-1, США	MRT, США
Назначение, тепловая мощность, Вт	Энергетический $3 \cdot 10^6$	Исследовательский (на промежуточных нейтронах) $5 \cdot 10^6$	Исследовательский, учебный $1 \cdot 10^6$	Испытания материалов $4 \cdot 10^7$
Максимальная плотность потока, нейтр./см ² ·с)	$2,5 \cdot 10^{13}$ (т.)	$5 \cdot 10^{13}$ (т.) $2 \cdot 10^{14}$ (б.)	10^{13} (т.)	$4,8 \cdot 10^{14}$ (т.)
Тип твэла, его размеры, мм	Прямые пластины; 710x96x1,5	Изогнутые пластины; 625x73x1,5	Изогнутые пластины; 625x76,2x1,5	Изогнутые пластины; 625x71,7x1,27
Число твэлов в сборке	9	14	12	19
Материал оболочки	Al-1%Ni	Al	Al	Al марка 1100
Состав топлива (масс. содержание) %	17,6%U-Al-2%Ni	20 % U-Al	(10-20) % U-Al	18,8 % U-Al
Обогащение ²³⁵ U, %	90	93	93	93,4
Максимальн. темпер. теплоносителя, °С	215	45	80	45
Максимальный тепловой поток, Вт/м ²	17,5кВт/л	$3,5 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^4$	$1,09 \cdot 10^6$
Выгорание ²³⁵ U, %	-	-	-	30

Объем дисперсии изменяется на 20—30% как в рабочих условиях в реакторе, так и в процессе технологического изготовления. Если же вместо UO_2 применить U_3O_8 , то за 3000 ч при 600°C изменение составит только 4%.

Для улучшения работы системы UO_2 —Al и стабилизации алюминия немецкие ученые предложили покрывать поверхность алюминиевых порошков слоем нитрида. Слой нитрида получают обработкой порошка алюминия в газовой или жидкой фазе веществами, содержащими азот. Порошок алюминия, покрытый слоем нитрида, смешивают с UO_2 , прессуют и уплотняют. Дисперсионная система становится значительно устойчивее при более высоких температурах. В таблице П.6.8 представлены условия эксплуатации дисперсионного ядерного топлива на основе системы UO_2 —Al в России.

Удовлетворительные результаты по применению дисперсии U_3O_8 —Al привели к созданию нового вида дисперсий, составленных из волокон стекла, содержащего U_3O_8 . Данный тип твэла был использован [194, 203-206] для реактора МТК и при повышенных температурах для реакторов малой мощности, работающих с водой под давлением, кипящих и реакторов с органическими веществами. Сердечник этого материала имеет вид волокон стекла со слоями алюминия. Сердечник обычно составляют из 38—39% Al и

60—62% уранового стекла. Урановое стекло содержит 50% U_3O_8 . Дисперсионные смеси алюминий — урановое стекло получают или методом горячего прессования, в результате чего волокна материала не дробятся и имеют одно определенное направление, или методом горячей прокатки с раздроблением зерен материала.

Таблица П.6.8
Условия эксплуатации ДЯТ на основе UO_2 -Al в ядерных реакторах России

Параметры реактора	МИР	ВВР-М	МР	РФТ
Назначение, тепловая мощность, Вт	Для испытания материалов и твэлов $1 \cdot 10^8$	Исследовательский, бассей. типа, $1 \cdot 10^7$	Канального типа, погруженный в бассейн	Исследовательский $1,5 \cdot 10^7$
Максимальная плотность потока, нейтр./см ² ·с	$5 \cdot 10^{14}$ (т.) (в ловушке) $1,5 \cdot 10^{15}$ (б.)	$3 \cdot 10^{14}$ (т.)	$2,4 \cdot 10^{14}$ (т.) $1,5 \cdot 10^{14}$ (б.)	$1,8 \cdot 10^{14}$ (т.)
Тип твэла, его размеры, мм	Кольцевой, $l=1000$	Кольцевой и шестигранный, $l=500, \delta=3$	Кольцевой	$l=1020$, $\varnothing 25-68$,
Число твэлов в сборке	3	В сборке 6 твэлов кольцевых и 3 шестигранных	6 твэлов, расположенных коаксиально	6 твэлов, расположенных коаксиально
Материал оболочки	Al	Al	Сплав Al	Al
Состав топлива (масс. содержание) %	UO_2 -Al	UO_2 -Al	UO_2 -Al	UO_2 -Al
Обогащение ^{235}U , %	90	20	90	90
Максимальная температура теплоносителя, °С	-	45	100	100
Максимальный тепловой поток, Вт/м ²	-	2500 кВт/кг ^{235}U	$2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$
Выгорание ^{235}U , %	-	-	40	35-45

Пластины, как правило, получают горячим прессованием, иногда методом холодного прессования с последующим горячим прессованием до плотности 99,1% теоретической, после чего подвергают горячей прокатке.

Предел прочности на разрыв и другие физические свойства горячепрессованных сложных сердечников зависят от расположения волокон и их размера. Быстрое снижение прочности для алюминия обычно имеет место при температуре $\sim 204^\circ C$. При испытании сложного сплава с волокнами, перпендикулярными направлению прокатки, также имеет место снижение прочности при температуре $\sim 204^\circ C$. Прочность состава, содержащего урановое стекло, в направлении, параллельном прокатке, в 4 раза выше, чем у высокопрочного сплава марки 6061.

В таблице П.6.9 представлены условия эксплуатации дисперсионного ядерного топлива на основе системы U_3O_8 —Al.

Дисперсию UC-Al используют до $500^\circ C$. При $600^\circ C$ карбид урана несовместим с алюминием и полностью распадается.

Характеристики реакторов с дисперсной топливной композицией U_3O_8-Al

Параметр реактора	WWR-S, Германия	RA-1, Аргентина	ННР, США	ATR, США
Назначение, тепловая мощность, Вт	Исследовательский	Исследовательский	Исследовательский, для производства изотопов, $1 \cdot 10^8$	Для испытаний, $2,5 \cdot 10^8$
Максимальная плотность потока, нейтр./см ² ·с	-	$2,5 \cdot 10^{11}$ (т.)	$5 \cdot 10^{15}$ (т.) $4 \cdot 10^{15}$ (б.)	10^{15} (т.) $1,5 \cdot 10^{15}$ (б.)
Тип твэла, его размеры, мм	Крестообразный	Прямые пластины	Изогнутые пластины, $600 \times 87,5 \times 1,25$	Изогнутые пластины, $1237,5 \times 1,25 \times$ $\times (55 \div 102,5)$
Число твэлов в сборке	-	17	В активной зоне 540 пластин	19
Материал оболочки	Al	Al	Сплав 6061	Сплав 6061
Состав топлива (масс. содержание) %	U_3O_8-Al	45% U_3O_8-Al	35-40% $U_3O_8-Al-B_4C$	$U_3O_8 - 69\%$ сплава 6061 - B_4C
Обогащение ²³⁵ U, %	-	93	93	93,4
Максимальн. темпер. теплоносителя, °C	-	440	83	340
Выгорание ²³⁵ U, %	-	20	20	20

Монокарбид урана не всегда получается стехиометрически чистым, и в нем иногда присутствует то или иное количество дикарбида урана, который совместим с алюминием при 600°C , но катастрофически корродирует в воде при 60°C . Поэтому первые исследования совместимости карбидов урана с алюминием приводили к противоречивым результатам.

Для реактора MTR и других применяют дисперсионные системы из интерметаллидов UAl_2 , UAl_3 , UAl_4 в порошке алюминия или алюминиевого сплава. Порошки этих интерметаллидов получают индукционной плавкой урана с алюминием с последующим измельчением в шаровой мельнице. Порошок UAl_2 пирофорен и требует осторожного обращения, в то время как интерметаллиды UAl_3 и UAl_4 не являются пирофорными.

Фирма «Нэйшнл лед компании» готовила эти сплавы методом заливки на вращающийся диск, получая дробь высококачественного сплава алюминия с ураном.

Для получения того или иного интерметаллида урана с алюминием берут их исходные порошки, отвечающие стехиометрическому составу соединений, к которому затем добавляют алюминий как матричный материал. При выборе интерметаллида останавливаются обычно на UAl_3 , так как он обладает наилучшими литейными свойствами из трех уран-алюминиевых интерметаллидов и горячая механическая обработка еще проще. Твэлы рекомендуется изготавливать прокаткой («рамочный» метод). Температурный режим рамочной технологии достаточен для того, чтобы между интерметаллидом UAl_3 и матричным алюминием началось взаимодействие с образованием на поверхности зерен UAl_3 небольшого слоя UAl_4 . Если при работе в реакторе температурный режим не будет сильно отличаться от температурного режима изготовления топливного элемента, можно полагать, что образование слоя UAl_4 на поверхности зерен UAl_3 предохранит последний от взаимодействия с алюминием. Чтобы гарантировать устойчивость UAl_3 , рекомендуют пользоваться стабилизирующими добавками. Одной из таких добавок является кремний (в количестве от 1 до 3%). Добавка кремния ведет к образованию соединения USi_3 , а кристаллографическая структура этого соединения идентична структуре UAl_3 , что благоприятствует образованию между ними устойчивого твердого раствора $\text{U}(\text{Al}, \text{Si})_3$. Подобно кремнию на стабилизацию UAl_3 действуют добавки Zr, Zn, Pd и прочих элементов, вводимых примерно в тех же соотношениях.

Добавка кремния при регенерации твэлов может привести к некоторым затруднениям, связанным с образованием кремниевой кислоты, чего не наблюдается при переработке горючего с другими добавками.

Для стабилизации UAl_3 можно воспользоваться уже описанным ранее методом стабилизации алюминиевого порошка за счет получения на его поверхности нитридного слоя, предохраняющего порошок от взаимодействия с UAl_4 .

Использование в качестве ядерного горючего литых уран-алюминиевых сплавов UAl_3 имеет актуальное значение благодаря высокому качеству его отливок и лучшей обрабатываемости по сравнению с другими интерметаллидами. В дисперсионных же системах решающим фактором является стабильность структурных составляющих, находящихся в контакте с алюминием (матрица). Поэтому целесообразно ориентироваться на UAl_4 , приготавливая индукционной плавкой слитки любого качества (пористые и с дефектами), которые в дальнейшем дробят в шаровой мельнице до требуемого размера зерна. Это тем более целесообразно, что структуру UAl_4 считают более стойкой под действием облучения.

Дисперсионная система уран-алюминиевого сплава с алюминием может быть изготовлена с выгорающими добавками. Для этого порошок уран-алюминиевого сплава с небольшими добавками бора или B_4C смешивают с порошком алюминиевого сплава 6061 или чистым 99%-ным порошком алюминия и прессуют под давлением 465 МН/м^2 , полученный дисперсионный сердечник (сплав $U-A1$ в $A1$ -матрице) собирают с оболочкой, состоящей из алюминиевого сплава, подобного сплаву, принятому для матрицы, методом картинной рамы и прокатывают горячим способом в топливные пластины.

Для реактора МТК этим методом были приготовлены топливные пластины, содержащие до 35% U с 0,19% B_4C . Обследованием таких пластин после облучения при температуре 93°C и выгорании 25% по ^{235}U было установлено их хорошее состояние. Подобный метод изготовления дисперсионного твэла предполагает большие возможности достижения высокой плотности ядерного горючего без использования окиси, с контролируемым размером зерна и регулируемой выгорающей добавкой.

Другие интерметаллиды различных систем, например UBe_{13} в бериллии, также могут быть использованы подобным путем в ядерной энергетике при высоких температурах.

Исследовали прочность облученных образцов в виде пластин ядерного горючего. Сердечник этих пластин собран из уран-алюминиевого сплава, дисперсий UO_2-A1 и U_3O_8-A1 . В качестве материала оболочки выбраны сплавы алюминия — 1100, 6061, АРМ257, Х8008, Х8003 и 5052. Потеря пластичности образцами начиналась с низких доз облучения. При потоке тепловых нейтронов $\sim 2 \cdot 10^{24}$ нейтр./ м^2 максимальное удлинение было 4,5%; при $20 \cdot 10^{24}$ нейтр./ м^2 удлинение равнялось 1% и при $26 \cdot 10^{24}$ нейтр./ м^2 - нулю.

Проведена серия испытаний по изучению влияния отжига на дисперсию из $A1-39\% U_3O_8$ после облучения. Образцы заключали в оболочку толщиной 0,01—0,07 мм только с двух сторон. Для нагрева под отжиг использовали соляную ванну. Испытания показали, что дисперсия U_3O_8-A1 хорошо сопротивляется распуханию при облучении до выгорания $\leq 1,35 \cdot 10^{26}$ дел./ м^8 при температуре 500°C .

Таблица П.6.10

**Физико-химическое взаимодействие топливных материалов
с материалами матриц**

Топливный материал	Материал матрицы	Среда	Температура, °С	Характер и продукты взаимодействия
UO ₂	Al		400	Выше 500°С образуются UAl ₃ , UAl ₄ , Al ₂ O ₃ . Добавки CaF ₂ (3%) или TiO ₂ (0,5 %) замедляют реакцию в твердой фазе. Технология приготовления UO ₂ оказывает влияние на скорость взаимодействия при 600 °С
UO ₂	Zr		400-450	При 400-600°С взаимодействие очень слабое. При $T > 700$ °С толщина реакционной зоны прямо пропорциональна температуре и продолжительности отжига
UO ₂	Al ₂ O ₃		1915	Появляется жидкая фаза
UO ₂	Be		600	Выше 600 °С происходит химическая реакция
UO ₂	С (графит)		1200	Выше 1200 °С в случае стехиометрического и выше 1000 °С в случае застехиометрического диоксида урана образуются UC ₂ и СО. Уран диффундирует в графит выше 1450 °С
UO ₂	Mo	Вакуум, аргон	2620	Взаимодействие отсутствует
UO ₂	Nb	Вакуум, аргон	2500	Взаимодействие отсутствует
UO ₂	Ta	Вакуум	2150	Интенсивность взаимодействия увеличивается с возрастанием величины нестехиометрии
UO ₂	W	Вакуум, аргон	2760	Взаимодействие отсутствует
UO ₂	MgO		2280	Появляется жидкая фаза. С увеличением нестехиометрии температура появления жидкой фазы снижается до 1700 °С
UO ₂	BeO		2170	Появляется жидкая фаза

Продолжение таблицы П.6.10

Топливный материал	Материал матрицы	Среда	Температура, °С	Характер и продукты взаимодействия
UO ₂	Аустенитная сталь		1400	Взаимодействие отсутствует
UO ₂	Ni		1400	Слабо реагирует
UO ₂	ZrO ₂		1500 900	Взаимодействие спеченых материалов отсутствует Взаимодействуют тщательно перемешанные смеси
UC	Be		600	Реакция с образованием UBe ₁₃
UC	Ti	Аргон, гелий	1000	Реакция с образованием TiC, β-Ti и металлической фазы
UC	V	Аргон, гелий, вакуум	1000	Взаимодействуют
UC	Cr	Вакуум	1000	Взаимодействуют
UC	Fe	Вакуум	1000	Взаимодействуют
UC	Ni		1000	Реакция с образованием U ₆ Ni и других фаз системы U-Ni
UC	Zr	Аргон, гелий, вакуум	1000 950	Реакция с образованием ZrC, β-Zr и урана. Взаимодействует при спекании под давлением 150 МПа
UC	Mo	Аргон, гелий	1000	Медленная реакция на молибдене образуется слой Mo ₂ C
UC	Ta	Вакуум	1175	Жидкий уран и TaC
UC	Al		400 >500	Взаимодействие отсутствует Быстрая реакция с образованием UAl ₃ , UAl ₄ и C (графит)
UC	W		1000 2050	На вольфраме образуется слой WC и WC ₂ . Жидкий уран и UWC ₂
UC	Re		1860	Эвтектика UC-Re, содержащая 43 ат.% Re
UC	ZrO ₂	Аргон	2450	Взаимодействие отсутствует
UC	C (графит)	Аргон, вакуум	1200	Образование UC ₂ и U ₂ C ₃
UC ₂	Al	Вакуум	400-1000	Выше 600 °С активная реакция с образованием UAl ₃ и UAl ₄
UC ₂	C (графит)	Аргон	2430	Появляется жидкая фаза
UN	Al	Вакуум	400-1000	UAl ₃ , UAl ₄ , AlN выше 500 °С

Окончание таблицы П.6.10

Топливный материал	Материал матрицы	Среда	Температура, °С	Характер и продукты взаимодействия
U	Al	Вакуум	>200	Реакция с образованием интерметаллических соединений
U	Al		300	Несовместимы
U	Be		600	Несовместимы
U	Cr		600	Совместимы
U	Cu		600	Совместимы
U	Fe		500	Совместимы
U	Fe		300	Несовместимы
U	Mo		600	Совместимы
U	Ni		500	Совместимы
U	Ni		600	Несовместимы
U	Nb		600	Совместимы
U	Коррозионно-стойкая сталь		500 650 700	Незначительное взаимодействие То же Сильное взаимодействие
U	Ta		900	Совместимы
U	Zr		800	Совместимы
U-10%Mo	Mg			В жидком состоянии не смешиваются. Взаимодействие в твердом состоянии отсутствует
UAl ₄	Al		640	Появление жидкой фазы
U ₆ Fe	Al		600	Химическая реакция
U ₃ Si	Al		620	Химическая реакция
UZr ₂	Zr		610	Разложение

Проводилось рентгеновское исследование облученных порошковых образцов дисперсии 63% U₃O₈ с небольшими добавками UAl₃ и UC₂ для определения продуктов реакции после облучения. Несмотря на то, что интерметаллид UAl₃ образуется в результате облучения дисперсии U₃O₈—Al, увеличения объема не наблюдалось. Выделение интерметаллида в ранее проведенных работах всегда связывали с увеличением объема. Подобная же размерная стабильность была установлена фирмой «Филлипс» при исследовании дисперсии UO₂—Al, нагретой в течение 65 ч при 600°С.

П.6.7. Физико-химическое взаимодействие топливных материалов с материалами матриц.

Физико-химическое взаимодействие топливных материалов с материалами матриц кратко представлено в таблице П.6.10.

ПРИЛОЖЕНИЕ 7. Теплофизические свойства жидких металлов

Газы, жидкости и твердые тела можно просто различать на основании данных формы и объема [208]. Газы не обладают ни формой, ни объемом: они заполняют любой сосуд, в который их помещают. Жидкости заполняют определенный объем, но не обладают формой: они принимают форму той части сосуда, в которой находятся. Твердые тела обладают и формой и объемом. Отсюда можно сделать заключение, что между атомами жидкости существует сильное взаимодействие, но атомы жидкости более подвижны, чем твердого тела. Низкие значения сжимаемости жидкостей свидетельствуют о достаточно плотной упаковке атомов, но текучесть жидкостей указывает на исчезновение правильного их расположения, свойственного твердому состоянию. Текучесть является основной характеристикой жидкого состояния.

Дополнительные сведения о природе расположения атомов в жидких металлах дает тот факт, что изменение свойств при плавлении значительно меньше, чем при испарении (сравните теплоты плавления и испарения, табл. П.7.1).

Для металлов с плотноупакованной решеткой относительное объемное расширение при плавлении порядка 2—6%, а теплота плавления мала и составляет от $1/30$ до $1/40$ теплоты испарения [207]. Электро- и теплопроводности при плавлении уменьшаются до $3/4$ — $1/2$ соответствующих значений в твердом состоянии [207]. Аномальное поведение наблюдается при плавлении металлов Ge, Bi и Sb. У них уменьшается объем и возрастает электро- и теплопроводность. Причины, такого поведения будут рассмотрены в связи с непосредственными экспериментальными данными о структурных изменениях. Эти наблюдения показывают, что при плавлении не происходит резкого изменения строения, так как указанные свойства, зависящие от расположения атомов, не претерпевают больших "изменений" в точке плавления.

Тепловое движение атомов в жидком состоянии не может сильно отличаться от их теплового движения в твердом состоянии, на что указывает небольшое увеличение теплоемкости при переходе через точку плавления.

Таблица 1

ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ ПРИ ПЛАВЛЕНИИ И ТЕРМИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ
ПЛАВЛЕНИЯ ДЛЯ МЕТАЛЛОВ

Термические данные									
элементы	температура плавления $^{\circ}\text{K}^*$	теплота плавления L_f ккал/моль**	теплота ис- парения L_e ккал/моль**	энтропия ΔS_m	объем ΔV %**	координация ΔC^{***}	теплопро- водность K_s/K_L	электропро- водность σ_s/σ_L^{***}	теплоем- кость**** $C_p(s)/C_p(L)$
Li	452	0,69	32,3	1,53	1,65	+1,8	—	—	0,985
Na	370,5	0,63	23,4	1,70	2,5	0	1,31	1,46	1,01
K	336,6	0,57	19,0	1,70	2,55	0	—	—	1,0
Rb	311,5	0,525	18,1	1,68	2,5	—	—	—	—
Cs	299	0,50	15,9	1,65	2,6	—	—	—	—
Cu	1356	3,1	72,8	2,29	4,15	—	—	—	—
Ag	1233,5	2,69	60,7	2,22	3,8	—	—	—	—
Au	1336	3,05	82,0	1,29	5,1	1	—	—	—
Mg	923	2,0	32,0	2,25	4,1	—	—	—	—
Zn	692	1,74	27,5	2,48	4,2	1	1,53	2,11	0,97
Cd	594	1,53	23,9	2,57	4,7	4	2,4	1,89	1,04
Hg	234,2	0,55	14,1	2,57	3,7	0	3,43	3,36	1,0
Al	932	2,5	69,6	2,70	6,0	-1,4	1,47	1,82	0,92
Ca	302,8	1,34	—	4,42	-3,2	+4	—	—	—
In	429,4	0,78	55,5	1,82	(2,7)	0	—	—	1,08
Tl	430	1,03	39,7	1,79	3,2	0	2,04	—	—
Si	1694	11,1	72,6	6,5	—	—	—	—	—
Ge	1231	7,3	—	6,0	—	—	—	—	—
Sn	505	1,69	79,0	3,35	—	+4	—	—	—
Pb	600	1,19	42,5	1,98	2,8	0	1,8	2,11	—
Sb	903	4,75	46,7	5,25	3,5	0	1,53	1,98	1,0
Bi	544	2,60	41,1	4,78	0,95	—	1,1	0,71	—
					-3,35	+1,5	0,55	0,47	—

* К.Шашевский [4].

** Юм-Розери [62].

*** Роуэл [6].

**** Френкель [2].

Измерения электрического сопротивления и оптической отражательной способности металлов с плотноупакованной решеткой показали, что эффективное число свободных электронов в жидком состоянии мало отличается от их числа в твердом состоянии.

Некоторые теории приписывают увеличение электрического сопротивления при плавлении возросшему беспорядку в атомном расположении, хотя более ранняя теория Н. Мотта предполагала, что строение жидкости с покоящимися («замороженными») атомами весьма мало отличалось бы от строения твердого тела. Н. Мотт считал, что атомы в жидкости колеблются с частотой ν_L около средних положений, которые в свою очередь изменяются с относительно малой скоростью; более высокое электрическое сопротивление жидкости, по его мнению, обусловлено возрастанием амплитуды колебаний атомов.

Для отношения электрических сопротивлений было выведено следующее выражение:

$$\frac{\sigma_s}{\sigma_L} = \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_L} \right)^2 = e^{\frac{80L}{T_M}}, \quad (\text{П.7.1})$$

где L - теплота плавления и T_M - температура плавления ($^{\circ}\text{K}$).

Более поздние теории указывают, что высокое электросопротивление жидкости, по-видимому, обусловлено как неправильностью структуры, так и увеличением амплитуды колебаний.

Х. Перлитц рассмотрел связь, существующую между изменением удельного электрического сопротивления при плавлении и кристаллической структурой в твердом состоянии. Металлы можно разделить на три группы, для которых величина σ_s/σ_L равнялась бы соответственно:

- 1/2: для Bi , Sb и Ga , обладающих «открытыми» кристаллическими структурами;
- 3/2: для Na , Li , K , Rb , Cs и Al (все эти металлы за исключением Al , кристаллизуются в объемно-центрированной кубической решетке);
- 2: для Ag , Cd , Pb , Tl , Cu , Zn , Te , Sn и Au (все эти металлы обладают плотноупакованными структурами).

Д.Д. Бернал [206] обратил внимание на то, что энергии электронов в расплавленном металле должны определяться зонами Бриллюэна, хотя

последние будут до некоторой степени маскироваться неправильным размещением атомов. Следовательно, природа сцепления атомов в жидком металле сходна с природой сцепления их в твердом металле.

Согласно [207] вообще свойства всех жидких металлов более сходны между собой, чем свойства твердых металлов. Как следует из результатов структурных исследований, наблюдается стремление к одинаковой координации атомов в жидких металлах. Металлы с плотноупакованной решеткой переходят к более низкой координации, а «открытые» структуры таких металлов как галлий и висмут переходят в плотноупакованные структуры с более высокой координацией. Эти изменения сопровождаются соответствующими изменениями в значениях электро- и теплопроводности.

Для жидкого состояния последние приближаются к общему значению. Бауэр, Мага и Сурдэн показали для большого числа жидкостей (преимущественно для неметаллов), что молекулярный объем, сжимаемость, поверхностное натяжение и теплоемкость можно представить в виде одной функции приведенной температуры.

Приведенная температура определяется следующим соотношением:

$$\theta = \frac{T - T_f}{T_c - T_f}, \quad (\text{П.7.2})$$

где T - температура, при которой производится измерение; T_f - температура плавления; T_c - критическая температура.

случае сжимаемости β значения для всех исследованных жидкостей ложатся на кривую, выражаемую уравнением

$$\frac{\beta_T}{\beta_f} = \frac{1 - \theta^4}{(1 - \theta)^2}. \quad (\text{П.7.3})$$

Приведенные выше данные о физических свойствах позволили физикам - теоретикам предложить теории, описывающие явление плавления и свойства жидкостей. Данные, полученные при помощи рентгеновых лучей, привели к развитию более совершенных теорий, основанных на поведении твердых тел. Описанные здесь теории почти все сравнительно недавнего происхождения и на каждой из них сказались влияние результатов рентгеноструктурных исследований. Наиболее успешные теории достаточно

просты. Последние же рентгеновские данные показывают простой характер строения жидких металлов. Задача большинства теорий заключается в объяснении того, почему при определенной температуре правильно построенная кристаллическая решетка твердого тела становится неустойчивой по отношению к беспорядочному размещению атомов в жидкости (обладающих большей подвижностью, чем в твердом теле, но такими же силами связи) и почему это превращение является переходом 1-го рода. В этих теориях используются идеализированные модели процесса плавления, объясняющие также некоторые из изменений свойств при плавлении. В связи с тем, что опубликовано несколько критических обзоров теорий плавления, здесь внимание обращено только на принципы, на которых основаны теории.

Большинство авторов сосредотачивает свое внимание на двух фактах: 1) структура жидкости больше походит на структуру твердого тела, чем на структуру газа; 2) объем при плавлении большинства металлов увеличивается. Вводится параметр, определяющий степень порядка кристаллической решетки (как в теории сверхструктуры), и исследуется влияние на него температуры. Френкель [208] и Бреслер [207] в своих теориях основывали вычисления на допущении, что степень порядка понижается образованием вакантных узлов в решетке.

Плавление происходит в тот момент, когда число вакантных узлов достигает критического значения [207]; соответствующие вычисления аналогичны вычислениям Брэгге и Вильямса по исчезновению порядка в бинарных сплавах, обладающих сверхструктурой.

Леннард-Джонс и Девоншайр [207] предложили механизм, несколько отличающийся от теорий, основывающихся на представлении о вакантных узлах. Беспорядок в решетке достигается миграцией атомов из положений в узлах решетки в междоузлия. Степень порядка P можно определить как отношение числа атомов N_A в узлах A к полному числу атомов N . Работа, необходимая для перемещения атома из узла A в междоузлие B , благодаря силам отталкивания велика при низких температурах. По мере расширения решетки с повышением температуры эта миграция облегчается. Скорость уменьшения порядка сначала мала, но с повышением температуры быстро падает до достижения значения $P = 1/2$, когда исчезает различие между позициями A и B . Чем больше атомов в позициях B , тем легче происходит изменение, в результате чего возникает «лавина» или кооперативное явление¹, когда скорость миграции значительно возрастает до тех пор, пока в точке

плавления не исчезнет всякий порядок. На основе этой теории значения температуры плавления, изменения объема и энтропии при плавлении были вычислены для аргона и азота. Количественное согласие с опытными значениями оказывается хорошим, хотя Френкель заметил, что подобного согласия легко достигнуть соответствующим подбором параметров. Представление о существовании в жидкости дырок, отличное от представления о вакантных узлах, применялось рядом авторов, особенно Фюртом [205]. Идея дырок как вакантных узлов решетки лишена смысла в неупорядоченном жидком состоянии. Она заменяется понятием дырок, представляющих собой зазоры неопределенных размеров между атомами в жидкости. Эти дырки могут свободно изменять свою форму и положение. Испарение эти авторы представляют как слияние дырок в макроскопические пузырьки пара, а плавление - как переход незанятых узлов решетки в дырки. Исчезновение дальнего порядка - это результат возмущения решетки этими дырками. При сжатии жидкости при относительно низкой температуре дырки исчезают. Опыты Бриджмэна [207] показывают, что это, вероятно, и происходит, так как модуль всестороннего сжатия жидкостей в несколько раз меньше, чем соответствующих твердых веществ. Это обусловлено «пористостью», которая устраняется при относительно низком давлении. При более высоком давлении сжимаемость падает до значений, сравнимых со значениями сжимаемости в твердом состоянии.

Кирквуд [207] основывает свою теорию строения жидкости на понятии свободного объема, представляющего разность объемов «открытой» структуры жидкости и плотноупакованного размещения соприкасающихся шаров. Если объем равен V_1 в последнем случае и V_2 при более высокой температуре, то $V_2 - V_1$ при низких температурах мало и свободный объем принимает форму вакантных узлов решетки или «пор». Когда число пор становится значительным, кристаллическая решетка переходит в беспорядочное распределение атомов жидкости, и свободный объем равномерно распределяется по всем атомам, создавая высокую подвижность и беспорядочное размещение их. Кирквуд ввел распределительную функцию $\rho(r)$, равную среднему числу атомов в единице объема на расстоянии r от центрального атома в жидкости. Применение статистической механики позволяет вывести зависимость $\rho(r)$ от температуры и объема. Результаты опытов по диффракции рентгеновых лучей в жидкостях выражаются через подобную же распределительную функцию. Распределения, полученные в

теории свободного объема, хорошо согласуются с результатами опытов с рентгеновскими лучами.

Далеко не во всех теориях жидкого состояния непосредственно рассматривались силы сцепления между атомами. Влияние теплового движения на преодоление силы сцепления, приводящее к разрушению кристаллической решетки и к переходу к структуре жидкости, изучали Линдемманн [207], позже Френкель [207], а также Борн [207]. По теории, предложенной Линдемманном, плавление происходит в тот момент, когда амплитуда тепловых колебаний атомов достигает определенной доли γ постоянной кристаллической решетки a .

Френкель и Борн рассматривают вопрос с точки зрения термодинамики и приходят к общему выводу, что плавление представляет собой неустойчивость кристаллической решетки, созданную расширением объема до значения, которое связано с пределом прочности материала на растяжение. Согласованность между теорией и опытом нельзя признать хорошей, так как практически кристаллическая решетка всегда обладает дефектами.

Мотт [207] сопоставил теории, основанные на представлении об образовании вакантных узлов или дырок, с теорией Мэкензи и Мотта [207], в которой плавление рассматривается как аналог процесса сдвига. Энергия границ зерен пропорциональна произведению модуля сдвига G и атомного объема a^3 . По вычислению Мотта, работа образования вакансии в замороженном инертном газе равна энергии решетки, между тем как в металле эта работа составляет половину энергии решетки. Энергия решетки равна теплоте сублимации L_s , и если теплота плавления связана с образованием вакансий, то значения величины Ga^3/L_s для редких газов и для металлов должны отличаться друг от друга множителем, равным двум. Наблюдаемое значение этого отношения составляет около пяти. Это значит, что величина Ga^3 находится в полном соответствии с теплотой плавления, в то время как работа образования вакансий не соответствует энергии решетки. Это приводит к выводу, что искажение решетки при плавлении имеет характер сдвига. Ни одно теоретическое описание жидкого состояния не является вполне удовлетворительной теорией плавления. Каждое из них описывает только некоторые стороны этого явления. Теории жидкого состояния менее точны, чем теории твердого состояния, скорее благодаря неопределенной природе жидкого состояния, чем недостатку экспериментальных данных.

По данным рентгеноструктурных экспериментов плотность жидкого металла настолько близка к плотности твердого, что расстояние между атомами в жидком металле может быть лишь немного больше, чем в твердом.

В жидких сплавах изучались преимущественно химические, а не физические свойства. Между тем при образовании сплавов физические свойства изменяются обычно не очень сильно: результирующие свойства обычно имеют средние значения по отношению к свойствам компонентов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 8. Теплофизические свойства газообразных топливных материалов ядерных реакторов

Согласно работе [215] диффузия, теплопроводность и вязкость осуществляются одним и тем же механизмом - непосредственным молекулярным переносом. Теплопроводность можно рассматривать как «диффузию энергии», а вязкость - как «диффузию импульса». Поэтому можно утверждать, что коэффициент диффузии D , температуропроводность $\chi = \kappa / Mc_p$ и кинематическая вязкость $\nu = \eta / Nm$ имеют один и тот же порядок величины, откуда и получаются формулы для теплопроводности:

$$\kappa \sim cNl\bar{v}, \quad (\text{П.8.1})$$

где c - отнесенная к одной молекуле теплоемкость газа, N - концентрация молекул газа, l - средняя длина свободного пробега молекул, \bar{v} - средняя скорость. Это известная элементарная газокинетическая формула. Положив в ней $l \sim 1/N\sigma$, $c \sim 1$ и $\bar{v} \propto \sqrt{T/m}$ получим:

$$\kappa \sim \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{T}{m}}. \quad (\text{П.8.2})$$

В этой оценке сечение σ относится к средней тепловой скорости молекул, и в этом смысле его надо понимать как функцию температуры. С увеличением скорости сечение согласно [215], вообще говоря, убывает; соответственно σ будет убывающей функцией температуры. При не слишком низких температурах молекулы газа ведут себя, качественно, как твердые упругие частицы, взаимодействующие друг с другом лишь при непосредственных столкновениях. Такому характеру взаимодействия отвечает слабо зависящее от скорости (а потому и от температуры) сечение столкновений. В этих условиях зависимость κ от температуры близка к пропорциональности \sqrt{T} .

При заданной температуре коэффициент теплопроводности, как это видно из (П.8.2), не зависит от плотности газа или, что то же, от его давления. Подчеркнем, что это важное свойство не связано со сделанными при оценке предположениями и является точным в рамках кинетического уравнения Больцмана. Оно возникает как следствие того, что в этом уравнении учитываются только парные столкновения молекул (именно поэтому длина пробега оказывается обратно пропорциональной плотности газа).

Согласно [216] зависимость коэффициента теплопроводности для газов от температуры с достаточной точностью можно определять по формуле Сутерлендта:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{273+C}{T+C} \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2}, \quad (\text{П.8.3})$$

где λ_0 - коэффициент теплопроводности при 0°C; T - средняя арифметическая температура газа, °К; C - постоянная.

ПРИЛОЖЕНИЕ 9. Геореактор и результаты KamLAND- эксперимента

В работах [67-69,74,76,79,80,82-84] впервые разработана гипотеза геореактора типа Л. Феоктистова на границе твердого и жидкого ядра земли, а также методы нейтринной диагностики геореактора на границе твердого и жидкого ядра земли.

Очевидно, что однозначным тестом на существование геореактора внутри Земли является спектр геонейтрино. Особенно в области энергии $E > 3,272$ МэВ, где регистрируются только геонейтрино “деления”, то есть, те, которые возникают в процессе деления актинидов. В этом смысле оказывается, что идея геореактора оказывается плодотворной не только для понимания истинной физической природы так называемых “гелиевых парадоксов”, но одновременно эффективно решает проблему теоретического описания экспериментального спектра реакторных антинейтрино в KamLAND, имеющую место в области энергии антинейтрино $\sim 2,8$ МэВ.

Итак, скорость деления ^{239}Pu во фронте волны ядерного горения равна

$$\eta_f = P/E_f \approx 8,9 \cdot 10^{-23} \text{ делений/с.} \quad (\text{П.9.1})$$

где E_f – средняя энергия, выделяющаяся в одном акте деления ядра ^{239}Pu . Отсюда, грубая оценка интегральной интенсивности антинейтрино в двух диаметрально противоположных точках на поверхности Земли от фронта волны горения в слое актиноидной паутины из UO_2/Fe имеет следующий вид:

$$\Phi_{\bar{\nu}} = \frac{1}{4\pi(R_{\oplus} \pm r_N)^2} \cdot \eta_f \cdot \mu_{\bar{\nu}} = \begin{cases} 0,72 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}, & \text{if "+"}, \\ 1,56 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}, & \text{if "-"} \end{cases} \quad (\text{П.9.2})$$

где $\mu_{\bar{\nu}} \approx 5,7$ – число антинейтрино на один акт деления ядра ^{239}Pu , $R_{\oplus} \approx 6400$ км, $r_N \approx 1200$ км.

На основе методики расчета парциальных и суммарных энергетических β –, $\tilde{\nu}_e$ –спектров радиоактивных нуклидов построены парциальные $d\Phi_{\bar{\nu}}/dE$ (^{238}U), $d\Phi_{\bar{\nu}}/dE$ (^{232}Th), $d\Phi_{\bar{\nu}}/dE$ (^{40}K), $d\Phi_{\bar{\nu}}/dE$ (^{239}Pu) и суммарный энергетические KamLAND-спектры антинейтрино Земли $dn_{\bar{\nu}}/dE$ ($^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th} + ^{239}\text{Pu}$), в котором парциальные вклады были предварительно

нормированы на соответствующие интегральные интенсивности геоантинейтрино на поверхности Земли.

Теоретический вид экспериментально измеряемого суммарного энергетического KamLAND-спектра $dn_{\bar{\nu}}/dE$ имеет вид:

$$\frac{dn_{\bar{\nu}}}{dE} = \varepsilon N_p \sum_i p_i(E_{\bar{\nu}}, L) \frac{d\lambda_{\bar{\nu}}^i}{dE} \sigma_{\nu p}(E_{\bar{\nu}}) \Delta t, \quad M\text{ЭВ}^{-1}, \quad (\text{П.9.3})$$

где вероятность нейтринных осцилляций в двухфлейворном варианте имеет вид

$$p(E_{\bar{\nu}}, L) \cong 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 [eV^2] L [m]}{E_{\bar{\nu}} [M\text{ЭВ}]} \right), \quad (\text{П.9.4})$$

где $d\lambda_{\bar{\nu}}/dE \equiv d\Phi_{\bar{\nu}}/dE$ для $E_{\bar{\nu}} \geq 1,804$ МЭВ, $\sigma_{\nu p}$ – сечение реакции обратного β -распада с соответствующими радиационными поправками; L – расстояние от источника до детектора; $\Delta m_{12}^2 \equiv |m_2^2 - m_1^2|$, θ – угол смешивания.

В то же время, очевидно, что, так как реакторные геоантинейтрино попадают в область спектра с prompt energy выше 2,6 МЭВ, то процедуру вычисления традиционным путем истинного спектра антинейтрино и соответственно параметров осцилляций (Δm_{12}^2 , $\sin^2 2\theta_{12}$) в KamLAND-эксперименте необходимо доопределить. Другими словами, традиционный способ конструирования состоятельных оценок, например, метод максимального правдоподобия, обычно используемый для определения параметров осцилляций (Δm_{12}^2 , $\sin^2 2\theta_{12}$) должен был бы учитывать в эксперименте наличие еще одного реактора или, точнее говоря, учитывать спектр антинейтрино от геореактора, обладающего мощностью 30 ТВт и расположенного на расстоянии $L \sim 5.2 \cdot 10^6$ м. Однако здесь мы предлагаем простой оценочный подход, результаты применения которого указывают на непротиворечивость (экспериментальным данным) гипотезы существования геореактора мощностью 30 ТВт на границе жидкой и твердой фаз ядра Земли.

Если предположить выполнение СРТ-инвариантности, то вероятности $\nu_e \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ осцилляций должны быть равны при одинаковых значениях L/E_ν . При среднем расстоянии $L \sim 180$ км, на котором находятся японские реакторы от KamLAND-детектора и типичных энергиях реакторных антинейтрино порядка нескольких МЭВ, эксперимент имел оптимальную чувствительность к значениям Δm^2 , разрешенная область которого в плоскости осцилляционных параметров принадлежит к так называемому MSW-решению с большими углами смешивания (LMA solar solution) и

характеризует солнечные нейтрино с переходом $1 \leftrightarrow 2$. В настоящее время известно, что Δm^2 , характерное для солнечных нейтрино, имеет значение $\sim 6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$, тогда как угол смешивания большой, но не максимальный, $\tan^2 \theta \sim 0,4$. При этом, так как при спектральном искажении (осцилляциях) в антинейтринном (солнечном) спектре вариации Δm^2 могут доминировать над более устойчивыми и к тому же малыми вариациями угла θ , то в рамках дальнейшего анализа сделаем предположение (на основе СРТ–теоремы), что угол смешивания в KamLAND–эксперименте определяется “солнечным” равенством $\tan^2 \theta_{12} = 0,4$ или, что эквивалентно, $\sin^2 2\theta_{12} = 0,83$.

Поэтому при вычислении интегральной интенсивности реакторных геоантинейтрино использовалась следующая аппроксимация выражения для вероятности выживания $p_{i=P_u}$ типа (П.9.4):

$$p_{i=P_u}(E_\nu, L) = 1 - 0,5 \sin^2 2\theta_{12} \cong 0,59, \quad (\text{П.9.5})$$

где длина осцилляции L_{osc} равна

$$L \gg L_{\text{osc}} [\text{m}] = \frac{2,48 E_\nu [\text{МэВ}]}{\Delta m_{12}^2 [\text{эВ}^2]},$$

$L \sim 5,2 \cdot 10^6$ м – расстояние от границы жидкой и твердой фаз ядра Земли до детектора.

Тогда используя (П.9.3) нетрудно показать, что в случае первого KamLAND–эксперимента интегральная интенсивность реакторных геоантинейтрино $^{P_u} n_{\bar{\nu}}$ на поверхности Земли будет с учетом (П.9.4) равна

$$\begin{aligned} ^{P_u} n_{\bar{\nu}} &= p_{i=P_u} \cdot \varepsilon \cdot N_p \cdot \Delta t \cdot \int_{E=1,804}^{\infty} \frac{d\lambda_{\bar{\nu}}(P_u)}{dE} \cdot \sigma_{\nu p}(E) dE = \\ &= p_{i=P_u} \left[12,72(P_u) \Big|_{E_\nu \leq 3,272} + 30,24(P_u) \Big|_{E_\nu > 3,272} \right] = \\ &= 7,50 \Big|_{E_\nu \leq 3,272} + 17,84 \Big|_{E_\nu > 3,272}, \end{aligned} \quad (\text{П.9.6})$$

где $\varepsilon \approx 0,783$ – эффективность регистрации; $N_p = 3,46 \cdot 10^{31}$ – число протонов в чувствительном объеме детектора; $\Delta t = 1,25 \cdot 10^7$ с – время экспозиции; $\sigma_{\nu p}$ – сечение взаимодействия антинейтрино с протоном для реакции обратного β –распада с учетом соответствующих радиационных поправок Фаянса-Фойгеля-Бекома.

Теперь для области энергий $E_{\text{prompt}} > 2,6$ МэВ найдем отношение \mathfrak{R} “истинного” потока реакторных антинейтрино N_{obs} , равного разности

измеренного потока N_{full} и фона, обусловленного реакцией $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, N_{C} , и реакторными геоантинейтрино $^{\text{Pu}}n_{\bar{\nu}}$, к ожидаемому потоку антинейтрино N_{expected} . Если учесть, что в случае первого KamLAND-эксперимента $N_{\text{full}} = 54$, $N_{\text{expected}} = 86,8 \pm 5,6$, $N_{\text{C}} \cong 2$, $^{\text{Pu}}n_{\bar{\nu}}(E_{\text{prompt}} > 2,6 \text{ МэВ}) = 17,84$ (см. (П.9.6)), то отношение \mathfrak{R} будет равно:

$$\mathfrak{R} = \frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{expected}}} = \frac{N_{\text{full}} - N_{\text{C}} - ^{\text{Pu}}n_{\bar{\nu}}}{N_{\text{expected}}} \Bigg|_{E_{\text{prompt}} > 2,6} \cong \cong 0,394 \pm 0,096(\text{stat}) \pm 0,042(\text{syst}). \quad (\text{П.9.7})$$

Вероятность того, что этот результат противоречит (экспериментальным данным) гипотезе меньше, чем 0,05%. Рассчитано отношение \mathfrak{R} в KamLAND-эксперименте как функция среднего расстояния от источника. Определена область, которая соответствует области параметров, предсказанных на 95%-уровне значимости. Такая LMA-область была найдена с помощью глобального анализа данных по регистрации солнечных нейтрино. При этом оказывается, что для данного значения \mathfrak{R} (П.9.7) и фиксированного угла смешивания ($\sin^2 2\theta = 0,83$) разрешены только такие значения Δm_{12}^2 , которые попадают в интервал $\Delta m_{12}^2 \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$. Для дальнейших вычислений было выбрано значение $\Delta m_{12}^2 = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$.

Вычисления теоретических спектров антинейтрино для данных параметров осцилляции производилось с помощью выражений (П.9.3) – (П.9.4). Необходимые для этих выражений параметры, характеризующие время экспозиции, геометрию регистрации и свойства детектора, определялись указанными выше параметрами KamLAND-эксперимента. При этом необходимые для расчета дополнительные параметры брались на Internet-site KamLAND.

Полученные таким образом приближенные значения параметров осцилляции ($\sin^2 2\theta_{12} = 0,83$, $\Delta m_{12}^2 = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$) позволяют с помощью аналогичной процедуры вычислений восстановить полный спектр геоантинейтрино, включающего события от α -распадов ^{238}U и ^{232}Th (с известным радиальным профилем их распределения в интерьере Земли) и делений ^{239}Pu в активной зоне геореактора, и соответственно определить интегральную интенсивность $n_{\bar{\nu}}$ геоантинейтрино на поверхности Земли:

$$n_{\bar{\nu}} = p_i \cdot \varepsilon \cdot N_p \cdot \Delta t \cdot \int_{E=1,804}^{\infty} \frac{d\lambda_{\bar{\nu}}(\text{U} + \text{Th} + \text{Pu})}{dE} \cdot \sigma_{\text{vp}}(E) dE =$$

$$\begin{aligned}
&= p_i \left[2,70(\text{U}) + 0,78(\text{Th}) + 12,72(\text{Pu}) \Big|_{E_\nu \leq 3,272} + 30,24(\text{Pu}) \Big|_{E_\nu > 3,272} \right] = \\
&= [2,10(\text{U} + \text{Th}) + 7,50(\text{Pu})]_{E \leq 3,272} + 17,84 \Big|_{E > 3,272}. \quad (\text{П.9.8})
\end{aligned}$$

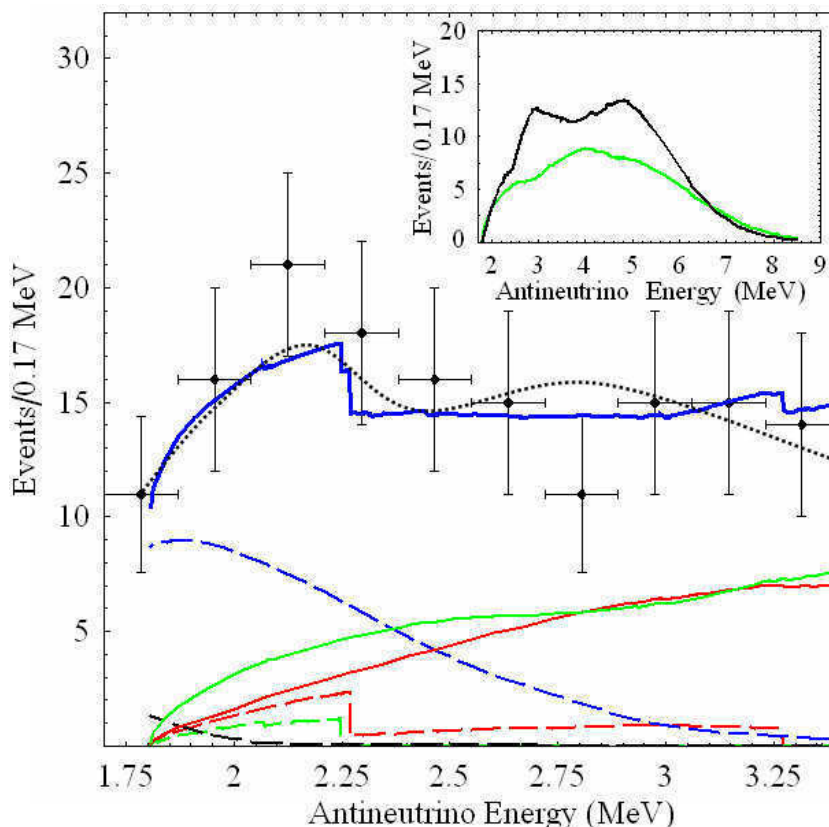


Рис. П.9.1. Антинейтринный энергетический спектр в KamLAND. Главный рисунок, экспериментальные точки (сплошные черные точки с погрешностями) совместно с полным ожидаемым спектром, полученным в KamLAND (штрихованная черная линия) и рассчитанным в диссертационной работе (тонкая сплошная синяя кривая). Также показаны ожидаемый спектр $\bar{\nu}_e$ от Японских реакторов (сплошная зеленая линия), ожидаемый спектр геореактора (красная линия), ожидаемые события цепочек распада ^{238}U (пунктирная красная линия) и ^{232}Th (пунктирная зеленая линия), реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ (пунктирная синяя линия) и случайные события (пунктирная черная линия). На вставке ожидаемый спектр, полученный в KamLAND (черная линия), и рассчитанный в диссертационной работе спектр (зеленая линия), продолженные в область больших энергий.

Найденный полный спектр геоантинейтрино позволяет, в свою очередь, определить “истинный” спектр антинейтрино, зарегистрированный от японских реакторов в геометрии первого KamLAND – эксперимента. Приведем результаты верификации параметров осцилляции ($\sin^2 2\theta_{12} = 0,83$, $\Delta m_{12}^2 = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$) в рамках тестовой задачи сравнения теоретического

(ожидаемого с учетом работы геореактора) и экспериментального спектров реакторных антинейтрино на основе новых данных, полученных в результате экспериментального исследования спектра геоантинейтрино в KamLAND. Например, новые KamLAND – данные, полученные в области энергий $E_{\nu}=(1,7-3,4)$ МэВ (время экспозиции $\Delta t = (749,1 \pm 0,5)$ дней, эффективность регистрации $\varepsilon \approx 0,687$ и полное число протонов в чувствительном объеме детектора $N_p = (3,46 \pm 0,17) \cdot 10^{31}$) показали, что спектр геоантинейтрино, рассчитанный с учетом работы геореактора, и ожидаемый KamLAND – спектр практически очень похожи (рис. П.9.1). В то же время обращает на себя внимание, что в окрестности $E_{\nu} = 2,8$ МэВ (см. рис. П.9.1) поведение спектра геоантинейтрино, рассчитанного с учетом работы геореактора, выгодно отличается от аналогичного поведения ожидаемого KamLAND–спектра.

ПРИЛОЖЕНИЕ 10. Зависимости сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата от энергии нейтронов для реакторных нуклидов

На рисунках П.10.1 и П.10.2 приведены зависимости сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата от энергии нейтронов для реакторных нуклидов, взятые из базы ядерных данных ENDF/B-VII.0 [245]. На представленных рисунках энергии нейтронов изменяются в диапазоне 10^{-5} – 10^7 эВ.

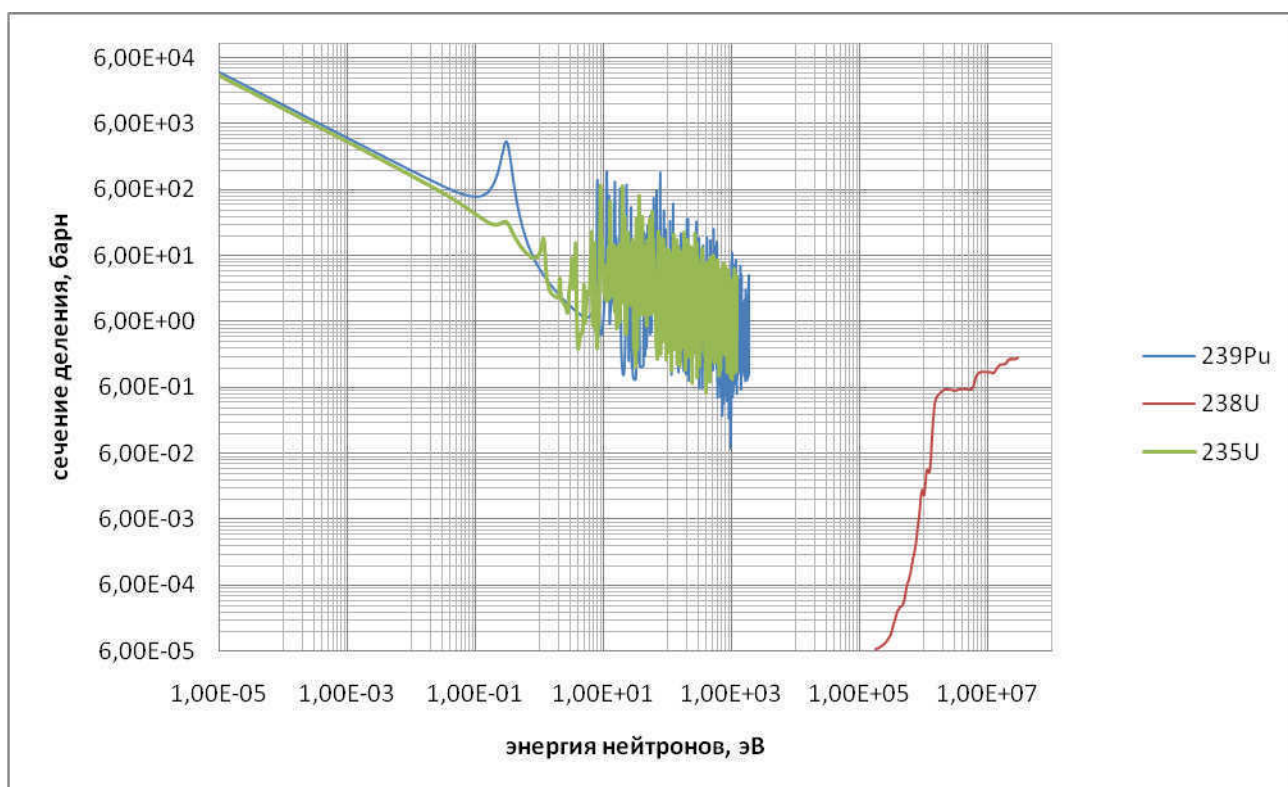


Рис. П.10.1. Зависимости сечений ядерных реакций деления от энергии нейтронов для Pu^{239} , U^{235} и U^{238} , взятые из базы данных ENDF/B-VII.0.

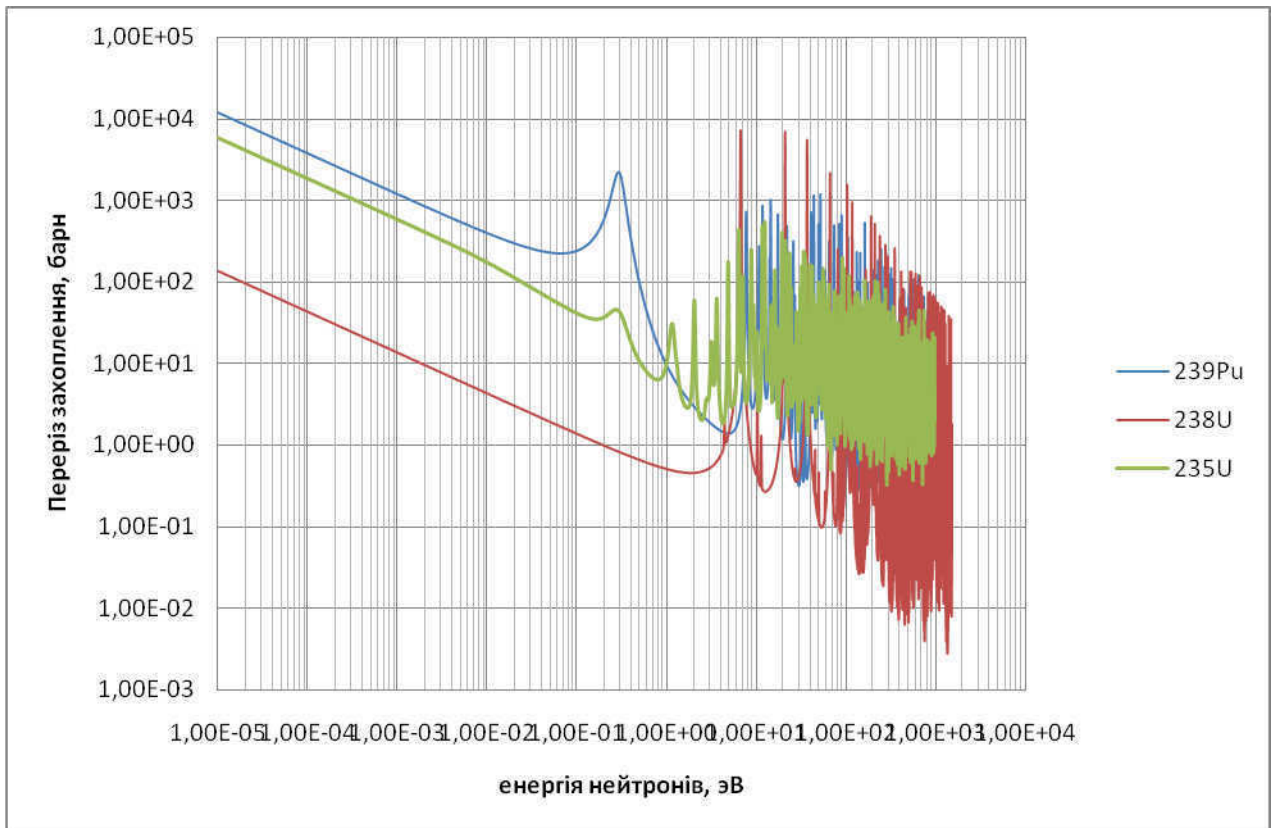


Рис. П.10.2. Зависимости сечений ядерных реакций радиационного захвата от энергии нейтронов для Pu^{239} , U^{235} и U^{238} , взятые из базы данных ENDF/B-VII.0.

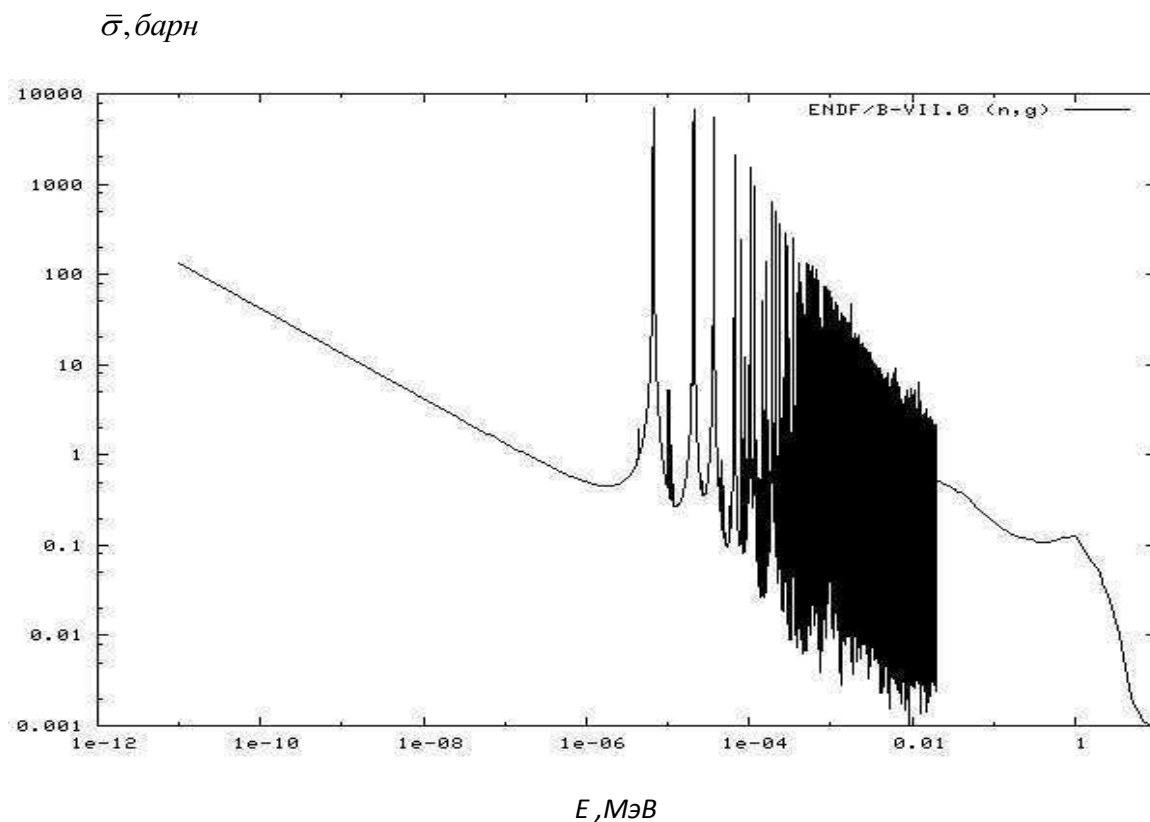


Рис. П.10.3. Зависимость сечения радиационного захвата ^{238}U нейтронами от их энергии.

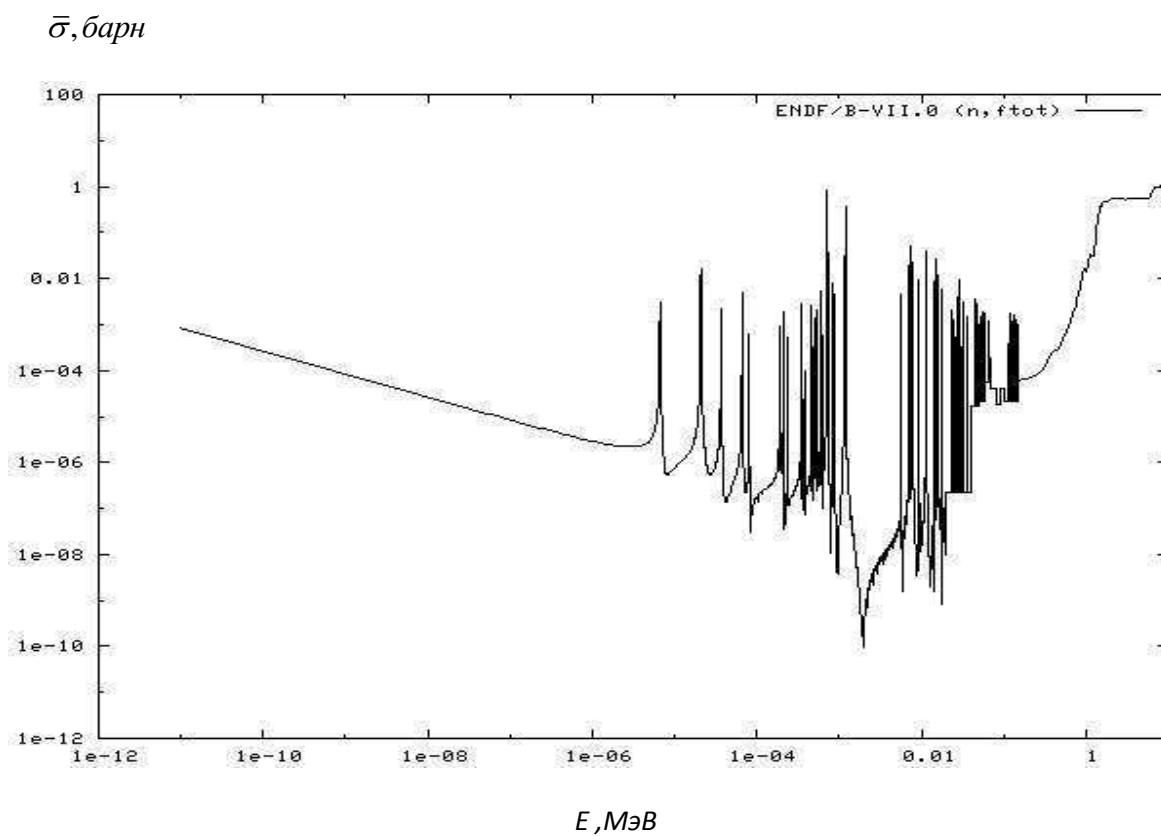


Рис. П.10.4. Зависимость полного сечения (радиационного захвата и деления) ^{238}U нейтронами от их энергии.

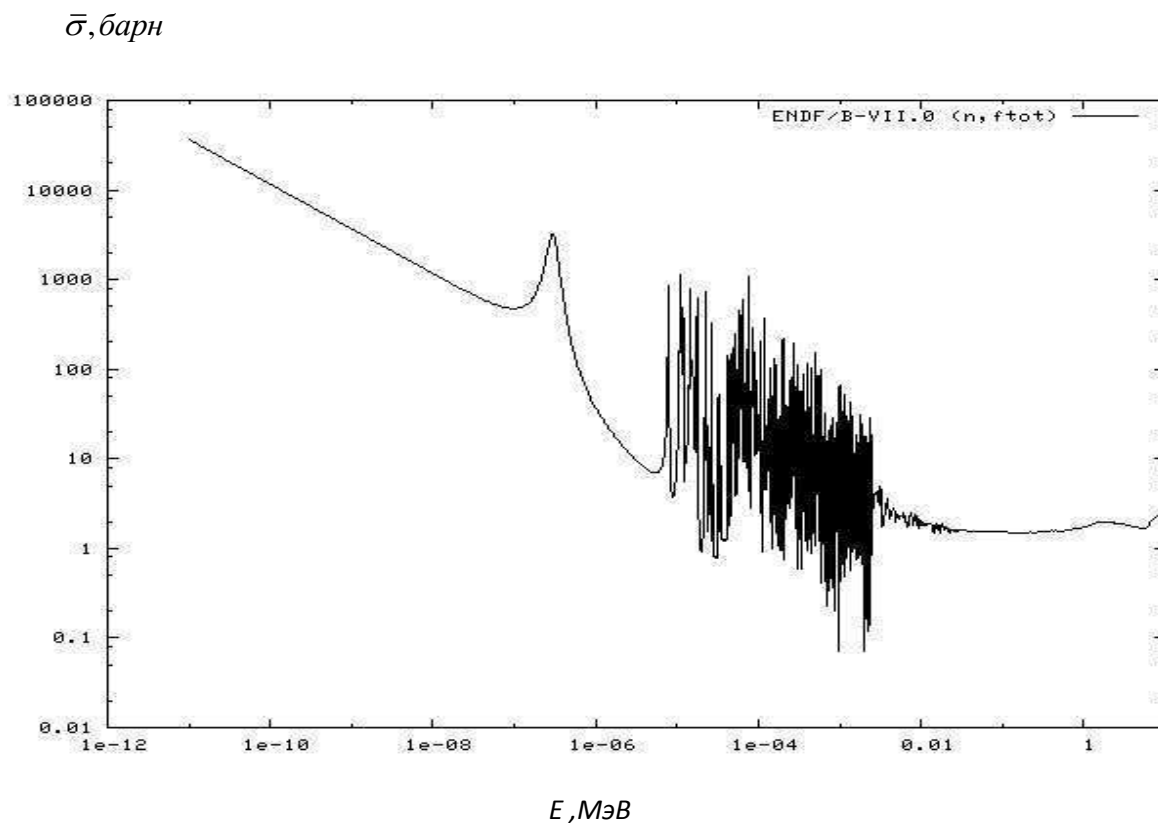


Рис. П.10.5. Зависимость сечения деления $^{239}_{94}\text{Pu}$ нейтронами от их энергии.

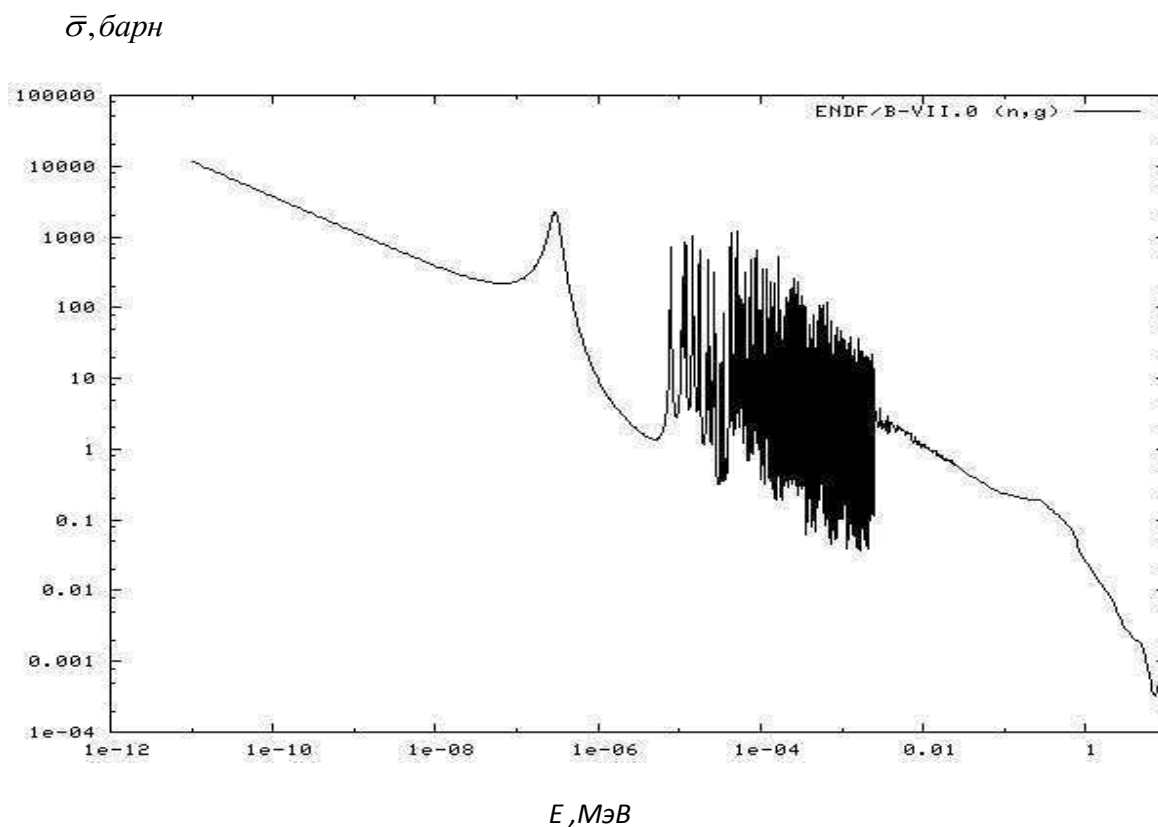


Рис. П.10.6. Зависимость сечения радиационного захвата $^{239}_{94}\text{Pu}$ нейтронами от их энергии.

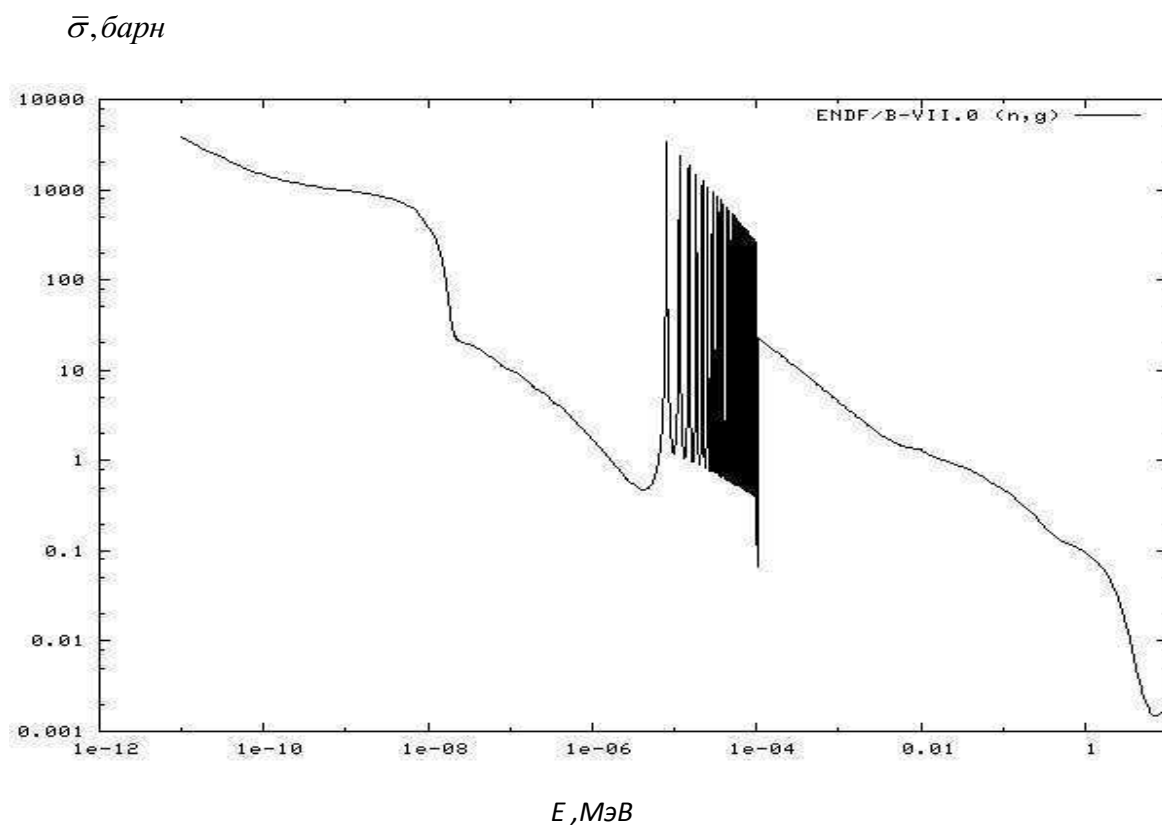


Рис. П.10.7. Зависимость сечения радиационного захвата ^{239}U нейтронами от их энергии.

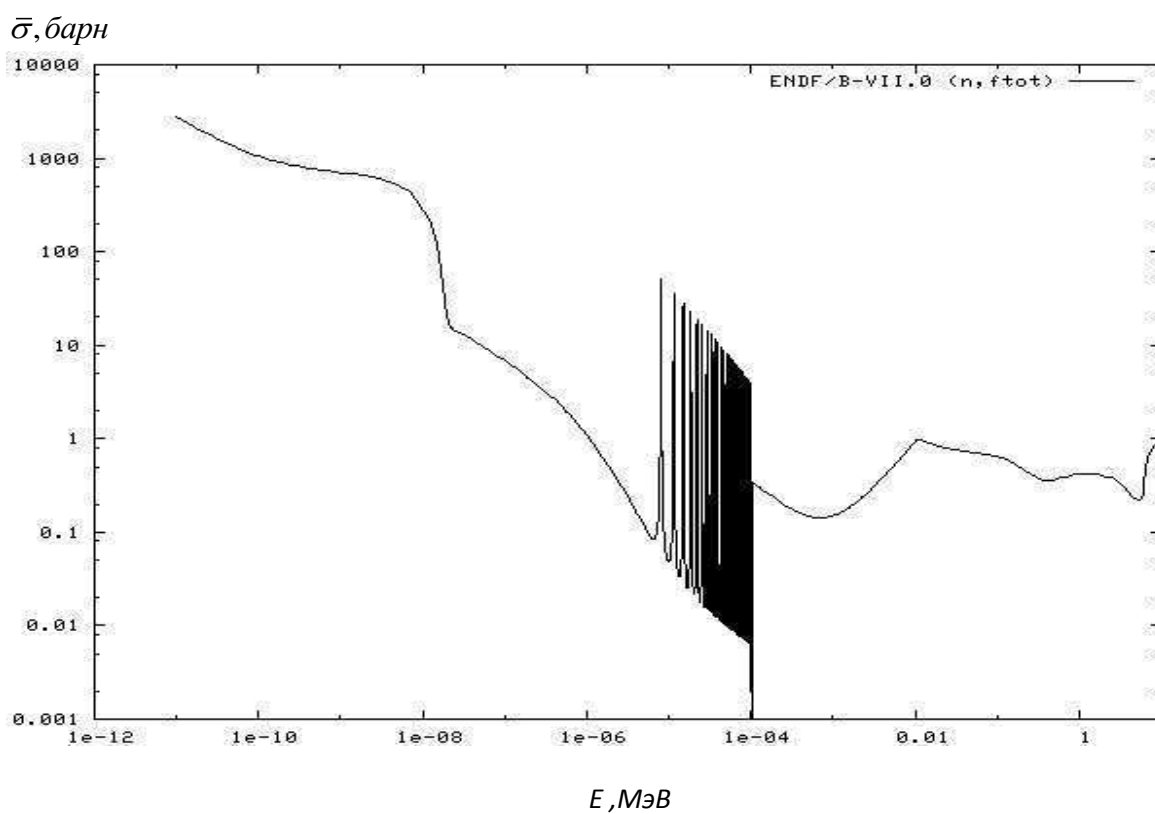


Рис. П.10.8. Зависимость сечения захвата ^{239}U нейтронами от их энергии.

ПРИЛОЖЕНИЕ 11. Спектр тепловых нейтронов реактора ВВЭР

На рисунке П.11.1 приведен спектр тепловых нейтронов реактора ВВЭР [153].

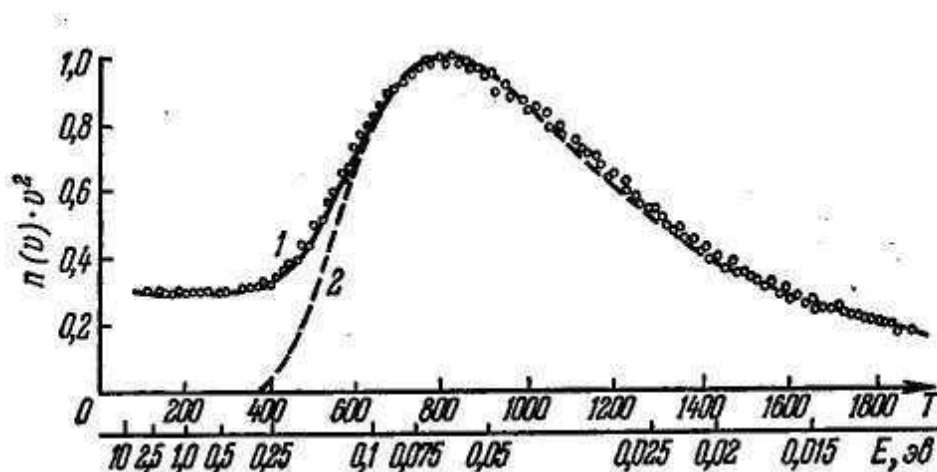


Рис. П.11.1. Энергетический спектр нейтронов в реакторе ВВЭР [153] (1- спектр нейтронов; 2 – распределение Максвелла; T – время пролета (в микросекундах) некоторого стандартного расстояния; E – энергия нейтронов, соответствующая времени пролета; $n(v)$ – плотность нейтронов со скоростью v).

ПРИЛОЖЕНИЕ 12. Блок-схема алгоритма для компьютерной программы, рассчитывающей зависимости сечений от энергии нейтронов для заданной температуры делящейся среды (Доплер эффект)

Блок-схема алгоритма для компьютерной программы, рассчитывающей зависимости сечений от энергии нейтронов для заданной температуры делящейся среды (Доплер эффект) представлена на рис. П.12.1.

В этой блок-схеме блок 1) – операторы описание массивов и переменных.

В блоке 1) приняты следующие обозначения:

$SIGMAa$ – массив дискретных значений сечений (деления, захвата) нейтронов в зависимости от энергии нейтронов;

T – температура среды;

Qf – массив сечений усреднённых по направлению;

Ny – число ячеек, выбираемое на распределении Максвелла;

$DeltaNu$ – число ядер находящееся в ячейке, выбираемой на распределении Максвелла;

$DeltaEn$ – шаг дискретизации по энергии;

$Nmax$ – максимальное количество шагов по энергии для заданного шага дискретизации по энергии;

$DeltaVu$ – ширина ячейки, выбираемой на распределении Максвелла;

Nt – максимальное значение индекса изменения температур;

$Egran$ – максимальное значение энергии;

M – масса мишени;

mn – масса нейтрона;

b – коэффициент перевода электрон вольтов в джоули;

k – постоянная Больцмана;

Na – число Авогадро;

Rou – плотность вещества;

A – массовое число;

Ne – концентрация вещества;

Vm – скорость мишени;

Nu – среднее количество ядер во всё распределении Максвелла;

$Z2$ – начальная точка отсчёта по шкале энергий;

Ie – значение энергии, при котором распределение Максвелла начинает стремиться к нулю;

En – энергия нейтрона;

E_{nmin} – начальное значение энергии для ячейки;

E_{nmax} – конечное значение энергии для ячейки;

N_{emin} – индекс начального значения энергии для ячейки;

N_{emax} – индекс конечного значения энергии для ячейки;

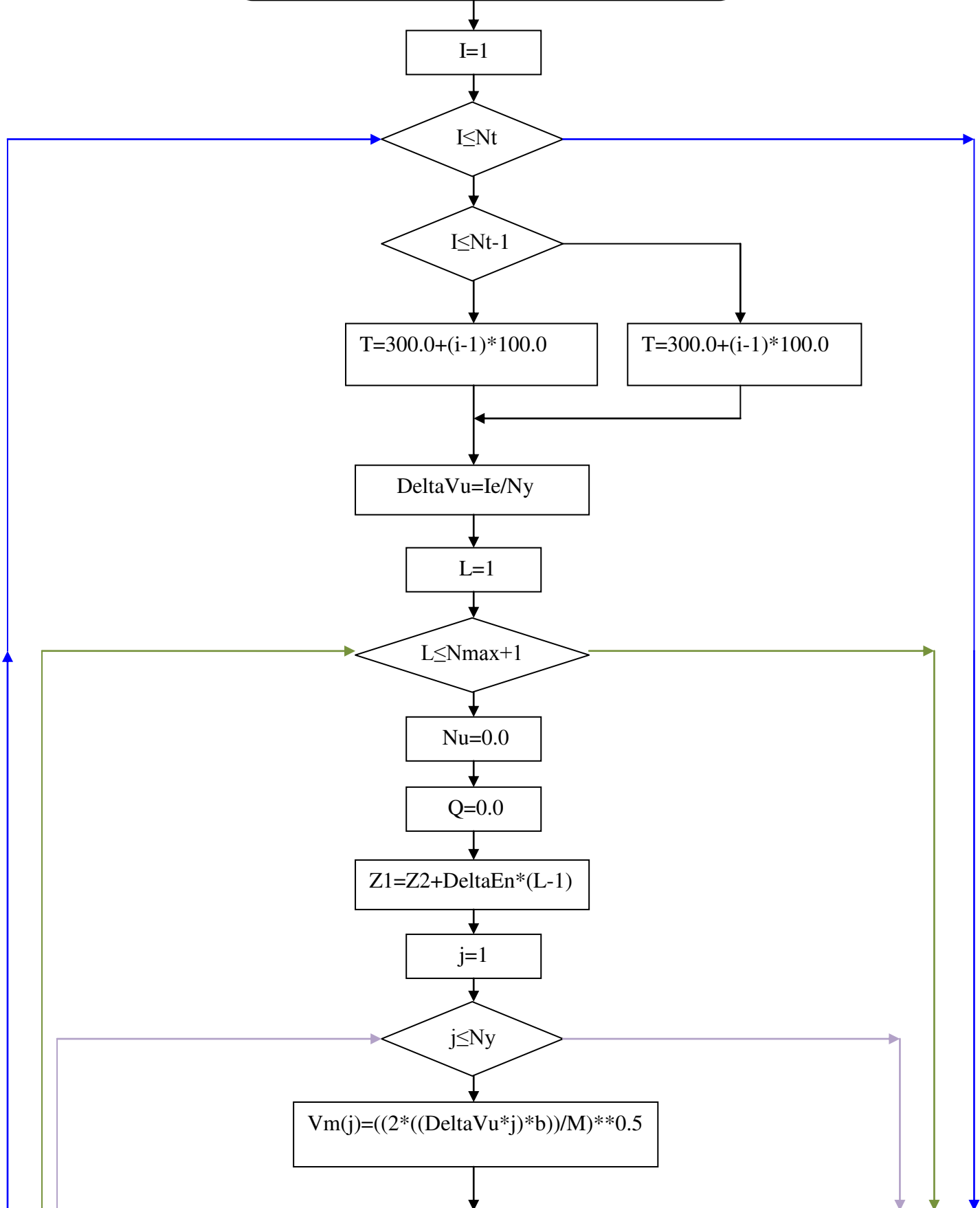
$Qf0$ – усреднённые сечения;

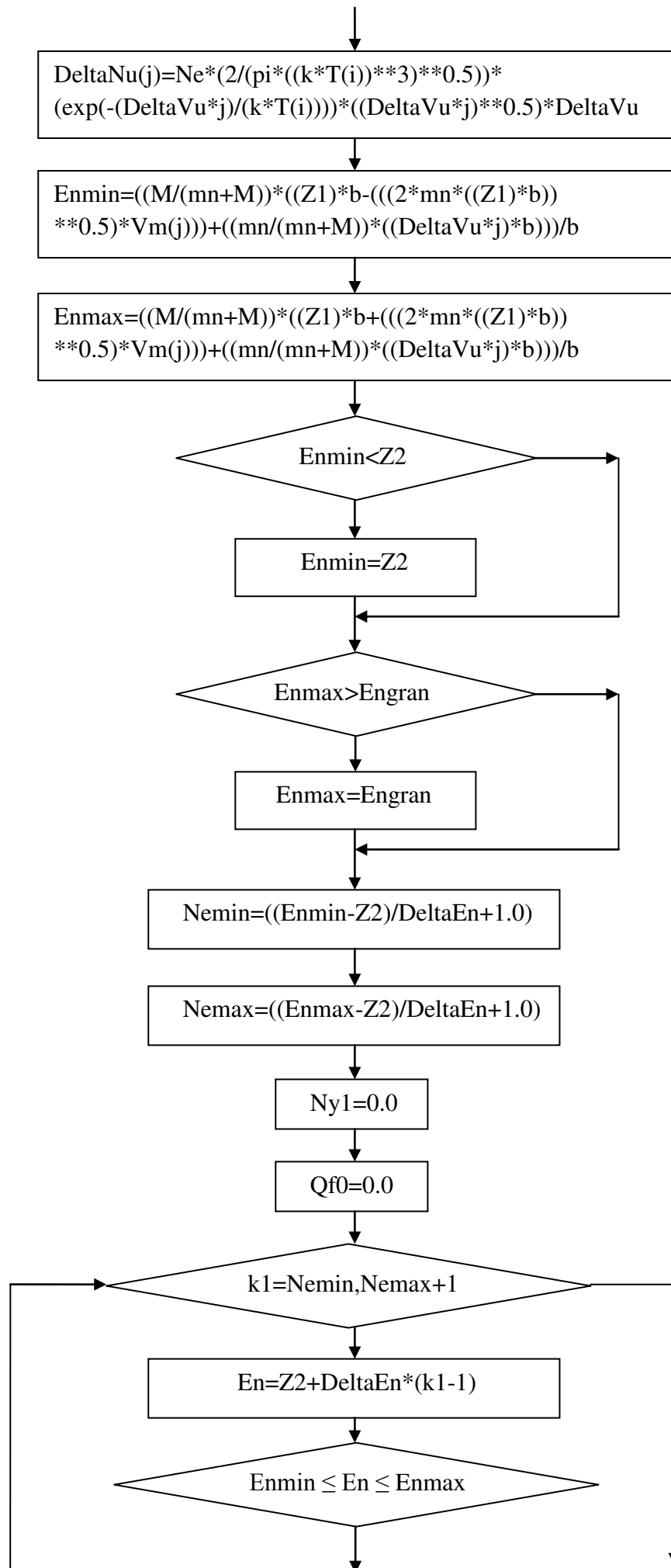
Qf – массив усреднённых сечений по Максвеллу;

$Q1$ – массив усреднённых сечений (деления, захвата) нейтронов с учётом Доплер эффекта.

2) записывание массива усреднённых сечений (деления, захвата) нейтронов с учётом Доплер эффекта в текстовый файл.

1)
 SIGMAa, T, Qf, Ny, DeltaNu, DeltaEn, Nmax, Nt,
 Engran, DeltaVu, M, mn, b, k, Na, A, Ne, Vm, Nu,
 Z2, Ie, En, Enmin, Enmax, Nemin, Nemax, Qf0, Qf,
 Q1.





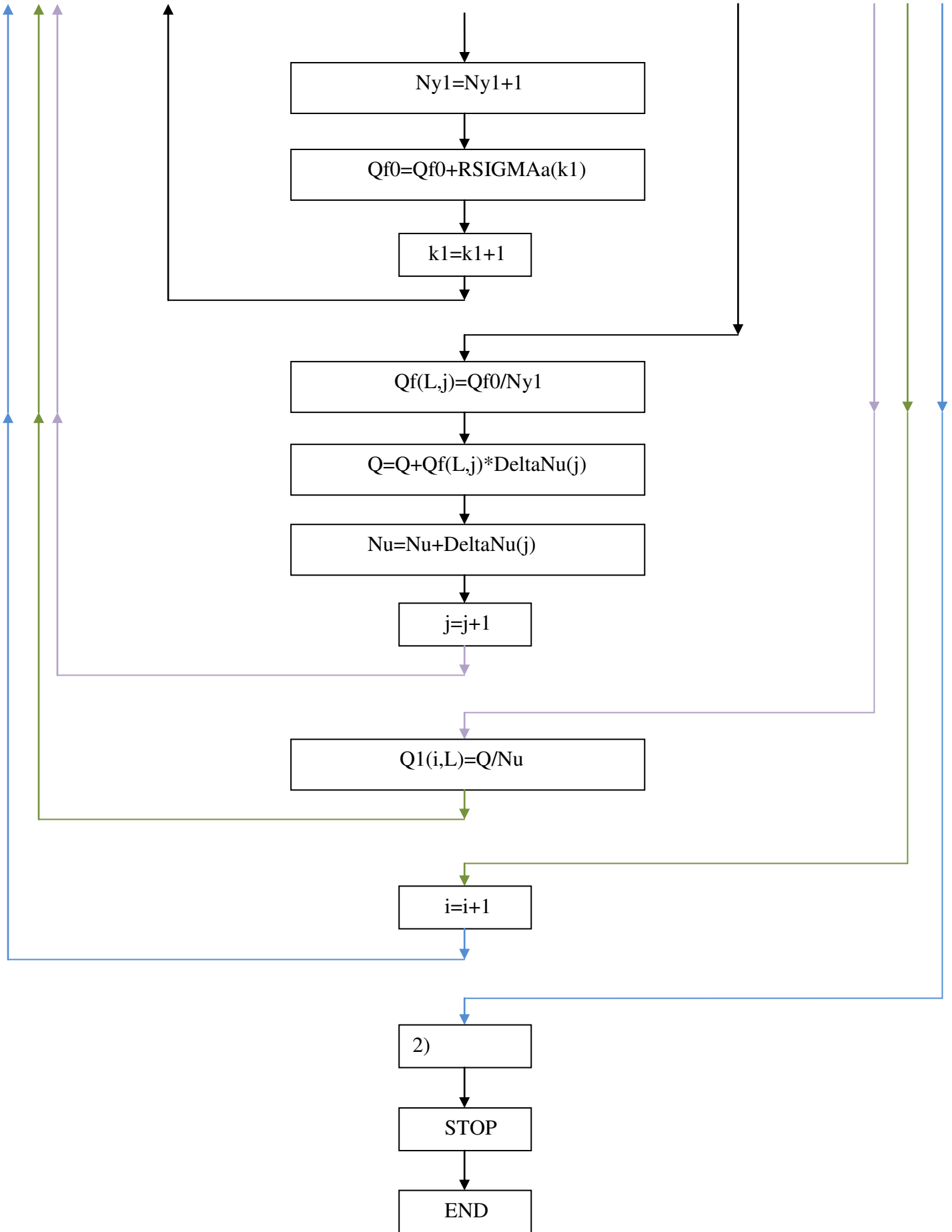


Рис. П.12.1. Блок-схема алгоритма расчета Доплер эффекта.

ПРИЛОЖЕНИЕ 13. Блок-схема алгоритма для компьютерной программы, рассчитывающей зависимости усредненных по нейтронному энергетическому спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры топливной среды

Блок-схема алгоритма для компьютерной программы, рассчитывающей зависимости усредненных по нейтронному энергетическому спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры топливной среды, представлена на рис. П.13.1.

В этой блок-схеме блок 1) – операторы описание массивов и переменных. В блоке 1) приняты следующие обозначения:

Egr – массив значений для граничной энергии, разделяющий области энергий нейтронов, описываемых распределением Максвелла и описываемых распределением Ферми;

RSIGMAa – массив дискретных значений сечений (деления, захвата) нейтронов в зависимости от энергии нейтронов для температур от 300 до 6000 кельвинов с учётом Доплер эффекта ;

SIGMAa – массив дискретных значений сечений (деления, захвата) нейтронов в зависимости от энергии нейтронов с учётом Доплер эффекта;

DELTAЕ – шаг дискретизации по энергии;

Nmax – максимальное количество шагов по энергии для заданного шага дискретизации по энергии;

T – температура среды;

Tn – температура нейтронного газа;

k – постоянная Больцмана;

Ksisig – замедляющая способность вещества;

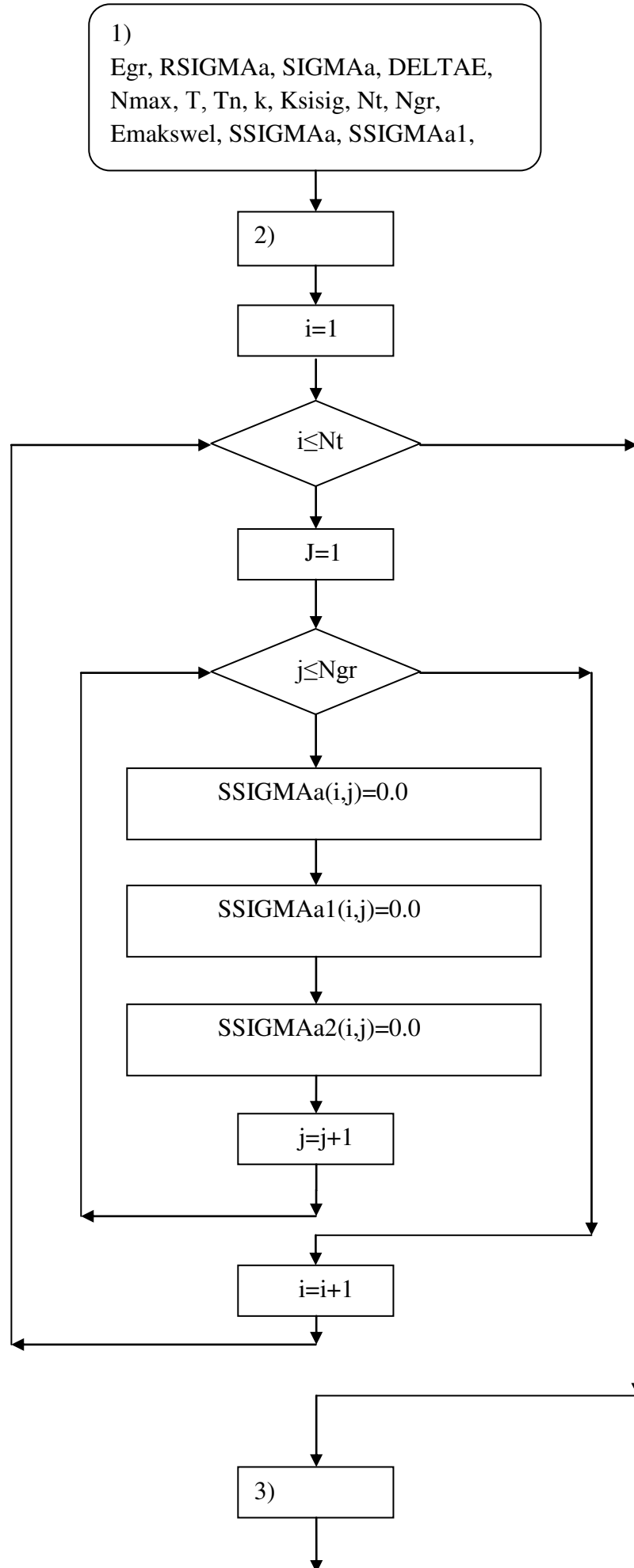
Nt – максимальное значение индекса изменения температур;

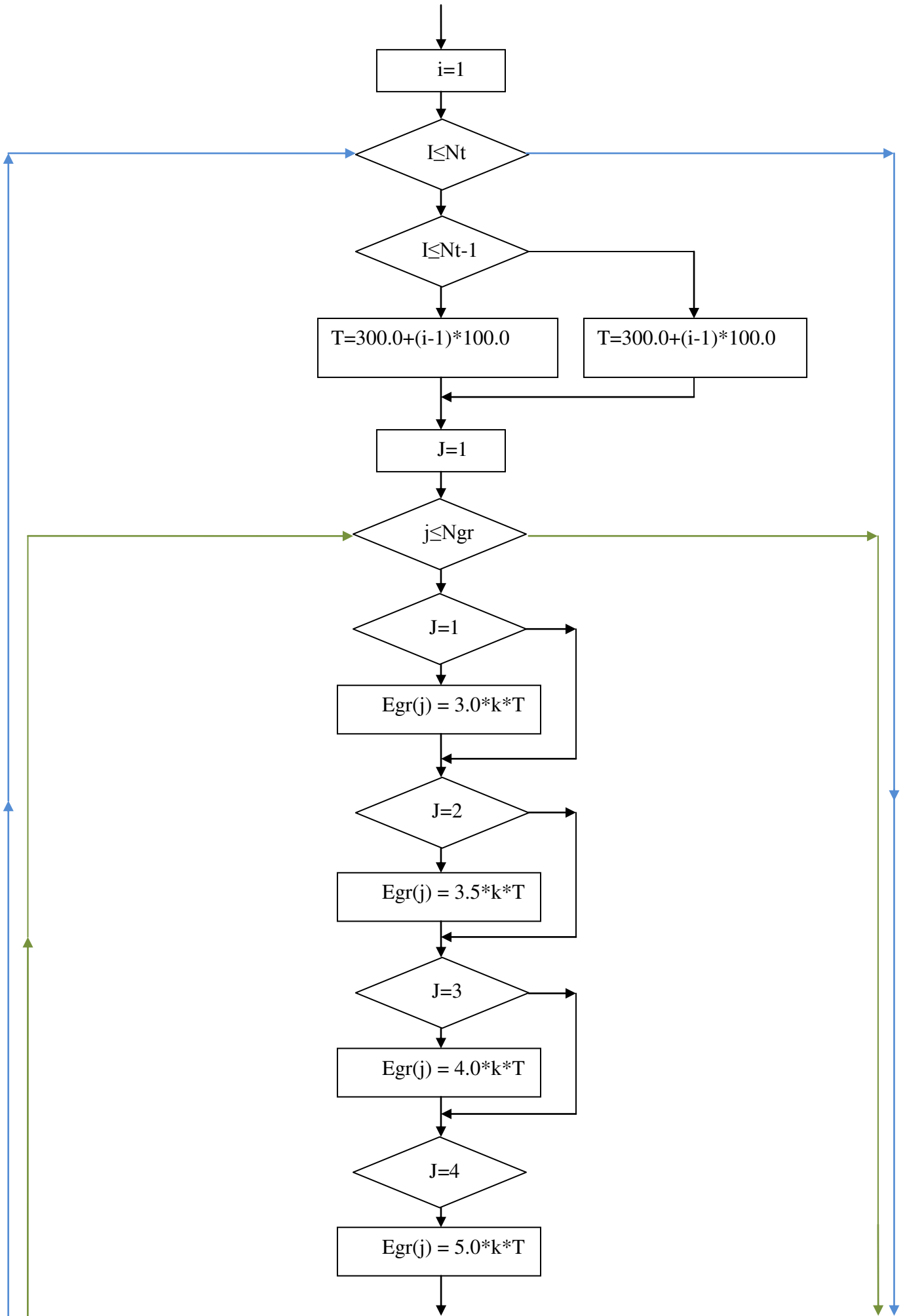
Ngr – максимальное значение индекса изменения граничных энергий;

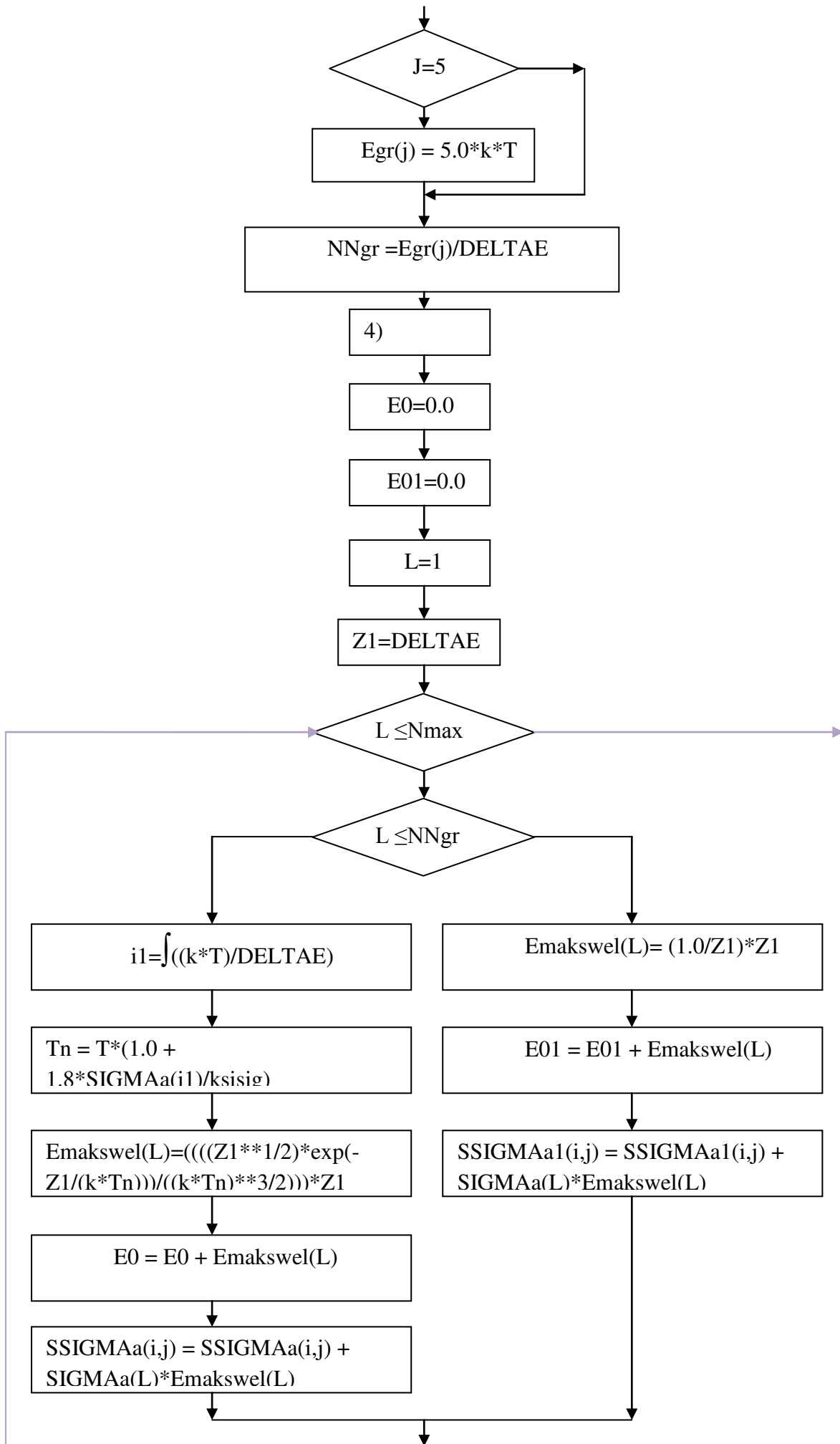
E_{maxwel} – массив распределения Максвелла;

SSIGMAa, SSIGMAa1, SSIGMAa2 – массивы усреднённых сечений (деления, захвата).

- 1) Обнуление массивов усреднённых сечений (деления, захвата).
- 2) Вычисление усреднённых сечений (деления, захвата).
- 3) Заполнение массива распределения Максвелла (E_{maxwel}).
- 4) Записывание массивов усреднённых сечений (деления, захвата) в текстовые файлы.







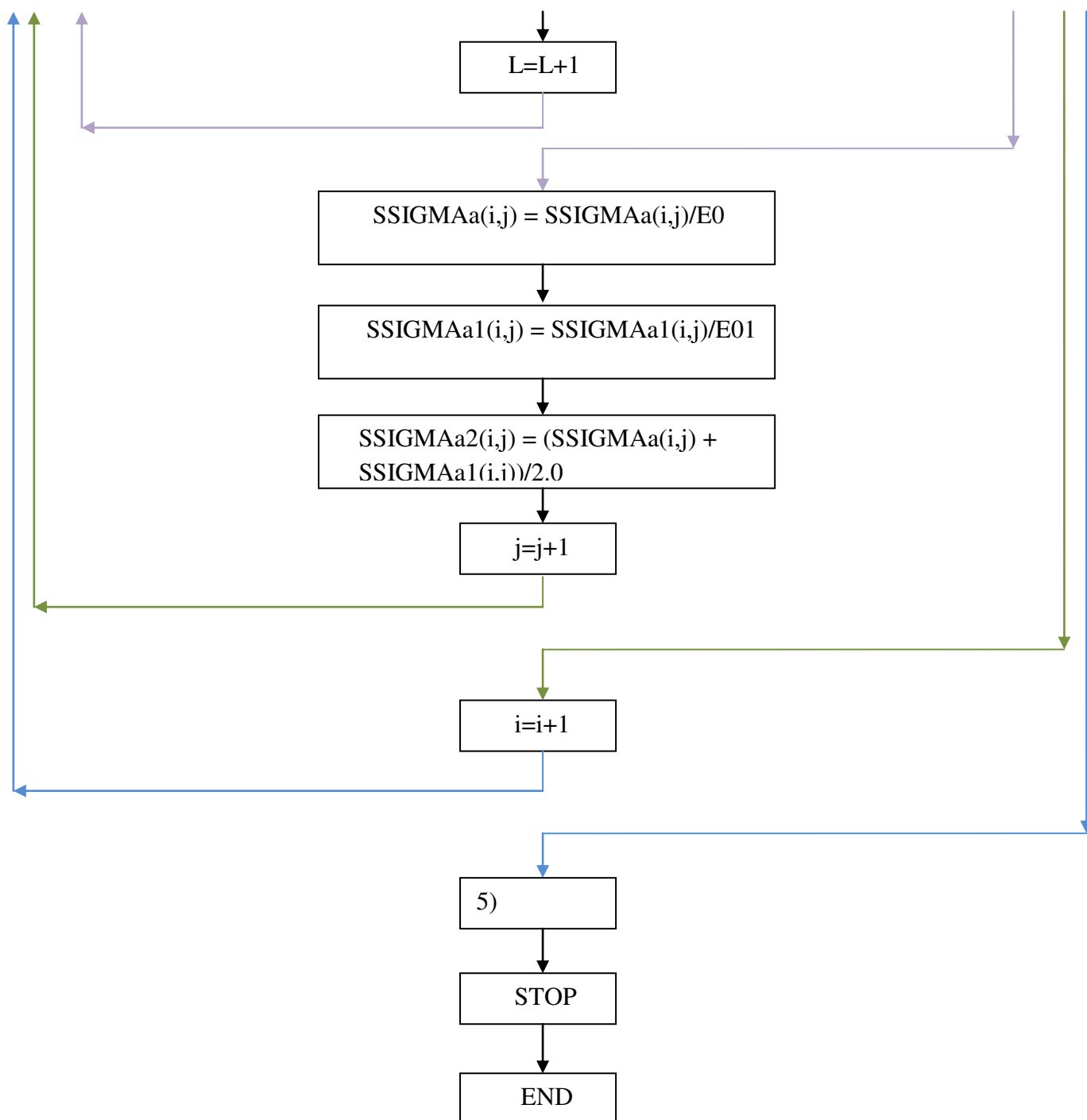


Рис. П.13.1. блок-схема алгоритма для компьютерной программы, рассчитывающей зависимость усредненных по нейтронному энергетическому спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры топливной среды.

ПРИЛОЖЕНИЕ 14. Результаты расчета теплового поля для уран-плутониевой делящейся среды геореактора в виде цилиндра

На рис П.14.1. – П.14.4 ПРИЛОЖЕНИЯ 14 представлены результаты расчета теплового поля для уран-плутониевой делящейся среды в виде цилиндра с пространственными размерами: радиус – 10 м и длина – 10 м.

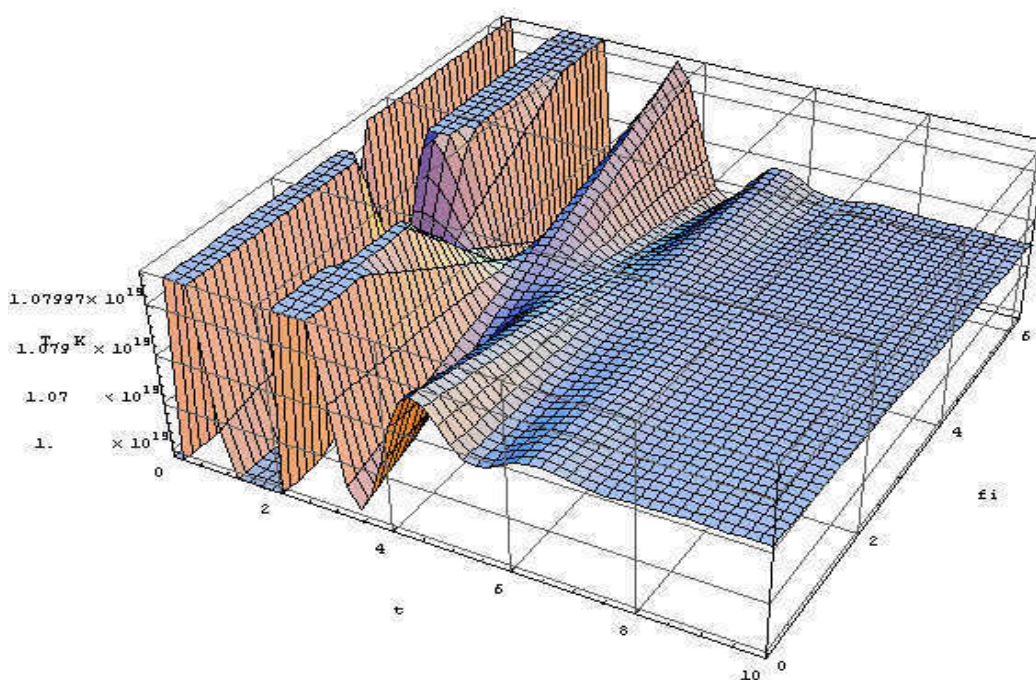


Рис. П.14.1. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – цилиндр длиной 10 м и радиусом 10 м; представленные результаты соответствуют значению радиуса r в точке расчёта – 5 см и длине z – 5 м).

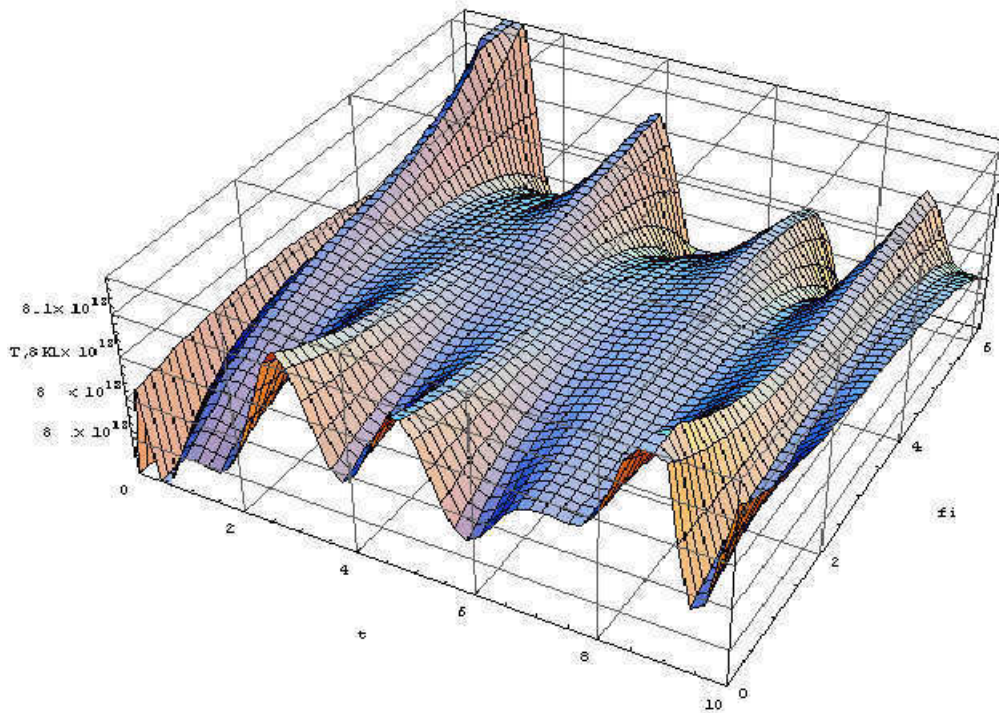


Рис. П.14.2. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000К ; делящаяся среда – цилиндр длиной 10 м и радиусом 10 м ; представленные результаты соответствуют значению радиуса r в точке расчёта – 5 м и длине z – 5 м).

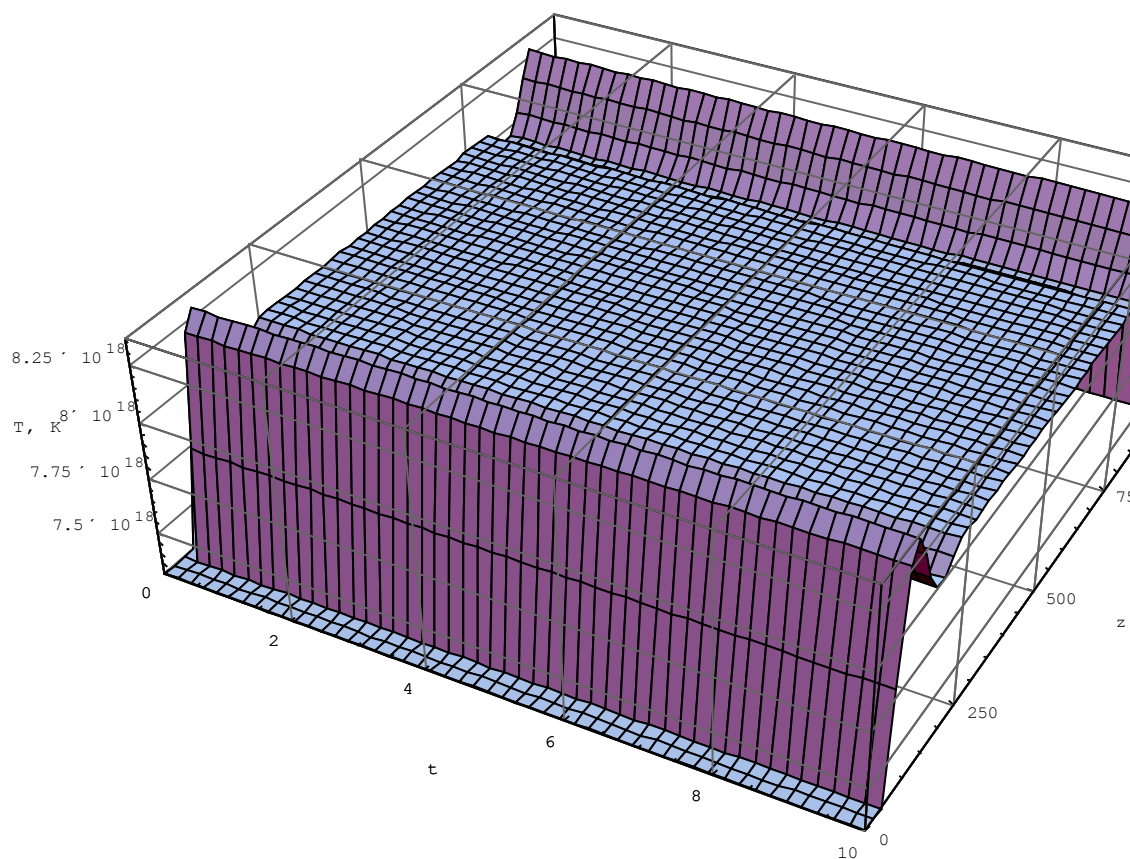


Рис. П.14.3. Решение уравнения теплопереноса для геореактора (источник пропорционален 2-ой степени температуры, $\text{const} = 1,00 \text{ Дж/К}$; начальная и граничная температуры равны 6000K ; делящаяся среда – цилиндр длиной 10 м и радиусом 10 м ; представленные результаты соответствуют значению радиуса r в точке расчёта – $5,5 \text{ м}$ и азимутальному углу $\varphi = 0,95 \pi$).

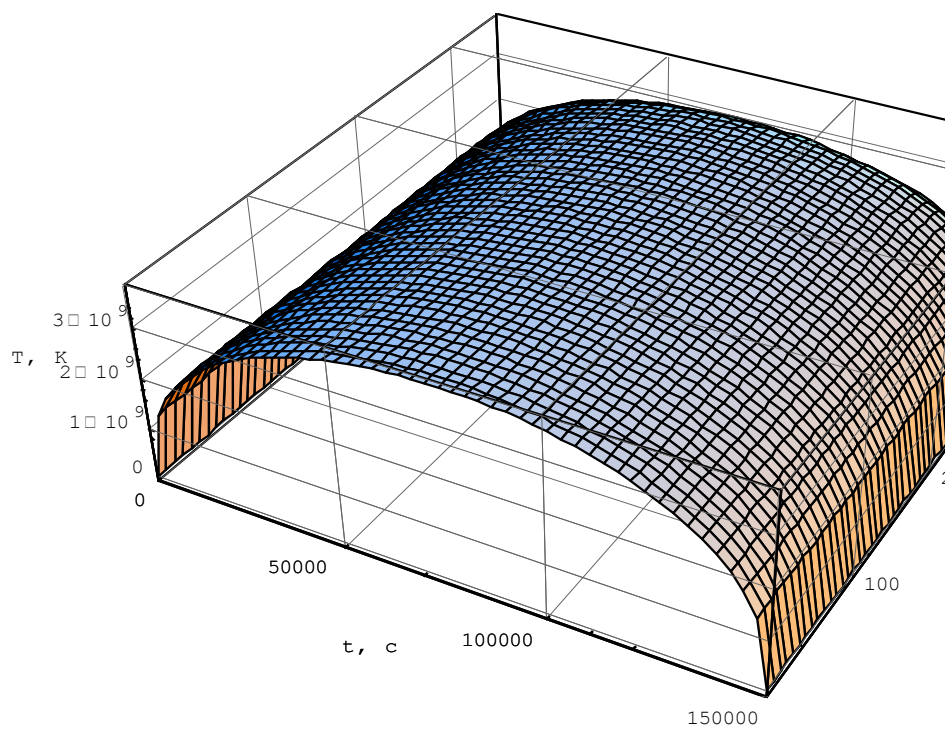


Рис. П.14.4. Решение уравнения теплопереноса для цилиндрического геореактора.

ПРИЛОЖЕНИЕ 15. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора

Содержание.

П.15.1. Введение.....	344
П.15.2. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора.....	346

П.15.1. Введение.

Актуальность зависимостей усредненных по спектру нейтронов сечений деления основных реакторных нуклидов от температуры делящейся среды, в частности плутония 239 и урана 235, обусловлена тем, что через них может быть выражена плотность теплового источника ядерного реактора, без которой нельзя исследовать процессы теплопереноса.

Определение спектра замедляющихся нейтронов в реакторе крайне сложная задача, которая стандартной теорией физики реакторов решается при существенных упрощениях, например [13,64,154,156,263]. Действительно, уравнения теории физики реакторов основываются на стандартной теории замедления нейтронов, в которой изначально разделены пространственные и энергетические переменные (причем, пространственные переменные исключены из рассмотрения) и которая – принципиально стационарна и, что принципиально важно для учета влияния температуры делящейся среды, в ней пренебрегается энергией движения ядер замедляющей среды, как малой по сравнению с энергией замедляющегося нейтрона. В стандартной теории физики реакторов все нейтроны по энергиям делятся на две группы быстрые (замедляющиеся) и тепловые (термализованные), разделенные между собой граничной энергией E_{sp} . Предполагается, что под влиянием теплового движения ядер делящейся среды тепловые нейтроны распределяются по некоторому Максвелловскому спектру и поэтому кинетическое уравнение переноса нейтронов реактора записывается в виде системы уравнений, одно из которых – кинетическое уравнение переноса нейтронов для замедляющихся нейтронов, а второе – уравнение переноса нейтронов для тепловых нейтронов, вид которого уже основан на распределении Максвелла, например [13,154]. И отсюда, как следствие, получается вид уравнений реактора как системы уравнений для

замедляющейся группы нейтронов и уравнений для группы тепловых нейтронов для других общепринятых приближений, например, таких как диффузионное приближение или диффузионно-возрастное приближение, многогрупповое приближение [13,64,154,156,263]. Причем кинетическое уравнение переноса нейтронов для замедляющихся нейтронов включает в себя функцию рассеяния (закон рассеяния), вид которой обычно задается на основе стандартной теории замедления, не учитывающей тепловое движение ядер замедляющей среды, например, [13,154].

Предпринимались немногочисленные попытки построить теорию замедления нейтронов с учетом энергии движения ядер замедляющей среды, например, [263,156,157,221]. В [263] с учетом энергии движения ядер замедляющей среды в рамках модели газообразного замедлителя (не учитывается возможное взаимодействие между ядрами замедлителя) было получено интегро-дифференциальное уравнение, аналитическое решение которого не удалось найти, но для которого были получены численные решения для ряда типичных для физики реакторов замедлителей и температур. Полученные результаты показали, что вид энергетического распределения нейтронов в области термализации определяется двумя параметрами A – массовым числом ядер замедлителя и $\Delta \approx 4\Sigma_a(kT)/\xi\Sigma_s$ (где $\Sigma_a(kT)$ – макросечение поглощения замедляющей среды при энергии kT , T – температура замедляющей среды, $\xi\Sigma_s$ – замедляющая способность среды) и при малых Δ (вплоть до 1) можно различить модифицированное распределение Максвелла переходящее в распределение типа $1/E_n$ (распределение типа Ферми), где E_n – энергия нейтронов. В результате пришли к выводу, что для практических расчетов удобно аппроксимировать распределением Максвелла при некоторой температуре T_n , подобранной из условия наилучшего описания распределения, полученного численным образом. С помощью метода наименьших квадратов подобрали такие распределения Максвелла к полученным численным способом распределениям в области термализации и нашли следующее соотношение между температурой замедляющей среды T и «эффективной» температурой Максвелловского распределения (температурой нейтронного газа) T_n :

$$T_n = T(1 + K_1\Delta), \quad (\text{П.15.1})$$

где через K_1 обозначен некоторый коэффициент, причем он для типичных реакторных замедлителей и реакторов находился в диапазоне от 0,3 до 1,0. Несмотря на противоречивость подхода [263], выражение (П.15.1) нашло

широкое применение при практических расчетах, например [154, 228,264,265]. В [156] с учетом энергии движения ядер замедляющей среды в рамках модели газообразного замедлителя также численно решалось интегро-дифференциальное уравнение и был получен спектр термализованных нейтронов для теплового реактора типа ВВР, согласующийся с экспериментом. В [157,221] развивалась теория термализации нейтронов, учитывающая возможное взаимодействие между ядрами (молекулами) замедлителя.

П.15.2. Зависимости усредненных по нейтронному спектру сечений нейтронных ядерных реакций от температуры для делящейся среды геореактора.

Учитывая данные работ [82,83,115,118,266,267] о возможном составе делящейся среды геореактора в виде карбидов изотопов урана и плутония, а также, то, что геореактор работает при температурах делящейся среды 4000-6000К, нами были разработаны программы, с помощью которых были получены расчетные зависимости усредненных по спектру нейтронов сечений $\bar{\sigma}_j^i(\bar{r}, T, t)$ от температуры для основных реакторных нуклидов и для основных реакторных нейтронных ядерных реакций. Для чего были проведены предварительные компьютерные расчеты зависимостей сечений реакций от энергии нейтронов и температуры среды (эффект Доплера [154]) для температур 300-6000К (см. выше раздел 3.1.3.2.). Спектр нейтронов задавался в комбинированном виде: ниже граничной энергии термализации E_{sp}^{Term} спектр нейтронов - в виде спектра Максвелла $\Phi_M(E_n)$; выше E_{sp}^{Term} , но ниже E_f (E_f - верхняя энергия нейтронов для спектра Ферми) спектр нейтронов - в виде спектра Ферми $\Phi_F(E_n)$, для замедляющей и поглощающей среды; выше E_f , но ниже E_n^{max} - спектр деления для плутония 239 [228, 246]. Температура нейтронного газа для распределения Максвелла задавалась соотношением из [154], аналогичным выражению (П.15.1), но модифицированном на основе подхода, высказанного в [154]. Согласно этому подходу, формально недостатки стандартной теории замедления для области термализации можно частично уменьшить, если вместо среднелогарифмической потери энергии стандартной теории ξ , которая не зависит от энергии нейтрона (для среды из ядер с $A > 10$ $\xi \approx 2/A$), вести переменную $\xi(z) = \xi\varphi(z)$, где $\varphi(z) = (1 - 2/z)$, $z = E_n/kT$. Итак, температура нейтронного газа задавалась следующим выражением:

$$T_n = T \left[1 + 1,8 \frac{\Sigma_a(kT)}{\bar{\xi} \Sigma_s} \right] \approx T \left[1 + 1,8 \frac{8,0 \cdot K_2}{\bar{\xi} \cdot 4,5} \right], \quad (\text{П.15.2})$$

где величина $\bar{\xi}$ - усредненная по всему интервалу энергий Максвелловского спектра $\xi(z)$ при $kT = 1 \text{ эВ}$; правая часть (П.15.2) – вид левой части (П.15.2), полученный в предположении о составе делящейся среды геореактора в виде дикарбидов нуклидов урана и плутония [82,83,115,118,266,267], а также, учитывая то, что основным поглотителем является уран 238 (микросечение поглощения которого для температур термализации задавалось равным $\sigma_a^8 = 8,0$ барн), а основным замедлителем – углерод 12 (микросечение рассеяния которого задавалось равным $\sigma_s^{12} = 4,5$ барн) и то, что отношение концентраций ядер урана 238 и углерода 12 $K_2 = N^{238}/N^{12}$, задавалось значением характерным для дикарбидов $K_2 = 0,5$.

Спектр Ферми нейтронов для замедляющей среды с поглощением (в качестве замедлителя рассматривался углерод, а в качестве поглотителей уран 238, уран 239 и плутоний 239) задавался в следующем виде, например [13,154]:

$$\Phi_\Phi(E_n) = \frac{S}{\bar{\xi} \Sigma_t E_n} \cdot \exp \left[- \int_{E_n}^{E_f} \frac{\Sigma_a(E') dE'}{\bar{\xi} \Sigma_t(E') E'} \right], \quad (\text{П.15.3})$$

(где S - полная объемная скорость генерации нейтронов, $\bar{\xi} = \sum_i (\xi_i \Sigma_s^i) / \Sigma_s$, ξ_i - среднелогарифмический декремент потери энергии и Σ_s^i - макросечение рассеяния для i -го нуклида, $\Sigma_t = \sum_i \Sigma_s^i + \Sigma_a^i$ - полное макросечение делящегося вещества, $\Sigma_s = \sum_i \Sigma_s^i$ - полное макросечение рассеяния делящейся среды, Σ_a - макросечение поглощения, E_f - верхняя энергия нейтронов для спектра Ферми). E_{zp}^{Term} находится из равенства потоков нейтронов $\Phi_M(E_{zp}^{Term}) = \Phi_\Phi(E_{zp}^{Term})$. Высокоэнергетичная часть спектра нейтронов ($E_n > E_f$, где E_f из (П.15.3)) задается спектром деления [228, 246]. Поэтому для входящей в выражение для спектра Ферми (П.15.3) полной объемной скорости генерации нейтронов S , можем написать следующее выражение:

$$S(\vec{r}, T, t) = \int_{E_f}^{E_n^{\max}} \tilde{P}(\vec{r}, E_n, T, t) \left[\sum_i \nu_i(E_n) \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) \sigma_f^i(E_n, T) N_i(\vec{r}, T, t) \right] dE_n, \quad (\text{П.15.4})$$

где E_n^{\max} - максимальная энергия для спектра деления нейтронов (обычно принимается $E_n^{\max} \approx 10$ МэВ), E_f - энергия нейтронов, ниже которой спектр замедляющихся нейтронов описывается спектром Ферми (обычно принимается $E_f \approx 0,2$ МэВ); $\tilde{P}(\vec{r}, E_n, T, t)$ - вероятность не вылета нейтрона за границы делящейся среды, которая зависит помимо других параметров уже от геометрии делящейся среды и условий на ее границе, например, наличия отражателя. Нуклидный состав делящейся среды геореактора задавался по данным, полученным при моделировании кинетики волны ядерного горения геореактора [82,83]. Выражение (П.15.3) включает функцию вероятности избежать резонансного поглощения для нейтрона, полученную как приближение узких резонансов, например, [13,154]. Однако, в работе [226,268,269] с помощью теории мультипликативного интеграла для коммутативной алгебры [270,271] получено аналитическое выражение для этой функции вероятности. Оказалось, что выражение для спектра Ферми, записанное с использованием функции вероятности, полученной в [226,268,269], совпадает с выражением (П.15.3), но является уже точным, а не приближенным, и не имеет ограничений.

Полученные, расчетные зависимости от температуры делящейся среды сечения деления плутония 239 и урана 235 представлены на рис. П.15.1 [229,234,252].

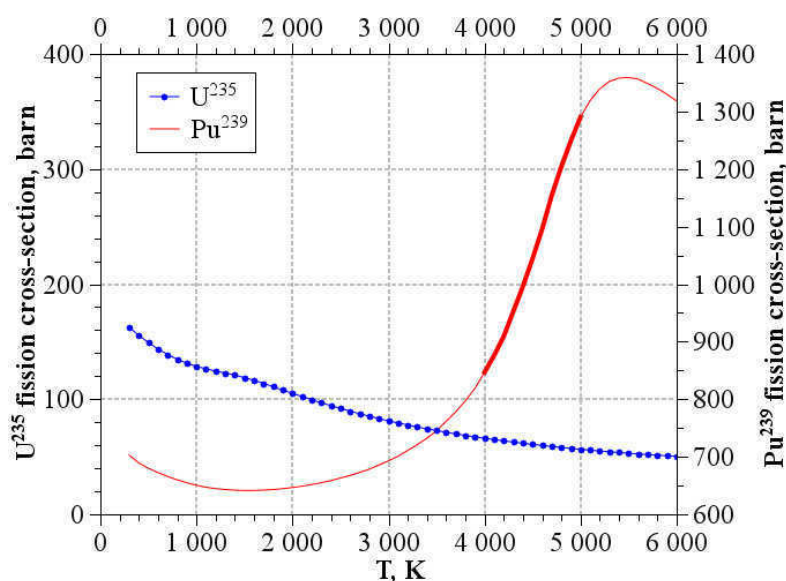


Рис.П.15.1. Зависимости сечения деления ^{239}Pu , усреднённого по нейтронному спектру, от температуры топливной среды геореактора для граничной энергии спектров Ферми и Максвелла, равной 3кТ. Для сравнения приведена аналогичная зависимость для сечения деления ^{235}U [229,234,252].

ПРИЛОЖЕНИЕ 16. Математическое моделирование режимов с обострением в топливных материалах ядерных реакторов

Считая, что решение автомодельной задачи существует, и, анализируя его поведение у фронта, а также интегрируя уравнение (3.30) раздела 3.4.3 с учетом граничных условий, находим локально-необходимые и глобально-необходимые условия существования автомодельных решений [145, 152,272]. Из этого анализа следует, что может существовать три типа автомодельных режимов с обострением: **HS**, **S** и **LS**, что подтверждено многочисленными расчетами группы С.П. Курдюмова.

При $\beta < \sigma + 1$ реализуется **HS**-режим. Исследования показали, что автомодельная задача в этом случае имеет единственную собственную функцию, монотонно убывающую на отрезке $[0, \xi_f]$ с максимумом в центре симметрии. Автомодельное решение представляет собой тепловую волну, амплитуда и область локализации которой увеличиваются в режиме с обострением.

При $\beta < \sigma + 1$ имеет место **S**-режим. Автомодельное решение представляет собой нестационарную диссипативную структуру, локализованную на фундаментальной длине L_T . Внутри области локализации температура растет в режиме с обострением, а вне нее остается равной нулю. В одномерном случае ($\nu = 0$) при постоянной плотности ($k=0$) в [152,273] было получено аналитическое решение автомодельной задачи:

$$T(r,t) = T_0 g(t) \Theta_s(r), \quad \Theta_s(r) = \left[\Theta_0 \cos^2 \left(\frac{\pi r}{L_T} \right) \right]^{1/\sigma}, \quad 0 \leq r \leq 0,5L_T, \quad \Theta_0 = \frac{2(\sigma+1)}{(\sigma+2)},$$

$$L_T = \frac{2\pi}{\sigma} \sqrt{\frac{N}{q}(\sigma+1)}. \quad (\text{П.16.1})$$

Автомодельное уравнение в этом случае является автономным, поэтому решение (П.16.1) инвариантно относительно сдвига по оси r .

В случае сферической и цилиндрической геометрии и распределенной плотности существует единственная СФ автомодельной задачи $\Theta_{sv}(r)$ с максимумом в начале координат, качественно имеющая такой же вид, как в плоском случае. В [152,272] получено приближенное решение вида (П.16.1) со своей амплитудой Θ_ν и фундаментальной длиной $L_{T\nu}$:

$$L_{T\nu} = \frac{2\pi}{\sigma} \sqrt{\frac{N}{q} \left(\sigma + 1 + \frac{4\sigma\nu}{(\pi^2 - 4)} \right)}, \quad \Theta_\nu = \left(\frac{2 \left(\sigma + 1 + \frac{4\sigma\nu}{(\pi^2 - 4)} \right)}{\sigma + 2} \right)^{1/\sigma}. \quad (\text{П.16.2})$$

На рис. П.16.1 изображен вид СФ $\Theta_{sv}(r)$ в S-режиме при $\sigma = 2$, $\beta = 3$, $k = 0$ в одномерной ($v=0$), плоской и цилиндрической ($v=1$) и сферической геометрии ($v=2$) (сплошные линии) и показаны приближенные решения (3.30) при $v=1,2$ (штриховые линии).

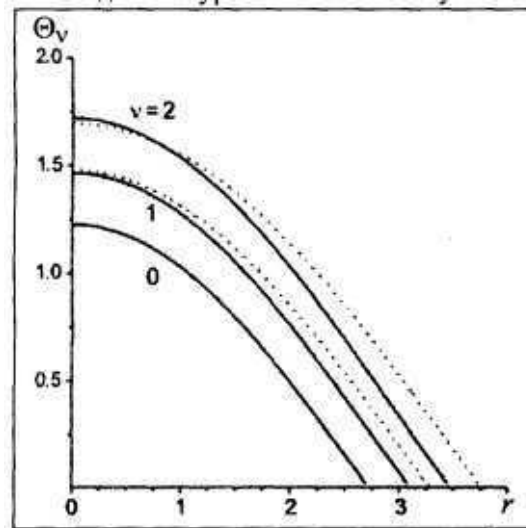


Рис. П.16.1. СФ $\Theta_{sv}(r)$ в S-режиме при $\sigma = 2$, $\beta = 3$, $k = 0$ [152].

Автомодельное решение в LS-режиме ($\beta > \sigma + 1$) представляет собой нестационарную диссипативную структуру, все точки которой (соответствующие разным значениям ξ) движутся к центру симметрии, полуширина области горения сокращается, и температура при $t = \tau$ обращается в бесконечность только в одной точке - в центре симметрии. Автомодельные решения не имеют конечного фронта и могут существовать на полубесконечном интервале $[0, \infty)$ или $[\xi_f, \infty)$. Существует асимптотическое разложение автомодельного решения при $\xi \rightarrow \infty$, и главный член асимптотики имеет следующий вид:

$$\Theta(\xi) \approx C \xi^{-p}, \quad p = \frac{(2-k)}{\beta - \sigma - 1} > 0. \quad (\text{П.16.3})$$

Поэтому при построении таких решений надо требовать не выполнения условий на фронте, а выхода на асимптотику (П.16.3) при $\xi \rightarrow \infty$.

Если подставить (П.16.3) в выражение для автомодельного решения (3.28), то получится, что главный член асимптотического разложения температуры не зависит от времени. Это обстоятельство указывает на локализацию горения: температура увеличивается в режиме с обострением в сокращающейся области вблизи центра симметрии, в то

время как вне этой области она стремится к предельному, постоянному по времени распределению температуры.

Хотя автомодельное решение в **LS**-режиме существует на бесконечном интервале, описываемый им режим реализуется только в ограниченной области. С помощью теорем сравнения доказана строгая локализация процессов горения и «обрезание бесконечного хвоста» у автомодельного решения [152,274].

Важно, что при

$$\beta > \sigma + 1 + \frac{k+2}{k+1+\nu} \quad (\text{П.16.4})$$

наряду с **LS**-режимом с обострением может существовать автомодельное решение, описывающее затухающий режим и существующее в целом при $0 < t < \infty$ [145,152] (обычный **HS**-режим).

Первые численные расчеты радиально-симметричных собственных функций в **LS**-режиме, то есть, автомодельной задачи при $\beta > \sigma + 1$ были проведены в одномерном случае и постоянной плотности [142,152]. Было установлено, что рассматриваемая задача может иметь несколько СФ $\Theta_i(\xi)$, $i=1,2,\dots,N$ в зависимости от значений параметров β и σ . Первая СФ $\Theta_1(\xi)$ имеет максимум в начале координат и монотонно убывает на интервале $(0,\infty)$. Следующие СФ являются немонотонными, с числом локальных экстремумов, равным их номеру.

В области своей немонотонности они совершают колебания около гомотермического (или пространственно-однородного) решения Θ_H уравнения (3.30): $\Theta_H = \text{const} = ((\beta-1)\tau)^{-1/(\beta-1)}$. Нечетные СФ имеют максимум в начале координат, значение которого больше, чем Θ_H , а четные функции $\Theta_{2j}(\xi)$ имеют минимум при $\xi=0$, причем $\Theta_{2j}(\xi=0) < \Theta_H$. Методами продолжения по параметру СФ и проведения бифуркационного анализа недавно было установлено [152, 275,276], что собственные функции Θ_j с номерами $j = 2,3,4,\dots$ существует в следующем интервале значений β :

$$\sigma + 1 < \beta < \beta_j, \quad \text{где } \beta_j = \frac{j(\sigma+1)-1}{j-1}. \quad (\text{П.16.5})$$

Значения $\beta = \sigma + 1$ и $\beta = \beta_j$ являются точками бифуркации, в которых прекращает свое существование СФ Θ_j . Чем больше номер СФ, тем уже интервал по параметру β в котором она существует. Первая СФ существует при любом значении $\beta > \sigma + 1$. При $\beta > \beta_2 = 2\sigma + 1$ автомодельная задача в **LS**-режиме имеет только одну собственную функцию. Число собственных функций N , которое имеет автомодельная

задача при данных β и σ в случае $\nu = 0$, $k = 0$ определяется следующими формулами:

$$N = a - 1, \text{ если } a \text{ - целое; } N = [a], \text{ если } a \text{ - нецелое,} \quad (\text{П.16.6})$$

где $a = \frac{\beta - 1}{\beta - \sigma - 1}$.

Из (П.16.6) следует, что при $\beta \rightarrow \sigma + 1$ число СФ стремится к бесконечности.

Спектры СФ в сферически-симметричном и цилиндрически-симметричном случаях и распределенной плотности при многих значениях параметров устроены аналогичным образом, и их число определяется формулой (П.16.6). Однако при β близких к $\sigma + 1$ и (или) при $\nu = 2$ и $k \leq 1$ происходят качественные изменения в спектре: 1) появляются СФ, имеющие нулевую область в центре, то есть существующие на интервале $[\xi_f, \infty)$; 2) некоторые нечетные СФ, начиная с третьей, выпадают из спектра; чем ближе β к $\sigma + 1$, или k ближе к 2, тем больше в спектре четных СФ с нулевой областью, и тем больше нечетных СФ отсутствует в спектре.

На рис. П.16.2 показаны первые 12 СФ из 40 имеющихся для $\beta = 3,05$, $\sigma = 2$, $k = 0$, $\nu = 1$. Вторая, четвертая и шестая - это СФ, имеющие нулевую область в центре, или структуры «с дыркой»; все остальные СФ обычные.

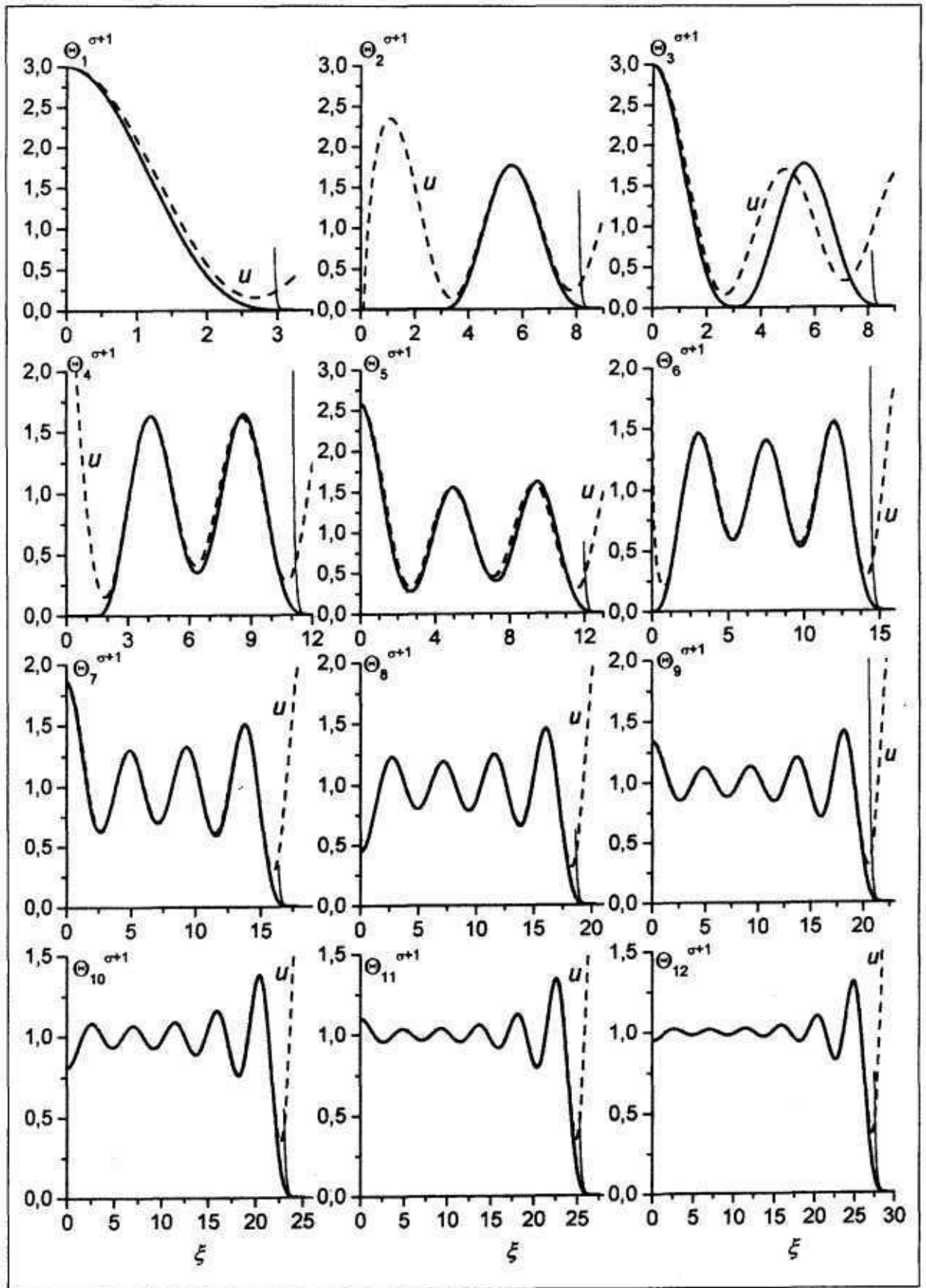


Рис. П.16.2. Спектр цилиндрически-симметричных СФ $\Theta_{sv}(\xi)$ (первые 12 шт.) в LS-режиме при $\sigma = 2$, $\beta = 3,05$, $k = 0$ [152].

Численные расчеты двумерных собственных функций проводились для различных параметров β , σ и $k = 0$ в полярной и декартовой системах координат. Часть СФ была построена методом Ньютона с использованием начальных приближений, другая часть была получена методом продолжения по параметру. В последнем случае параметр β изменялся с некоторым достаточно малым шагом. СФ, построенная для предыдущего значения β , являлась начальным приближением для следующего значения β . Вблизи точек бифуркации, где решение сильно изменяется с изменением параметра, для улучшения начального приближения использовалась линейная экстраполяция, с помощью которой осуществлялся прогноз СФ для нового значения β . Алгоритм продолжения по параметру предусматривает возможность измельчение шага до некоторого минимального в случае плохой сходимости к СФ в методе Ньютона, и, наоборот, увеличение шага до заданного максимального при быстрой сходимости. Результаты исследований позволили выявить ряд закономерностей в зависимости спектра двумерных структур от значений параметров.

На рис. 3.48 представлены шесть СФ при $\beta = 3,5$, $\sigma = 2$, построенных в декартовой системе координат с использованием начальных приближений (3.39). Всего таких приближений для данных значений параметров существует десять. Только одна предполагаемая СФ $\Theta_{2,2}$ не была построена. Исследования показали, что она существует при меньших значениях β . При $\beta \approx 3,32$ СФ $\Theta_{2,2}$ вырождается в цилиндрически-симметричную функцию Θ_2 . На рис. 3.49 представлена эволюция структуры $\Theta_{2,2}$ при изменении значения β . Видно, что при уменьшении β вершины структуры растут, а провалы между ними уменьшаются. Примерно при $\beta \approx 3,08$ центральный минимум опускается до нуля и в центре образуется нулевая область ($\Theta_{2,2} < 10^{-8}$). При дальнейшем уменьшении β нулевая область увеличивается (рис. 3.49, д и е), и затем структура распадается на четыре независимые локализованные структуры с одной вершиной, соответствующие первой СФ при данном значении β . Аналогичную эволюцию имеет структура Θ_{3m6} с порядком симметрии 6 (рис. 3.50), посчитанная в полярной системе координат. При увеличении параметра β она вырождается в третью цилиндрически-симметричную СФ, а при уменьшении β - распадается.

Расчеты показали, что общая тенденция эволюции СФ с изменением параметра β такова: при $\beta \rightarrow \sigma + 1$ все СФ «разваливаются» при некотором значении β на простые структуры с одной вершиной, соответствующие первой цилиндрически-симметричной СФ.

У сложных структур это расщепление идет постепенно с уменьшением β . Сначала вблизи абсолютного минимума образуется область с нулевым значением функции (как у СФ $\Theta_{2,2}$ на рис. 3.49, д и е), затем нулевые области образуются и в окрестности других минимумов. На рис. 3.51, а

представлена сложная архитектура СФ Θ_{n2m12} при $\beta = 3,05$ и изображены ее линии уровня, а на рис. 3.51,б СФ $\Theta_{6,8}$ при $\beta = 3,05$ и также изображены ее линии уровня. СФ Θ_{n2m12} можно рассматривать как состоящую из двух колец «гор». В центре внутреннего кольца, имеющего четыре вершины, находится нулевая область (на рис. 3.51,а - серая область, обведенная белой линией). Внешнее кольцо гор состоит из 12 вершин, объединенных в четыре группы по три вершины. В каждом из углов квадрата между двух колец также находятся нулевые области (на рис. 3.51,а они светло-серого цвета, рядом с белыми областями). С уменьшением параметра β нулевые области сливаются, вершины локализуются, и структура распадается.

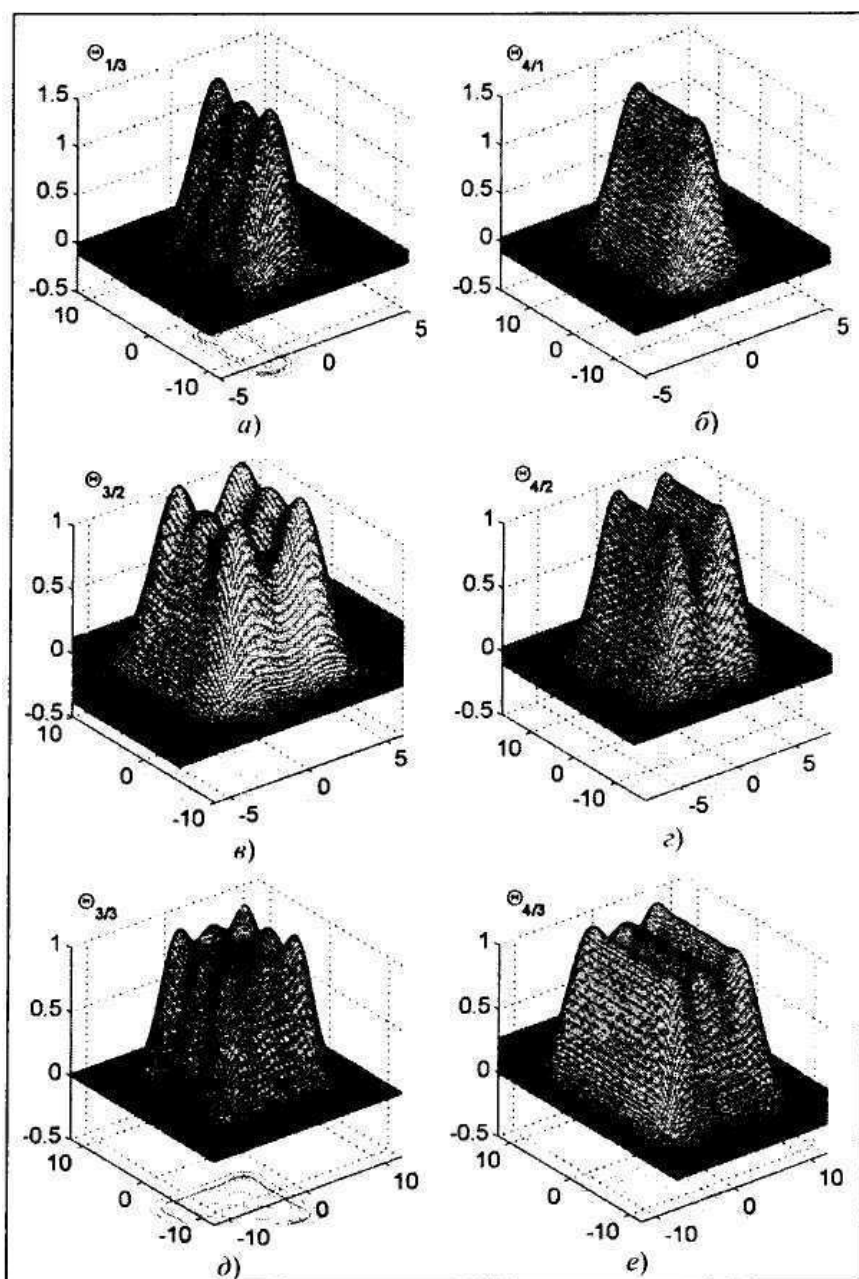


Рис. 3.48. Некоторые двумерные СФ $\Theta_{i,j}(x, y)$ в LS-режиме при $\sigma = 2$, $\beta = 3,5$, $k = 0$ [152].

При увеличении параметра β амплитуда отклонений СФ от гомотермического решения в области немонотонности уменьшается. СФ при бифуркационном значении параметра либо вырождаются в цилиндрически-симметричные структуры, как $\Theta_{2,2}(x, y)$, либо прекращают свое существование, сливаясь с гомотермическим решением в некоторой неограниченной области плоскости (см. эволюцию структуры $\Theta_{1,2}(x, y)$ на рис. 3.52).

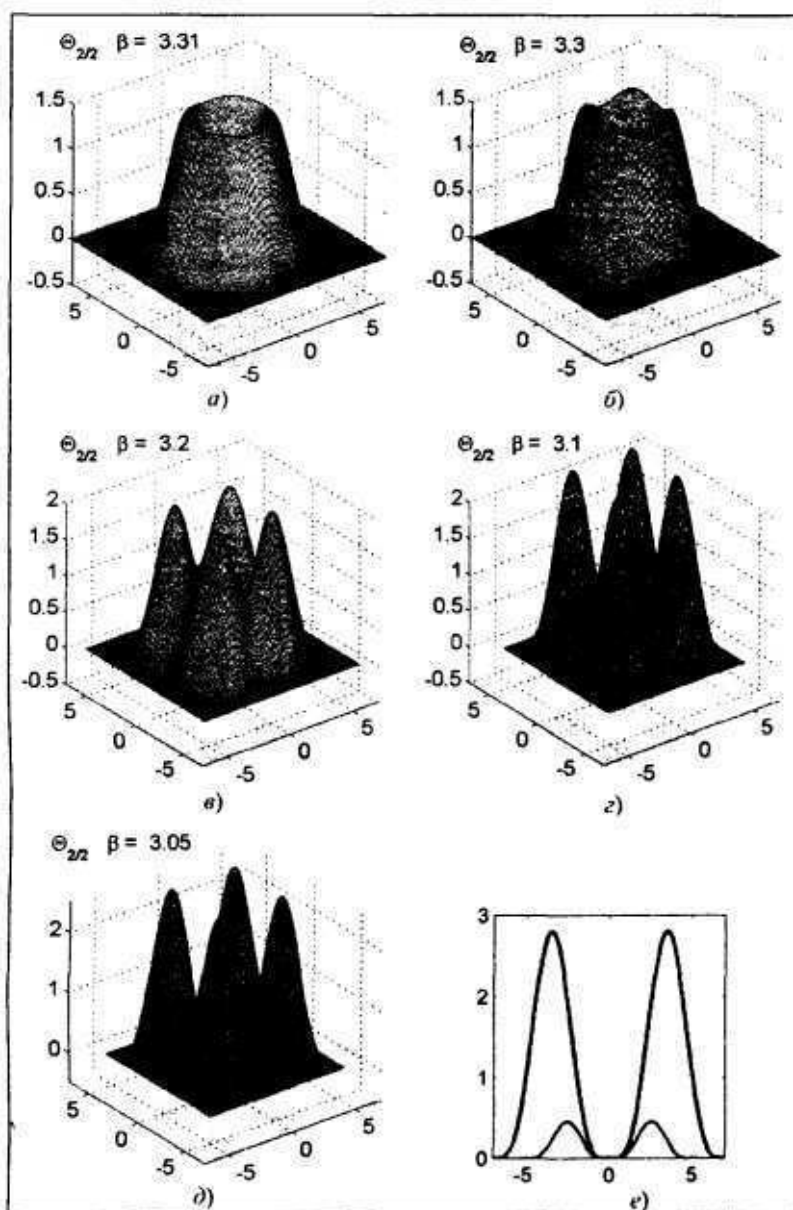


Рис. 3.49. Эволюция двумерной СФ $\Theta_{2,2}(x, y)$ в LS-режиме при изменении параметра β и $\sigma = 2$, $k = 0$ [152].

Исследования показали, что в последнем случае точка бифуркации для СФ $\Theta_{i,j}$ ($j \geq i$), образованной произведением двух одномерных СФ, совпадает с бифуркационным значением параметра β_j для одномерной СФ Θ_j , задаваемого выражением (3.37). Поскольку рассматриваемые СФ $\Theta_{i,j}$ очень близки к приближению (3.39), образованному произведением двух одномерных СФ, то можно предположить, что при $\beta \rightarrow \beta_j$ двумерная СФ превращается в структуру, состоящую из одного или более бесконечных хребтов, в зависимости от значения i (рис. 3.52). При $i = j$ СФ сливается с гомотермическим решением на всей плоскости (x,y) , как например СФ $\Theta_{4,4}(x,y)$.

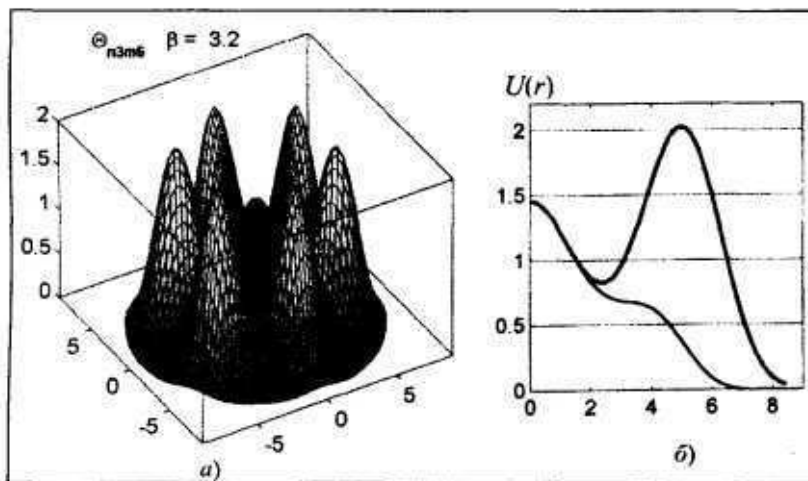


Рис. 3.50. СФ $\Theta_{n3m6}(r, \varphi)$ и сечения ее вдоль лучей $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ [152].

Результаты расчетов выявили следующие особенности спектра СФ при $\beta \rightarrow \sigma + 1$: 1) число сложных СФ состоящих из многих максимумов резко увеличивается (см. рис. 3.51); 2) некоторые СФ выпадают из спектра (они уже развалились к этому значению параметра); 3) появляются СФ, содержащие внутри себя одну или несколько областей с нулевым значением температуры такие, как СФ Θ_{n2m12} , описывающая многосвязную область локализации горения; 4) появляются структуры нового типа, в которых максимумы образуют группы, как СФ Θ_{n2m12} .

В настоящее время построены трехмерные СФ, которые имеют 4-й порядок симметрии по углу φ и 4-й порядок симметрии по углу θ . С учетом симметрии они строились только в одной восьмой части всей области, в первом октанте декартовой системы координат. Они рассчитывались в

области, представляющей собой прямоугольный параллелепипед $G: \{0 \leq x \leq x_f, 0 \leq y \leq y_f, 0 \leq z \leq z_f\}$. Использовалась равномерная сетка с числом узлов $30 \times 30 \times 30$ и шагами h_x , h_y и h_z по каждой оси. Во внутренних точках уравнение (3.30) аппроксимировалось на семиточечном шаблоне разностной схемой 2-го порядка. В качестве начального приближения брались функции (3.39). На гранях $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$ ставились условия симметрии, на параллельных им гранях аппроксимировалось условие выхода на асимптотику (3.35), которая удовлетворяет следующему уравнению:

$$x\Theta_x + y\Theta_y + z\Theta_z + \frac{2(\sigma+1)}{\beta-\sigma-1}\Theta(x, y, z) = 0. \quad (3.40)$$

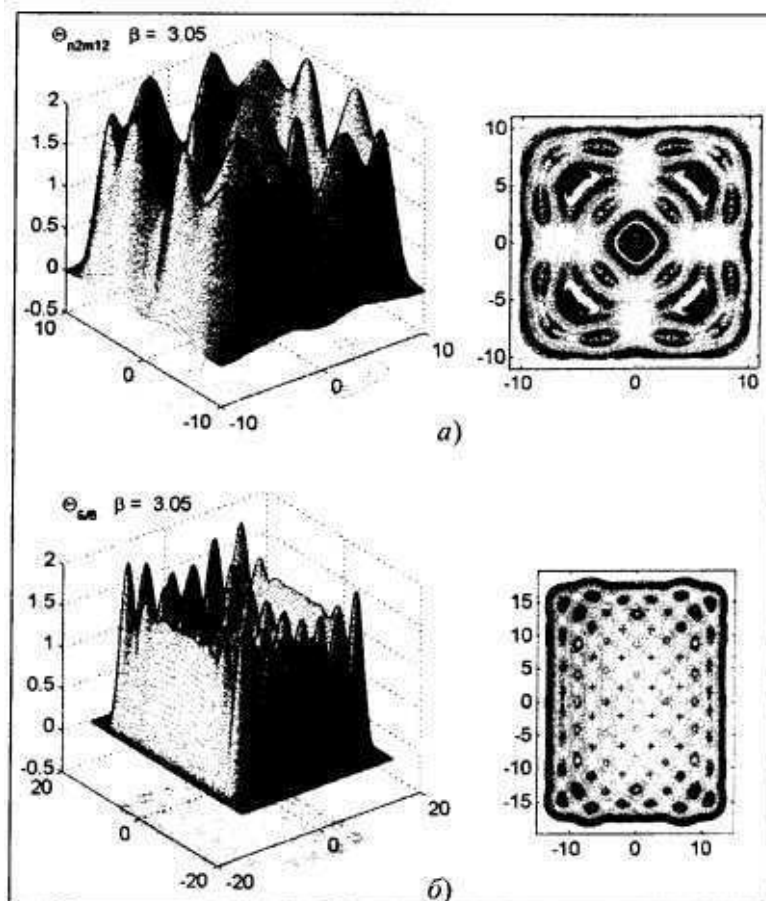


Рис. 3.51. Сложные СФ и их линии уровня при β близких к $\sigma + 1$ [152].

Полученная система разностных уравнений на сетке решалась методом Ньютона. В большинстве расчетов итерации быстро сходились к СФ, очень близкой к приближению (3.39). Для наглядного представления архитектуры СФ в трехмерном изображении строилась поверхность уровня, равного полуширине СФ, характеризующая форму области локализации. Также

строились разрезы СФ по осям координат и главной диагонали прямоугольного параллелепипеда. На рис. 3.53 представлены области локализации и сечения некоторых трехмерных структур.

Исследование эволюции СФ при изменении параметра β показало, что она аналогична эволюции двумерных структур. Так, при $\beta \rightarrow \sigma + 1$ СФ $\Theta_{i,j,k}$ ($i \leq j \leq k$) распадается на простые структуры. На рис. 3.54 представлена СФ $\Theta_{2,2,2}$ при двух значениях параметра β , $\sigma = 2$. Расчеты показали, что при уменьшении параметра β максимумы СФ увеличиваются, минимумы уменьшаются, и, начиная с некоторого значения параметра появляется нулевая область внутри СФ (рис. 3.54,б). Наконец при бифуркационном значении β СФ распадается на простые структуры, описываемые первой сферически-симметричной СФ с областью локализации в виде шара.

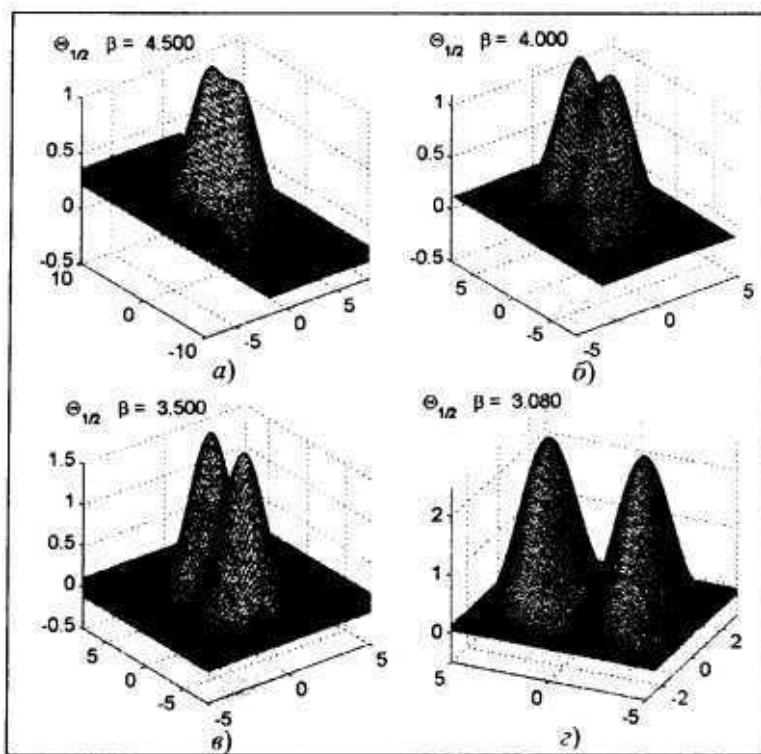


Рис. 3.52. Эволюция СФ $\Theta_{1,2}(x, y)$ при изменении параметра β , $\sigma = 2$ [152].

Рассмотрим организацию горения нелинейной среды, образованную структурами разной сложности. Проведенные [152] исследования показали, что при β близких к $\sigma + 1$ спектр СФ автомодельной задачи описывает следующую организацию в нелинейной среде. Число СФ конечно, но может быть очень большим ($N \rightarrow \infty$ при $\beta \rightarrow \sigma + 1$). В центре находится первая СФ - простая структура с одним максимумом. Далее идут радиально-симметричные СФ. Четные СФ с небольшими номерами представляют собой структуры с нулевой областью в центре, описывающие процессы горения в выделенных сферических или цилиндрических слоях, крайне медленно

смещающихся (по сравнению с ростом температуры) к центру (рис. 3.55). Чем больше номер СФ, тем больше слоев она имеет. Потом появляются в спектре нечетные СФ и обычные четные СФ, отличные от нуля в центре симметрии. Радиально-симметричные СФ можно рассматривать как вырожденные по углу структуры, а многомерные - как снимающие это вырождение.

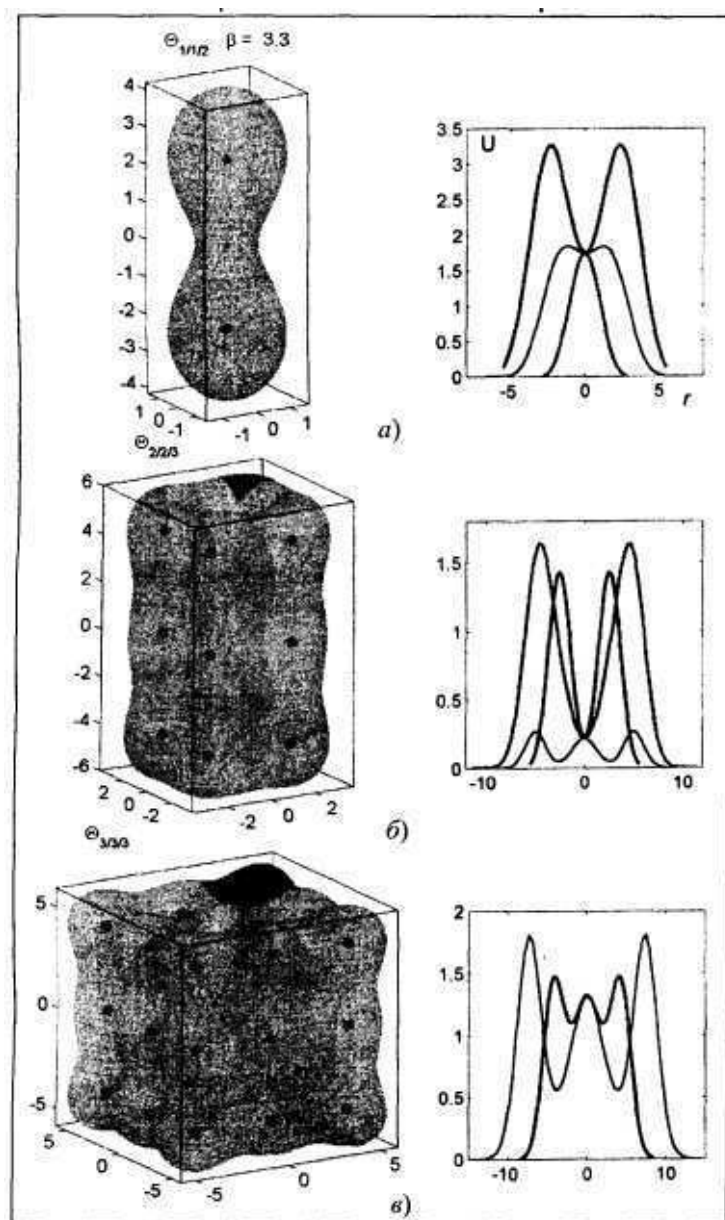


Рис. 3.53. Трехмерные СФ $\Theta_{i,j,k}(x, y, z)$ при $\beta = 3,3$; $\sigma = 2$ [152].

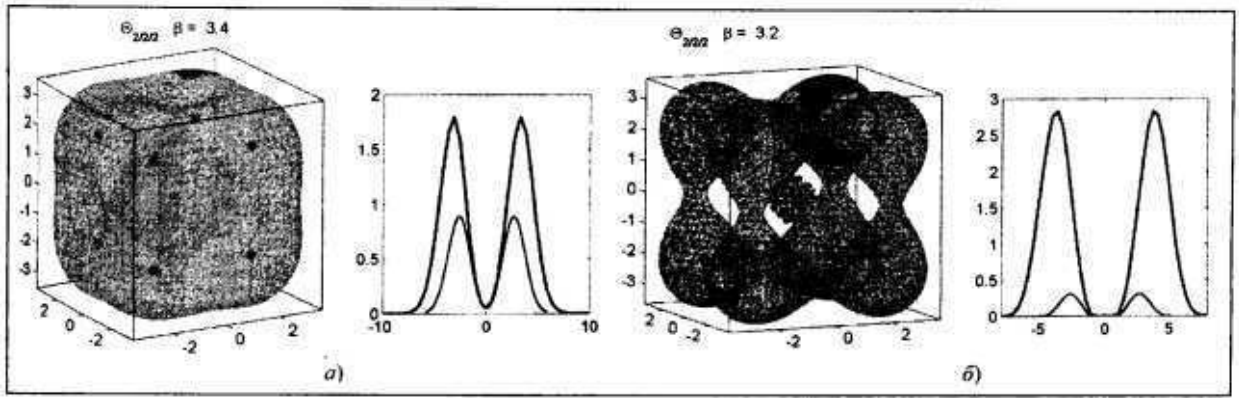


Рис. 3.54. Форма области локализации СФ $\Theta_{2,2,2}(x, y, z)$ и ее сечения вдоль осей координат при двух значениях β (внутри структуры существует нулевая область, отмеченная серыми кружками) $\sigma = 2$: а) $\beta = 3,4$; б) $\beta = 3,2$ [152].

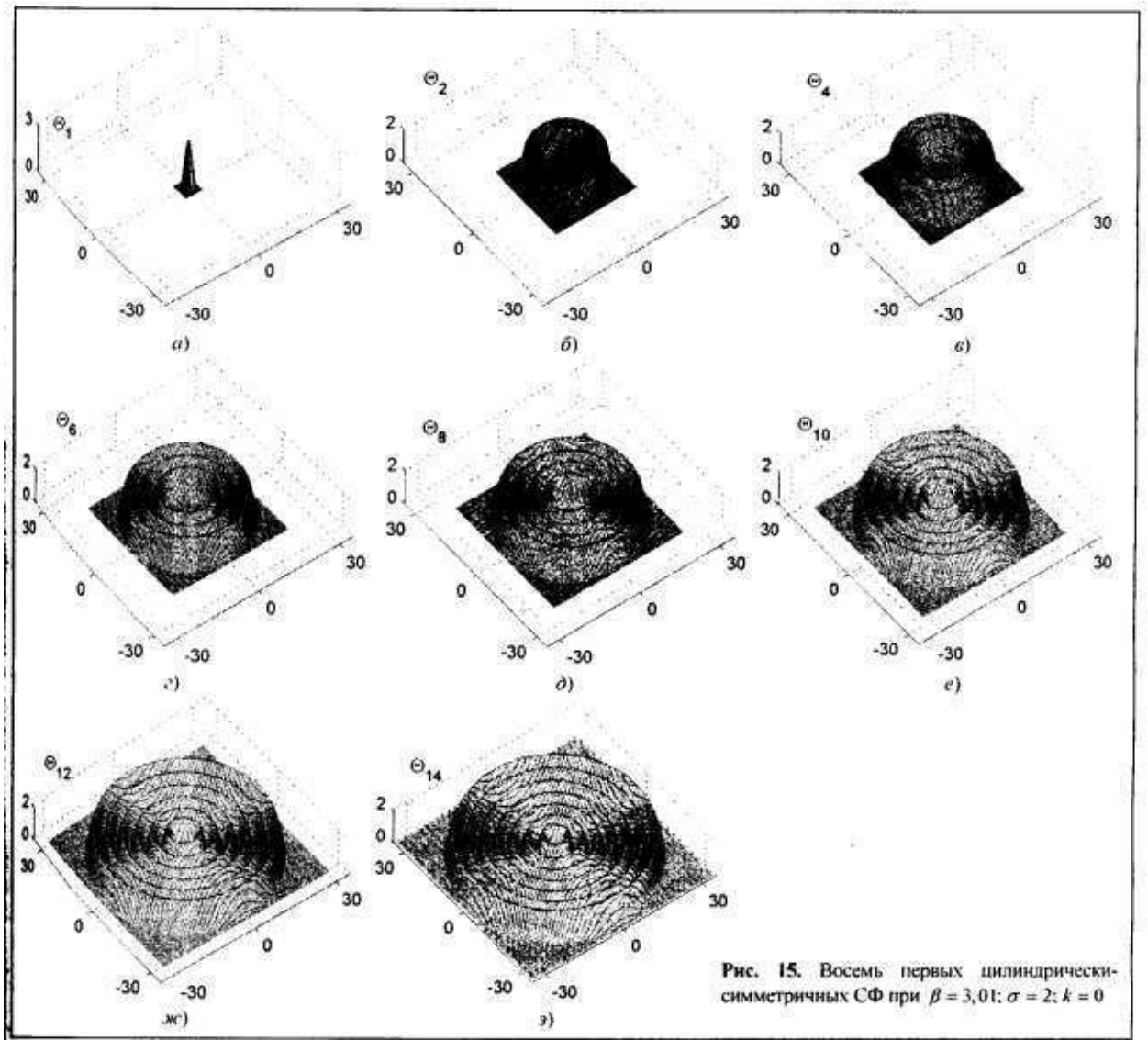


Рис. 15. Восемь первых цилиндрически-симметричных СФ при $\beta = 3,01$; $\sigma = 2$; $k = 0$

Рис. 3.55. Восемь первых цилиндрически-симметричных при $\beta = 3,01$, $\sigma = 2$, $k = 0$ [152].

Архитектура многомерных СФ заключается в следующем: максимумы распределения температуры располагаются концентрическими слоями. Число максимумов в слое определяется параметрами l и m , число слоев - номером собственной функции j . Простейшая трехмерная структура имеет форму гантели. Структурно-устойчивыми являются первая и вторая СФ. Остальные метастабильно устойчивы. С увеличением номера СФ время метастабильной устойчивости уменьшается. Старшие СФ при $t \rightarrow \tau$ распадаются; в процессе распада наблюдаются младшие СФ, как промежуточные асимптотики.

ПРИЛОЖЕНИЕ 17. Влияние распределения плотности на собственные функции и устойчивость собственных функций тепловых структур в топливной делящейся среде с нелинейными объемным источником тепла и коэффициентом теплопроводности, зависящими от температуры по степенному закону.

П.6.1. Влияние распределения плотности.

В автомодельном уравнении (3.4.3.4) с помощью следующего преобразования [16,152]:

$$z = \left(\frac{2}{2-k} \right) \xi^{(2-k)/2}, \quad 0 \leq \xi \leq \infty, \quad 0 \leq z \leq \infty \quad (\text{П.6.1})$$

можно избавиться от распределенной плотности.

Тогда в радиально-симметричном случае уравнении (3.4.3.4) примет следующий вид:

$$\frac{1}{z^\mu} \frac{d}{dz} \left(z^\mu \Theta^\sigma \frac{d\Theta}{dz} \right) = -\frac{m}{\tau} \Theta + \frac{n}{\tau} z \frac{d\Theta}{dz} - \Theta^\beta, \quad (\text{П.6.2})$$

где $\mu = 1$ при $\nu = 1$, $\mu = (4-k)/(2-k)$ при $\nu = 2$.

В цилиндрической геометрии ($\nu = 1$) преобразование (П.6.1) не меняет вида уравнения и решения автомодельной задачи $\Theta(\xi)$ при $k \neq 0$ получаются из решений $\Theta(z)$ при $k = 0$ преобразованием растяжения. В S-режиме ($\beta = \sigma + 1$), зная фундаментальную длину L_{T1}^0 при $k = 0$ (3.4.3.8), находим значение фундаментальной длины L_{T1}^k при любом показателе плотности k :

$$L_{T\nu}^k = 2(0,25(2-k)L_{T\nu}^0)^{2/(k-2)}, \quad k < 2. \quad (\text{П.6.3})$$

При $k \rightarrow 2$ фундаментальная длина стремится к нулю (так, при $k = 1,9$, $\sigma = 2$, $L_{T1}^k \approx 6 \cdot 10^{-17}$), и график собственной функции прижимается к оси ординат.

В сферической геометрии увеличение показателя k эквивалентно увеличению размерности пространства μ , и при $k \rightarrow 2$ величина $\mu \rightarrow \infty$.

Исследования показали, что в S-режиме амплитуда СФ $\Theta(z)$ и ее фундаментальная длина растут с увеличением μ . Формула (3.4.3.8) дает хорошую оценку области локализации при небольших значениях μ ($\mu = \nu < 20$) и правильно отражает стремление фундаментальной длины $L_{T,\mu}$ и амплитуды СФ Θ_μ в бесконечность при $\mu \rightarrow \infty$. Тем не менее, сжатие по закону (П.6.1) является преобладающим, и в исходной переменной ξ фундаментальная длина $L_{T_2}^k$ стремится к нулю при $k \rightarrow 2$.

П.6.2. Устойчивость собственных функций.

Для исследования устойчивости автомодельных решений в [152] численно решалась задача Коши для уравнения (3.4.3.1). В качестве начального распределения температуры бралась либо сама СФ - резонансное возбуждение, либо «возмущенная» СФ.

Известно, что автомодельные решения, развивающиеся в режиме с обострением, неустойчивы по отношению к малым возмущениям. Малые изменения начального профиля приводят к малому изменению времени обострения t_f , что, в свою очередь, приводит к сколь угодно большому различию между решениями, начиная с некоторого момента времени близкого к t_f . Однако эти решения могут обладать структурной устойчивостью, в смысле выхода на автомодельный режим [10,12,152]. Для исследования структурной устойчивости СФ проводилась так называемая *автомодельная обработка* решения задачи Коши $T(r,t)$ [17,24,152]:

$$\bar{\Theta}(\xi,t) = g(t)^{-1} T(r\psi(t),t), \quad (\text{П.6.4})$$

где функции $g(t)$ и $\psi(t)$ определены автомодельными зависимостями (3.4.3.3).

Понятно, что автомодельные решения и гомотермическое решение являются стационарами в представлении (П.6.4). *Структурно-устойчивым решением* в рассматриваемой задаче называется устойчивый стационар автомодельной обработки (П.6.4). Для определения структурной устойчивости в численных расчетах в каждый момент времени температура $T(r,t)$ в каждой точке отрезка $r(t)$ делилась на максимум распределения температуры T_{\max} , а значение $r(t)$ - на координату максимума $r_{\max}(t)$. Если максимум находился в начале координат, то значение $r(t)$ делилось на координату полуширины $r_{1/2}(t)$ или любую другую выделенную точку. Если автомодельное решение обладает

структурной устойчивостью, то полученный таким образом нормированный профиль решения не изменяется со временем. Более того, если в начальный момент времени взять произвольный профиль, то в случае структурной устойчивости автомодельного режима будет наблюдаться сходимость нормированных решений к автомодельному профилю.

Понятие *метастабильной устойчивости* широко используется в физике, адекватно описывая наблюдаемые явления. Например, возбужденные состояния атомов или ядер являются метастабильно устойчивыми. К метастабильно-устойчивым решениям отнесем все стационары автомодельного представления (П.6.4), которые не являются устойчивыми. В автомодельной системе координат (П.6.4) стационары являются особыми траекториями, к которым либо притягиваются другие траектории, либо отходят от них с нулевой скоростью, что является причиной метастабильной устойчивости решения, не существующего в целом. Время метастабильной устойчивости определяется временем следования автомодельному закону с заданной точностью, которое будем оценивать численно по росту начального автомодельного профиля.

Проведенные в [152] исследования показали, что в любой геометрии и в любом распределении плотности первая СФ, имеющая один максимум в центре симметрии, является структурно-устойчивым автомодельным решением. В сферической и цилиндрической геометрии область ее притяжения ограничена некоторым радиусом R_c . Другим структурно устойчивым решением, найденным впервые в [15], является вторая СФ с нулевой областью в центре. Она обладает широкой областью притяжения. На рис. П.6.1 показана сходимость нормированных профилей температуры ко второй СФ при нерезонансном возбуждении.

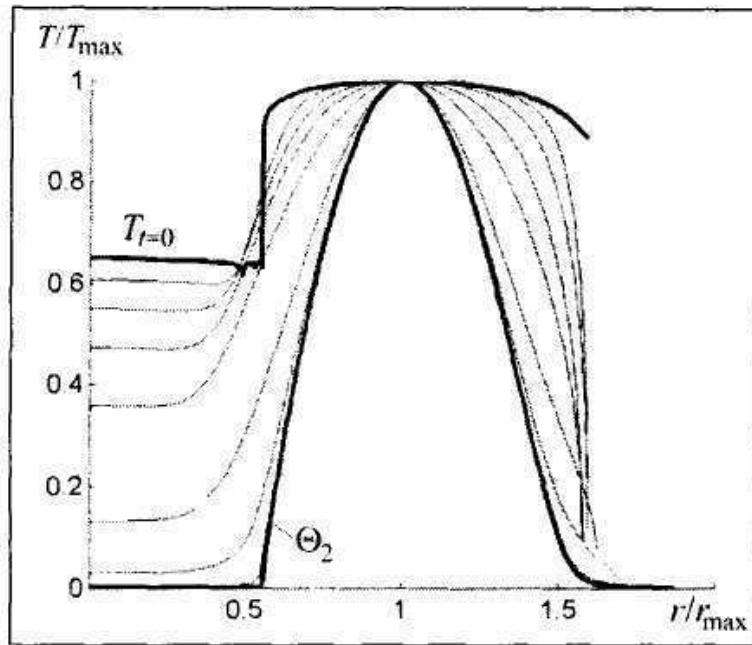


Рис. П.6.1. Выход нормированного решения задачи Коши СФ Θ_2 [152].

Старшие СФ, имеющие несколько максимумов, не являются структурно-устойчивыми решениями, но они обладают метастабильной устойчивостью. Проведенные расчеты обнаружили, что устойчивость СФ зависит от параметров нелинейной среды, от ее номера и от четности номера [15]. Нечетные СФ могут сохранять свою структуру при росте температуры в 10-20 раз, в то время как четные следуют автомодельному закону при росте температуры от нескольких раз при больших значениях β до нескольких сотен и даже тысяч раз при β близких к $\sigma + 1$. При $\beta \rightarrow \sigma + 1$ вырождение СФ происходит в виде распада. Сложная четная СФ существует очень долго и поэтапно распадается на независимо горящие на своей фундаментальной длине со своим моментом обострения структуры, при этом в процессе эволюции наблюдаются четные СФ с меньшим номером, как промежуточные асимптотики. На рис. П.6.2 представлены эволюции четвертой Θ_4 и шестой Θ_6 СФ, имеющих нулевую область в центре. Видно, что СФ Θ_4 сохраняет свою структуру при росте температуры примерно в 300 раз, а СФ Θ_6 - примерно в 100 раз. В своем развитии СФ Θ_6 вырождается сначала в четвертую, а затем во вторую СФ.

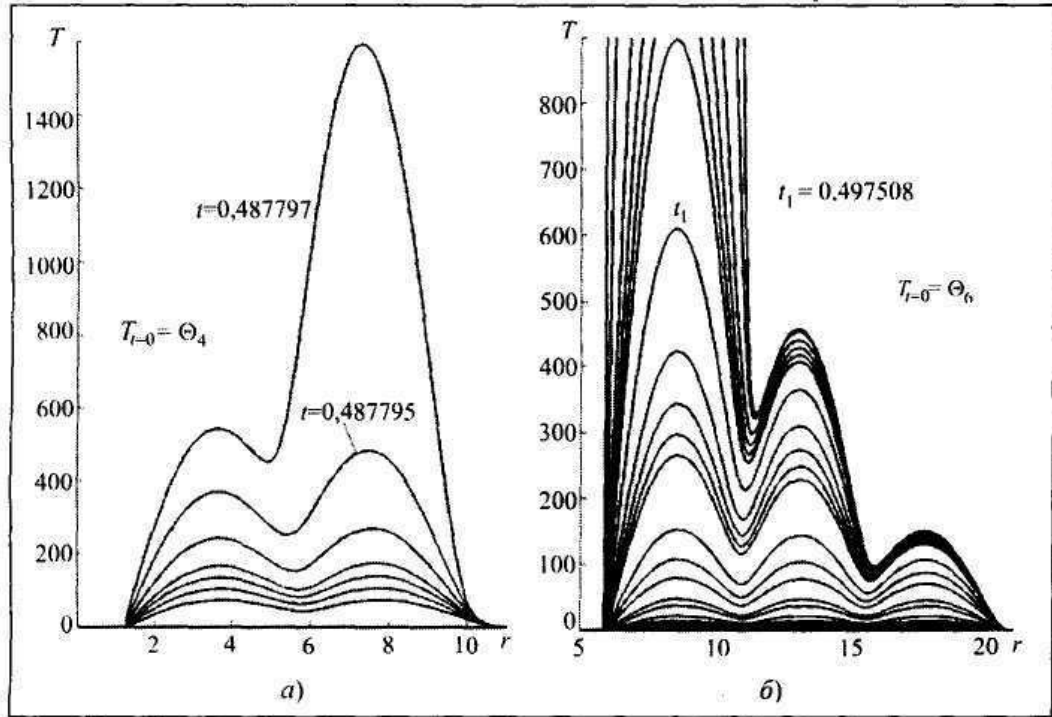


Рис. П.6.2. Мегастабильная устойчивость четвертой Θ_4 и шестой Θ_6 СФ [152].

ПРИЛОЖЕНИЕ 18. РАЗЛИЧИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПЛОТНОСТЕЙ ТЕПЛООВОГО ИСТОЧНИКА МОКС-ТОПЛИВА И ДИОКСИДНОГО ТОПЛИВА И СВЯЗАННЫЕ С ЭТИМ ОСОБЕННОСТИ АВАРИИ НА ТРЕТЬЕМ БЛОКЕ АЭС «ФУКУСИМА-1»

Содержание.

П.18.1. Введение.....	375
П.18.2. Зависимости усредненных по тепловому нейтронному спектру сечений от температуры реакторного топлива.....	376
П.18.3. Зависимости усредненных по полному нейтронному спектру сечений от температуры реакторного топлива.....	381
П.18.4. Зависимости плотностей теплового источника МОКС-топлива и уранового оксидного топлива от температуры реакторного топлива.....	383
П.18.5. Заключение.....	389

18.1. Введение.

Наиболее важными задачами стратегии дальнейшего развития ядерной энергетики есть обеспечение безопасной эксплуатации АЭС, расширение топливной базы и переработка отработанного ядерного топлива.

Требованиям по безопасности для реакторов нового поколения в полной мере отвечает разрабатываемый волновой уран-плутониевый реактор, характеризующийся внутренней безопасностью [1,2,9,110]. Этот новый тип реактора позволяет исключить в топливно-ядерном цикле процедуру обогащения ядерного топлива и использовать в нем естественный и даже технический уран, а, следовательно, и отработанное ядерное топливо.

Базовые кинетики реактора (кинетики нейтронов и нуклидов) связаны прямыми и обратными связями с кинетиками теплопереноса и радиационных дефектов топлива [2,238-242]. Кинетика дефектов топлива, через изменение геометрических размеров, вызванных пластической деформацией, набуханием или разрушением топлива, находящегося под нагрузкой и облучением, а также через изменение его плотности влияет на реактивность реактора. Исследования устойчивости работы реакторов требуют применения методов нелинейной динамики. В то же время, кинетика волнового реактора характеризуется рядом принципиальных для теории нелинейных диссипативных структур особенностей, одной из которых является неравновесность уран-плутониевой делящейся среды в условиях

высоких плотностей нейтронного поля и высоких температур. Образование диссипативных тепловых структур, диссипативных структур дефектов уран-плутониевой делящейся среды, реализация температурных режимов с обострением Курдюмова (см. раздел 3) могут существенно повлиять на кинетику реактора, в частности, на саму реализацию волны медленного ядерного горения в волновом реакторе и на ее устойчивость.

До аварии АЭС «Фукусима-1» перспектива расширения топливной базы АЭС также связывалась с использованием МОКС-топлива (смешанное оксидное уран-плутониевое топливо).

Авария АЭС «Фукусима-1», которая привела к расплавлению активной зоны реакторов, выявила недостаточное знание температурных свойств топливных нуклидов в более широком интервале температур (более 1000К), чем интервалы рабочих температур действующих реакторов.

Поэтому в данной работе исследовались температурные свойства реакторных топливных нуклидов в широком интервале температур (более 1000К), температурные зависимости плотностей тепловых источников для МОКС-топлива (смесь диоксидов урана и плутония 239) и оксидного уранового топлива (смесь диоксидов урана 238 и урана 235) с целью выявления возможных различий этих зависимостей, позволяющих выявить и, возможно, объяснить ряд характерных температурных особенностей аварии на третьем блоке АЭС «Фукусима-1», где треть топливной загрузки реактора составляло МОКС-топливо.

П.18.2. Зависимости усредненных по тепловому нейтронному спектру сечений от температуры реакторного топлива.

Так как авария на АЭС «Фукусима-1» произошла на реакторах ВВР (кипящие водяные реакторы, спектр нейтронов которых – тепловой), то в работе получены и представлены результаты расчетов температурных зависимостей усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата для урана 238, урана 235 и плутония 239 [227,231,232].

Как известно энергетический спектр нейтронов в тепловых реакторах отличается от Максвелловского спектра из-за его неравновесности, обусловленной тем, что в активной зоне все время идут процессы образования нейтронов при делениях ядер, причем, энергии нейтронов

распределенных по спектрам деления для делящихся нуклидов, процессы замедления нейтронов и их поглощения. Из-за отсутствия строгой теории замедления нейтронов в реакторной топливной делящейся среде, естественным образом включающей термализацию нейтронов приходится пользоваться модельными приближениями для оценки спектров нейтронов. Наиболее широко применяется подход, основанный на модели нейтронного газа, полагающей, что термализованные нейтроны распределены по энергиям Максвелловского распределения, но не при температуре делящейся среды активной зоны, а при температуре нейтронного газа. При этом оценку влияния поглощения или недостаточного замедления в среде на смещение спектра от «чистого» Максвелла проводят по вводимой температуре нейтронного газа, которая задается следующим полуэмпирическим выражением, например, [154,263]:

$$T_{HT} = T * [1 + 1,4 * \Sigma_a (kT) / \xi \Sigma_s (1 \text{ эВ})], \quad (\text{П.18.1})$$

где T - температура делящейся среды; Σ_a - макроскопическое сечение поглощения среды (тепловое); ξ - среднелогарифмический декремент энергии при замедлении; Σ_s - макроскопическое сечение рассеяния среды; $\xi \Sigma_s$ - замедляющая способность среды (при 1 эВ).

Ясно, что температура делящейся среды совпадает с температурой нейтронного газа только в двух случаях: нулевого поглощения и бесконечной замедляющей способности среды. Тем не менее, это выражение достаточно удобно для получения средних сечений в тепловой области для тепловых реакторов.

Усреднение сечений по нейтронному спектру проводится согласно следующему выражению:

$$\langle \sigma(E_{TP}, T) \rangle = \frac{\int_0^{E_{TP}} E^{1/2} e^{-E/kT_{HT}} \sigma(E, T) dE}{\int_0^{E_{TP}} E^{1/2} e^{-E/kT_{HT}} dE}, \quad (\text{П.18.2})$$

где σ - микросечение ядерной реакции; E - энергия нейтронов; E_{TP} - граничная энергия тепловых нейтронов.

Результат усреднения согласно выражению (П.18.2) для микросечений захвата, деления и поглощения с типичными для экзотермических ядерных

реакций зависимостями микросечений σ от скорости нейтронов v_n типа $\sim 1/v_n$ или отличными от них, имеет общий вид (здесь представлено выражение для микросечения реакции деления) [64,154]:

$$\langle \sigma_f \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_f^T * \sqrt{\frac{300}{T_{HG}}} * g_f(T_{HG}) * F(z_{GP}), \quad (\text{П.18.3})$$

где σ_f^T - тепловое микросечение деления при скорости нейтронов 2200 м/с; $z_{GP} = E_{GP}/kT$ - безразмерная граничная энергия для спектра Максвелла, то есть, "энергия сшивки" нейтронных спектров Максвелла и Ферми; $F(z)$ – поправочная функция; T_{HG} - температура нейтронного газа, вычисляемая согласно (П.18.1); $g_f(T_{HG})$ – фактор Весткотта для реакции деления.

Для микросечений других нейтронных ядерных реакций, например, радиационного захвата и поглощения, выражение (П.18.3) для усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений имеет аналогичный вид.

Фактор Весткотта описывает отличие зависимости микросечений σ от скорости нейтронов v_n от закона $\sim 1/v_n$ и сильно зависит от температуры среды. Этот фактор равен 1, если сечение соответствующей реакции точно подчиняется закону $\sim 1/v_n$.

Поправочная функция $F(z)$ получается из решения трансцендентного уравнения сшивки спектров Максвелла и Ферми: $\Phi_M(E_{GP}) = \Phi_\phi(E_{GP})$. Известно, что ее аргумент z зависит от этой граничной «энергии сшивки» и он приближенно равен 5 для ВВЭР и 6 для РБМК [64,154,228]. Значения функции $F(z)$ табулированы и даются в справочниках. Отметим, что значения функции изменяются с температурой, что влияет на средние сечения.

С помощью выражений (П.18.1) и (П.18.3) были проведены расчеты температурных зависимостей усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата для плутония 239 и урана 235. Для урана 238 проведены расчеты температурных зависимостей усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений радиационного захвата.

При расчетах температур нейтронного газа согласно выражению (П.18.1) температура делящейся топливной среды изменялась в интервале от 300К до 2100К, микросечения поглощения нейтронов в диапазоне тепловых

энергий 0.025эВ-0,181эВ и микросечения рассеяния нейтронов при энергии 1эВ для нуклидов делящейся топливной среды были взяты из базы ядерных данных ENDF/B-VII.0. Следует отметить, что при расчетах температур нейтронного газа согласно выражению (П.18.1) применительно к тепловым реакторам с водой в качестве замедлителя замедляющая способность среды, то есть, член $\xi\Sigma_s$, входящий в выражение (П.18.1) как знаменатель второго слагаемого, находящегося в скобках, определяется главным образом замедляющей способностью для водорода. А макроскопическое сечение поглощения среды Σ_a , входящий в выражение (П.18.1) как числитель второго слагаемого, находящегося в скобках, определяется главным образом значениями сечений поглощения в тепловой области для урана 238, как нуклида, обычно составляющего более 90% состава ядерного топлива для тепловых реакторов. При значениях $\xi_H = 1,0$, $\sigma_s^H \approx 20,4$ барн, $\sigma_a^{238} = \sigma_c^{238} \approx 2,7$ барн, вторым слагаемым в скобках выражения (П.18.1) можно практически пренебречь и температура нейтронного газа будет практически совпадать с температурой делящейся среды. Отметим также, что верхняя граница исследуемого интервала температур равная 2100К, определена тем, что в нашем распоряжении имеются значения фактора Весткотта ограниченные этой температурой нейтронного газа [279]. Если бы в качестве главного замедлителя рассматривались более тяжелые, чем водород ядра, например, углерод, кислород или сам уран 238, то вторым слагаемым в скобках выражения (П.18.1) уже нельзя пренебречь и температуры нейтронного газа будут значительно превышать температуру делящейся среды. Например, если мы проводим расчеты для диоксидного уранового топлива или МОКС-топлива без водяного замедлителя, то основной замедлитель – кислород, а основной поглотитель, как и в предыдущем случае, - уран 238. Тогда, так как $\xi_O = 0,12$, $\sigma_s^O \approx 3,45$ барн, $\sigma_a^{238} = \sigma_c^{238} \approx 2,7$ барн, при вычислениях температуры нейтронного газа согласно выражению (П.18.1) для температур делящейся среды из интервала 300К ÷ 2100К мы получим для значений температуры нейтронного газа интервал 1200К ÷ 4600К. В этом случае применение вышеописанного подхода, опирающегося на соотношениях (П.18.1) и (П.18.3), становится невозможным из-за отсутствия табличных значений фактора Весткотта для температур нейтронного газа больших 2100К.

При проведении расчетов использовались значения фактора Весткотта, взятые из [279] и приведены ПРИЛОЖЕНИИ 19 в таблицах П.19.1- П.19.3.

Значения для тепловых сечений также использовавшиеся при вычислениях взяты из [228] и представлены в таблице П.19.4. При расчетах использовалось значение $F(z_{ep}) = 5,9$.

Полученные расчетные температурные зависимости усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата для плутония 239 и урана 235 представлены на рис. П.18.1 и на рис. П.18.2 соответственно. На рис. П.18.2. представлена также расчетная температурная зависимость усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений радиационного захвата для урана 238.

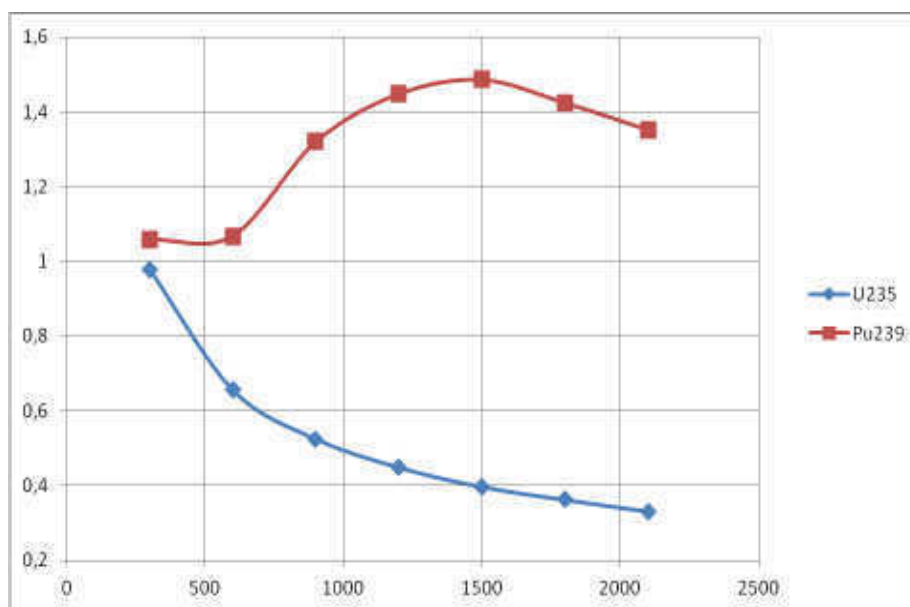


Рис. П.18.1. Зависимость сечений деления урана-235 и плутония-239, усредненных по тепловому спектру нейтронов, от температуры, делящейся топливной среды (значения сечений нормированы на σ_f^T - тепловое микросечение).

Отметим, что как мы видим из зависимостей, представленных на рис. П.18.1, для исследованного интервала температур наблюдается принципиальное различие температурных зависимостей усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления урана 235 и плутония 239. Усредненное сечение деления плутония 239 растет с ростом температуры и достигает своего максимума при температуре 1500К и далее с ростом температуры снижается, то есть, зависимость имеет резонансный вид. Усредненное же сечение деления урана 235 плавно падает с ростом температуры. Аналогичные температурные зависимости усредненных по

тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления урана 235 и плутония 239 получены также в [280].

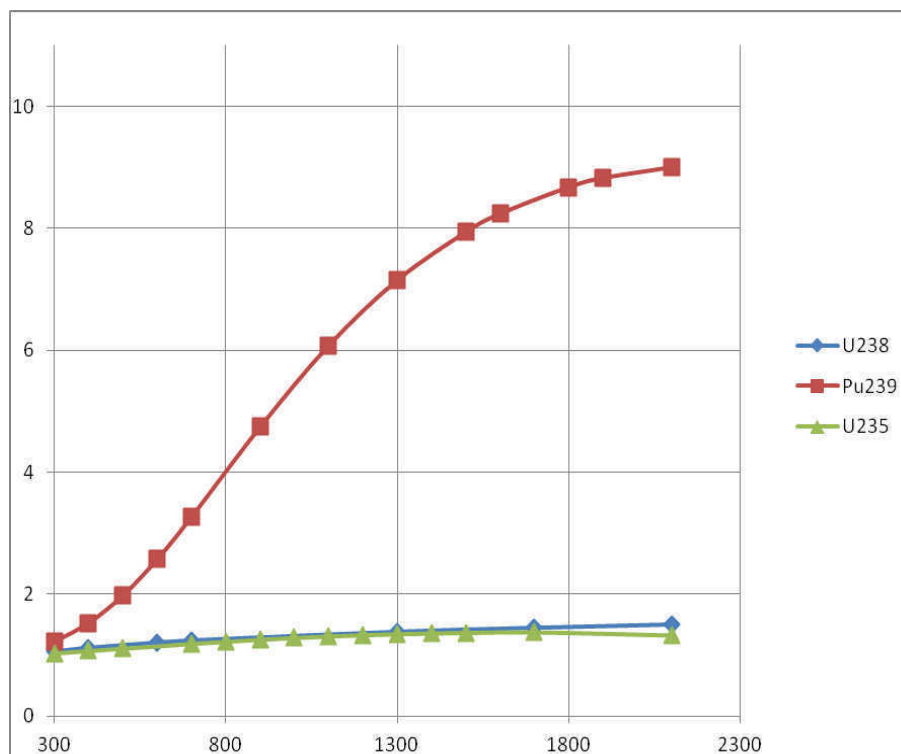


Рис. П.18.2. Зависимость сечений радиационного захвата урана 235, урана 238 и плутония 239, усредненных по тепловому спектру нейтронов, от температуры, делящейся топливной среды (значения сечений нормированы на σ_c^T - тепловое микросечение).

Представленные на рис. П.18.2 зависимости показывают значительный рост сечения радиационного захвата для плутония 239 с ростом температуры и незначительный рост сечения радиационного захвата для урана 235, урана 238.

П.18.3. Зависимости усредненных по полному нейтронному спектру сечений от температуры реакторного топлива.

Как уже отмечалось выше в разделе П.18.2 проведение вычислений усредненных по термализованной части спектра сечений с помощью выражения (П.18.3), в которое входят табличные значения фактора Весткотта, возможно для тепловых реакторов с водяным замедлителем и для замедлителей, состоящих из ядер с малым атомным числом и поэтому обладающих высокой замедляющей способностью, однако для более тяжелых ядер в качестве основного замедлителя, например, углерода и

кислорода, уже возникают проблемы с вычислениями по (П.18.3) из-за отсутствия табулированных значений для фактора Весткотта при температурах нейтронного газа, превышающих 2100К.

Поэтому для вычисления зависимостей усредненных по нейтронному спектру сечений от температуры делящейся среды нами был использован разработанный нами и представленный выше в разделе 3 подход, который не опирается на использование значений фактора Весткотта (см. разделы 3.1.3 и 3.1.4). Этот подход разрабатывался в отличие от подхода, представленного выше в разделе П.18.2, не только для тепловых реакторов и поэтому позволяет проводить вычисление усредненных по полному нейтронному спектру (интервал энергий нейтронов от тепловых до 10 МэВ) сечений. Основные его положения уже были опубликованы в наших работах, например, [227,231,232,238-242].

В программной среде Microsoft Fortran Power Station 4.0 (MFPS 4.0) была разработана компьютерная программа, позволяющая рассчитывать зависимости сечения резонансных нейтронных реакций от энергии нейтронов с учетом эффекта Доплера. При расчетах, в качестве входных данных использовались зависимости сечений нейтронных реакций от энергии нейтронов для реакторных нуклидов из базы данных ENDF/B-VII.0 и соответствующие температуре среды 300К. В разделе 3 получены зависимости сечений реакций рассеяния, делений и радиационного захвата нейтрона для основных реакторных топливных нуклидов ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{92}^{239}\text{U}$ и ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ при различных температурах в диапазоне от 300К до 6000К (см. разделы 3.1.3 и 3.1.4). На рис. 3.8 – 3.10 представлены расчетные зависимости усредненных по спектру нейтронов сечений $\bar{\sigma}_j^i(\bar{r}, T, t)$ для основных реакторных нуклидов и для основных реакторных ядерных нейтронных реакций для указанных температур.

Представленные на рис. 3.8 – 3.10 полученные расчетные зависимости сечений, усреднённых по комбинированному спектру Максвелла и Ферми, от температуры делящейся среды для температур от 300К до 6000К, как уже отмечалось в разделе 3, показывают, что усредненные по спектру сечения могут сначала расти, а затем падать с ростом температуры, то есть, иметь резонансный характер (рис. 3.8 для ${}^{239}\text{Pu}$). А также как расти с увеличением температуры делящейся среды (рис. 3.10 для ${}_{92}^{238}\text{U}$), так и падать (рис. 3.9 для ${}_{92}^{235}\text{U}$).

В разделе 3 это объясняется тем, что у ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ резонансная область начинается со значительно более низких энергий, чем для ${}^{235}_{92}\text{U}$ (см. рис. П.10.1 и П.10.3 ПРИЛОЖЕНИЕ 10) и при увеличении температуры топлива происходит увеличение температуры нейтронного газа, вызывающее смещения максимума максвелловского распределения нейтронов в сторону больших энергий нейтронов, то есть, ужесточение спектра нейтронного газа, при котором количество нейтронов, попадающее в резонансную область для ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, увеличивается, что и вызывает рост усредненных сечений. При дальнейшем росте температуры достигается максимум для усредненного сечения и далее его уменьшение по мере дальнейшего роста температуры и сползания максимума максвелловского распределения с резонанса. А для ${}^{235}_{92}\text{U}$ этот процесс не столь существенен из-за того, что его резонансная область располагается выше по энергиям и ужесточение спектра нейтронного газа, связанное с увеличением температуры топлива (в рассмотренном в интервале) не вызывает существенного увеличения количества нейтронов попадающих в резонансную область. Отметим, что как видно из того же рис. П.10.3 для урана 235 резонанс, который может стать причиной, аналогичной плутония 239 зависимости усредненного по тепловому спектру сечения деления располагается значительно выше, чем у плутония 239, примерно около 1 эВ.

Представленные на рис. 3.10b данные для ${}^{238}_{92}\text{U}$ подтверждают зависимость сечения радиационного захвата от температуры, так как у него резонансная область расположена так же низко, как и у ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ (усредненное же сечение деления для ${}^{238}_{92}\text{U}$ из-за высокого порога деления ~ 1 МэВ, как видно из рис. 3.8a практически нечувствительно к ужесточению спектра нейтронов, вызванного увеличением температуры топлива).

П.18.4. Зависимости плотностей теплового источника МОКС-топлива и уранового оксидного топлива от температуры реакторного топлива.

Плотность теплового источника для МОКС-топлива (смесь двуокиси урана 238 и плутония 239) в тепловом реакторе с водой, например, в BWR рассчитывалась согласно следующему выражению:

$$S(T) = Q_{\text{Pu}} \cdot \Phi \cdot \langle \sigma_f^{\text{Pu}}(T) \rangle \cdot N^{\text{Pu}}, \quad (\text{П.18.4})$$

где $Q_{\text{Pu}} = 210,3$ МэВ - тепловая энергия деления 1 ядра плутония 239 ; $\Phi = 10^{13}$ 1/(см²*с) - плотность потока нейтронов; $\langle \sigma_f^{\text{Pu}} \rangle$ - усредненное по тепловому спектру сечение деления плутония 239 (см. выражение (П.18.3)); N^{Pu} – концентрация ядер плутония. При расчетах использовалось значение плотности МОКС-топлива равное 10,82 г/см³.

Плотность теплового источника для уранового диоксидного топлива (смесь двуокиси урана 238 и урана 235) в тепловом реакторе с водой в качестве замедлителя также рассчитывалась согласно выражению аналогичному (П.18.4). При этих расчетах использовалось значение $Q_{235} = 203,0$ МэВ и значение плотности уранового диоксидного топлива равное $10,82$ г/см³.

Отметим, что при проведении расчетов мы полагали, что плотность потока нейтронов Φ с ростом температуры делящейся среды остается постоянной, так как основное поглощение нейтронов мы связываем с ураном 238, а его усредненное по тепловому спектру сечение радиационного захвата с ростом температуры среды в исследуемом диапазоне растет незначительно (см. рис. 3.10).

Полученные расчетные зависимости плотностей теплового источника Мокс-топлива и уранового диоксидного топлива от температуры реакторного топлива представлены на рис. П.18.3 и рис. П.18.4 соответственно.

Анализ полученных зависимостей плотностей теплового источника от температуры делящейся среды для МОКС-топлива (см. рис. П.18.3) показывает, что при росте температуры от 300К до 1500К наблюдается нелинейный рост примерно на 45% от плотности теплового источника при 300К. При дальнейшем росте температуры до 2100К наблюдается некоторое падение плотности теплового источника. Анализ же полученных зависимостей плотностей теплового источника от температуры делящейся среды для уранового диоксидного топлива (см. рис. П.18.4) показывает, что при росте температуры от 300К до 2100К наблюдается нелинейное уменьшение плотности теплового источника.

Такое поведение плотностей теплового источника объясняется полученными температурными зависимостями усредненных по тепловому спектру сечения деления плутония 239 и сечения деления для урана 235 (см. рис. П.18.1). Природа такой температурной зависимости усредненного по тепловому спектру сечения деления плутония 239 и урана 235, объясняется выше в разделе П.18.3.

Таким образом, обнаружено и объяснено для исследованного интервала температур принципиальное различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива.

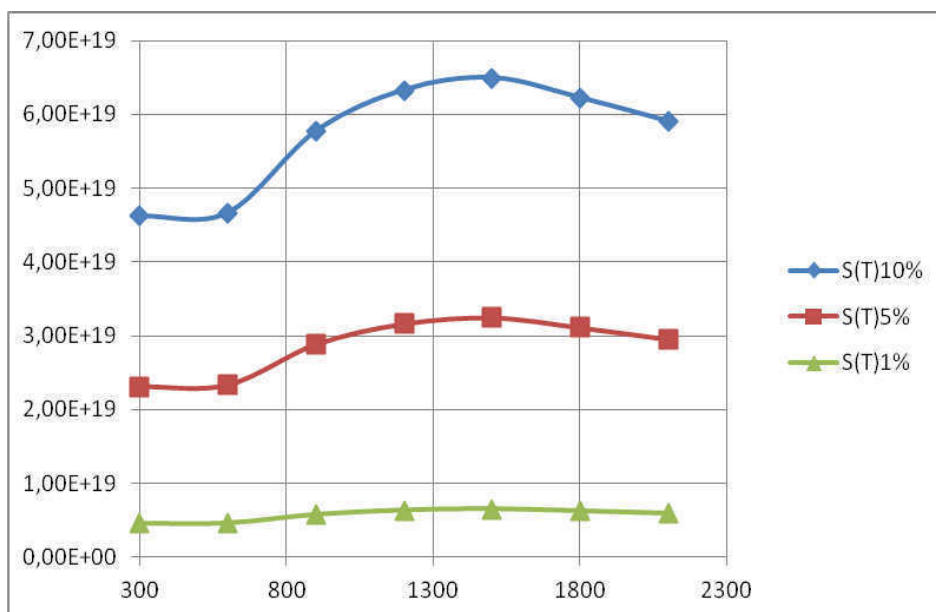


Рис. П.18.3 Зависимости плотностей теплового источника от температуры топливной делящейся среды из смеси двуоксида урана 238 и плутония 239 для трех составов (обогащение по плутонию 239 1%, 5%, 10%).

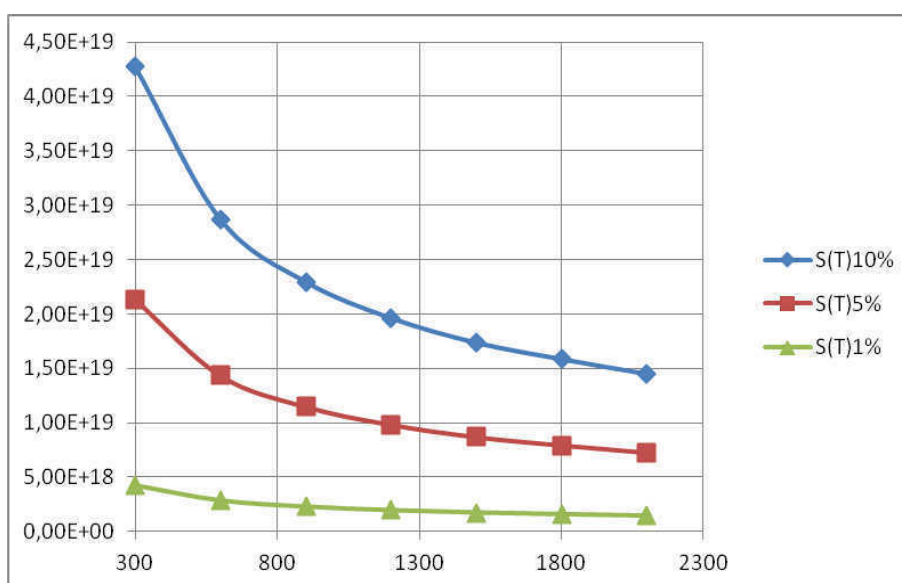


Рис. П.18.4. Зависимости плотности теплового источника для топливной смеси из диоксидов урана 238 и урана 235 от температуры смеси для трех составов (обогащение по урану 235 10%, 5% и 1%).

Полученные температурные зависимости для плотности теплового источника делящейся топливной среды, представленные на рис. П.18.3, П.18.4 позволяют выявить некоторые особенности аварии на 3-м блоке АЭС «Фукусима-1». Действительно, как известно, на 3-м блоке АЭС «Фукусима-1» треть загрузки ядерного топлива составляло МОКС-топливо, остальное

топливо – урановое диоксидное топливо и авария на 3-м блоке АЭС «Фукусима-1» развивалась следующим образом. При попытке охлаждения перегретого ядерного реактора с помощью прокачивания через него холодной морской воды произошло в результате разложения воды неконтролируемое образование газообразного водорода, что привело к образованию гремучей смеси и ее взрыву, вызвавшему разрушение ядерного реактора. Как известно, температура термического разложения воды довольно высока и равна 3800К. Поэтому, по-видимому, образование водорода происходило не в результате термического гидролиза воды, а при более низкой температуре в результате пароциркониевой реакции [282-285], то есть, экзотермической реакции взаимодействия циркониевой оболочки ТВЭЛов и воды с образованием двуокиси циркония и выделением газообразного водорода (уравнение реакции: $Zr + 2H_2O = ZrO_2 + 2H_2 + Q$, где Q — выделяющаяся теплота (6530 кДж/кг)). Пароциркониевая реакция согласно [282-285], имеет ряд особенностей. Реакция начинается примерно при 1173К-1223К, а при 1473К начинает развиваться очень быстро (так как выделяющаяся теплота дополнительно разогревает цирконий, развивается автокатализ) и становится самоподдерживающейся.

Таким образом, так как произошел водородный взрыв реактора после восстановления подачи охлаждающей воды в реактор, то можно сделать вывод о том, что в результате вызванного ударом Цунами длительного нарушения работы системы теплосъема температура перегретого реакторного топлива достигала значений начала пароциркониевой реакции, то есть, не менее 1173К-1223К. Полученная для МОКС-топлива зависимость плотности теплового источника от температуры топлива (рис. П.18.3) показывает, что плотность теплового источника МОКС-топлива 3-го блока АЭС «Фукусима-1» должна в этом случае расти, достигая максимума при 1500К. Такое поведение плотности теплового источника МОКС-топлива может вызвать дальнейшее нагревание МОКС-топлива до температуры равной 1473К, при которой пароциркониевая реакция образования газообразного водорода начинает развиваться очень быстро и становится самоподдерживающейся. Подчеркнем, что согласно полученной зависимости плотности теплового источника от температуры топлива для уранового диоксидного топлива (рис. П.18.4), очень быстрого образования водорода для уранового диоксидного топлива не было бы.

Следовательно, различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива, могло вызвать более интенсивное выделение водорода, а, следовательно, и более мощный водородный взрыв 3-го блока АЭС «Фукусима-1», по

сравнению со случаем, когда вся его топливная загрузка была бы из обычного уранового диоксидного топлива. Отметим, что этот вывод совпадает с информационными сообщениями о более мощном водородном взрыве 3-го блока по сравнению с водородным взрывом 1-го блока АЭС «Фукусима-1», где не было загрузки МОКС-топлива.

Дальнейший разогрев топлива до его температуры плавления 2800К можно было бы объяснять разрушением при водородном взрыве системы прокачки воды и, следовательно, длительным отсутствием необходимого для предотвращения расплавления топлива теплосъема. Это возможно и при тех же зависимостях плотностей тепловых источников для МОКС-топлива (рис. П.18.3), хотя, как уже отмечалось выше, при росте температуры от 1500К до 2100К наблюдается некоторое падение плотности теплового источника, и, по-видимому, даже для зависимостей плотностей тепловых источников для уранового диоксидного топлива (рис. П.18.4). Понятно, что чтобы устранить все высказанные выше предположения, касающиеся изменения температуры топлива, необходимо находить решения уравнения теплопереноса с полученными плотностями теплового источника для заданных начальных и граничных условий. Сейчас мы этого не можем сделать как раз из-за отсутствия информации о начальных и граничных условиях и их возможных изменениях в ходе развития аварии АЭС «Фукусима-1».

Однако для объяснения возможных особенностей кинетики разогрева топлива до его температуры плавления 2800К, связанных с обнаруженными температурными особенностями МОКС-топлива (рис. П.18.3) и усредненных по спектру нейтронов сечений для плутония 239 (рис. П.18.1, 3.8) нам представляются интересными следующие соображения.

В результате протекания пароциркониевой реакции, и особенно после водородного взрыва, нарушившего систему подачи воды в реактор, количество воды в реакторе уменьшается, а, следовательно, уменьшается ее замедляющая способность, что делает спектр нейтронов более жестким, то есть, максимум максвелловского распределения термализованных нейтронов смещается в сторону более высоких энергий. Для более жесткого спектра нейтронов зависимость усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений деления плутония-239 от температуры, представленную на рис. П.18.1 и которую мы использовали для вычисления температурной зависимости плотности теплового источника для МОКС-топлива (рис. П.18.3), следует заменить зависимостью усредненных по спектру нейтронов

сечений деления плутония-239 от температуры, представленную на рис. 3.8a для $E_{sp}^{Терм} = 3\text{кТ}$. Так как эта зависимость усредненных по спектру нейтронов сечений деления плутония-239 от температуры демонстрирует нелинейный рост с максимумом при температуре равной 3000К, то таким же образом должна вести себя и температурная зависимость плотности теплового источника для МОКС-топлива, которая рассчитывается согласно выражения (П.18.4), то есть, в отличие от зависимости на рис. П.18.3, получаем температурную зависимость плотности теплового источника для МОКС-топлива с максимумом при 3000К. Таким образом, приходим к выводу, что в силу такой температурной зависимости для плотности теплового источника МОКС-топлива в МОКС-топливе может происходить плавный, нелинейный рост его температуры от температуры начала пароциркониевой реакции 1173К-1223К, через ее температуру автокатализа 1473К к температуре расплавления топлива равной 2800К. Следовательно, МОКС-топливо в 3-м блоке АЕС «Фукусима-1» должно было плавиться в первую очередь и способствовать расплавлению уранового диоксидного топлива реактора.

Периодическое (пульсирующее) аварийное повышение температуры и давления в разрушенном реакторе 3-го блока АЕС «Фукусима-1», происходившее в ходе работ по охлаждению реактора и причина которого ранее не была объяснена, может быть также объяснено с помощью полученной температурной зависимостью плотности теплового источника для МОКС-топлива, имеющей резонансный вид (рис. П.18.3, рис. 3.8).

Представляется важным также отметить, что в работах [225,227,231-232,238-242] нами показано, что в уран-плутониевой делящейся среде (МОКС-топливо) плотность теплового источника может иметь степенной вид зависимости от температуры делящейся среды с показателем степени большем единицы и при этом реализуются тепловые режимы с обострением Курдюмова и образуются диссипативные тепловые структуры, с пространственноразнесенными температурными максимумами, превышающими температуры плавления топлива (см. раздел 3.1.6). А так как были информационные сообщения о том, что в результате аварии реактора 3-го блока АЕС «Фукусима-1» произошло прожигание корпуса реактора, то информация о пространственном расположении этих повреждений корпуса и их размерах, может быть прямым, экспериментальным подтверждением реализации тепловых режимов с обострением Курдюмова. Знание об

особенностях обнаруженных диссипативных тепловых структур также могут быть полезны при объяснении особенностей прожигание корпуса реактора.

И заключительное соображение. Обнаруженные в работе особенности температурного поведения МОКС-топлива и их предполагаемое влияние на кинетику аварии в 3-м блоке АЕС «Фукусима-1», можно было бы исключить, путем исключения термализованного хвоста спектра нейтронов (Максвелловская часть спектра), для чего на первом этапе охлаждения перегретого реактора надо было бы технически реализовать замену водяного замедлителя-теплоносителя на замедлитель-теплоноситель с массовым числом значительно большим массового числа для водорода, например, на газы азот и окись углерода, или жидкометаллические олово, свинец, ртуть, висмут или смесь висмута и свинца, что привело бы к ужесточению спектра нейтронов [227,231-232]. Понятно, что это также позволило бы избежать водородных взрывов. По-видимому, технически проще всего было бы организовать охлаждение перегретого реактора в 3-м блоке АЕС «Фукусима-1» не с помощью прокачки воды, а с помощью прокачивания газообразного азота.

П.18.5. Заключение.

В разделе представлены результаты расчетов температурных зависимостей усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций деления и радиационного захвата для урана 238, урана 235 и плутония 239.

Обнаружено и объяснено для исследованного интервала температур (300К – 3000К) принципиальное различие температурных зависимостей усредненных по тепловому спектру нейтронов сечений ядерных реакций урана 235 и плутония 239.

Также получены расчетные зависимости температурные зависимости плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива для тепловых реакторов.

Обнаружено и объяснено для исследованного интервала температур принципиальное различие температурных зависимостей плотностей тепловых источников для МОКС-топлива и оксидного уранового топлива.

Полученные температурные зависимости для плотности теплового источника делящейся топливной среды, позволили выявить и обосновать характерные особенности аварии на 3-м блоке АЕС «Фукусима-1».

ПРИЛОЖЕНИЕ 19. Значения фактора Весткотта для основных реакторных нуклидов и значения для тепловых сечений, использовавшиеся при вычислениях ПРИЛОЖЕНИЕ 18.

При проведении расчетов в ПРИЛОЖЕНИЕ 18 использовались значения фактора Весткотта, взятые из [279] и приведенные в таблицах П.19.1- П.19.3. Значения для тепловых сечений также использовавшиеся при вычислениях взяты из [228] и представлены в таблице П.19.4.

Табл. П.19.1. Фактор Весткотта для реакций деления и радиационного захвата для плутония 239 [279].

Плутоний 239					
T	g_c	g_f	T	g_c	g_f
300	1,154	1,058	1300	5,314	3,091
400	1,374	1,150	1500	5,782	3,328
500	1,713	1,305	1600	5,947	3,412
600	2,159	1,518	1800	6,164	3,521
700	2,672	1,768	1900	6,226	3,552
900	3,724	2,290	2100	6,269	3,572
1100	4,630	2,746			

Табл. П.19.2. Фактор Весткотта для реакций деления и радиационного захвата для урана 235 [279].

Уран 235		
T	g_c	g_f
300	0,978	0,976
400	0,964	0,954
500	0,960	0,938
700	0,970	0,920
800	0,978	0,914
900	0,987	0,910
1000	0,993	0,907
1100	0,998	0,903
1200	1,000	0,900
1300	1,001	0,893
1400	0,999	0,891
1500	0,996	0,887
1700	0,986	0,887
2100	0,958	0,885

Табл. П.19.3. Фактор Весткотта для реакции радиационного захвата для урана 238 [279].

Уран 238	
T	g_c
300	1,002
400	1,004
600	1,008
700	1,011
1300	1,024
1700	1,034
2100	1,044

Табл. П.19.4. Сечения ядерных реакций для тепловых энергий нейтронов [228].

Нуклид	ν^*	σ_f , бн	σ_c , бн	$\alpha = \sigma_c / \sigma_f$	I_c , бн	I_f , бн
U-235	2.42	580	107	0.184	142	277
U-238		0	2.7	0	277	0
Pu-239	2.88	750	315	---	188	312

ПРИЛОЖЕНИЕ 20. ГИПОТЕЗА О ПОДЖИГЕ ВОЛНОВОГО ГЕОРЕАКТОРА МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИМИ ПРОТОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Содержание.

П.20.1. Введение.....	386
П.20.2. Гипотеза о поджиге волнового геореактора нейтронами, порождаемыми цепочкой ядерных реакций, запускаемой межгалактическими протонами высоких энергий.....	386
П.20.3. Заключение.....	396

П.20.1. Введение.

Как уже отмечалось выше в разделе 1 диссертации в работах [67-69,74,76,79-84,233,234] впервые предложена гипотеза и разработана теория ядерного геореактора, работающего в режиме бегущей нейтронно-делительной волны (волновой ядерный реактор, идея которого впервые была высказана С.М. Фейнбергом и Кунегиним В.В. [63] и стала активно развиваться после работы Л.П. Феоктистова [9]) в урановом слое на границе твердого и жидкого ядра земли, однако, на сегодняшний день остается не решенным вопрос о том каким образом возникает режим бегущей нейтронно-делительной волны геореактора, то есть, является актуальной разработка теории поджига геореактора.

П.20.2. Гипотеза о поджиге волнового геореактора нейтронами, порождаемыми цепочкой ядерных реакций, запускаемой межгалактическими протонами высоких энергий.

На основе обобщенного критерия Л.П. Феоктистова для уран-плутониевой делящейся среды [2,90,91,218,219] (см. раздел 2.1.4, соотношения (2.28) и (2.29)) может быть проведено обобщение критерия Л.П. Феоктистова также и для нейтронных мультиплицирующих сред, содержащих композицию делящихся нуклидов, что, например, характерно для геореактора. Отметим, что в самом общем случае это могут быть как вновь образующиеся в результате захвата нейтрона воспроизводящими нуклидами (например, уран $^{238}_{92}\text{U}$ и торий $^{232}_{90}\text{Th}$) и их последующими β -превращениями в делящиеся нуклиды, (например, плутоний $^{239}_{94}\text{Pu}$ и уран $^{233}_{92}\text{U}$), так и специально добавленные с целью обогащения начальной делящейся среды делящиеся нуклиды, например, уран 235.

Действительно, если обозначить концентрации воспроизводящих нуклидов через $N_{воспр}^j$, где j - индекс воспроизводящего нуклида (сегодня нам известно только два таких нуклида, это уран 238 и торий 232, однако их может быть и больше), и если обозначить концентрации делящихся нуклидов, образующихся при ядерных превращениях воспроизводящих нуклидов, через N^k где k - индекс этих делящихся нуклидов, тогда аналогично вышеизложенному в разделе 2 диссертации для них мы можем написать выражения для равновесной $N_{равн}^k(\vec{r}, T, t)$ и критической концентрации каждого нуклида $N_{крит}^k(\vec{r}, T, t)$:

$$N_{равн}^{239}_{94}\text{Pu}(\vec{r}, T) \approx \frac{\bar{\sigma}_c^{238}\text{U}(T)}{\bar{\sigma}_a^{239}\text{Pu}(T)} N_{воспр}^{238}\text{U}(\vec{r}, T),$$

$$N_{равн}^{233}\text{U}(\vec{r}, T) \approx \frac{\bar{\sigma}_c^{232}\text{Th}(T)}{\bar{\sigma}_a^{233}\text{U}(T)} N_{воспр}^{232}\text{Th}(\vec{r}, T),$$

(П.20.1)

-
-
-

$$N_{равн}^k(\vec{r}, T) \approx \frac{\bar{\sigma}_c^j(T)}{\bar{\sigma}_a^k(T)} N_{воспр}^j(\vec{r}, T),$$

где индекс j пробегает по всем воспроизводящим нуклидам, а k – индекс соответствующих им образующихся делящихся нуклидов,

и

$$N_{крит}^k(\vec{r}, T, t) \approx \frac{\sum_{i \neq k} \bar{\sigma}_a^i(T) N^i(\vec{r}, T, t) - \sum_{i \neq k} \nu_i \bar{\sigma}_f^i(T) N^i(\vec{r}, T, t)}{(\nu_k - 1) \bar{\sigma}_f^k(T) - \bar{\sigma}_c^k(T)},$$

(П.20.2)

где, подчеркнем это, в первой сумме знаменателя суммирование проводится по всем нуклидам, делящейся среды (в том числе и не делящимся и не только по нуклидам, образующим первоначальный состав нуклидной композиции делящейся среды, но и по образующимся нуклидам), а во второй сумме суммирование проводится только по всем делящимся нуклидам делящейся среды за исключением k –того, то есть того делящегося нуклида, для которого вычисляется критическая концентрация.

Тогда обобщенный критерий Л.П. Феокистова можно сформулировать таким образом:

если для какого-либо, например, k –того, из вновь образующихся делящихся нуклидов делящейся среды, его равновесная концентрация $N_{равн}^k(\vec{r}, T, t)$, задаваемая выражениями (П.20.1) превысит критическую концентрацию для данного делящегося нуклида $N_{крит}^k(\vec{r}, T, t)$, задаваемую выражением (П.20.2), то есть, если

$$N_{равн}^k(\vec{r}, T, t) > N_{крит}^k(\vec{r}, T, t) \quad \text{для какого-либо } k, \quad (\text{П.20.3})$$

то реализуется режим волнового ядерного горения для этого k –того нуклида, который будет существовать пока соотношение (П.20.3) будет выполняться.

Подчеркнем, что как следует из обобщенного критерия Феокистова в нейтронных мультиплицирующих средах, содержащих композицию делящихся нуклидов, могут существовать несколько волн ядерного горения (связанных с различными воспроизводящими цепочками нуклидов) и то, что изменение какого-либо параметра (напомним, что как уже указывалось выше, равновесная по Феокистову концентрация $N_{равн}^k(\vec{r}, T, t)$ и критическая концентрация делящегося нуклида $N_{крит}^k(\vec{r}, T, t)$ зависят от энергетического спектра нейтронов, изменяющегося с изменением нуклидного состава, нуклидного состава и внешних параметров, таких как температура, давление и геометрия, делящейся среды), приводящее к нарушению (П.20.3) вызовет прекращение волнового ядерного горения.

Результаты раздела 2 и анализ выражения для критической концентрации делящегося нуклида (П.20.2) (или для частного случая уран-плутониевой среды (2.29)), показывает, что благодаря второй сумме, входящей в числитель выражения (П.20.2) с отрицательным знаком и содержащей слагаемые для всех делящихся нуклидов смеси за исключением делящегося нуклида, для которого рассчитывается критическая концентрация и который входит в соответствующую воспроизводящую цепочку нуклидов, ответственную за данную волну ядерного горения, можно изменять критическое значение для данного делящегося нуклида изменяя концентрацию других делящихся нуклидов в делящейся среде. Например, для этого можно использовать предварительное обогащение начальной делящейся среды делящимся нуклидом ${}_{92}^{235}\text{U}$, не входящим в известные воспроизводящие цепочки нуклидов. При этом степень обогащения начальной делящейся среды делящимся нуклидом ${}_{92}^{235}\text{U}$ должна быть такой, чтобы без внешнего облучения среда оставалась в

подкритическом состоянии и воспроизводство при внешнем облучении нейтронами нового, например, k -того делящегося нуклида в концентрации большей $N_{крит}^k$ (рассчитанного с помощью (П.20.2) при заданной концентрации ${}^{235}_{92}\text{U}$), но меньшей $N_{равн}^k$ (рассчитанного с помощью (П.20.3)) переводило локальную область делящейся среды в надкритическое состояние, то есть, чтобы для данного k -того делящегося нуклида локально выполнялся критерий Феокистова и, следовательно, происходило образование волнового режима горения.

Проиллюстрировать это можно также на примере оценки выполнения критерия Л.П. Феокистова, проведенной в работе [9] для уран-плутониевой среды для тепловых нейтронов. В работе [9] рассматривалась только воспроизводящая цепочка ${}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{239}_{94}\text{Pu}$ без рассмотрения возможного предварительного обогащения воспроизводящего ${}^{238}_{92}\text{U}$ делящимся нуклидом ${}^{235}_{92}\text{U}$. Оценка для равновесной концентрации ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ для тепловых реакторов производилась с помощью выражения (2.21) при соответствующих значениях сечений для тепловых нейтронов и при сто процентной начальной концентрации ${}^{238}_{92}\text{U}$ и было получено $N_{равн}^{239}\text{Pu} \approx 0,25\%$. Так как, известно, что критическая концентрации делящегося нуклида для тепловых реакторов равна 0,7% - 3%, то в [9] был сделан вывод о не реализации режима волнового ядерного горения для тепловых ядерных реакторов, так как равновесная концентрация плутония меньше критической, то есть не выполняется критерий Л.П. Феокистова. Если мы предположим, что предварительно среда воспроизводящего ${}^{238}_{92}\text{U}$ была обогащена делящимся нуклидом ${}^{235}_{92}\text{U}$ в такой концентрации, чтобы делящаяся среда оставалась в подкритическом состоянии (концентрация ${}^{235}_{92}\text{U} < 0,7\% - 3\%$ в зависимости от типа теплового ядерного реактора) по делящемуся нуклиду ${}^{235}_{92}\text{U}$ пока в ней при внешнем локальном облучении нейтронами не воспроизведется в соответствии с цепочкой ${}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{239}_{94}\text{Pu}$ такое количество делящегося нуклида ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, которое вызовет переход локальной области делящейся среды, ближайшей к внешнему источнику нейтронов, в надкритическое состояние (по сумме обоих делящихся нуклидов ${}^{235}_{92}\text{U}$ и ${}^{239}_{94}\text{Pu}$) и которое должно быть меньше оценки равновесной концентрации для нуклида ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ для тепловых реакторов $N_{равн}^{239}\text{Pu} \approx 0,25\%$. Например, предположим, что критическая концентрация делящихся нуклидов равна 1,90% ${}^{235}_{92}\text{U} + 0,10\% {}^{239}_{94}\text{Pu}$ и что предварительное обогащение воспроизводящего ${}^{238}_{92}\text{U}$ равно 1,95% ${}^{235}_{92}\text{U}$, тогда, так как равновесная концентрация $N_{равн}^{239}\text{Pu} \approx 0,25\%$, то при внешнем локальным облучением нейтронами будет воспроизводиться

плутоний $^{239}_{94}\text{Pu}$ (причем, его концентрация будет расти, стремясь к равновесной) и при концентрации плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$ большей 0,10% (например, при локальной концентрации 0,11% $^{239}_{94}\text{Pu}$) должно возникать локально надкритическое состояние делящейся среды (здесь мы предполагаем, что выгоранием урана $^{235}_{92}\text{U}$ за это время равно 0,05%), а, следовательно, возникает волновой режим горения и в тепловой области энергий нейтронов. Эти рассуждения подтверждаются и результатами расчетов, представленными в разделе 2 диссертации.

Из практики эксплуатации тепловых реакторов известно, что после обновления ТВЭЛов и после вывода реактора на рабочую мощность, некоторое время наблюдается рост реактивности реактора, связанный с образованием плутония, которое не только компенсирует снижение реактивности, вызванное выгоранием урана $^{235}_{92}\text{U}$, но и приводит к росту реактивности реактора. Этот рост реактивности реактора контролируется системой управления и защиты (СУЗ) реактора, обеспечивающей безаварийную работу реактора. Ясно, что если бы не было влияния системы СУЗ реактора, то должен бы реализовываться режим волнового ядерного горения. Возможно, режим волнового ядерного горения реализуется в действующих реакторах и под контролем СУЗ.

Предположим, что в тепловом ядерном реакторе убрана сверхкритическая загрузка топлива, то есть, реактор переведен в подкритическое состояние, для которого можно безопасно вывести из активной зоны все стержни СУЗ, отключена система СУЗ и с помощью внешнего источника нейтронов локально облучается активная зона реактора, тогда через некоторое время (время «поджига») в активной зоне ядерного реактора возникнет волна ядерного горения.

Возможность изменять критическую концентрацию делящегося нуклида, ответственного за волновое горение, в сложных композициях нуклидов посредством изменения начальных концентраций делящихся нуклидов, представляется крайне важным, так как позволяет влиять, как следует из выше представленных в разделах 2 и 3 диссертации на энергетический спектр нейтронов, скорость волны, степень выгорания нуклидов, время поджига и необходимую для этого интенсивность внешнего источника. Следовательно, появляется дополнительная возможность управлять режимом горения, что просто необходимо при разработке технических волновых реакторов типа Л. П. Феоктистова.

Хочется отметить, что природа предусмотрела для нас возможность активно это использовать, обеспечив существование делящегося нуклида ${}_{92}^{235}\text{U}$, не входящего в известные воспроизводящие цепочки нуклидов.

Представляется также интересным использовать смеси из воспроизводящих урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ и тория ${}_{90}^{232}\text{Th}$, так как времена воспроизводства ими делящихся нуклидов плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ и урана ${}_{92}^{233}\text{U}$ существенно различаются.

Анализ выражения (П.20.2) показывает также (первая сумма в числителе выражения), что образование нуклидов с высоким сечением поглощения нейтронов (например, ксенон ${}_{54}^{135}\text{Xe}$ и ${}_{62}^{149}\text{Sm}$), может повысить критическое значение делящегося нуклида и как, следствие, погасить волновое горение.

Вышеизложенный качественный анализ обобщенного критерия, проясняет возможные механизмы возникновения (поджига) волнового геореактора.

Действительно, предположим, как это впервые было сделано в работе [2], что поджиг волны ядерного горения геореактора, действующего на границе жидкого и твердого ядра Земли, осуществляется нейтронами, образовавшимися в результате цепочки взаимодействий, в начале которой находится взаимодействие межгалактического высокоэнергетического протона ($E \approx 10^{22}$ эВ) с атмосферой Земли. Это взаимодействие рождает поток нейтрино, которые, долетая до границы жидкого и твердого ядра Земли и взаимодействуя с тяжелыми ядрами среды ядра Земли, в свою очередь рождают нейтроны.

Полученные в [2] оценки показывают, что в результате такой цепочки ядерных взаимодействий может родиться $\sim 10^8$ быстрых нейтронов ($E_n \approx 1$ МэВ). Этого количества нейтронов недостаточно для того, чтобы создать концентрацию плутония ${}_{94}^{239}$ превышающую критическую концентрацию плутония для уран-плутониевого быстрого реактора, равную $\sim 15\%$ (например, [9,13,286]).

Однако, если учесть сложную композицию нуклидов в области существования геореактора (см. например, как это было сделано в разделе 3.3 диссертации), возможность реализации волнового режима нейтронно-ядерного горения не только в быстрой, но и в надтепловой и тепловой областях энергий нейтронов (см. раздел 2) и высокие температуры (см. в разделе 3 зависимости сечений от температуры делящейся среды, которые входят в выражения (П.20.1) и (П.20.2) для равновесной и критической концентраций, а, следовательно, обуславливают их зависимость от температуры и тем самым зависимость от

температуры критерия Л.П. Феоктистова), а также возможную реализацию режимов с обострением Курдюмова (см. раздел 3 диссертации), то оценки и выводы меняются.

Действительно, во-первых, как следует из вышеизложенного волновой режим горения может реализоваться не только для быстрых нейтронов, но и для тепловых нейтронов (средняя энергия нейтронов $E_n \approx 0,025 \text{ эВ}$) и надтепловых нейтронов (средняя энергия нейтронов $E_n \approx 3,0$) (в качестве замедлителя нейтронов мог бы выступать углерод, так как тяжелые нуклиды в среде геореактора существуют в виде карбидов, см. например, раздел 3.3). Так как надтепловая область энергий нейтронов с максимумом распределения нейтронов максвелловского типа в области $\sim 3 \text{ эВ}$, может рассматриваться как область термализованных нейтронов в делящейся уран-плутониевой среде, находящейся в состоянии при температуре $\sim 5000 \text{ К} - 6000 \text{ К}$, что соответствует температуре ядерного горения геореактора на границе твердого и жидкого ядра Земли, то это указывает на то, что режим волнового нейтронно-ядерного горения геореактора реализуется именно в надтепловой области энергий нейтронов, для которой проводилось моделирование в разделе 2. Переход от быстрой к надтепловой области горения геореактора, приводит к изменению критической концентрации делящегося нуклида от $\sim 15\%$ для быстрых до $\sim 1\%$ для надтепловых нейтронов, что снижает на порядок количество нейтронов (полный флюенс), необходимое для поджига волны горения геореактора. Естественно предположить, что обогащение по урану ^{235}U делящейся урановой среды геореактора соответствует обогащению для природного урана, то есть, равно $\sim 0,72\%$. Переход от быстрой к надтепловой области горения геореактора, приводит к открытию новых каналов возможных ядерных реакций цепочки взаимодействий, в начале которой находится взаимодействие межгалактического высокоэнергетического протона ($E \approx 10^{22} \text{ эВ}$) с атмосферой Земли и заканчивающейся нейтронами в урановом слое на границе жидкого и твердого ядра Земли, из-за снижения их пороговых энергий. Так как энергии нейтронов уменьшается на шесть порядков от 1 МэВ до 1 эВ , предположим, что это увеличивает количество нейтронов по сравнению оценки для быстрых нейтронов, сделанной в [2] на три порядка ($\times 10^3$). Отметим, что, конечно, в этой части необходима конкретизация и это планируется проделать в дальнейшем. Предположим, что сечения реакций изменяются как $1/\sqrt{E_n}$, что приводит при переходе от быстрых к надтепловым нейтронам к их росту на три порядка ($\times 10^3$). Однако при таком переходе плотность потока частиц (произведение концентрации частиц на их скорость) снижается на шесть порядков ($\times 10^{-6}$). При переходе к надтепловой области из-за резонанса сечения реакции радиационного захвата нейтронов для урана ^{238}U увеличивается от 1 барна для

быстрых нейтронов до 10^4 барн для надтепловых, то есть, эффективность образования плутония ^{239}Pu возрастает ($\times 10^4$).

Во-вторых, как следует из вышеизложенного, происходит снижение значения критической концентрации делящегося нуклида, ответственного за волновое горение, если в смеси есть другой делящийся нуклид, например, ^{233}U (образующийся в торий-урановой цепочке) и ^{235}U (образующий при α -распаде плутония ^{239}Pu). Тогда концентрация нейтронов, обеспечивающая перевод локальной области делящейся среды в надкритическое состояние, также снижается. И понятно, что при приближении концентрации второго делящегося нуклида (например, ^{235}U) к его критической концентрации для данного спектра нейтронов критическая концентрация нуклида, ответственного за волновое горение будет близка к нулю, а, следовательно, даже низкая плотность нейтронов может обеспечить переход локальной области делящейся среды в надкритическое состояние и, следовательно, вызвать волновое горение. Например, согласно результатам первого примера математического моделирования волнового горения природного урана в надтепловой области (см. раздел 2.1.6.) максимальная концентрация плутония при волновом горении равна $1 \cdot 10^{-3} \%$, что снижает на четыре порядка количество нейтронов (полный флюенс), необходимое для поджига волны ($\psi_{\text{поджига}}^{\text{надтеплов}} \approx \psi_{\text{поджига}}^{\text{быстр}} \cdot 10^{-4}$).

Согласно, например, [83] оценка плотности потока нейтронов внешнего источника, осуществляющего поджиг волнового горения урана ^{238}U для быстрых нейтронов, может быть получена из оценки критической концентрации плутония $\sim 15\%$:

$$4\tau_{\beta}\Phi_0\sigma_a^{238}N_{238}|_{t=0} \approx 0,15N_{238}|_{t=0}, \quad (\text{П.20.4})$$

где τ_{β} - период бета реакции, равный 3,3 суток; Φ_0 - плотность потока нейтронов внешнего источника; σ_a^{238} - сечение поглощения нейтронов для урана ^{238}U ; $N_{238}|_{t=0}$ - начальная концентрация ядер урана ^{238}U .

Из (П.20.4) получим выражение для оценки плотности потока нейтронов внешнего источника, осуществляющего поджиг волнового горения урана ^{238}U для быстрых нейтронов:

$$\Phi_0 \approx 0,15/4\tau_{\beta}\sigma_a^{238} \approx 2,6 \cdot 10^{17} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}. \quad (\text{П.20.5})$$

Согласно известным сегодня данным по волновым режимам горения, полученным с помощью математического моделирования для быстрых

нейтронов и представленным в таблице 2.1 раздела 2 диссертации, флюенс нейтронов, требуемый для поджига волнового горения $\psi_{\text{поджига}}^{\text{быстр}} \sim (10^{15} - 10^{18} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}) \times 10^5 \text{ с}$.

Таким образом, для оценки возьмем значение $\psi_{\text{поджига}}^{\text{быстр}} \approx 10^{15} \times 10^5 \text{ н/см}^2$.

В третьих, как мы знаем из физики ядерных реакторов в подкритическом состоянии нейтроны, испущенные источником в активную зону умножаются на коэффициент умножения $1/(1-k_{\text{эфф}})$, где $k_{\text{эфф}}$ - эффективный коэффициент умножения нейтронов (см., например, [64,154]). Причем, при $k_{\text{эфф}} \rightarrow 1$ коэффициент умножения $1/(1-k_{\text{эфф}}) \rightarrow \infty$. Как известно, из-за этого при действии внешнего источника нейтронов не существует стационарных решений уравнения переноса нейтронов для делящейся среды в критическом и надкритическом состоянии [64,154]. Для оценки возможного коэффициента умножения также воспользуемся результатами первого примера математического моделирования волнового горения природного урана в надтепловой области (см. раздел. 2.1.6.), для которого максимальная концентрация плутония при волновом горении равна $1 \cdot 10^{-3} \%$. Предположим, что для этого примера критическая концентрация делящегося нуклида равна $0,72\% + 1 \cdot 10^{-3} \%$. Тогда для природного урана, находящегося в подкритическом состоянии в надтепловой области энергий нейтронов, получаем оценку для $k_{\text{эфф}} \approx 0,999$, а, следовательно, соответствующая оценка коэффициента умножения равна 10^3 .

Теперь сделаем оценку флюенса нейтронов, создаваемых межгалактическим высокоэнергетическим протоном и сравним его с оценкой флюенса необходимого для поджига волны в надтепловой области. Согласно вышеизложенному получим:

$$\psi_{\text{поджига}}^{\text{надтепов}} \approx \psi_{\text{поджига}}^{\text{быстр}} \cdot 10^{-4} \approx 10^{15} \cdot 10^5 \cdot 10^{-4} = 10^{16} \text{ и } 10^8 \cdot 10^3 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6} \cdot 10^4 \cdot 10^3 = 10^{15}. \quad (\text{П.20.6})$$

Таким образом, получили почти совпадающие оценки, а с учетом возможного роста коэффициента умножения $1/(1-k_{\text{эфф}}) \rightarrow \infty$ при $k_{\text{эфф}} \rightarrow 1$, можно сделать вывод о том, что полученные оценки свидетельствует в пользу обоснованности и непротиворечии оценкам высказанной гипотезы о поджиге геореактора. Действительно, например, если бы при оценке коэффициента умножения, выполненной выше, мы предположили, что критическая концентрация делящегося нуклида равна $0,72\% + 1 \cdot 10^{-4} \%$, а не $0,72\% + 1 \cdot 10^{-3} \%$, что не противоречит вышеприведенным рассуждениям, тогда для природного

урана, находящегося в подкритическом состоянии в надтепловой области энергий нейтронов, получаем оценку для $k_{эф} \approx 0,9999$, а, следовательно, соответствующая оценка коэффициента умножения будет равна 10^4 . И тогда соотношения (П.20.6) выглядят следующим образом:

$$\psi_{\text{поджига}}^{\text{надтепов}} \approx \psi_{\text{поджига}}^{\text{быстр}} \cdot 10^{-4} \approx 10^{15} \cdot 10^5 \cdot 10^{-4} = 10^{16} \text{ и } 10^8 \cdot 10^3 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6} \cdot 10^4 \cdot 10^4 = 10^{16}. \quad (\text{П.20.7})$$

В четвертых, образовавшаяся в таких условиях волна ядерного горения имеет малую амплитуду, но это – волна, образовавшаяся в локальной области, в которую попали нейтроны, порожденные межгалактическим протоном, она распространяется во всех возможных направлениях в слое тяжелых нуклидов границы жидкого и твердого ядра Земли, в котором как показано в [82,83] горит геореактор. Представим себе, что такая волна достигает области среды, где в силу случайных обстоятельств образовалась локальная надкритическая концентрация делящихся нуклидов (а рано, или поздно это произойдет, если не учитывать возможность прекращения горения, при изменении необходимых для горения условий, например, состава среды), ясно, что это вызовет цепную реакцию с размножением нейтронов, то есть, создаст мощный источник нейтронов, который может быть и длительным по времени. Что и подожжет волну ядерного горения с большей амплитудой и медленной скоростью горения, то есть медленную волну ядерного горения. По имеющимся сегодня оценкам [82,83,233,234], именно такая медленная волна ядерного горения и есть природный геореактор. Отметим, что четвертый пункт нашей схемы резко повышает вероятность поджига волны медленного ядерного горения межгалактическим высокоэнергетичным протоном, так как вероятность того, что порожденные им нейтроны случайно попадут в случайно образовавшуюся область с надкритической концентрацией делящихся нуклидов, по-видимому, крайне мала. Поэтому, можно предполагать, что в прошлом в результате процесса порожденного межгалактическим протоном могла поджечься волна ядерного горения геореактора. В дальнейшем, происходило непрерывное изменение нуклидного состава среды, в которой горит волна геореактора, но, по-видимому, это изменение не было столь резким, что вызвать нарушение критерия Феоктистова, а, следовательно, не приводило к прекращению горения.

Однако более гармонично предполагать, что волны горения геореактора в силу сложной нуклидной композиции и особых термодинамических условий в соответствии с изложенной выше схемой могут постоянно порождаться межгалактическими высокоэнергетическими протонами и могут гаснуть.

Так как в начальный период существования Земли концентрация нуклида ${}_{92}^{235}\text{U}$ была значительно выше, чем сейчас и могла превышать надкритическую

концентрацию, то нейтронами, образовавшимися в результате цепочки взаимодействий, в начале которой находится взаимодействие межгалактического высокоэнергетического протона ($E \approx 10^{22}$ эВ) должна инициироваться волна нейтронно-ядерного горения А.И. Ахиезера (см. раздел 2). Зная период полураспада для реакции α -распада урана 235, который равен $7,038 \cdot 10^8$ лет [287,288], и полагая критическую урана концентрацию 235 для тепловой и надтепловой области $\sim 2\%$, легко получить оценку момента времени в прошлом, которая равна $\sim 10,35 \cdot 10^8$ лет назад от сегодняшнего дня и до которого высокоэнергетическими протонами инициировались, по-видимому, лишь волны горения А.И. Ахиезера. Затем начиная с момента указанного времени $\sim 10,35 \cdot 10^8$ лет назад от сегодняшнего дня существовал переходный период, когда межгалактические высокоэнергетические протоны инициировали как волны горения А.И. Ахиезера, так и волны Л.П. Феокистова. Этот период закончился тогда, когда концентрация урана 235 для тепловой и надтепловой области стала ниже критической, что отвечает и нынешнему состоянию, и когда межгалактические высокоэнергетические протоны могут инициировать, по-видимому, лишь волны горения Л.П. Феокистова.

П.20.3. Заключение.

Уточнена гипотеза о поджиге геореактора межгалактическими протонами высоких энергий, которая впервые была предложена в [2] и при обосновании которой уточнены оценки, сделанные в [2] с учетом особенностей волнового горения в надтепловой области энергий нейтронов (см. раздел. 2). А также, впервые высказана идея о возможной роли волны Ахиезера (см. раздел. 2 диссертации) в поджиге волнового геореактора на ранних стадиях жизни Земли.