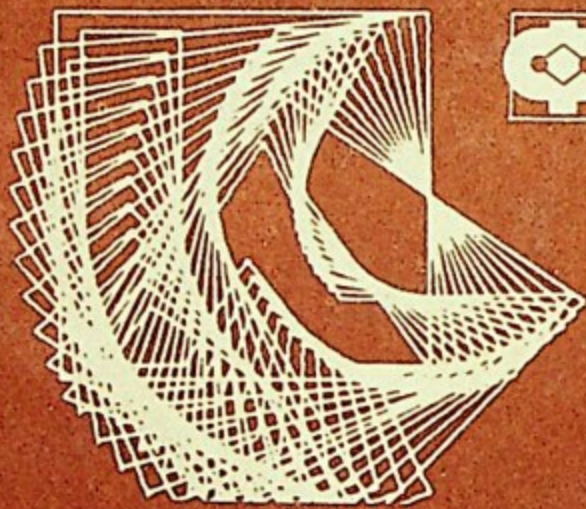


621-039

**МФФИ** № 34

Московский ордена Трудового Красного Знамени  
инженерно-физический институт

**В. И. Наумов**



**ФАКУЛЬТЕТ  
ТЕХНИЧЕСКОЙ  
ФИЗИКИ**

**ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ  
ЖИДКОСОЛЕВЫХ РЕАКТОРОВ**

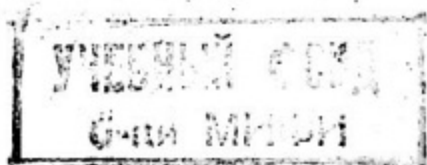
Москва 1993

621032  
114  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.И. Наумов

ФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ  
ЖИДКОСОЛЕВЫХ РЕАКТОРОВ



Утверждено  
редсоветом института  
в качестве учебного пособия

Москва 1993

*Лаумов В. И.* Физический расчет жидкосольевых реакторов.  
Учебное пособие М.: МИФИ, 1993.—60 с.

В пособии рассмотрены вопросы физического расчета жидкосольевых реакторов с учетом особенностей этого типа ядерно-энергетических установок. Приведены основные исходные данные, необходимые для физического расчета.

Рекомендовано методическим советом кафедры № 5 для студентов 4-го курса факультета "Ф".

© *Московский  
инженерно-физический  
институт, 1993 г.*

ISBN 5-7262-0090-X

Редактор Е.Н. Кочубей

Корректор И.Н. Маркина

Тем. план 1993 г., поз. 13

---

Подписано в печать 2.9.93

Формат 60 × 84 1/16

Печ.л. 3,75 Уч.-изд.л 4,0 Тираж 100 экз. С-010-1. Заказ 550

---

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В поисках оптимальных вариантов ядерно-энергетических установок (ЯЭУ) разработчики неоднократно обращались к идее реактора с жидким топливом. Известен ряд предложений, основанных на использовании делящихся материалов в виде растворов, суспензий, расплавов. Среди разнообразных схем реакторов с жидким топливом следует выделить жидкосольевые реакторы (ЖСР):

В этом типе ЯЭУ заложен ряд уникальных возможностей, которые дают основание рассматривать их в качестве одного из перспективных направлений будущей ядерной энергетики. Присущества ЖСР:

высокие рабочие температуры жидкосольевого топлива (600-1000°C), позволяющие получить хороший коэффициент полезного действия электрогенерирующей установки, а также использовать высокопотенциальное тепло для технологических процессов;

возможности достижения высокой энергонапряженности топлива благодаря отсутствию термических напряжений и температурных ограничений, характерных для твердотопливных реакторов;

хорошее использование нейтронов благодаря отсутствию или минимальному количеству конструкционных материалов, а также возможности непрерывной очистки топлива от продуктов деления;

отсутствие ограничений по глубине выгорания топлива, связанных с радиационным повреждением материалов;

возможность непрерывного управления составом топлива, исключающая необходимость создания значительных запасов реактивности;

возможность получения коэффициента воспроизводства, превышающего единицу, в случае использования уран-ториевого топливного цикла.

Вместе с тем, в концепции ЖСР имеются и серьезные недостатки, от успешного преодоления или нейтрализации которых

зависит будущее этого интересного и весьма заманчивого направления.

1. Создание ЖСР требует освоения и производства в промышленных масштабах новых конструкционных материалов, не подверженных коррозии в жидкосолевой среде в течение длительного времени, а также компонентов солевых композиций, удовлетворяющих жестким требованиям по сечениям захвата нейтронов и теплофизическим свойствам.

2. Успешная работа ЖСР непосредственно зависит от качества и надежности оборудования первого контура, практически недоступного для обслуживания в течение всего периода эксплуатации, и системы регенерации топлива, входящей как необходимый элемент в состав ЯЭУ. При этом требования по допускаемому уровню потерь топлива в процессе регенерации существенно выше, чем в освоенных радиохимических процессах для облученного твердого топлива.

3. Требуется решения ряд проблем радиационной безопасности ЖСР при нормальной работе и в аварийных ситуациях, а также при выведении реактора из эксплуатации. Высокоактивное топливо ЖСР, являющееся одновременно теплоносителем, циркулирует по первому контуру ЯЭУ. С позиции современных представлений о радиационной безопасности АЭС это означает, что в ЖСР ликвидируются по меньшей мере два барьера для выхода активных осколков из четырех, характерных для твердотопливных реакторов (сердечник — оболочка твэла — корпус — контейнер). Первый контур ЖСР является высокоактивным и требует надежной биологической защиты.

Основные трудности в освоении ЖСР связаны с решением ряда технологических и инженерно-технических проблем. В то же время положительные качества ЖСР настолько привлекательны, что объясняют и оправдывают усилия разработчиков, направленные на их создание.

Перспективу развития ЖСР обычно связывают с использованием тория, поскольку только в уран-ториевом топливном цикле имеется принципиальная возможность осуществить расширенное воспроизводство ядерного топлива в тепловых реакторах. Однако ЖСР, могут успешно работать и на основе уран-плутониевого цикла, при наличии подпитки топливом извне. В настоящее время, наряду с разработкой жидкосолевого бридера, выдвинут ряд

интересных предложений, связанных с созданием на основе ЖСР реакторов для работы в переменных графиках нагрузки реакторов для использования в химико-технологических процессах и т.д.

ЖСР с циркулирующим топливом могут работать на основе совместных топливных циклов, например, в системе с реакторами — наработчиками горючего. Существуют оригинальные предложения по организации теплоотвода от расплавленной соли, упрощающие проблему радиационной опасности. Таким образом, концепция ЖСР находится в настоящее время в такой стадии, когда возникают новые идеи, новые инженерные решения, формируются представления о месте этого типа ЯЭУ в будущей энергетике. В частности, в последнее время ЖСР рассматривается как один из возможных вариантов перспективного реактора, обладающего свойствами внутренней ядерной безопасности.

## 2. ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЖСР

### 2.1. Материалы ЖСР

**Топливные композиции.** Совокупность требований, предъявляемых к топливным композициям ЖСР, можно сформулировать следующим образом:

- малое сечение захвата по сравнению с топливом и воспроизводящим материалом;

- низкая температура плавления;

- высокая термическая и радиационная стойкость;

- малое давление насыщенных паров в области рабочих температур (до 1000°C);

- высокое содержание топливных и воспроизводящих материалов, обеспечивающих возможность критического состояния и воспроизводства горючего;

- высокая теплоемкость, теплопроводность, низкая вязкость;

- малая коррозионная активность по отношению к конструкционным материалам;

- возможность очистки от осколков деления и регенерации топлива в процессе работы реактора.

Таблица 2.1

Молярный состав, %	Температура плавления, °C	Плотность при 700°C, г/см <sup>3</sup>	Коэффициент объемного расширения, 10 <sup>-4</sup> °C <sup>-1</sup>	Вязкость при 700°C, Па·с	Теплопроводность, Вт/(м·°C)	Удельная теплоемкость, Дж/(°C·кг)
71LiF-16BeF <sub>2</sub> -12ThF <sub>4</sub> -1UF <sub>4</sub>	500	3,25	2,52	7,1	1,2	1,34·10 <sup>3</sup>
73 7LiF-16BeF <sub>2</sub> -10ThF <sub>4</sub> -0,3UF <sub>4</sub>	500	3,25	2,01	2,59	-	1,42·10 <sup>3</sup>
67LiF-30,5BeF <sub>2</sub> -2,5UF <sub>4</sub>	464	2,10	1,90	5,5	-	2,39·10 <sup>3</sup>
76LiF-14BeF <sub>2</sub> -10UF <sub>4</sub>	500	3,32	5,93	-	-	1,63·10 <sup>3</sup>

Наиболее подходящими по совокупности перечисленных требований для ЖСР считаются смеси фторидов лития, бериллия, урана и тория. В табл.2.1 приведены основные физические свойства некоторых топливных композиций, пригодных для использования в ЖСР [1].

Заметим, что для солевых композиций ЖСР предполагается использовать изотоп  ${}^7\text{Li}$ , имеющий сечение захвата тепловых нейтронов 33 мб. Второй природный изотоп лития,  ${}^6\text{Li}$ , содержится в естественной смеси в количестве 7,5% и имеет сечение захвата 945 б. Отсюда возникают высокие требования по чистоте используемого изотопа (на уровне 99,99%).

**Замедлитель.** В качестве замедлителя в ЖСР используют специально обработанный графит. Реакторный графит имеет малое сечение захвата тепловых нейтронов (3,6÷3,8 мб) и обладает хорошими теплофизическими и механическими свойствами. Дополнительные требования к графиту, используемому в ЖСР, состоят в уменьшении его проницаемости по отношению к солевой композиции и  ${}^{135}\text{Xe}$ . Это достигается специальной обработкой поверхности графита (пиролитическое осаждение углерода).

При флюенсе быстрых нейтронов около  $10^{22}$  нейтр./см<sup>2</sup> наблюдается распухание графита, обусловленное изменением его кристаллической структуры. Такой флюенс набирается за время, значительно меньше проектного срока службы реактора. В связи с этим обычно предусматривается возможность периодической замены графита в активной зоне ЖСР.

**Конструкционные материалы первого контура.** Конструкционные материалы в составе активной зоны, кроме замедлителя - графита, в проектах ЖСР обычно не предусматриваются. Вместе с тем, есть необходимость в использовании конструкционных материалов для элементов первого контура (корпуса, трубопровода, теплообменников, насосов, систем регенерации топлива и др.). Конструкционные материалы первого контура должны быть коррозионностойкими в расплавах фторидов, жаропрочными, радиационностойкими по отношению к нейтронному облучению (за счет запаздывающих нейтронов). В качестве основного конструкционного материала для ЖСР рассматривается сплав на основе никеля - хастеллой - Н. Массовое содержание Ni в сплаве составляет около 70%. Остальные компоненты: Mo (15-18%), Cr (16-8%), Fe (5%), Mn (0,8%), Si (1%) и др.

## 2.2. Схемы ЖСР

Разработке ЖСР большое внимание было уделено в США. Первым действующим реактором этого типа был реактор ARE (Aircraft Reactor Experiment) мощностью 2,5 МВт, построенный в 1954 г. по программе создания атомного двигателя для авиации. Реактор проработал очень короткое время, всего 221 ч, успев продемонстрировать принципиальную возможность создания ЯЭУ с жидкосолевым циркулирующим топливом.

Первой экспериментальной прототипной установкой, включавшей основные элементы энергетического реактора, был реактор MSRE (Molten Salt Reactor Experiment), имевший мощность 8 МВт и работавший с 1965 по 1969 г. За время работы MSRE на нем были выполнены исследования по нейтронно-физическим характеристикам активной зоны, по химико-технологическим и материаловедческим проблемам, по работе оборудования.

MSRE работал на загрузках с ураном-235 и ураном-233. Была продемонстрирована безопасность установки и достаточно высокая надежность основных элементов.

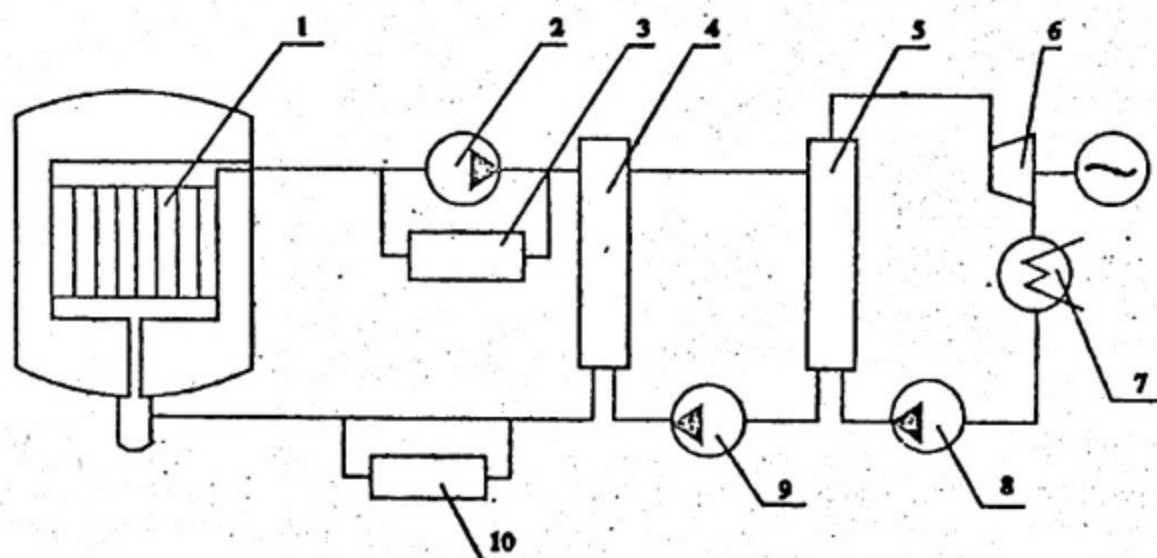


Рис. 2.1. Технологическая схема MSBR:

1 - реактор; 2 - топливный насос; 3 - система отвода газов; 4 - теплообменник; 5 - парогенератор; 6 - турбогенератор; 7 - конденсатор; 8 - питательный насос; 9 - насос второго контура; 10 - система переработки топлива

Накопленный опыт послужил основой для создания проекта полномасштабного энергетического реактора-бридера на электрическую мощность 1000 МВт MSBR (Molten Salt Breeder Reactor).

Технологическая схема MSBR показана на рис. 2.1. Топливная соль, содержащая делящийся материал уран-233 и воспроизводящий материал — торий-232, циркулирует по первому контуру, нагреваясь в реакторе и отдавая тепло теплоносителю второго контура в теплообменнике. Принудительная циркуляция соли осуществляется насосом. В состав первого контура входят система отвода газов и система регенерации топлива. В процессе работы установки часть топливной соли непрерывно поступает в байпасный контур системы регенерации, где происходит очистка соли от осколков деления и восстановление ее рабочего состава. Теплоносителем второго контура является также солевая композиция, имеющая более низкую температуру плавления, чем топливная соль. Далее тепло передается через парогенератор рабочему телу — воде. Параметры теплоносителя обеспечивают получение пара с давлением 24 МПа и температурой 538°C. Коэффициент полезного действия ЯЭУ при таких параметрах пара составляет 44%.

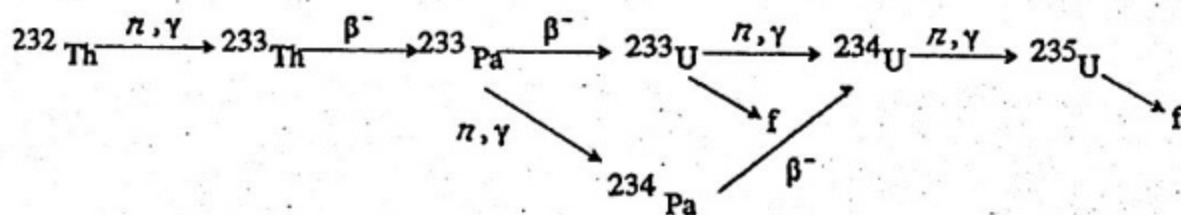
Активная зона реактора MSBR представляет собой графитовые блоки, которые в центральной части имеют квадратное сечение 10×10 см и высоту 3,95 м. У каждого блока вдоль оси проходит канал диаметром 1,5 см, а на боковых поверхностях расположены дистанционирующие выступы. Объемная доля топливной соли, протекающей через каналы и между блоками, составляет 13%.

В периферийной части активной зоны графитовые блоки имеют сечение 5,1×25,4 см и высоту 3,95 м. Объемная доля соли, протекающей между графитовыми блоками в этой части активной зоны, составляет 37%. При таком соотношении объемов топлива и замедлителя коэффициент размножения меньше единицы. Таким образом, периферийная часть активной зоны выполняет функции экрана.

Топливная соль, поступающая в реактор через входной коллектор, делится на два потока, один из которых протекает через активную зону, а другой — через экран. На выходе из реактора оба потока снова смешиваются. Наличие экрана с низкими размножающими свойствами способствует уменьшению радиальной утечки нейтронов и увеличению коэффициента

воспроизводства. Активная зона окружена радиальным и торцевыми отражателями из графита.

Особенностью топливного цикла ЯЭУ MSBR-1000 является непрерывное выведение из топливной солевой композиции образующегося  $^{233}\text{Pa}$ . Как известно, изотопы  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  образуются при захвате нейтронов в следующей цепочке радиоактивных превращений:



$^{233}\text{U}$  даст большее число вторичных нейтронов при делении, чем  $^{235}\text{U}$ .  $^{234}\text{U}$  вообще не делится, но при захвате нейтрона образует  $^{235}\text{U}$ . С точки зрения эффективности использования нейтронов для воспроизводства вторичного горючего желательно, чтобы изотопы  $^{234}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  содержались в топливной композиции в минимальном количестве. Этого можно добиться, уменьшив, насколько это возможно, канал образования  $^{234}\text{U}$  за счет реакции  $(n, \gamma)$  на  $^{233}\text{Pa}$ . ЖСР представляет такую возможность за счет непрерывного выведения  $^{233}\text{Pa}$  из топливной соли.  $^{233}\text{Pa}$  выводится из первого контура в системе регенерации и попадает в отстойник, где выдерживается до распада в  $^{233}\text{U}$ , а последний вновь возвращается в реактор.

Вместе с  $^{233}\text{Pa}$  из топлива непрерывно удаляются продукты деления. Благородные газы, образующиеся в результате деления главным образом  $^{135}\text{Xe}$ , не растворяются в топливной соли и выводятся с помощью продувки через соль гелия. Таким образом, в топливной соли поддерживается оптимальный состав делящихся и воспроизводящих изотопов, обеспечивающий критичность и высокий коэффициент воспроизводства. Средний период цикла выведения  $^{233}\text{Pa}$  составляет 3 суток, а осколков деления — 10 суток. Это означает, что вся топливная солевая композиция проходит через систему регенерации свыше 100 раз в год. Отсюда следуют чрезвычайно высокие требования к качеству системы регенерации с точки зрения потерь топлива. Если, например,

принять допустимые потери топлива 1% в год, то в одном цикле регенерации они не должны превышать 0,01%. Заметим, что в современных методах переработки топлива, используемых на радиохимических заводах, потери оцениваются в 1–2%.

Проект реактора MSBR можно рассматривать как экстремальный вариант ЖСР, в котором реализованы практически все возможности жидкосолевого топлива, а остальные технические решения и выбор параметров ЯЭУ подчинены задаче создания реактора-бридера. Проектные параметры MSBR-1000:

Мощность, МВт:	
тепловая . . . . .	2250
электрическая . . . . .	1000
Полный КПД (брутто), % . . . . .	44
Плотность энерговыделения в активной зоне, МВт/м <sup>3</sup> :	
средняя . . . . .	22,2
максимальная . . . . .	70,4
Плотность энерговыделения в топливной соли, МВт/м <sup>3</sup> :	
средняя . . . . .	74
максимальная . . . . .	492
Температура топливной соли, °С:	
на входе в реактор . . . . .	566
на выходе из реактора . . . . .	704
Расход топливной соли, м <sup>3</sup> /с . . . . .	3,69
Максимальная скорость циркуляции топливной соли в активной зоне, м/с . . . . .	2,6
Объем топливной соли, м <sup>3</sup> :	
в первом контуре . . . . .	48,7
в перерабатывающей установке . . . . .	13,6
Объемная доля топливной соли, %:	
в активной зоне . . . . .	13,0
в зоне воспроизводства . . . . .	37,0
Температура теплоносителя второго контура, °С:	
на входе в теплообменник . . . . .	454
на выходе из теплообменника . . . . .	621
Расход теплоносителя второго контура, м <sup>3</sup> /с . . . . .	4,8

Параметры пара:	
давление, МПа . . . . .	24
температура, °С . . . . .	538
Размеры реактора, м:	
диаметр корпуса . . . . .	6,7
высота корпуса . . . . .	6,1
диаметр активной зоны . . . . .	4,39
высота активной зоны . . . . .	3,96
толщина радиальной зоны воспроизводства (экрана)	0,38
толщина бокового отражателя . . . . .	0,76
толщина торцевой зоны воспроизводства (экрана) .	0,23
Ресурс графита, лет . . . . .	4,0
Коэффициент воспроизводства . . . . .	1,062
Удельная загрузка топлива, кг/МВт(эл) . . . . .	1,51
Время удвоения топлива, лет . . . . .	21,0
Количество тория в контуре, кг . . . . .	88,6
Количество делящегося материала в контуре, кг:	
<sup>233</sup> U . . . . .	1286
<sup>235</sup> U . . . . .	112
<sup>233</sup> Pa . . . . .	110
Плотность потока тепловых нейтронов в активной зоне, нейтр/см <sup>2</sup> :	
максимальная . . . . .	$8,3 \cdot 10^{14}$
средняя . . . . .	$2,6 \cdot 10^{14}$
Максимальная плотность потока быстрых нейтронов (E>50 кэВ), нейтр/(см <sup>2</sup> ·с):	
в активной зоне . . . . .	$3,2 \cdot 10^{14}$
в зоне воспроизводства . . . . .	$4,2 \cdot 10^{13}$
в корпусе реактора . . . . .	$3,7 \cdot 10^{11}$
Молярный состав топливной соли, %	
LiF . . . . .	71,772
BeF <sub>2</sub> . . . . .	16,0
ThF <sub>4</sub> . . . . .	12,0
UF <sub>4</sub> . . . . .	0,228
Молярный состав соли второго контура, %	
NaBF <sub>4</sub> . . . . .	92,0
NaF . . . . .	8,0

В проекте MSBR время удвоения топлива оценивается в 21 год. В литературе обсуждаются пути сокращения времени удвоения, которое может быть достигнуто разными способами:

за счет организации более сложной двухпетлевой схемы циркуляции топливной соли (через зону воспроизводства протекает топливная соль, содержащая только воспроизводящий элемент  $^{232}\text{Th}$ );

за счет увеличения единичной мощности реактора, приводящей к увеличению размера активной зоны и уменьшению потерь нейтронов из-за утечки;

за счет увеличения удельной мощности (путем увеличения скорости прокачки и подогрева топлива в активной зоне);

за счет отделения изотопа  $^{234}\text{U}$ , являющегося поглотителем нейтронов.

Предполагается, что в результате перечисленных мер и соответствующего усложнения установки коэффициент воспроизводства может быть увеличен до 1,08, а время удвоения сокращено до 10 лет.

Наряду с разработкой ЖСР-бридеров ведутся поиски вариантов реактора, реализующих другие уникальные качества жидкого топлива. В ряде случаев такие поиски основываются на существенном упрощении схемы ЯЭУ по сравнению со схемой MSBR. Например, рассматриваются упрощенные варианты ЖСР с ограниченной регенерацией или вовсе без регенерации топлива. Оказывается, что даже в таком предельном варианте расход топлива на подпитку реактора оказывается значительно меньше, чем в существующих реакторах типа ВВЭР.

Интересная возможность связана с использованием ЖСР для покрытия переменных нагрузок. Действительно, жидкосолевое топливо свободно от термоциклических напряжений, что снимает проблему усталостного разрушения топлива при изменении уровня энерговыделения. При этом ЖСР не подвержен отравлению  $^{135}\text{Xe}$ , поскольку последний непрерывно выводится из соли. Следовательно, отсутствует проблема резервирования запаса реактивности на отравление.

Существует ряд предложений, связанных с повышением радиационной безопасности ЖСР. Это прежде всего различные варианты интегральных компоновок, когда высокоактивный первый контур целиком заключается в бак, содержащий также и теплообменники первого контура. Другое направление связано с локализацией топлива, в основном в пределах активной зоны и организацией теплоотвода каким-либо пассивным теплоносителем. Из

числа наиболее оригинальных решений этого типа можно отметить использование в качестве теплоносителя свинца, вступающего в непосредственный контакт с жидкосолевым топливом. Обсуждается также возможность использования в качестве теплоносителя инертного газа — гелия, а также теплоотвод лучистым теплообменом.

Более полное представление о возможных схемах ЖСР, а также о состояниях разработок этой реакторной концепции можно получить из монографии [2].

### 3. МЕТОДИКА ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ЖСР

ЖСР в классическом варианте представляет собой благодарный объект для физического расчета. В процессе циркуляции жидкосолевое топливо непрерывно перемешивается. Благодаря этому во всех частях активной зоны устанавливается однородный состав топлива, который непрерывно обновляется: топливо очищается от осколков деления, восстанавливаются рабочие концентрации делящихся нуклидов. Таким образом, снимается проблема определения глубины выгорания. В стационарном режиме распределение нейтронной плотности и энерговыделения стабильно во времени. Нет проблемы компенсации избыточной реактивности, обеспечивающей запас на выгорание. В активной зоне ЖСР обычно отсутствуют поглощающие нейтроны конструкционные материалы, за исключением графита. Это существенно упрощает анализ баланса нейтронов в размножающей среде. Относительно небольшие (по сравнению с длинами замедления и диффузии) поперечные размеры графитовых блоков в активной зоне дают основание для ее гомогенизации в физическом расчете.

#### 3.1. Ядерные концентрации материалов. Подготовка нейтронно-физических констант

**Ядерные концентрации.** Зная молярный состав и плотность топливной соли, легко рассчитать ядерные концентрации входящих в нее материалов. Возьмем например, следующую топливную солевую смесь:

$$\begin{aligned} \text{LiF} &- x_1\%; \\ \text{BeF}_2 &- x_2\%; \\ \text{ThF}_4 &- x_3\%; \\ \text{UF}_4 &- x_4\%, \end{aligned}$$

где  $x_1, x_2, x_3, x_4$ , молярные доли компонентов. Пусть плотность смеси равна  $\gamma_{\text{см}}$  г/см<sup>3</sup>. Обозначим  $M_1, M_2, M_3, M_4$  молекулярные веса компонентов смеси.

Представим плотность смеси в виде:

$$\gamma_{\text{см}} = \sum_{i=1}^4 \gamma_i, \quad (3.1)$$

где  $\gamma_i$  — парциальные плотности компонентов:

$$\gamma_i = \gamma_{\text{см}} \frac{M_i x_i}{\sum_{i=1}^4 M_i x_i}. \quad (3.2)$$

Молекулярная концентрация компонентов:

$$c_i = \frac{A_0}{M_i} \gamma_i, \quad (3.3)$$

где  $A_0$  — число Авогадро ( $6,02 \cdot 10^{23}$ ).

Ядерная концентрация Li в смеси равна молярной концентрации 1-го компонента (LiF):

$$c_{\text{Li}} = \frac{A_0}{M_1} \gamma_1.$$

Аналогично найдем ядерные концентрации Be, Th, U. Концентрацию F получим с учетом вклада всех компонентов:

$$c_F = \frac{A_0}{M_1} \gamma_1 + 2 \frac{A_0}{M_2} \gamma_2 + 4 \frac{A_0}{M_3} \gamma_3 + 4 \frac{A_0}{M_4} \gamma_4.$$

Пусть топливная соль занимает в активной зоне долю  $\epsilon_T$ , а замедлитель графит долю  $\epsilon_C$ . Тогда средняя ядерная плотность, например, Li и Be:  $c_{\text{Li}} = c_{\text{Li}} \epsilon_T$ ;  $\bar{c}_{\text{Be}} = c_{\text{Be}} \epsilon_T$ .

Средняя ядерная плотность углерода равна:

$$\bar{c}_c = \frac{A_0}{M_c} \gamma_c \epsilon_c.$$

Эффективная температура нейтронов. Основным замедлителем в активной зоне ЖСР является графит. Поскольку в графите выделяется энергия за счет замедления нейтронов и поглощения  $\gamma$ -квантов, температура графита должна быть несколько выше температуры топливной соли. Но учитывая, что поперечные размеры графитовых блоков невелики, в первом приближении пренебрежем градиентом температуры в них и будем считать температуру графита совпадающей со средней температурой топливной соли  $\bar{T}_c = \bar{T}_T$ . Тогда эффективную температуру тепловых нейтронов в активной зоне можно оценивать по известной формуле:

$$T_n = \bar{T}_c \left[ 1 + 1,5 \frac{\bar{\Sigma}_a}{\xi \Sigma_s} \right], \quad (3.4)$$

где  $\bar{\Sigma}_a$  — среднее сечение поглощения тепловых нейтронов при температуре  $\bar{T}_c$ ;  $\xi \Sigma_s$  — средняя замедляющая способность активной зоны.

Сечения захвата. Средние микросечения захвата для нуклидов с зависимостью от энергии  $1/\sqrt{E}$  находятся из соотношения:

$$\sigma_{c_i} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{T_0}{T_n}} \sigma_{c_i}^0, \quad (3.5)$$

где  $\sigma_{c_i}^0$  — сечение захвата при энергии нейтронов 0,025 эВ (2200 м/с) (см. приложения 1–3),  $T_0 = 293$  К.

Средние микросечения тепловых нейтронов для нуклидов с зависимостью от энергии, отличающейся от  $1/\sqrt{E}$  ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ), могут быть найдены из приложения 4–8. При этом условная энергия сшивки спектра

Максвелла и спектра Ферми  $E_{\text{сш}}$  находится из табл.3.1 в зависимости от величины  $\gamma = \frac{\bar{\Sigma}_a}{\xi \Sigma_s}$ .

Таблица 3.1

$\gamma = \frac{\bar{\Sigma}_a}{\xi \Sigma_s}$	0,33	0,19	0,10	0,051	0,024	0,005
$x = \frac{E_{\text{ш}}}{kT}$	4	5	6	7	8	10

$k$  — постоянная Больцмана;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup> =  $0,862 \cdot 10^{-4}$  эВ·К<sup>-1</sup>.

**Эффективные резонансные интегралы.** Для определения вероятности захвата нейтронов в области замедления используются резонансные интегралы. При этом резонансным захватом на легких нуклидах, входящих в состав топливной соли, и на углероде заведомо можно пренебречь. Имеют значение только тяжелые нуклиды, входящие в состав топлива, и осколки деления, если они присутствуют в топливной соли.

Благодаря низкой ядерной концентрации делящихся нуклидов и слабой самоэкранировке резонансов, можно пользоваться резонансными интегралами при бесконечном разбавлении, приведенными в приложении 10 в зависимости от энергии сшивки  $E_{\text{сш}}$ .

Для воспроизводящих нуклидов:  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , имеющих относительно высокие концентрации, нужно рассчитывать эффективные резонансные интегралы с учетом самоэкранировки резонансов. Для расчета эффективных резонансных интегралов  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  можно воспользоваться теоремой эквивалентности, утверждающей, что блоки горючего, содержащие резонансный поглотитель и имеющие одинаковую величину приведенного сечения рассеяния на атом поглотителя

$$\sigma_{s_{\text{п}}}^* = \frac{\Sigma_{s_{\text{п}}}}{c_{\text{рез}}} + \frac{1}{\bar{l} c_{\text{рез}}} \quad (3.6)$$

имеют один и тот же эффективный резонансный интеграл. В выражении для  $\sigma_{s_{\text{п}}}^* c_{\text{рез}}$  — плотность ядер резонансного поглотителя;

$\bar{l} = \frac{4V}{S}$  — средняя хорда блока;  $\Sigma_{s_{\text{п}}}$  — макросечение потенциально-го рассеяния в блоке. С помощью теоремы эквивалентности блок горячего с неизвестным резонансным интегралом можно свести к эквивалентной однородной среде, или к эквивалентному блоку с известной величиной эффективного резонансного интеграла.

Известны, в частности, формулы для эффективных резонансных интегралов  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  в виде однородной смеси с замедлителем:

$$^{238}\text{U}: \mathcal{J}_{\text{эф}}^0 = 3,06 (\sigma_{s_{\text{п}}})^{0,472}; \quad (3.7)$$

$$^{232}\text{Th}: \mathcal{J}_{\text{эф}}^0 = 8,33 (\sigma_{s_{\text{п}}})^{0,253}, \quad (3.8)$$

где  $\sigma_{s_{\text{п}}}$  — сечение потенциального рассеяния на атом поглотителя.

Эти формулы можно использовать для расчета  $\mathcal{J}_{\text{эф}}^0$  в гетерогенной среде, заменив  $\sigma_{s_{\text{п}}}$  на  $\sigma_{s_{\text{п}}}^*$ .

Формулы (3.7) и (3.8) дают величину эффективного резонансного интеграла по совокупности резонансных уровней при температуре  $T_0 = 293$  К. Чтобы получить полный эффективный резонансный интеграл при рабочей температуре топлива в области энергий выше  $E_{\text{сш}}$ , необходимо внести поправку на доплеровское уширение резонансов и учесть вклад сечения, подчиняющегося закону  $1/\sqrt{E}$  выше  $E_{\text{сш}}$

$$\mathcal{J}_{\text{эф}} = \mathcal{J}_{\text{эф}}^0 \left[ 1 + \beta^D \left( \sqrt{T_{\text{топл}}} - \sqrt{T_0} \right) \right] + 2 \sigma_c(E_{\text{сш}}). \quad (3.9)$$

Коэффициент  $\beta^D$  можно принять равным  $0,6 \cdot 10^{-2}$  для  $^{238}\text{U}$  и  $1,5 \cdot 10^{-2}$  для  $^{232}\text{Th}$ ,

$$\sigma_c(E_{\text{сш}}) = \sqrt{\frac{E_0}{E_{\text{сш}}}} \sigma_c(E_0),$$

где  $\sigma_c(E_0)$  — сечение при энергии 0,025 эВ.

При использовании в ЖСР уран-плутониевого топливного цикла в топливе в значительном количестве накапливается  $^{240}\text{Pu}$ , имеющий мощный резонансный уровень при энергии 1,056 эВ.

Параметры этого резонансного уровня ( $\Gamma=0,032$  эВ,  $\sigma_c^0=180000$  б) дают основание считать его широким по отношению к рассеянию на большинстве нуклидов, входящих в состав топлива ЖСР. Используя приближение "бесконечной массы" для рассеяния на ядрах топлива, можно получить следующую приближенную формулу для эффективного резонансного интеграла  $^{240}\text{Pu}$ :

$$J_{\text{эф}}^{240} = \frac{J_{\infty}^{240}}{\left(1 + \sigma_c^0 \bar{l} c^{40}\right)^{1/2}}, \quad (3.10)$$

где  $J_{\infty}^{240}$  — резонансный интеграл при бесконечном разбавлении ( $J_{\infty}^{240}=8300$  б),  $\bar{l}$  — средняя хорда блока,  $c^{40}$  — ядерная концентрация  $^{240}\text{Pu}$ .

**Сечение рассеяния.** Для определения параметров диффузии и замедления нейтронов необходимо знать сечения рассеяния компонентов активной зоны. Сечения рассеяния для материалов, используемых в ЖСР, постоянны в широком интервале температур, поэтому нет необходимости проводить какие-либо усреднения их по спектру нейтронов (кстати, именно эту ошибку часто совершают студенты, формально усредняя сечения рассеяния по формулам для сечений захвата). Данные о сечениях рассеяния для ряда нуклидов, используемых в ЖСР, приведены в приложении 1.

### 3.2. Параметры диффузии и замедления нейтронов

Под параметрами диффузии и замедления подразумеваются коэффициент диффузии  $D$ , длина диффузии  $L$ , замедляющая способность  $\xi\Sigma_s$ , квадрат длины замедления (возраст)  $\tau$ .

Коэффициент диффузии для гомогенной среды рассчитывается по формуле:

$$D = \frac{1}{3\bar{\Sigma}_{tr}}, \quad (3.11)$$

где  $\bar{\Sigma}_{tr} = \bar{\Sigma}_a + \sum_i \sigma_{s_i} \bar{c}_i (1 - \mu_i)$ . Здесь  $\mu_i = \frac{2}{3A_i}$  — средний косинус угла рассеяния.

Квадрат длины диффузии рассчитывается по формуле:

$$L^2 = \frac{D}{\bar{\Sigma}_a}. \quad (3.12)$$

Замедляющая способность многокомпонентной замедляющей среды может быть рассчитана как сумма:

$$\bar{\xi} \Sigma_s = \sum_i \xi_i \Sigma_{s_i} \epsilon_i. \quad (3.13)$$

Для оценки квадрата длины замедления многокомпонентной среды можно воспользоваться экспериментальными данными для графита — основного замедлителя в ЖСР, введя поправки на объемную долю графита и замедление в топливной соли:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\sum_i \frac{\xi_i \Sigma_{s_i} \epsilon_i}{\xi_C \Sigma_{s_C} \epsilon_C} \sum_i \frac{\Sigma_{tr_i} \epsilon_i}{\Sigma_{tr_C} \epsilon_C}} \frac{1}{\epsilon_C^2} \tau_C. \quad (3.14)$$

Экспериментально определенный квадрат длины замедления в графите при плотности  $\gamma_C = 1,63 \text{ г/см}^3$  до энергии резонанса индия (1,44 эВ) составляет  $\tau_C^{(1,44)} = 312 \text{ см}^2$ ,  $\Delta\tau_C$  от 1,44 эВ до  $E_{сш}$  рассчитывается по формуле:

$$\Delta\tau_C = \frac{1}{3\xi_C \Sigma_{s_C} \Sigma_{tr_C}} \ln \frac{1,44}{E_{сш}}. \quad (3.15)$$

Таким образом,

$$\tau_C = \tau_C^{(1,44)} + \Delta\tau_C. \quad (3.16)$$

### 3.3. Коэффициент размножения

Коэффициент размножения в бесконечной размножающей среде представим в виде:

$$k_{\infty} = \eta_T \theta \varphi + \eta_P (1 - \varphi), \quad (3.17)$$

где  $\eta_T$  — эффективное число вторичных нейтронов деления на один поглощенный в топливе тепловой нейтрон;  $\eta_P$  — эффективное число вторичных нейтронов деления на один поглощенный в топливе резонансный нейтрон;  $\varphi$  — вероятность избежать резонансного захвата при замедлении (имеется в виду резонансный захват на всех нуклидах, включая делящиеся);  $\theta$  — вероятность поглощения тепловых нейтронов в топливе.

По аналогии с  $\theta$  следовало бы ввести во втором слагаемом вероятность поглощения резонансных нейтронов в топливе, но в силу того, что резонансный захват в замедлителе отсутствует, соответствующий коэффициент равен 1. Поскольку топливо в ЖСР сильно разбавлено солевыми компонентами, вероятность размножения на быстрых нейтронах мала, и этим эффектом можно пренебречь. Соответствующий коэффициент  $\mu$  принят равным 1.

Приведем формулы для расчета коэффициентов, входящих в выражение для  $k_{\infty}$ :

$$\eta_T = \frac{\sum_i \nu_{f_i} \sigma_{f_i} c_i}{\sum_i \sigma_{a_i} c_i} \quad (3.18)$$

(суммирование только по нуклидам, входящим в состав топлива),

$$\theta = \frac{\sum a_T \epsilon_T}{\sum_i \sum a_i \epsilon_i} \quad (3.19)$$

(суммирование по всем компонентам размножающей среды),

$$\eta_P = \frac{\sum_i \nu_{f_i} J_{f_i} c_i}{\sum_i J_{a_i} c_i} \quad (3.20)$$

(суммирование только по нуклидам, входящим в состав топлива),

$$\varphi = \exp \left\{ - \frac{\sum_l J_{a_l} c_l \epsilon_l}{\sum_l \xi_l \Sigma_{s_l} \epsilon_l} \right\} \quad (3.21)$$

(суммирование в числителе по всем нуклидам топлива, обладающим резонансным захватом, включая делящиеся; в знаменателе — по всем замедляющим компонентам).

Для приближенных оценок  $k_\infty$  можно воспользоваться более простым выражением:

$$k_\infty = \frac{\bar{\nu}_f \Sigma_f}{\Sigma_a}, \quad (3.22)$$

где  $\bar{\nu}_f \Sigma_f$  и  $\bar{\Sigma}_a$  — усредненные величины по всему спектру нейтронов в гомогенизированной размножающей среде. В двухгрупповом приближении средние микросечения, входящие в выражения  $\bar{\Sigma}_f$  и  $\bar{\Sigma}_a$ , можно представить в виде:

$$\bar{\sigma}_l = \sigma_{l_T} + \gamma J_{зф_l}, \quad (3.23)$$

где  $\gamma$  — отношение плотности потока (на единицу летаргии) замедляющихся нейтронов к плотности потока тепловых нейтронов. Приблизительно параметр  $\gamma$ , называемый часто "жесткостью" спектра нейтронов, может быть найден из соотношения

$$\gamma = \frac{\bar{\Sigma}_a}{\xi \Sigma_s}. \quad (3.24)$$

### 3.4. Условие критичности

Для простоты рассмотрим ЖСР с однородной активной зоной, окруженной графитовым отражателем. В диффузионном двухгрупповом приближении уравнения для плотности потока замедляющихся  $\Phi_3$  и тепловых  $\Phi_T$  нейтронов имеют вид:

В АКТИВНОЙ ЗОНЕ

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Phi_3 - \frac{1}{\tau_{a.3}} \Phi_3 + \frac{k_{\infty a.3}}{\varphi_{a.3}} \frac{1}{L_{a.3}^2} \Phi_T = 0, \\ \nabla^2 \Phi_T - \frac{1}{L_{a.3}^2} \Phi_T + \varphi_{a.3} \frac{1}{\tau_{a.3}} \Phi_3 = 0; \end{aligned} \right\} (3.25)$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Phi_3 - \frac{1}{\tau_{отр.}} \Phi_3 = 0, \\ \nabla^2 \Phi_T - \frac{1}{L_{отр.}^2} \Phi_T + \frac{1}{\tau_{стр.}} \Phi_3 = 0. \end{aligned} \right\} (3.26)$$

Уравнения (3.25), (3.26) должны быть дополнены граничными условиями непрерывности между активной зоной и отражателем.

Состояние критичности достигается либо за счет выбора размера активной зоны при заданном составе топлива, либо за счет подбора концентрации делящихся нуклидов в топливе при заданных размерах. Условие критичности может быть получено аналитически, как условие существования нетривиального (ненулевого) решения системы уравнений (3.25) и (3.26) или численно как состояние системы, при котором  $k_{эф} = 1$ . Теория критического реактора и методы решения его уравнения изложены в известных учебниках [3], [4]. Если заменить отражатель эффективной добавкой, то можно воспользоваться простыми формулами для определения критического состояния "голого" однородного реактора:

$$k_{эф} = k_{\infty} P = 1, \quad (3.27)$$

где  $P$  - вероятность избежать утечки для "голого" реактора:

$$P = \frac{1}{(1 + B^2 L^2)(1 + B^2 \tau)} \approx \frac{1}{1 + B^2 M^2}, \quad (3.28)$$

где  $M^2 = L^2 + \tau$  - площадь миграции;  $B^2 = \left[ \frac{\pi}{H_{эф}} \right]^2 + \left[ \frac{2,405}{R_{эф}} \right]^2$  - геометрический параметр активной зоны с учетом эффективной

геометрический параметр активной зоны с учетом эффективной добавки за счет отражателя  $\Delta_{отр}$ . Соответственно  $H_{эф} = H_{а.з} + 2\Delta_{отр}$ ,  $R_{эф} = R_{а.з} + \Delta_{отр}$ . Если материал отражателя — графит, эффективная добавка  $\Delta_{отр}$  может быть принята равной 50 см.

Поскольку топливо ЖСР непрерывно перемешивается, циркулируя по контуру реактора, состав активной зоны остается однородным независимо от распределения плотности потока нейтронов по радиусу и высоте активной зоны. Для определения скорости выгорания топлива достаточно ограничиться средней величиной плотности потока нейтронов. Но для более детального анализа эффектов реактивности и теплогидравлических характеристик реактора может потребоваться распределение энерговыделения по объему активной зоны. В первом приближении можно принять, что аксиальное распределение плотности энерговыделения соответствует функции  $\cos \frac{\pi z}{H_{эф}}$ , а радиальное — функции

$$J_0 \left[ \frac{2,405}{R_{эф}} r \right].$$

Соответственно, аксиальный и радиальный коэффициенты неравномерности энерговыделения равны:

$$k_z = \frac{\pi}{2} \frac{\sin \frac{\pi}{2} \left[ 1 + 2 \frac{\Delta_{отр}}{H_{а.з}} \right]}{1 + 2 \frac{\Delta_{отр}}{H_{а.з}}}; \quad (3.29)$$

$$k_r = \frac{2,405 R_{а.з}}{R_{эф}} \frac{1}{2 J_1 \left[ \frac{2,405 R_{а.з}}{R_{эф}} \right]}, \quad (3.30)$$

$J_0, J_1$  — функции Бесселя.

Активная зона ЖСР может быть неоднородной. Например, в проекте MSBR предполагается, что активная зона содержит

область, примыкающую к отражателю, с повышенной объемной долей жидкосолевого топлива (см. раздел 2 настоящего пособия). Такая зона характеризуется величиной  $k_{\infty} < 1$  и выполняет роль экрана, поглощающего нейтроны.

Система уравнений (3.25) и (3.26) должна быть дополнена уравнениями диффузии для экранной зоны:

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Phi_3 - \frac{1}{\tau_{\text{экр}}} \Phi_3 + \frac{k_{\infty \text{экр}}}{\varphi_{\text{экр}}} \frac{1}{L_{\text{экр}}^2} \Phi_T &= 0; \\ \nabla^2 \Phi_T - \frac{1}{L_{\text{экр}}^2} \Phi_T + \varphi \frac{1}{\tau_{\text{экр}}} \Phi_3 &= 0, \end{aligned} \right\} (3.25a)$$

с соответствующей коррекцией условий непрерывности.

Для оценки критичности такой многозонной системы простых формул типа (3.27) не существует. Необходимо выполнять численный расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов с анализом на  $k_{\text{эф}} = 1$ . Как и в случае с однородной активной зоной, состояние критичности обеспечивается содержанием делящихся нуклидов или выбором размеров зон.

Существенно, что в случае многозонного (в частности, двухзонного) реактора для анализа нуклидного состава топлива необходимо знать распределение плотности нейтронов, по крайней мере, с точностью до средних значений плотности потока нейтронов в зонах. Это связано с тем, что активная и экранная зоны характеризуются различными спектрами нейтронов, а следовательно, различной величиной средних сечений взаимодействия нейтронов с топливом. В свою очередь, скорость взаимодействия определяется произведением сечения на плотность потока нейтронов в каждой из зон. Полная скорость реакции  $j$ -го нуклида в топливной смеси

$$A_j = \sum_k \sigma_k^j \omega_k \Phi_k \epsilon_k \frac{V_k}{V_{\text{а.з}}},$$

где  $\sigma_k^j$  — сечение  $j$ -го нуклида в  $k$ -й зоне;  $\omega_k$  — относительное время пребывания топлива в  $k$ -й зоне при циркуляции его по контуру;  $\Phi_k$  — средняя плотность потока нейтронов в  $k$ -й зоне,

$\varepsilon_k$  — относительная объемная доля топлива в  $k$ -й зоне;  $\frac{V_k}{V_{a.з}}$  — относительная доля объема, занимаемая  $k$ -й зоной. Суммирование производится по всем (в нашем частном случае — по двум) зонам.

Поскольку заранее неизвестны ни размеры зоны, ни нуклидный состав топливной соли, задача о нахождении критического состояния многозонного реактора должна решаться методом последовательных приближений. В качестве первого приближения может быть использовано решение для случая начального состава топливной соли.

### 3.5. Расчет изотопного состава топлива

В реакторе с твердым топливом традиционное уравнение для изменения концентрации  $i$ -го нуклида в процессе выгорания имеет вид:

$$\frac{dc^i}{dt} = -\sigma_a^i \Phi c^i + \sigma_c^{i-1} \Phi c^{i-1},$$

где  $\sigma_a^i$  и  $c^i$  — сечение захвата и концентрация  $i$ -го нуклида в топливе;  $\sigma_c^{i-1}$  и  $c^{i-1}$  — соответственно сечение поглощения и концентрация нуклида-предшественника, образующего искомым  $i$ -й нуклид при поглощении нейтрона;  $\Phi$  — плотность потока нейтронов. В общем случае в уравнение могут быть внесены слагаемые, учитывающие радиоактивный распад нуклидов. Уравнения выгорания должны быть дополнены начальными условиями, учитывающими исходный состав загруженного в реактор топлива.

В приложении к реактору с циркулирующим топливом, каковым является ЖСР, такая расчетная модель оказывается неадекватной. Регулирование нуклидного состава в ЖСР может осуществляться непрерывно за счет подпитки и избирательного отбора из топливной смеси тех или иных топливных нуклидов и осколков деления. Таким образом, в этом случае теряют смысл традиционные понятия глубины выгорания начала и конца кампании. Можно непрерывным образом изменить топливный цикл

ЖСР. Например, первоначально загрузив в реактор в качестве делящегося материала  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  в сочетании с  $^{232}\text{Th}$ , можно постепенно перевести его полностью на уран-ториевый топливный цикл, в котором основным делящимся нуклидом станет  $^{233}\text{U}$ . Возможность управления нуклидным составом топлива является важным преимуществом ЖСР.

В данном пособии мы ограничиваемся анализом нуклидного состава реактора, работающего в стационарном режиме, когда концентрации всех нуклидов остаются неизменчивыми, т.е.

$$\frac{dc^i}{dt} = 0.$$

В классической схеме ЖСР топливо циркулирует по 1 контуру "реактор-теплообменник", нагреваясь за счет реакции деления в активной зоне реактора и отдавая тепло вторичному теплоносителю в теплообменнике. Часть топлива непрерывно поступает в систему регенерации и после очистки от осколков возвращается в контур циркуляции. Стабильный состав топлива, обеспечивающий критичность реактора, поддерживается за счет подпитки извне, компенсирующей выгорание и технологические потери, или отбора избыточного топлива, если коэффициент воспроизводства превышает единицу (в случае уран-ториевого цикла).

Пусть полный объем топлива в системе 1 контура равен  $V_T$ , а в активной зоне  $V_T^{a.z.}$ . Тогда доля времени, которую топливо проводит в активной зоне, находясь под облучением нейтронов, равна

$$\omega = \frac{t^{a.z.}}{t_n} = \frac{V_T^{a.z.}}{V_T}. \quad (3.31)$$

Долю топлива, ежесекундно отбираемую на очистку в систему регенерации, обозначим  $\alpha$ . В системе регенерации могут иметь место технологические потери делящихся и воспроизводящих нуклидов. Долю технологических потерь обозначим  $\delta$ .

Будем считать известным спектр нейтронов в активной зоне, в двухгрупповом приближении характеризуемый эффективной температурой нейтронов  $T_n$  и жесткостью  $\gamma$ . Тогда эффективные сечения для всех нуклидов, усредненные по полному спектру, можно определить по формуле (3.23).

Если известна плотность потока тепловых нейтронов в активной зоне  $\Phi$ , то нетрудно записать уравнения для средних концентраций основных нуклидов в единице объема топлива. Для уран-плутониевого топливного цикла эти уравнения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} -\sigma_a^{25} \omega \Phi c^{25} - \alpha \delta c^{25} + g^{25} &= 0; \\ -\sigma_c^{28} \omega \Phi c^{28} - \alpha \delta c^{28} + g^{28} &= 0; \\ -\sigma_a^{49} \omega \Phi c^{49} - \alpha \delta c^{49} + \sigma_c^{28} \omega \Phi c^{28} &= 0; \\ -\sigma_c^{40} \omega \Phi c^{40} - \alpha \delta c^{40} + \sigma_a^{49} \omega \Phi c^{49} &= 0; \\ -\sigma_a^{41} \omega \Phi c^{41} - \alpha \delta c^{41} + \sigma_c^{40} \omega \Phi c^{40} &= 0; \\ -\sigma_c^{42} \omega \Phi c^{42} - \alpha \delta c^{42} + \sigma_a^{41} \omega \Phi c^{41} &= 0; \\ -\sigma_c^{26} \omega \Phi c^{26} - \alpha \delta c^{26} + \sigma_c^{25} \omega \Phi c^{25} &= 0. \end{aligned} \right\} (3.32)$$

Сечения и ядерные плотности в приведенных уравнениях маркируются двумя цифрами, представляющими последнюю цифру в числе протонов и последнюю цифру в числе нуклонов данного ядра. Так, индекс "25" означает  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , "28" —  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , "49" —  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  и т.д.

В данной системе подпитка извне осуществляется ураном-235  $g^{25}$  и ураном-238  $g^{28}$ . Последний также "выгорает", преобразуясь в изотопы плутония. В принципе подпитка ЖСР извне может осуществляться любой комбинацией делящихся и воспроизводящих нуклидов.

Как видно из уравнений баланса, исчезновение каждого нуклида обусловлено его участием в ядерных реакциях (делением, радиационным захватом) и потерями в системе регенерации. Скорость ядерных реакций определяется величиной плотности потока нейтронов. Если плотность потока нейтронов низка, то увеличивается относительный вклад от бесполезных технологических потерь в системе Э регенерации. Это невыгодно, поэтому в ЖСР стремятся получить высокие энергонапряженности топлива,

а скорость отбора на регенерацию выбирают таким образом, чтобы непроизводительные потери топлива были как можно ниже.

Приведем систему уравнений баланса для уран-ториевого топливного цикла

$$\left. \begin{aligned} -\sigma_c^{02} \omega \phi c^{02} - \alpha \delta c^{02} + g^{02} &= 0; \\ -\sigma_c^{13} \omega \phi c^{13} - \lambda^{13} c^{13} - \alpha^{13} c^{13} + \sigma_c^{02} \omega \phi c^{02} &= 0; \\ -\sigma_a^{23} \omega \phi c^{23} - \alpha \delta c^{23} + \lambda^{13} c^{13} + \alpha^{13} (1 - \delta^{13}) c^{13} + g^{23} &= 0; \\ -\sigma_c^{24} \omega \phi c^{24} - \alpha \delta c^{24} + \sigma_c^{23} \omega \phi c^{23} + \sigma_c^{13} \omega \phi c^{13} &= 0; \\ -\sigma_a^{25} \omega \phi c^{25} - \alpha \delta c^{25} + \sigma_c^{24} \omega \phi c^{24} + g^{25} &= 0. \end{aligned} \right\} (3.33)$$

Остановимся на особенностях уравнений для уран-ториевого цикла. При захвате нейтрона ядром  $^{232}_{90}\text{Th}$  (в нашем обозначении - "02") сначала образуется  $^{233}_{91}\text{Pa}$  ("13") с периодом полураспада 27 суток. Благодаря относительно большому времени жизни, концентрация протактиния может оказаться значительной, что приведет к большой скорости накопления непроизводительного изотопа  $^{234}_{92}\text{U}$ . Последний при захвате нейтрона превращается в  $^{235}_{92}\text{U}$ , который производит при делении меньше вторичных нейтронов, чем  $^{233}_{92}\text{U}$ . Чтобы уменьшить скорость накопления  $^{234}_{92}\text{U}$ ,  $^{233}_{91}\text{Pa}$  по мере накопления выводят из топлива и выдерживают до его превращения в  $^{233}_{92}\text{U}$ . Выведение  $^{233}_{91}\text{Pa}$  может быть эффективным только в том случае, если период выведения будет достаточно мал - порядка 3 суток. Поэтому в уравнении баланса для  $^{233}_{91}\text{Pa}$  скорость его отбора на регенерацию характеризуется собственным параметром  $\alpha^{13}$ , а потери -  $\delta^{13}$ .

Уран-ториевый цикл в ЖСР в принципе дает возможность получить коэффициент воспроизводства  $K_B > 1$ . В этом случае подпитка должна войти со знаком "минус": вместо добавления делящегося материала для обеспечения стационарного режима

потребуется его частичный отбор. Отбор может осуществляться из той доли урана-233, которая образовалась из  ${}_{91}^{233}\text{Pa}$  в отстойнике вне активной зоны. В этом случае  $g^{25}=0$ . Если  $KB < 1$ , то подпитку можно осуществлять ураном-235. Тогда  $g^{23}=0$ .

Может представлять интерес вариант  $KB=1$ . В этом случае в ЖСР устанавливается сбалансированный состав топлива, и подпитка по всем нуклидам, кроме  ${}_{90}^{232}\text{Th}$ , равна 0.

Достижимый уровень  $KB$  зависит от содержания в топливе осколков деления. Будем считать, что топливо, попавшее в систему регенерации, полностью очищается от осколков. Тогда уравнение баланса, определяющее концентрацию осколков, имеет вид:

$$-\sigma_c^{\text{оск}} \omega \Phi c^{\text{оск}} - \alpha c^{\text{оск}} + \sum_i \sigma_f^i \omega \Phi c^i = 0, \quad (3.34)$$

где  $\sigma_c^{\text{оск}}$  — эффективное среднее сечение захвата пары осколков;  
 $c^{\text{оск}}$  — концентрация пар осколков;  $\sigma_f^i$  — среднее сечение деления  $i$ -го изотопа.

Суммирование производится по всем делящимся изотопам. При этом эффективное среднее сечение осколков считается одинаковым независимо от делящегося изотопа.

Для расчета эффективного среднего сечения осколков можно приближенно считать, что тепловое сечение при 0,025 эВ составляет 100 б на пару осколков, а зависимость сечения от энергии подчиняется закону  $1/\sqrt{E}$ . Тогда тепловое сечение при температуре нейтронного газа находится по формуле (3.5).

Эффективный резонансный интеграл на пару осколков равен 60 б. Эффективное среднее сечение определяется по формуле (3.23).

Судя по уравнению баланса для осколков, очистка топлива от осколков будет эффективна, если  $\alpha > \sigma_c^{\text{оск}} \omega \Phi$ .

Решение уравнений для ядерных концентраций основных нуклидов не представляет труда. Так, для случая уран-плутониевого цикла получим:

$$\begin{aligned}
c^{25} &= \frac{g^{25}}{\sigma_a^{25} \omega \Phi + \alpha \delta}; & c^{26} &= \frac{\sigma_c^{25} \omega \Phi c^{25}}{\sigma_c^{26} \omega \Phi + \alpha \delta}; \\
c^{49} &= \frac{\sigma_c^{28} \omega \Phi c^{28}}{\sigma_a^{49} \omega \Phi + \alpha \delta}; & c^{40} &= \frac{\sigma_c^{49} \omega \Phi c^{49}}{\sigma_c^{40} \omega \Phi + \alpha \delta}; \\
c^{41} &= \frac{\sigma_c^{40} \omega \Phi c^{40}}{\sigma_a^{41} \omega \Phi + \alpha \delta}; & c^{42} &= \frac{\sigma_c^{41} \omega \Phi c^{41}}{\sigma_c^{42} \omega \Phi + \alpha \delta}; & c^{28} &= \frac{g^{28}}{\sigma_c^{28} \omega \Phi + \alpha \delta}.
\end{aligned} \tag{3.35}$$

Если потери топлива в системе регенерации малы (к чему и следует стремиться за счет улучшения качества системы регенерации и соответствующего оптимального выбора скорости отбора), то членом  $\alpha\delta$  в уравнениях в первом приближении можно пренебречь. Тогда получим, что изотопный состав плутония в стационарном режиме практически не зависит от величины  $\Phi$  и определяется только спектром нейтронов.

В случае уран-ториевого цикла уравнения для средних концентраций нуклидов находятся аналогичным образом:

$$\begin{aligned}
c^{13} &= \frac{\sigma_c^{02} \omega \Phi c^{02}}{\sigma_c^{13} \omega \Phi + \lambda^{13} + \alpha^{13}}; & c^{23} &= \frac{\lambda^{13} c^{13} + \alpha^{13} (1 - \delta^{13}) c^{13} + g^{23}}{\sigma_a^{23} \omega \Phi + \alpha \delta}; \\
c^{24} &= \frac{\sigma_c^{23} \omega \Phi c^{23} + \sigma_c^{13} \omega \Phi c^{13}}{\sigma_c^{24} \omega \Phi + \alpha \delta}; & c^{25} &= \frac{\sigma_c^{24} \omega \Phi c^{24} + g^{25}}{\sigma_a^{25} \omega \Phi + \alpha \delta}; \\
c^{02} &= \frac{g^{02}}{\sigma_c^{02} \omega \Phi + \alpha \delta}.
\end{aligned} \tag{3.36}$$

Здесь ситуация более сложная. Поскольку  $\lambda^{13}$  — конечная величина, стационарная концентрация  ${}_{91}^{232}\text{Pa}$  зависит от величины  $\Phi$ ;  ${}_{92}^{234}\text{U}$  образуется по двум каналам: из  ${}_{92}^{233}\text{U}$  и  ${}_{91}^{233}\text{Pa}$ . Следовательно, и концентрация  ${}_{92}^{234}\text{U}$  зависит от  $\Phi$ . Таким образом,

стационарный состав топлива в уран-ториевом цикле зависит от плотности потока нейтронов в реакторе  $\Phi$ .

Как в случае уран-плутониевого, так и уран-ториевого цикла, концентрации нуклидов должны быть подобраны так, чтобы была обеспечена критичность реактора. Управление нуклидным составом, обеспечивающим критичность, можно осуществить за счет подбора подходящей концентрации какого-либо делящегося нуклида и поддержания ее за счет подпитки (отбора) в процессе работы реактора.

Так, в рассмотренном выше случае уран-плутониевого цикла предполагается управление концентрацией  ${}^{235}_{92}\text{U}$ . В этом случае первое соотношение в системе (3.35) можно рассматривать как соотношение, определяющее скорость подпитки  $g^{25}$  при данной концентрации  $c^{25}$  и заданной величине плотности потока нейтронов  $\Phi$ . Плотность потока нейтронов  $\Phi$  в свою очередь определяется через заданную тепловую мощность реактора  $W_T$  и зависит от нуклидного состава топлива. Это означает, что для получения согласованных значений концентраций нуклидов  $c_i$  необходимо уравнение для изотопного состава решать совместно с уравнением критического состояния (например, (3.27)) при условии сохранения заданной тепловой мощности  $W_T$ . Для этого может потребоваться определенная итерационная процедура.

Эффективность реактора с точки зрения использования топлива можно характеризовать коэффициентом воспроизводства, который для случая уран-плутониевого цикла определим следующим образом:

$$KB_{\text{U-Pu}} = \frac{\sigma_c^{28} c^{28} + \sigma_c^{40} c^{40}}{\sigma_a^{25} c^{25} + \sigma_a^{49} c^{49} + \sigma_a^{41} c^{41}} \quad (3.37)$$

Для уран-ториевого цикла:

$$KB_{\text{U-Th}} = \frac{\lambda^{13} c^{13} + \alpha^{13} (1 - \delta^{13}) c^{13} + \sigma_c^{24} \omega \Phi c^{24}}{\sigma_a^{23} \omega \Phi c^{23} + \sigma_a^{25} \omega \Phi c^{25}} \quad (3.38)$$

В выражениях (3.37) и (3.38) используются, естественно, эффективные сечения, усредненные по полному спектру нейтронов в смысле формулы (3.23).

Методика нейтронно-физического расчета, изложенная в данном разделе, ориентирована на расчет однородного реактора с преимущественно тепловым спектром нейтронов. Методика основывается на предположении, что спектр нейтронов низких энергий близок к распределению Максвелла, а спектр замедляющихся нейтронов — к спектру Ферми. Такая идеализация дает возможность упростить подготовку констант и получить надежные оценки нейтронно-физических параметров реактора, соответствующего по своей конструкции принятым исходным допущениям. Вместе с тем, ориентация методики на тепловой реактор, естественно, накладывает ограничения на ее использование. В принципе можно представить ЖСР вообще без замедлителя, с промежуточным спектром нейтронов (такие предложения существуют, см., например, [2]). Для подготовки нейтронно-физических констант и анализа параметров размножающих сред реакторов с такой нетрадиционной конструкцией активной зоны можно использовать современные программы, основанные на многогрупповом представлении спектра нейтронов, например, программу GETERA [5].

#### 4. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ФИЗИЧЕСКОГО РАСЧЕТА ЖСР

Выше мы рассмотрели методику и некоторые особенности расчета отдельных параметров, характеризующих нейтронно-физические свойства ЖСР: ядерные концентрации, средние сечения, параметры диффузии, коэффициент размножения, критический размер, стационарный состав топлива. Теперь наметим схему комплексного физического расчета. Для определенности рассмотрим однозонный реактор.

Цель физического расчета состоит в определении оптимальных соотношений объемных долей топлива и замедлителя, определении критической концентрации делящихся нуклидов в топливе, габаритов активной зоны ЖСР, скорости подпитки (или отбора) делящихся нуклидов. В качестве исходных данных обычно задаются основные функциональные параметры установки: электрическая мощность  $W_{эл}$ , параметры турбины, определяющие коэффициент полезного действия, температуру и давление пара.

По этим данным с помощью теплового расчета можно найти необходимые температуры топлива на входе и выходе из активной зоны и тепловую мощность реактора  $W_T$ . Само солевое топливо является теплоносителем первого контура. Будем считать известной скорость прокачки топлива через активную зону  $w$ .

Тогда проходное сечение для топлива в активной зоне можно найти из соотношения:

$$S_T = \frac{W_T}{\gamma_T w c_p \Delta T}, \quad (4.1)$$

где  $\gamma_T$  — плотность топлива;  $c_p$  — теплоемкость;  $\Delta T$  — подогрев в активной зоне.

Зададим объемную долю топлива в активной зоне  $\epsilon_T$ . Тогда полное поперечное сечение активной зоны

$$S_{a.z} = \frac{S_T}{\epsilon_T}. \quad (4.2)$$

Диаметр активной зоны

$$D_{a.z} = 2 \sqrt{\frac{S_{a.z}}{\pi}}. \quad (4.3)$$

Для определенности примем  $H_{a.z} = D_{a.z}$ . Теперь можно найти объем топлива в активной зоне

$$V_T^{a.z} = S_T H_{a.z}. \quad (4.4)$$

Полный объем топлива в установке ЖСР складывается из объема внутри и вне активной зоны, а точнее — в теплообменнике и коммуникациях первого контура  $V_T^K$ . Будем считать последний известным из теплофизического расчета теплообменника и конструктивных соображений. Тогда полный объем топлива

$$V_T = V_T^{a.z} + V_T^K. \quad (4.5)$$

Доля топлива, находящегося в активной зоне,

$$\omega = \frac{V_T^{a.z}}{V_T}. \quad (4.6)$$

Зная химический состав соли, объемные доли топлива и замедлителя и размеры активной зоны, удовлетворяющие условиям

сьема заданной мощности, можно найти критическую концентрацию делящегося изотопа, его загрузку в активную зону и в весь контур ЖСР. Для начала рассмотрим вариант, соответствующий исходному составу топливной соли.

Предположим, что в качестве топлива ЖСР принята композиция из табл.3.1:  $73,7\text{LiF} - 16\text{ВсF}_2 - 10\text{ThF}_4 - 0,3\text{UF}_4$ . Учитывая, что физические и химические свойства композиции мало меняются при малых вариациях отдельных компонентов, оставим неизменной суммарную концентрацию топливного и воспроизводящего компонента  $\text{ThF}_4$  и  $\text{UF}_4$ , равную в сумме 10,3 молярных процента. Варьируя концентрацию  $\text{UF}_4$  и в соответствии с ней концентрацию  $\text{ThF}_4$ , на основе нейтронно-физического расчета реактора при рабочей температуре и мощности определим ядерную концентрацию урана-233 и тория-232, соответствующую критическому состоянию. При этом критическая концентрация урана не обязательно будет соответствовать 0,3 молярным процентам. Это будет определяться конкретными соотношениями топлива и замедлителя в активной зоне.

Найдя критическую концентрацию, нетрудно определить критическую загрузку урана-233 в активную зону. При желании, варьируя объемные доли топлива и замедлителя, можно найти вариант, соответствующий минимальной загрузке. Пусть критическая концентрация делящегося нуклида (в нашем примере урана-233) равна  $C_f$ . Исходя из известной величины тепловой мощности реактора, найдем среднюю плотность потока тепловых нейтронов в активной зоне:

$$\Phi = \frac{W_T}{c_f \sigma_f V_T^{a.3} E} \quad (4.7)$$

Здесь  $\sigma_f$  — среднее эффективное сечение деления в соответствии с данным выше определением;  $E$  — энергия, выделяющаяся при одном акте деления  $E=200 \text{ МэВ}=0,336 \cdot 10^{-10} \text{ Вт}\cdot\text{с}$ .

Судя по приведенной формуле, плотность потока нейтронов, обеспечивающая получение заданной тепловой мощности, зависит от макросечения деления, а значит, от изотопного состава делящихся нуклидов, которого мы пока не знаем. Но в качестве первого приближения для уравнений, определяющих этот состав, можно использовать величину плотности потока, определенную

для начального состава. Теперь, зная средние эффективные сечения изотопов, плотность потока нейтронов в активной зоне и долю объема топлива, приходящуюся на активную зону, а также технологические параметры (скорость отбора и долю потерь топлива в системе регенерации), можно найти ядерные концентрации тяжелых нуклидов (делящихся и воспроизводящих). Для этого необходимо решить совместно уравнения выгорания, уравнение для концентрации осколков деления и уравнение критичности. Практически это можно сделать методом последовательных приближений.

Цель расчета — найти согласованные значения ядерных концентраций и величин подпитки (отбора) делящихся нуклидов, обеспечивающих стационарный изотопный состав топлива и критичность реактора. Если макросечение деления на среднем нуклидном составе значительно отличается от сечения на начальном составе, следует уточнить значение плотности потока нейтронов, соответствующее заданной мощности реактора.

Когда условие критичности выполнено, не представляет труда найти общую загрузку делящихся и воспроизводящих изотопов, а также общую подпитку (или избыточное производство) делящихся изотопов. Так, если найденная ядерная концентрация  $i$ -го изотопа равна  $c^i$ , то общая загрузка равна

$$G_0^i = c^i V_T \frac{A_i \cdot 10^{-6}}{6,02 \cdot 10^{23}} \quad (\tau), \quad (4.8)$$

где  $A_i$  — атомный вес изотопа. Соответственно, подпитка равна

$$G^i = g^i V_T \frac{A_i \cdot 10^{-6} \cdot 3,15 \cdot 10^7}{6,02 \cdot 10^{23}} \quad (\tau/\text{год}) \quad (4.9)$$

( $3,15 \cdot 10^7$  — число секунд в году).

Если система производит избыток топлива, то  $G^i$  характеризует общую величину отбора. Тогда можно определить время удвоения:

$$T_2 = \frac{G_0^i}{G^i} = \frac{c^i}{g^i \cdot 3,15 \cdot 10^7} \quad (\text{лет}). \quad (4.10)$$

Состав топлива в ЖСР регулируется непрерывно, поэтому нет

нужды резервировать какой-либо существенный запас реактивности на выгорание.

Если реактор содержит несколько подзон (например, собственно активную зону и экранную зону) и известны относительные значения средней плотности потока нейтронов в зонах, то их абсолютные значения могут быть найдены из условия нормировки на полную тепловую мощность:

$$\sum_i \sum_{f_i}^T \Phi_i V_{T_i} = \frac{W_T}{E}, \quad (4.11)$$

где  $i$  — номер зоны;  $\sum_{f_i}^T$  — макросечение деления топлива в  $i$ -й зоне;  $V_{T_i}$  — объем топлива в  $i$ -й зоне.

Определив абсолютные плотности потока нейтронов в зонах и вклад каждой из зон в полную мощность, можно выполнить тепловой расчет каждой из зон с учетом профилирования подогревов топливной соли, расчет нуклидного состава и пр.

Основные параметры, которые должны быть получены в результате физического расчета ЖСР:

- объемная доля топлива в активной зоне;
- размеры активной зоны;
- загрузка делящихся и воспроизводящих изотопов в активной зоне и в установке в начале работы и в стационарном установившемся режиме;
- скорость отбора топлива на регенерацию;
- подпитка (отбор) топлива в установившемся режиме;
- плотность потока нейтронов в активной зоне;
- коэффициент воспроизводства топлива;
- время удвоения топлива;
- потери топлива в системе регенерации.

## 5. РАСЧЕТ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ОБОСНОВАНИЕ БЕЗОПАСНОСТИ ЖСР

Расчет динамических характеристик и обоснование безопасности ЖСР имеют специфику, обусловленную циркуляцией жидкого топлива и возможностью управления его нуклидным составом. Благодаря указанным особенностям ЖСР в нем

полностью исключается необходимость резервирования запаса реактивности на выгорание топлива. Более того, благодаря непрерывному выведению из топлива газообразного  $^{135}\text{Xe}$  в реакторе отсутствуют эффекты, связанные с отравлением. Непрерывная очистка от осколков деления снижает радиационную опасность ЖСР в случае нарушения целостности I-го контура.

Сама авария с разрушением I-го контура считается маловероятной из-за отсутствия большого давления в нем.

Вместе с тем, у ЖСР имеются особенности, требующие внимательного изучения и могущие оказаться существенными при выборе рабочих параметров установки и обосновании ее безопасности.

### 5.1. Эффективная доля запаздывающих нейтронов

Важнейшим параметром, определяющим характер динамических процессов в любом реакторе, является эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}$ . Все изменения реактивности, возникающие в реакторе в силу тех или иных причин, принято соотносить с  $\beta_{\text{эф}}$ . Если конечная вероятность введения положительной реактивности превышает  $\beta_{\text{эф}}$ , то такая ситуация, называемая "критичностью на мгновенных нейтронах" или "мгновенной критичностью", при отсутствии эффективных обратных связей может завершиться неуправляемым быстрым нарастанием мощности и разрушением реактора. Физическая доля  $\beta$  запаздывающих нейтронов, появляющихся при делении, различна у разных делящихся нуклидов (см. приложение 10). Эффективная доля может несколько отличаться от физической в ту или другую сторону в силу различной ценности мгновенных и запаздывающих нейтронов в реакторах разных типов.

В случае ЖСР основным фактором, определяющим отличие  $\beta_{\text{эф}}$  от  $\beta$ , является наличие циркуляции топлива. Часть эмиттеров запаздывающих нейтронов, появившихся в топливе в результате реакции деления в активной зоне, излучает эти нейтроны во внешней части контура, вне активной зоны. Это приводит к снижению  $\beta_{\text{эф}}$  по сравнению с  $\beta$ . При этом, чем большую долю времени топливо находится вне активной зоны, тем меньше  $\beta_{\text{эф}}$ . Надо учесть, что на величину  $\beta_{\text{эф}}$  влияет не только относитель-

ное время пребывания топлива внутри и вне активной зоны, но и скорость его циркуляции. Если скорость циркуляции стремится к 0, то все эмиттеры успевают излучить запаздывающие нейтроны в пределах активной зоны. В этом случае имеется полная аналогия с твердотопливным реактором:  $\beta_{эф} \rightarrow \beta$ , т.е. максимально для данного вида топлива. Если скорость циркуляции стремится к  $\infty$ , то все эмиттеры равномерно распределены по контуру, и  $\beta_{эф} \rightarrow \beta\omega$ , т.е. пропорционально относительному времени пребывания топлива в активной зоне.

В реальных ситуациях скорость циркуляции конечна, и время пребывания топлива внутри и вне активной зоны соразмерно с временем жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов. Простейшая оценка  $\beta_{эф}$  для ЖСР с циркулирующим топливом может быть проведена в точечной модели, без учета распределения эмиттеров и перемещения топлива в пределах активной зоны:

$$\beta_{эф} = \sum_{i=1}^6 \beta_i \frac{1 - e^{-\lambda_i t_{a.z.}}}{1 - e^{-\lambda_i t_n}}, \quad (5.1)$$

где  $\beta_i$  — физический выход эмиттеров  $i$ -й группы при делении;  $\lambda_i$  — постоянная распада эмиттеров  $i$ -й группы;  $t_{a.z.}$  — среднее время пребывания топлива в активной зоне;  $t_n$  — полное время прохождения по контуру.

Суммирование производится по всем (шести) группам запаздывающих нейтронов.

Если в состав топлива входит совокупность делящихся нуклидов, то это должно быть учтено соответствующим усреднением с учетом доли того или иного нуклида, его сечения деления и выхода вторичных нейтронов:

$$\bar{\beta}_{эф} = \frac{\sum_j \beta_{эфj} c^j \sigma_f^j \nu_f^j}{\sum_j c^j \sigma_f^j \nu_f^j}, \quad (5.2)$$

где  $j$  — номер делящегося нуклида;  $\beta_{эфj}$ ,  $c^j$ ,  $\sigma_f^j$ ,  $\nu_f^j$  — соответственно эффективная доля запаздывающих нейтронов, ядерная

плотность, микросечения деления и выход вторичных нейтронов для  $j$ -го делящегося нуклида.

Формула (5.1) имеет правильные предельные переходы при нулевой скорости движения топлива ( $t_{a.з} \rightarrow \infty$ ,  $t_{п} \rightarrow \infty$ ) и при бесконечной скорости ( $t_{a.з} \rightarrow 0$ ,  $t_{п} \rightarrow 0$ ).

Из формулы (5.1) следует важный результат:  $\beta_{эф}$  максимально, когда топливо ЖСР не движется. Поскольку  $k_{эф}$  реактора определяется полным числом нейтронов, рождающихся при делении, то и  $k_{эф}$  будет максимальным при неподвижном топливе.

Для оценки переходных процессов в реакторе на базе приближения с одной эффективной группой запаздывающих нейтронов необходимо знать среднее время жизни эмиттеров (которое обычно отождествляют со средним временем жизни запаздывающих нейтронов). Оно может быть рассчитано по формуле:

$$\Lambda_{эф}^{зап} = \frac{1}{\beta_{эф}} \sum_{i=1}^6 \beta_i \frac{1 - e^{-\lambda_i t_{a.з}}}{1 - e^{-\lambda_i t_{п}}} \Lambda_i^{зап}, \quad (5.3)$$

где  $\Lambda_i^{зап}$  — время жизни эмиттеров  $i$ -й группы.

Соответственно, средняя величина постоянной распада  $\bar{\lambda}$  есть

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\Lambda_{эф}^{зап}}. \quad (5.4)$$

Коль скоро эффективная доля эмиттеров с малыми временами жизни в реакторе с циркулирующим топливом относительно возрастает, то среднее время жизни запаздывающих нейтронов в этой ситуации уменьшается (постоянная распада  $\bar{\lambda}$  возрастает). Этот фактор должен сказаться на динамическом поведении реактора при наличии циркуляции топлива.

Необходимая информация для расчета  $\beta_{эф}$  и  $\bar{\lambda}$  в случае различных делящихся нуклидов приведена в приложении 10.

## 5.2. Эффекты и коэффициенты реактивности

Как в любом ядерном реакторе, в ЖСР существуют обратные связи, влияющие на реактивность при изменении рабочих

параметров активной зоны. С точки зрения безопасности установки особенно важны обратные связи с малым запаздыванием, проявляющие влияние на реактивность за время, сравнимое или меньшее, чем время перемещения органов регулирования. В соответствии с правилами ядерной безопасности [6], реактор должен быть спроектирован так, чтобы обратные связи не приводили к дестабилизации и неконтролируемому разгону реактора.

Основной вклад в быстрые обратные связи дает изменение температуры топлива. При этом эффект реактивности, обусловленный изменением температуры топлива, складывается из двух составляющих: доплер-эффекта на ядрах резонансного поглотителя ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ) и температурного изменения плотности топлива.

В соответствии с определением эффекта реактивности как относительного изменения коэффициента размножения  $k_{эф}$

$$\delta\rho = \frac{\delta k_{эф}}{k_{эф}} = \frac{\delta k_{\infty}}{k_{\infty}} + \frac{\delta P}{P}. \quad (5.5)$$

Коэффициент реактивности при изменении какого-либо параметра реактора  $x$  есть:

$$\alpha_x = \frac{d\rho}{dx}. \quad (5.6)$$

В частности, если пренебречь эффектом изменения утечки нейтронов при вариации температуры топлива, коэффициент реактивности по температуре топлива можно представить как

$$\alpha_T = \frac{1}{k_{\infty}} \frac{dk_{\infty}}{dT_T}. \quad (5.7)$$

В коэффициент  $\alpha_T$  входят две составляющие, обусловленные доплер-эффектом и плотностным эффектом.

Величина коэффициента реактивности по доплер-эффекту может быть получена на основе известной зависимости эффективного резонансного интеграла от температуры топлива (3.9). В соответствии с этой зависимостью коэффициент реактивности, обусловленный доплер-эффектом,

$$\alpha_T^D = \ln\varphi \cdot \frac{\beta^D}{2\sqrt{T_T}}, \quad (5.8)$$

где  $\varphi$  — вероятность избежать резонансного захвата;  $T_T$  — температура топлива. Поскольку  $\ln\varphi < 0$ , а  $\beta^D > 0$ , коэффициент  $\alpha_T^D$  отрицателен.

Температурный коэффициент  $\alpha_T^\gamma$ , связанный с изменением плотности топлива, может быть найден из соотношения:

$$\alpha_T^\gamma = \frac{1}{k_\infty} \left[ \eta_T \varphi \frac{\partial \theta}{\partial \gamma} + (\eta_T \theta - \eta_p) \frac{\partial \varphi}{\partial \gamma} \right] \frac{d\gamma}{dT_T}, \quad (5.9)$$

где

$$\frac{\partial \theta}{\partial \gamma} = \theta (1 - \theta) \frac{1}{\gamma}; \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \gamma} = \varphi \ln \varphi \frac{1}{1 + \frac{(\xi \Sigma_s)_T \varepsilon_T}{(\xi \Sigma_s)_c \varepsilon_c}} \cdot \frac{1}{\gamma}. \quad (5.11)$$

Коэффициент объемного расширения  $\frac{d\gamma}{dT_T}$  для различных топливных композиций приведен в табл.1.1. Поскольку  $\frac{d\gamma}{dT_T} < 0$  то  $\frac{\partial \theta}{\partial \gamma} \cdot \frac{d\gamma}{dT_T}$  всегда вносит отрицательный вклад в  $\alpha_T^\gamma$ ;  $\frac{\partial \varphi}{\partial \gamma} \cdot \frac{d\gamma}{dT_T}$ , напротив, всегда положительна (уменьшение плотности топлива приведет к уменьшению резонансного захвата и росту  $k_\infty$ ). Суммарный эффект зависит от конкретных величин  $\varphi$  и  $\theta$  в размножающей среде, которые, в свою очередь, зависят от объемных долей топлива и замедлителя в активной зоне. Выбирая объемные доли, можно управлять величиной коэффициента реактивности и, при необходимости, подобрать его исходя из требований безопасности. Суммарный температурный коэффициент реактивности

$$\alpha_T = \alpha_T^D + \alpha_T^\gamma. \quad (5.12)$$

Эффект реактивности при изменении температуры топлива может быть теперь найден из соотношения:

$$\Delta \rho_T = \alpha_T \Delta T_T. \quad (5.13)$$

Так как реактивность меняется при изменении плотности топлива, необходимо иметь возможность оценивать плотностный эффект, не связанный с температурой, а определяемый, например, содержанием пузырьков газа в соли. Это может быть сделано по формуле:

$$\Delta\rho_{\gamma} = \frac{1}{k_{\infty}} \left[ \eta_{\tau\varphi} \frac{\partial\theta}{\partial\gamma} + (\eta_{\tau\theta} - \eta_p) \frac{\partial\varphi}{\partial\gamma} \right] \Delta\gamma. \quad (5.14)$$

Существенное изменение реактивности при изменении плотности топлива может представлять опасность при эксплуатации реактора.

Существует еще один эффект реактивности, присущий ЖСР и связанный с изменением температуры замедлителя — графита. Судя по данным [1,2] этот эффект, определяемый изменением спектра тепловых нейтронов, может иметь положительный знак. Но поскольку постоянная времени этого эффекта, зависящая от массы и теплоемкости графита, существенно больше постоянной времени температурного эффекта по топливу, и время его проявления больше времени перемещения стержней управления, он представляет относительно небольшую опасность для эксплуатации. Величина температурного эффекта по замедлителю может быть оценена из прямого расчета реактора при разных температурах.

### 5.3. Расчет "протактиниевого" эффекта

Необходимо иметь в виду одну особенность, связанную со спецификой уран—ториевого цикла. В топливе работающего ЖСР содержится в некотором количестве  ${}^{233}_{91}\text{Pa}$ , который, распадаясь с периодом полураспада 27 сут, постепенно превращается в  ${}^{233}_{92}\text{U}$ . При работе реактора равновесное состояние поддерживается за счет выгорания  ${}^{233}_{92}\text{U}$ . Но если реактор снижает мощность или остановлен, равновесие нарушается, и за счет распада  ${}^{233}_{91}\text{Pa}$  концентрация возрастает, что ведет к росту реактивности. При пуске длительное время стоявшего реактора наблюдается обратный эффект:  ${}^{233}_{92}\text{U}$  выгорает, а его компенсация за счет воспроиз-

водства запаздывает из-за большого периода полураспада  $^{233}_{91}\text{Pa}$ . Таким образом, на начальном этапе дефицит  $^{233}_{91}\text{U}$  должен восполняться либо за счет подпитки извне, либо за счет повышенной начальной концентрации, при компенсации избыточной реактивности.

Максимальный эффект, связанный с распадом  $^{233}_{91}\text{Pa}$  в топливе ЖСР, может быть легко оценен исходя из известной стационарной концентрации  $^{233}_{91}\text{Pa}$ . Если время пребывания реактора на нулевой мощности так велико, что  $^{233}_{91}\text{Pa}$  успел распасться полностью, то соответствующее увеличение реактивности можно оценить из соотношения, вытекающего из одногрупповой теории возмущений:

$$\Delta\rho_{\text{Pa}} \approx \Delta k_{\text{эф}} = \frac{\sigma_f^{23} \Delta c^{23}}{\Sigma_f^0} - \frac{\sigma_a^{23} \Delta c^{23}}{k_\infty^0 \Sigma_a^0}, \quad (5.15)$$

где  $\Delta c^{23}$  — дополнительная концентрация  $^{233}_{92}\text{U}$  из-за распада  $^{233}_{91}\text{Pa}$ :  $\Delta c^{23} = c^{13}$ ;  $\sigma_f^{23}$  и  $\sigma_a^{23}$  — микросечения деления и поглощения  $^{233}_{92}\text{U}$ , усредненные по спектру нейтронов;  $\Sigma_f^0$  и  $\Sigma_a^0$  — макросечения деления и захвата в топливе, усредненные по спектру нейтронов.

Если есть необходимость рассчитать зависимость изменения реактивности от времени при остановке реактора, можно воспользоваться зависимостью изменения дополнительной концентрации  $^{233}_{92}\text{U}$  от времени:

$$\Delta c^{23}(t) = c^{13}(0) (1 - e^{-\lambda^{13}t}). \quad (5.16)$$

#### 5.4. Расчет системы стержней для управления ЖСР

Зная все возможные изменения реактивности, связанные с изменением рабочих параметров реактора, можно обосновать и рассчитать запас реактивности на стержнях управления.

Прежде всего необходимо определить состояние реактора, при котором запас реактивности максимален. Если суммарный температурный эффект реактивности отрицателен, то таким состоянием может быть состояние с минимальной практически возможной температурой. Система компенсации должна быть в состоянии скомпенсировать всю избыточную реактивность и, кроме того, обеспечивать возможность перевода и поддержания реактора в подкритическом состоянии с величиной подкритичности не менее 1%.

В рабочем состоянии желательно иметь оперативный запас реактивности, не превышающий  $\beta_{эф}$ . Поскольку запас реактивности на выгорание и отравление отсутствует, общий вес стержней не должен быть большим.

Эффективность поглощающего "черного" стержня, погруженного полностью в центре активной зоны, может быть приближенно вычислена на основе одногрупповой теории [7]:

$$\frac{\Delta k_{эф}}{k_{эф}} = \frac{7,5 M^2}{R^2 \left[ 0,116 + \ln \frac{R}{2,405 R_{ст}^{эф}} \right]}, \quad (5.17)$$

где  $M^2$  — квадрат длины миграции;  $R$  — экстраполированный радиус активной зоны;  $R_{ст}^{эф}$  — эффективный радиус поглощающего стержня, рассчитываемый по формуле:

$$R_{ст}^{эф} = R_{ст} \exp \left[ -\frac{\gamma \lambda_{tr}}{R_{ст}} \right], \quad (5.18)$$

где  $\lambda_{tr}$  — транспортная длина в окружающей стержень среде;  $\gamma$  — параметр, рассчитываемый по формуле:

$$\gamma = \frac{4}{3} - \frac{R_{ст}}{\lambda_{tr}} F \left[ \frac{R_{ст}}{\lambda_{tr}} \right]. \quad (5.19)$$

Табулированная функция  $F$  (а) приведена в приложении 11.

Оценка эффективности эксцентрично расположенного стержня (на расстоянии  $g$  от центра) может быть произведена по формуле:

$$\frac{\Delta k_{эф}(r)}{\Delta k_{эф}(0)} = \frac{\Phi^2(r)}{\Phi^2(0)} = \gamma_0^2 \left[ \frac{2,405}{R} r \right]. \quad (5.20)$$

Более детальное изложение теории поглощающих стержней содержится в [3], [4].

Следует иметь в виду, что вес одного стержня во избежание случайного ввода большой реактивности при его случайном выбросе из активной зоны должен быть существенно меньше  $\beta_{эф}$ . Учитывая, что  $\beta_{эф}$  в реакторе с циркулирующим топливом само по себе невелико, это может наложить серьезные ограничения на размер и размещение стержней. Необходимо также учитывать, что сама величина  $\beta_{эф}$  в реакторе с циркулирующим топливом не является постоянной.

При распределении поглощающих стержней по их функциональному назначению следует учитывать, что часть стержней выполняет функции аварийной защиты и должна находиться во взведенном состоянии вне активной зоны.

## 5.5. Обоснование безопасности ЖСР

Специфика ЖСР состоит в том, что в отличие от твердотопливных реакторов топливо изначально находится в расплавленном состоянии, циркулируя по контуру "реактор-теплообменник", и вся концепция безопасности строится на том, что исключается выход опасных радиоактивных продуктов в окружающую среду из всего контура циркуляции, включая технологические системы очистки и регенерации топлива.

Хотя само жидкое топливо практически свободно от температурного ограничения, обусловленного изменением его агрегатного состояния (температура кипения соли намного выше рабочей температуры), оно находится в контакте с конструкционными материалами, имеющими ограниченные по температуре прочностные характеристики. Это должно накладывать определенные ограничения и на температуру топлива при возникновении каких-либо внештатных ситуаций.

В качестве основных причин, способных спровоцировать ядерноопасную ситуацию, обычно рассматривают нарушение баланса реактивности, приводящее к росту мощности при ограни-

ченном теплоотводе, и нарушение теплоотвода, приводящее к росту температуры топлива при ограниченной мощности. Реактор считается безопасным, если возможное изменение мощности, температуры топлива не приводит к его разрушению и выбросу активности. В идеальном случае подавление и компенсация возникших отклонений могут осуществляться за счет внутренних физических свойств реактора, без вмешательства системы управления. Способность реактора к самозащите в аварийной ситуации называют внутренней безопасностью.

Полное обоснование безопасности с целью доказательства, что при любых мыслимых исходных нарушениях реактор не перейдет в аварийное состояние, может быть выполнено на основе исследования динамических процессов, требующего специального математического и программного обеспечения. Простые качественные оценки могут быть выполнены на основе соотношений кинетики без учета обратных связей и асимптотических соотношений между реактивностью, и физическими параметрами реактора. Приведем несколько примеров.

1. *Нарастание мощности при внезапном увеличении реактивности.* Инцидент может быть связан, например, со случайным выбросом стержня управления из активной зоны. Если введенная реактивность  $0 < \rho < \beta_{эф}$ , то изменение мощности без учета обратной связи по температуре топлива имеет экспоненциальный характер:

$$W(t) = W_0 \frac{\beta_{эф}}{\beta_{эф} - \rho} e^{\frac{\rho \lambda t}{\beta_{эф} - \rho}}, \quad (5.21)$$

где  $W_0$  — исходная мощность;  $\beta_{эф}$  — эффективная доля запаздывающих нейтронов;  $\lambda$  — постоянная распада эмиттеров. Эта зависимость дает верхнюю оценку изменения мощности и может быть использована для определения темпа роста температуры топлива.

2. *Асимптотическое изменение температуры топлива при внезапном увеличении реактивности.* При наличии отрицательной обратной связи по температуре топлива процесс нарастания мощности рано или поздно остановится и застabilизируется при новом значении температуры топлива:

$$T_T^{ac} = T_T^0 + \frac{\rho}{\alpha_T}. \quad (5.22)$$

Если асимптотическая температура  $T_T^{ac}$  недопустимо высока, следует рассмотреть возможность снижения вводимой реактивности, либо предусмотреть меры, препятствующие росту температуры топлива. Одна из таких крайних мер может состоять в сбросе топлива в резервную емкость. Обычная мера — срабатывание аварийной защиты и перевод реактора в подкритическое состояние.

3. *Снижение мощности при быстром введении отрицательной реактивности.*

Как и в примере 1, закон изменения мощности от времени:

$$W(t) = W_0 \frac{\beta_{эф}}{\beta_{эф} + |\rho|} e^{-\frac{|\rho|\lambda t}{\beta_{эф} + |\rho|}}. \quad (5.23)$$

Эта зависимость определяет более быстрый спад мощности, чем это будет на самом деле при наличии обратных связей. Ее можно использовать для определения темпа снижения температуры топлива. Наличие обратной связи по температуре топлива должно привести к стабилизации мощности при новом, более низком уровне средней температуры.

4. *Асимптотическое значение температуры при введении отрицательной реактивности.* Как и в примере 2, асимптотическое значение средней температуры определяется соотношением:

$$T_T^{ac} = T_T^0 - \frac{|\rho|}{\alpha_T}. \quad (5.24)$$

При этом реактор находится в критическом состоянии. Если  $T_T^{ac} > T_T^{вх}$ , то реактор будет застabilизирован на некотором уровне мощности  $W^{ac}$ , отличном от 0. Для дальнейшего снижения мощности необходимо введение дополнительной отрицательной реактивности.

5. Прекращение циркуляции топлива. Тепло, генерируемое в активной зоне, в первый момент идет на нагрев топлива (в начальный период можно пренебречь стоком тепла в замедлитель):

$$\frac{dT_T}{dt} = \frac{W_T}{M_T c_{p_T}} \quad (5.25)$$

или

$$\Delta T_T = \frac{W_T}{M_T c_{p_T}} \cdot \Delta t, \quad (5.26)$$

где  $W_T$  — тепловая мощность реактора;  $M_T$  и  $c_{p_T}$  — масса топлива в активной зоне и его теплоемкость;  $\Delta t$  — время после прекращения циркуляции.

Нагрев топлива в силу отрицательной обратной связи приводит к появлению отрицательной реактивности и снижению мощности реактора. Верхняя оценка мощности может быть получена из соотношения:

$$\frac{W_T(\Delta t)}{W_T(0)} = \frac{\beta_{эф}}{\beta_{эф} - \rho}, \quad (5.27)$$

где  $\rho = \alpha_T \Delta T_T$ .

В результате естественного снижения мощности будет наблюдаться уменьшение темпа нарастания температуры топлива. Исходя из величины роста температуры топлива можно определить момент, когда потребуются экстренные меры по предотвращению аварии (вплоть до слива топлива в резервную емкость).

Приведенные примеры и оценки не исчерпывают, естественно, всей проблемы обоснования безопасности и носят сугубо качественный характер. Более полный анализ нестационарных процессов с учетом обратных связей может быть выполнен с помощью существующих динамических программ.

## 5.6. Радиационная опасность топлива ЖСР

Непрерывная очистка топливной соли позволяет снизить содержание радионуклидов и радиационную опасность в случае разрушения контура и случайного выброса соли. При этом нужно

иметь в виду, что опасные радионуклиды не исчезают, а аккумулируются в системе очистки, не подверженной колебаниям параметров ядерно-энергетической установки. Надо учитывать также, что малой долей отбора топлива на очистку практически невозможно вывести из него короткоживущие радионуклиды, дающие основной вклад в остаточное энерговыделение. Таким образом, в отличие от твердого топлива жидкое топливо содержит меньшее количество долгоживущих радионуклидов ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  и др.), что обеспечивает более быстрый спад его активности. В то же время в масштабе малых времен основной вклад в радиоактивность и остаточное энерговыделение дают короткоживущие нуклиды, концентрация которых близка к концентрации в твердом топливе при одинаковых условиях облучения.

### 5.7. Энерговыделение после остановки реактора

При расчете расхолаживания остановленного реактора необходимо учитывать три составляющие:

энерговыделение за счет процесса деления в топливе с учетом запаздывающих нейтронов;

энерговыделение за счет распада осколков деления;

аккумулированное тепло в топливе и замедлителе.

Простейшая оценка энерговыделения за счет процесса деления может быть произведена с помощью соотношения (5.23). При этом нужно иметь в виду, что при пренебрежении обратной связью по температуре топлива формула (5.23) дает заниженный результат.

Энерговыделение за счет распада осколков деления, как и в случае твердого топлива, можно оценить по формуле

$$W_{\text{оск}}(t) = 7,2 \cdot 10^{-2} t^{-0,2} W_0, \quad (5.28)$$

где  $W_0$  — исходная тепловая мощность реактора;  $t$  — время после остановки (в секундах).

Можно ожидать, что формула (5.28) даст несколько завышенную величину энерговыделения из-за неучета частичного выведения из топлива радиоактивных осколков.

Аккумулированное тепло в предположении о равенстве средней температуры топлива и замедлителя-графита по отношению к теплоносителю второго контура можно рассчитать из соотношения:

$$Q_{ак} = (M_T c_{p_T} + M_C c_{p_C}) (T_{a.з} - T_{Т/н}), \quad (5.29)$$

где  $T_{a.з}$  — средняя температура активной зоны;  $T_{Т/н}$  — температура теплоносителя второго контура.

Ясно, что чем меньше масса топлива и замедлителя, тем меньше запас аккумулированного тепла:

### 5.8. Основные итоги физических расчетов по обоснованию безопасности ЖСР

В результате проведения расчетов по динамическим характеристикам и обоснованию безопасности ЖСР должны быть получены следующие данные:

эффективная доля запаздывающих нейтронов в штатном и нештатном состояниях (включая предельный случай неподвижного топлива);

коэффициенты и эффекты реактивности, возникающие в результате изменения режима работы реактора (в том числе "протактиниевый" эффект);

полный запас реактивности, подлежащий компенсации с помощью поглощающих стержней;

размещение и вес стержней управления и защиты;

нормальные переходные процессы и асимптотические изменения штатных параметров реактора (температура топлива, скорость прокачки);

обоснование возможности компенсации нештатных отклонений параметров реактора, способных создать аварийную ситуацию.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### 1. Нейтронные сечения и резонансные интегралы нуклидов, используемых в ЖСР ( $E_0=0,025$ эВ, $E_{\text{сш}}=0,5$ эВ)

Нуклид	$\sigma_c$ , б	$\sigma_s$ , б	$\xi$	$\mu$	$\mathcal{I}_c$ , б*
$^6\text{Li}$	945(n, $\alpha$ )	1,4	0,300	0,111	—
$^7\text{Li}$	$33 \cdot 10^{-3}$	1,4	0,261	0,095	—
$^9\text{Be}$	$9,2 \cdot 10^{-3}$	6,14	0,209	0,074	$4 \cdot 10^{-3}$
$^{12}\text{C}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	4,75	0,158	0,055	$2,5 \cdot 10^{-3}$
$^{19}\text{F}$	$9 \cdot 10^{-3}$	3,9	0,105	0,035	0,27
$^{232}\text{Th}$	7,4	12,7	0,0086	0,0029	85
$^{233}\text{Pa}$	41	10	0,0086	0,0029	980
$^{234}\text{U}$	97	12	0,0085	0,0029	700
$^{238}\text{U}$	2,7	8,9	0,0084	0,0028	275
$^{240}\text{Pu}$	289,5	1,54	0,0083	0,0028	8013
$^{242}\text{Pu}$	18,5	8,0	0,0083	0,0027	1130

\* В таблице приведены резонансные интегралы при бесконечном разбавлении.

2. Нейтронные сечения и резонансные интегралы для делящихся нуклидов  
( $E_0=0,025$  эВ,  $E_{см}=0,5$  эВ)

Нуклид	$\sigma_c$	$\sigma_f$	$\sigma_a$	$\sigma_s$	$\alpha = \frac{\sigma_c}{\sigma_f}$	$J_c$	$J_f$	$J_a$
$^{233}\text{U}$	45,3	529,9	575,2	8,2	0,0855	140	764	904
$^{235}\text{U}$	97,4	583,5	680,9	13,2	0,167	144	275	419
$^{239}\text{Pu}$	267,2	744,0	1011,2	7,7	0,359	200	301	501
$^{241}\text{Pu}$	363	1015	1378	11	0,357	162	570	732

3. Число вторичных нейтронов для делящихся нуклидов  
( $E_0=0,025$  эВ)

Нуклид	$\nu_f$	$\nu_{эф} = \frac{\nu_f}{1 + \alpha}$
$^{233}\text{U}$	2,479	2,283
$^{235}\text{U}$	2,416	2,071
$^{239}\text{Pu}$	2,862	2,106
$^{241}\text{Pu}$	2,924	2,155

4. Сечения поглощения и деления  $^{233}\text{U}$ , усредненные по спектру Максвелла в зависимости от температуры нейтронного газа и энергии "сшивки"

$$(E_{\text{сш}} = x \cdot kT)$$

	T, K	kT, эВ	$\sigma$ при x				
			4	5	6	8	10
$\sigma_a$	300	0,0258	529	515	509	504	504
	400	0,0344	456	444	439	436	435
	500	0,0430	409	398	394	391	390
	600	0,0517	373	364	360	357	357
	700	0,0603	343	334	331	328	327
	800	0,0689	324	317	313	311	311
	900	0,0775	307	299	296	294	294
	1000	0,0861	292	285	282	280	280
	1100	0,0947	280	273	270	267	267
	1200	0,1030	269	262	259	258	258
$\sigma_f$	300	0,0258	485	472	467	462	462
	400	0,0344	420	409	404	401	400
	500	0,0430	376	366	361	359	359
	600	0,0517	347	338	334	331	331
	700	0,0603	318	310	306	305	304
	800	0,0689	298	291	288	286	285
	900	0,0775	282	275	272	270	269
	1000	0,0861	267	261	258	256	256
	1100	0,0947	256	250	247	245	245
	1200	0,1030	246	241	238	236	236

5. Сечения поглощения и деления  $^{235}\text{U}$ , усредненные по спектру Максвелла в зависимости от температуры нейтронного газа и энергии "сшивки"  
 $(E_{\text{сш}} = x \cdot kT)$

	T, К	kT, эВ	$\sigma$ при x				
			4	5	6	8	10
$\bar{\sigma}_a$	300	0,0258	616	597	588	583	583
	400	0,0344	520	504	497	493	492
	500	0,0430	457	443	437	434	433
	600	0,0517	309	399	395	392	391
	700	0,0603	375	367	363	360	359
	800	0,0689	350	344	339	335	334
	900	0,0775	331	323	318	315	314
	1000	0,0861	314	305	301	298	297
	1100	0,0947	301	291	286	282	281
	1200	0,1030	287	276	273	269	268
$\bar{\sigma}_f$	300	0,0258	522	506	499	494	493
	400	0,0344	443	429	424	420	419
	500	0,0430	389	378	373	370	369
	600	0,0517	350	340	337	333	332
	700	0,0603	320	314	310	307	306
	800	0,0689	299	292	288	285	284
	900	0,0775	281	274	271	268	267
	1000	0,0861	266	258	254	252	251
	1100	0,0947	253	246	243	240	239
	1200	0,1030	243	235	231	229	228

6. Сечения поглощения и деления  $^{239}\text{Pu}$ , усредненные по спектру Максвелла в зависимости от температуры нейтронного газа и энергии "сшивки"  
 $(E_{\text{сш}} = x \cdot kT)$

T, K		kT, эВ	$\sigma$ при x				
			4	5	6	8	10
$\bar{\sigma}_a$	300	0,0258	1011	998	993	994	997
	400	0,0344	928	924	931	954	964
	500	0,0430	887	910	948	1003	1004
	600	0,0517	895	973	1068	1095	1093
	700	0,0603	959	1140	1206	1205	1203
	800	0,0689	1115	1316	1326	1814	1311
	900	0,0775	1350	1444	1429	1412	1408
	1000	0,0861	1535	1536	1510	1591	1488
	1100	0,0947	1647	1604	1573	1652	1548
	1200	0,1033	1715	1649	1615	1593	1589
$\bar{\sigma}_f$	300	0,0258	708	696	691	690	691
	400	0,0344	637	630	632	643	649
	500	0,0430	597	606	625	655	656
	600	0,0517	589	628	679	694	693
	700	0,0603	614	712	747	746	744
	800	0,0689	693	802	806	799	797
	900	0,0775	817	866	857	847	845
	1000	0,0861	914	913	898	887	884
	1100	0,0947	972	946	928	916	914
	1200	0,1033	1007	968	949	936	934

7. Сечения захвата  $\bar{\sigma}_c$   $^{240}\text{Pu}$ , усредненные по спектру Максвелла в зависимости от температуры нейтронного газа и энергии "сшивки"  
 $(E_{\text{сш}} = x \cdot kT)$

T, К	kT, эВ	$\sigma$ при x				
		4	5	6	8	10
300	0,0258	259	254	252	253	253
400	0,0344	230	225	324	221	222
500	0,0430	209	205	205	203	203
600	0,0517	198	196	196	195	195
700	0,0603	189	187	187	187	187
800	0,0689	181	180	180	180	180
900	0,0775	174	173	174	175	175
1000	0,0861	170	170	170	165	175
1100	0,0947	168	169	170	173	176
1200	0,1033	167	187	170	174	190

8. Сечения деления  $\bar{\sigma}_f$   $^{241}\text{Pu}$ , усредненные по спектру Максвелла в зависимости от температуры нейтронного газа и энергии "сшивки"  
 $(E_{\text{сш}} = x \cdot kT)$

T, К	kT, эВ	$\sigma$ при x				
		4	5	6	8	10
300	0,0258	909	893	889	888	888
400	0,0344	821	816	819	827	827
500	0,0430	773	782	798	806	805
600	0,0517	760	795	812	809	808
700	0,0603	787	828	828	821	820
800	0,0689	834	849	838	827	825
900	0,0775	872	857	840	829	826
1000	0,0861	889	858	840	828	826
1100	0,0947	891	852	831	819	816
1200	0,1033	876	835	816	805	803

Для расчета  $\bar{\sigma}_a$  можно воспользоваться данными по  $\alpha = \frac{\sigma_c}{\sigma_f}$  из  
 $\bar{\sigma}_a = \bar{\sigma}_f (1 + \alpha)$

9. Постоянные распада и выходы запаздывающих нейтронов для разных ядер

№ гр.	Периоды полу-распада, $T_{1/2}$ с	Постоянная распада, $\lambda$ , $\text{с}^{-1}$	Время жизни, $\Lambda$ , с	Относительный выход, $\beta_1/\beta$
$^{235}\text{U}$ $\beta=0,0065$				
1	55,7	0,0124	80,6	0,033
2	22,7	0,0305	32,8	0,219
3	6,2	0,111	9,0	0,196
4	2,3	0,301	3,32	0,395
5	0,61	1,14	0,88	0,115
6	0,23	3,01	0,33	0,042
$^{239}\text{Pu}$ $\beta=0,0021$				
1	54,3	0,0128	78,1	0,035
2	23,0	0,0301	33,2	0,298
3	5,6	0,124	8,06	0,211
4	2,1	0,325	3,08	0,326
5	0,62	0,12	0,89	0,086
6	0,26	2,69	0,37	0,044
$^{233}\text{U}$ $\beta=0,00266$				
1	55,0	0,0126	79,4	0,086
2	20,6	0,0337	29,7	0,299
3	5,0	0,139	7,19	0,252
4	2,1	0,325	3,08	0,278
5	0,62	1,13	0,885	0,051
6	0,28	2,50	0,40	0,034

10. Резонансные интегралы делящихся нуклидов  
в зависимости от энергии "сшивки"

$E_{сш}$ , эВ	$^{233}\text{U}$		$^{238}\text{U}$		$^{239}\text{Pu}$		$^{241}\text{Pu}$	
	$\mathcal{I}_f$	$\mathcal{I}_a$	$\mathcal{I}_f$	$\mathcal{I}_a$	$\mathcal{I}_f$	$\mathcal{I}_a$	$\mathcal{I}_f$	$\mathcal{I}_a$
0,2	919	1084	405	581	1551	2771	1170	1517
0,3	844	984	335	490	721	1221	685	877
0,4	799	939	297	441	361	601	600	767
0,5	764	904	275	419	301	501	570	732
0,6	734	974	253	406	261	471	560	717

11. Функция  $F(a)$  для расчета эффективного радиуса

поглощающего стержня [7]  $a = \frac{R_{ст}}{\lambda_{tr}}$

$a$	$F(a)$	$a$	$F(a)$	$a$	$F(a)$
0	-	0,4	0,9026	0,9	0,5243
0,025	2,6436	0,5	0,7844	2,0	0,4847
0,05	2,3050	0,6	0,6965	5,0	0,1240
0,1	1,8353	0,7	0,6271	10,0	0,0642
0,2	1,3339	0,8	0,5741		0
0,3	1,0697				

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинкин В.Л., Новиков В.М. Жидкосолевые ядерные реакторы. М.: Атомиздат, 1978.
2. Новиков В.М., Игнатьев В.В., Федулов В.И., Чередников В.Н. Жидкосолевые ЯЭУ: перспективы и проблемы. М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Фейтберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. Т.1. М.: Атомиздат, 1978.
4. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1990.
5. Белоусов Н.И. и др. Краткое описание программы GETERA. Отчет МИФИ, 1990.
6. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций ПБЯ РУ АС-89. М., 1990.
7. Дементьев Б.А. Кинетика и регулирование ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1986.

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	3
2. Техническое обоснование ЖСР . . . . .	5
2.1. Материалы ЖСР . . . . .	5
2.2. Схемы ЖСР . . . . .	8
3. Методика физического расчета ЖСР . . . . .	14
3.1. Ядерные концентрации материалов. Подготовка нейтронно-физических констант . . . . .	14
3.2. Параметры диффузии и замедления нейтронов . . . . .	19
3.3. Коэффициент размножения . . . . .	21
3.4. Условие критичности . . . . .	22
3.5. Расчет изотопного состава топлива . . . . .	26
4. Последовательность физического расчета ЖСР . . . . .	33
5. Расчет динамических характеристик и обоснование безопасности ЖСР . . . . .	37
5.1. Эффективная доля запаздывающих нейтронов . . . . .	38
5.2. Эффекты и коэффициенты реактивности . . . . .	40
5.3. Расчет «протактиниевого» эффекта . . . . .	43
5.4. Расчет системы стержней для управления ЖСР . . . . .	44
5.5. Обоснование безопасности ЖСР . . . . .	46
5.6. Радиационная опасность топлива ЖСР . . . . .	49
5.7. Энерговыделение после остановки реактора . . . . .	50
5.8. Основные итоги физических расчетов по обоснованию безопасности ЖСР . . . . .	51
Приложения . . . . .	52
Список литературы . . . . .	60

