

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПЕТРА ВЕЛИКОГО**

И.Г.Голиков

И.И.Лощаков

**РАСЧЕТ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА
НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ**

Учебное пособие

Санкт-Петербург
2017

В учебном пособии на конкретном примере показаны особенности вычислений параметров реактора на тепловых нейтронах. Рассматривается двухгрупповое приближение, схема которого обоснована в известных работах Г.Я.Румянцева, А.Д.Галанина и др. Поскольку характер расчета реакторов типа ВВЭР несколько отличается от расчета канальных, этим видам реакторов посвящены отдельные главы.

Учебное пособие предназначено для студентов направления 14.03.01 – «Ядерная энергетика и теплофизика», профиля 14.03.01_01, выполняющих курсовую работу по курсам «Теория ядерных реакторов», «Кинетика ядерных реакторов» и направления 03.03.02 – «Физика», профиля 03.03.02_01, выполняющих курсовой проект по курсу «Основы ядерной энергетики».

ВВЕДЕНИЕ

Целью курсового проекта является закрепление и систематизация сведений теоретического курса, формирование четкого представления о задачах и результатах расчета, о взаимосвязи его отдельных частей и о тех трудностях, с которыми приходится сталкиваться при расчете реальных реакторов.

Конструкция ядерного реактора определяется комплексом физических, технологических, конструктивных параметров. Их сочетание должно обеспечить цепную реакцию деления атомных ядер. Каждое из предъявленных к конструкции требований можно удовлетворить различными способами, поэтому разработано много разных типов реакторов. Конструктивно реакторы развиваются по двум направлениям:

1. Корпусные реакторы (ВВЭР), у которых давление компенсируется мощным корпусом реактора.
2. Канальные реакторы, в которых избыточное давление испытывают стенки канала.

Специфика расчета реактора своеобразна. Достаточно сказать, что поле нейтронного излучения внутри среды описывается кинетическим уравнением переноса Больцмана. Решением его является функция распределения (вероятность), зависящая от шести переменных: трех координат, двух углов и энергии. Ряд обстоятельств вынуждает энергию выделить отдельно. Прежде всего, это пределы, в которых она изменяется. Полный диапазон изменения энергии нейтрона охватывает восемь порядков (!): от десятков мегаэлектронвольт до долей электрон-вольта, но самое главное, что ее выделяет, это чрезвычайно сложная зависимость сечений от энергий. Многочисленные резонансы и нерегулярности в поведении сечений не описываются аналитически, а введение в память машин подробной информации о ходе сечений практически невозможно при современном уровне развития вычислительной техники. Вследствие

этого весь энергетический интервал разбивается на группы. Внутри каждой группы сечения усредняются. Задача сводится к системе односкоростных уравнений, для их решения разработаны различные методы. Один из них — возрастно-диффузионный, позволяющий при использовании модели непрерывного замедления свести уравнение Больцмана к уравнению диффузии. Число групп, на которые разбивается интервал энергии в современных программах расчета, превышает 100.

В настоящих методических указаниях традиционно используется двухгрупповое приближение диффузионно-возрастной теории, как наиболее простое и, в тоже время, обеспечивающее приемлемую точность проводимых расчетов.

Задача, которая ставится при выполнении проекта, может быть сформулирована так: зная тепловую мощность и конструкцию реактора, рассчитать запас реактивности и удельный расход топлива.

Для выполнения проекта необходимо:

- знать теорию гетерогенного реактора;
- уметь усреднять сечения ядерных реакций по спектру нейтронов;
- научиться рассчитывать макроскопические сечения гомогенных смесей.

Методика расчета описана в двух главах. Первая глава посвящена каналному уран-графитовому реактору. При выполнении работы необходимо придерживаться указанной в главе 1 последовательности действий. Вначале вычисляем размеры активной зоны и геометрические характеристики ячейки. Затем из приложения берем сечения взаимодействия нейтронов с элементами ячейки и находим макроскопические сечения. Полученные сечения усредняем по спектру Максвелла. Следующий этап — вычисление коэффициентов формулы четырех сомножителей и коэффициента размножения в бесконечной среде. Далее определяем геометрический параметр активной зоны и запас реактивности. И последний

пункт — расчет зависимости изотопного состава от времени работы и длительности кампании реактора.

Во второй главе рассматривается реактор типа ВВЭР. При этом основное внимание уделено отличию расчета таких реакторов от гетерогенных графитовых, общие для двух типов реакторов формулы описаны только в главе 1. Поэтому для выполнения задания с водо-водяным реактором необходимо прочесть обе главы. Необходимые таблицы и графики приведены в приложении.

Пояснительная записка должна содержать сведения о задаче, ее исходные данные, результаты расчета объемных долей, ядерных концентраций, микро- и макроскопических сечений, число вторичных нейтронов на акт поглощения, коэффициент размножения на быстрых нейтронах, вероятности избежать резонансный захват и поглотиться в топливе, значения коэффициентов размножения в бесконечной и ограниченной среде, геометрические параметры, размеры реактора и анализ зависимости $k_{эф}$ от времени работы. Результаты оформляются в виде таблиц и графика $k_{эф}(z)$ с пояснениями.

1. РАСЧЕТ КАНАЛЬНОГО УРАН-ГРАФИТОВОГО РЕАКТОРА

1.1 ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Канальный уран-графитовый реактор представляет собой образец реактора с существенно гетерогенной структурой ячейки (рис.1.1).

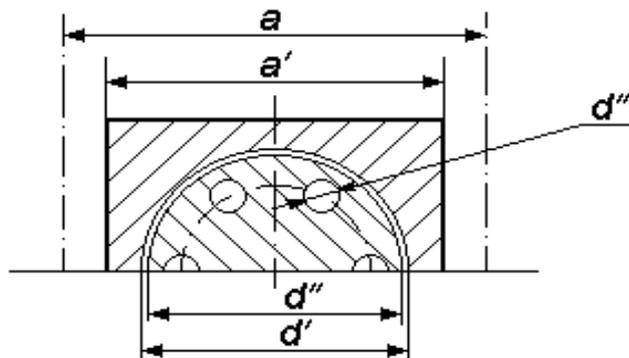


Рис.1.1 Ячейка канального реактора

Размеры ячейки и твэлов задаются в качестве исходных данных:

a – шаг ячейки, a' – размер графитового кирпича, d' – диаметр отверстия в кирпиче, d'' – диаметр графитовой втулки, d''' – диаметр отверстия под твэл, n – число тепловыделяющих элементов в ячейке. Конструкция твэла показана на рис.1.2.

Кроме размеров ячейки и твэла, в исходных данных задаются материал оболочек, обогащение топлива (металлический уран, $\rho=18,9$ г/см³) ураном 235, параметры теплоносителя (температура на входе и выходе, $T_{\text{вх}}$, $T_{\text{вых}}$, давление, p), толщина отражателя Δ (из графита $\rho=1,6$ г/см³) и тепловая мощность реактора P .

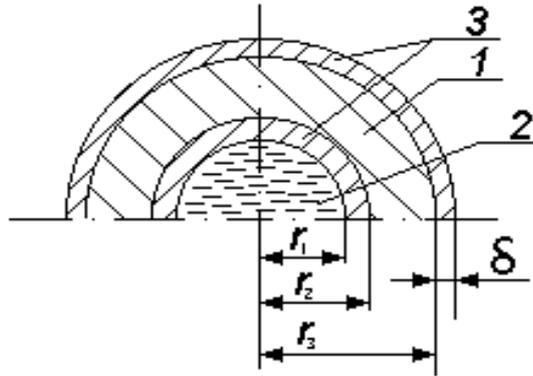


Рис.1.2 Тепловыделяющий элемент с внутренним охлаждением: 1 – топливо; 2 – теплоноситель; 3 – оболочка

1.2 ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ

В задачу теплового расчета входит определение размеров активной зоны и числа ячеек реактора. Кроме того, для дальнейшего физического расчета необходимо оценить среднюю температуру замедлителя T_3 и урана T_U .

Для надежного съема тепла в активной зоне максимальная плотность теплового потока q_{\max} не должна превышать критического значения, при котором может произойти перегрев и расплавление твэла в результате образования паровой пленки на его поверхности. С учетом запаса зададимся $q_{\max}=175 \text{ Вт/см}^2$.

Средний тепловой поток \bar{q} связан с максимальным соотношением

$$q_{\max} = \bar{q} \cdot k_v, \quad (1.1)$$

где k_v — объемный коэффициент неравномерности энергосвечения. В качестве начального приближения зададим $k_v \approx 2$. В дальнейшем этот коэффициент уточним при расчете отражателя. Вычислим среднюю энергетическую нагрузку единицы объема активной зоны:

$$P_0 = \frac{\Pi_0 \cdot n \cdot \bar{q}}{V_0}, \quad (1.2)$$

где $\Pi_0 = 2\pi r_1$ — периметр теплопередающей поверхности одного ТВЭЛа;

$V_0 = a^2$ — объем ячейки единичной высоты.

Объем активной зоны, обеспечивающий заданную тепловую мощность,

$$V_{AZ} = \frac{P}{P_0} \cdot \varepsilon. \quad (1.3)$$

Коэффициент ε , учитывающий увеличение объема реактора за счет размещения органов регулирования (СУЗ), выбираем в пределах $1,1 \div 1,3$.

Диаметр активной зоны цилиндрического реактора D_{AZ} связан с ее высотой H_{AZ} , коэффициентом уплощения $m = D_{AZ}/H_{AZ}$, выбираемым из соображений физики или конструктивного характера. Уплощение активной зоны выбирается, как правило, от 0,7 до 2. Будем считать $m = 1$.

Тогда диаметр реактора

$$D_{AZ} = H_{AZ} = \sqrt[3]{4 \cdot V_{AZ} / \pi}. \quad (1.4)$$

Число ячеек в активной зоне

$$N_{\text{яч}} = V_{AZ} / (V_0 \cdot H_{AZ}), \quad (1.5)$$

из них рабочих $N_{\text{РАБ}} = N_{\text{яч}} / \varepsilon$.

Среднюю температуру теплоносителя (воды), T_B определим как среднее арифметическое $T_{\text{вх}}$ и $T_{\text{вых}}$.

Температура замедлителя, T_3 и температура топлива, T_U определяются расчетом процессов тепловыделения и теплопередачи в кладке реактора. Так как эти расчеты не входят в задачу курсового проекта, зададимся приближенными значениями температур. Теплосъем производится с внутренней поверхности ТВЭЛов, следовательно, максимальная температура будет в замедлителе между ТВЭлами. Примем условно, что средняя температура урана на 50 К выше выходной температуры теплоноси-

теля,

$$T_3 = T_{\text{вых}} + 150 \text{ К.}$$

а

1.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СЕЧЕНИЙ СРЕДЫ

1.3.1. Усреднение сечений по объему ячейки

В этом разделе находим макроскопические сечения реакций поглощения Σ_a , замедляющую способность среды $\xi \cdot \Sigma_s$, транспортное сечение рассеяния Σ_{tr} и сечение деления Σ_f .

При условии теплового равновесия со средой в ячейке устанавливается спектр нейтронов, называемый спектром Максвелла с температурой нейтронного газа T_H . Для усреднения сечений тепловых нейтронов по спектру Максвелла необходимо определить эту температуру.

В первом приближении будем считать ячейку гомогенной. Заполняем табл. 1.1 для всех элементов ячейки.

Таблица 1.1

Макроскопические сечения гомогенизированной ячейки

| Элемент (вещество) | $V, \text{ см}^3$ | $N_0 \cdot 10^{-24}, \text{ ядер/см}^3$ | $N \cdot 10^{-24}, \text{ ядер/см}^3$ | $\sigma_a \cdot 10^{24}, \text{ см}^2$ | $\xi \sigma_s \cdot 10^{24}, \text{ см}^2$ | $\Sigma_a, \text{ см}^{-1}$ | $\xi \Sigma_s, \text{ см}^{-1}$ |
|---|-------------------|---|---------------------------------------|--|--|-----------------------------|---------------------------------|
| | | | | | | | |
| Суммарные макроскопические сечения ячейки | | | | | | | |

Вначале находим объемы всех элементов, отнесенные к единице высоты (1 см) ячейки, – V_i .

$$\text{Уран } V_U = n \cdot \pi \cdot (r_3^2 - r_2^2).$$

$$\text{Графитовая втулка } V_{C1} = 0,25 \cdot \pi \cdot (d''^2 - n \cdot d'''^2).$$

$$\text{Графитовый кирпич } V_{C2} = a'^2 - 0,25 \cdot \pi \cdot d'^2.$$

$$\text{Полный объем графита в ячейке } V_C = V_{C1} + V_{C2}.$$

$$\text{Вода } V_{\text{H}_2\text{O}} = n \cdot \pi \cdot r_1^2.$$

$$\text{Объем покрытия } V_{\Pi} = n \cdot \pi \cdot [\delta \cdot (2 \cdot r_3 + \delta) + r_2^2 - r_1^2]. \quad (1.6)$$

Ядерные концентрации отдельных элементов вычислим по формуле

$$N_{0i} = 0,6023 \cdot 10^{24} \cdot \rho_i / A_i, \quad (1.7)$$

где $0,6023 \cdot 10^{24}$ — число Авогадро; A_i — атомная масса элемента (в ат. ед. массы); ρ_i — плотность (г/см³).

Для элементов, входящих в состав молекул, сначала определяется число молекул в 1 см³ по формуле (1.7), где вместо атомной массы следует подставить молярную массу. Затем получим ядерную концентрацию элемента, умножая число молекул в единице объема на число атомов данного элемента в молекуле. Концентрацию ядер урана-235 считаем по формуле

$$N_{05} = N_{0U} \cdot x, \quad (1.8)$$

где x — обогащение топлива ураном-235.

Соответственно, ядерная концентрация урана-238

$$N_{08} = N_{0U} \cdot (1 - x). \quad (1.9)$$

Теперь найдем средние по гомогенной ячейке концентрации нуклидов

$$N_i = N_{0i} \cdot V_i / V_0. \quad (1.10)$$

Плотность замедлителя зависит от температуры и давления. Определим среднюю по ячейке плотность воды. Средняя температура воды в каналах

$$\bar{T}_в = (T_{вх} + T_{вых}) / 2. \quad (1.11)$$

Этой температуре соответствует плотность $\bar{\rho}_{\text{H}_2\text{O}}(\bar{T}_в, p)$ (табл.1 приложения).

Сечения поглощения тепловых нейтронов σ_a при температуре 293 К и замедляющую способность веществ $\xi \cdot \sigma_s$ можно найти в приложении, табл. 2.

Макроскопические сечения и замедляющие способности ищем по формулам

$$\Sigma_a^i = \sigma_a^i \cdot N_i, \quad (\xi \Sigma_s)_i = (\xi \sigma_s)_i \cdot N_i. \quad (1.12)$$

1.3.2. Определение температуры нейтронного газа и усреднение сечений поглощения по спектру Максвелла

Сечения поглощения тепловых нейтронов в приложении 2 приведены для энергии $E_n = 0,0253$ эВ, что соответствует средней энергии теплового движения при температуре 293 К, а сечения рассеяния σ_s считаем независимыми от энергии и равными их значениям при $E_n = 1$ эВ. Следующая задача — усред-

нить сечения по спектру Максвелла. Для этого найдем температуру нейтронного газа:

$$T_H = T_3 \cdot \left[1 + 1,4 \cdot \Sigma_a(T_3) / (\xi \Sigma_s) \right], \quad (1.13)$$

где $\Sigma_a(T_3) = \sum_i \Sigma_a^i(T_3)$; $\xi \Sigma_s = \sum_i (\xi \Sigma_s)_i$.

Макроскопические сечения поглощения при температуре замедлителя $\Sigma_a^i(T_3)$ оценим в предположении зависимости $\sigma_a(E) \sim 1/\sqrt{E}$.

$$\Sigma_a^i(T_3) = \Sigma_a^i(293 \text{ К}) \cdot \sqrt{293/T_3}. \quad (1.14)$$

Температура нейтронного газа по формуле 1.13 находится приближенно, поэтому ее значение можно округлить до ближайшего числа, кратного ста. Наиболее вероятная энергия тепловых нейтронов, соответствующая максимуму спектра Максвелла:

$$E_H = k \cdot T_H, \quad (1.15)$$

где $k = 8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К — постоянная Больцмана (умноженная на 3/2).

Спектр замедляющихся нейтронов переходит в спектр тепловых при энергии $E_{гр}$, называемой граничной энергией тепловой группы или энергией сшивки спектров Ферми и Максвелла.

Разделим все нейтроны на две энергетические группы: с $E < E_{гр}$ (тепловые нейтроны) и с $E > E_{гр}$ — замедляющиеся нейтроны. Для нейтронов второй группы считаем все сечения не зависящими от энергии и равными значениям при энергии 1 эВ. Сечения тепловых нейтронов необходимо усреднить по спектру Максвелла от 0 до $E_{гр}$. В случае закона зависимости сечений от энергии $1/\sqrt{E}$, справедливого для большинства элементов, усредненное по спектру Максвелла сечение

$$\overline{\sigma}_a = 0,886 \cdot \sigma_a(293 \text{ К}) \cdot \sqrt{293/T_H} \cdot F(x_{гр}), \quad (1.16)$$

где $x_{гр} = E_{гр}/E_T$, а функция $F(x_{гр})$ приведена в приложении, табл. 3.

Сечения захвата U^{235} , Pu^{239} , He^{135} не подчиняются закону $1/\sqrt{E}$, для них усредненные сечения в зависимости от $x_{гр}$ и T_H даны в таблицах 5–7 приложения. $x_{гр}$ определяется из условия сшивки спектров Ферми и Максвелла:

$$\overline{\Sigma}_a / (\xi \cdot \Sigma_s) = f(x_{гр}). \quad (1.17)$$

Значения функции $f(x_{гр}) = \frac{x_{гр}^2 \cdot e^{-x_{гр}}}{1 - (1 + x_{гр}) \cdot e^{-x_{гр}}}$ для разных $x_{гр}$ даны в

приложении, табл. 4.

Определение $x_{гр}$ и усредненных сечений $\bar{\sigma}_a$ производим в следующей последовательности:

1. Зададимся значением $x_{гр}=3$.
2. Для выбранного $x_{гр}$ находим сечение поглощения U^{235} (из табл. 5). Сечения поглощения остальных элементов рассчитаем по формуле 1.16.
3. Вычисляем $\bar{\Sigma}_a = \sum_i \Sigma_a^i$, и левую часть уравнения (1.17.)
4. По значению левой части уравнения (1.17) определяем $x'_{гр}$ из приложения 4.
5. В случае близких значений $x_{гр}$ и $x'_{гр}$ ($|x'_{гр} - x_{гр}| < 0,5$), будем считать, что $x_{гр}$ и $\bar{\sigma}_a$ найдены верно, иначе выбираем новое $x_{гр}$ между старым $x_{гр}$ и $x'_{гр}$ и повторяем процедуру п. 2.

Полученные значения сечений необходимо занести в табл.1.2.

Таблица 1.2

Сечения поглощения, усреднённые по спектру Максвелла при $T_H = \text{___ К}$

| Элемент (вещество) | ^{235}U | ^{238}U | к.м. | H_2O | O | Сумма |
|--|------------------|------------------|------|----------------------|------------|-------|
| $\bar{\sigma}_a(x_{гр} = 4),$ 10^{-24} см^2 | | | | | | - |
| $\bar{\Sigma}_a(x_{гр} = 4),$ см^{-1} | | | | | | |

1.4. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЕ

Коэффициент размножения в бесконечной среде связан со свойствами среды формулой четырех сомножителей

$$k_{\infty} = \mu \cdot \phi \cdot \theta_{a5} \cdot \eta_{a5}. \quad (1.18)$$

Для вычисления коэффициента использования тепловых нейтронов необходимо учесть гетерогенную структуру ячейки. Разобьем ячейку на две зоны – центральную (блок) и периферийную (замедлитель). Блок включает в себя графитовую втулку вместе с твэлами, замедлитель – остальную часть ячейки.

$$V_{\text{бл}} = \pi \cdot d''^2 / 4, \quad V_3 = V_0 - V_{\text{бл}}. \quad (1.19)$$

Введем величины: радиус блока R_1 и радиус замедлителя R_2

$$R_1 = d''/2, \quad R_2 = \sqrt{V_0/\pi}. \quad (1.20)$$

Для элементов, составляющих блок, составим табл. 1.3 (величины, относящиеся к блоку, помечены штрихом).

Таблица 1.3

Сечения гомогенизированного блока

| Элемент (вещество) | V'_i , см ³ | $N'_i \cdot 10^{-24}$, см ⁻³ | $\bar{\sigma}_a \cdot 10^{24}$, см ² | $\overline{\cos(\theta)}$ | $\xi \sigma_s \cdot 10^{24}$, см ² | $\bar{\sigma}_{tr} \cdot 10^{24}$, см ² | $\bar{\Sigma}'_a$, см ⁻¹ | $\bar{\Sigma}'_{tr}$, см ⁻¹ | $\xi \Sigma'_s$, см ⁻¹ |
|--|-----------------------------|---|---|---------------------------|---|--|---|--|---------------------------------------|
| Суммарные макроскопические сечения блока | | | | | | | | | |

Вторая колонка – объемы на единицу высоты всех веществ в блоке – V'_i .
Усредненная по блоку концентрация ядер

$$N'_i = N_{0i} \cdot V'_i / V_{\text{бл}}. \quad (1.21)$$

Средний косинус угла рассеяния рассчитываем из предположения изотропии рассеяния в с.ц.м.

$$\overline{\cos(\theta)}_i = \frac{2}{3} (A_i)^{-1}. \quad (1.22)$$

Транспортные сечения

$$\bar{\sigma}_{tri} = \bar{\sigma}_{ai} + \sigma_{si} \cdot (1 - \overline{\cos(\theta)}). \quad (1.23)$$

Для воды транспортное сечение, усредненное по спектру Максвелла, вычислим по формуле

$$\bar{\sigma}_{tr}^{\text{H}_2\text{O}} = 69 \cdot \sqrt{293/T_i}. \quad (1.24)$$

Суммируя макроскопические сечения табл. 1.3, найдем макросечения гомогенизированного блока

$$\bar{\Sigma}'_a = \sum_i \bar{\Sigma}'_{ai}, \quad \xi \Sigma'_s = \sum_i \xi_i \Sigma'_{si}, \quad \bar{\Sigma}'_{tr} = \sum_i \bar{\Sigma}'_{tri}. \quad (1.25)$$

Коэффициент и обратная длина диффузии тепловых нейтронов в блоке

$$D' = 1/(3\bar{\Sigma}'_{tr}), \quad \alpha' = 1/L' = \sqrt{\bar{\Sigma}'_a/D'}. \quad (1.26)$$

Вторая зона – чистый графит. Тогда (два штриха указывают, что величина вычислена в зоне 2)

$$\bar{\Sigma}_{tr}'' = \rho_{0C} \cdot \bar{\sigma}_{tr}^C, \bar{\Sigma}_a'' = \rho_{0C} \cdot \bar{\sigma}_a^C, D'' = 1/(3\bar{\Sigma}_{tr}''), (\xi\Sigma_s)'' = \rho_{0C} \cdot (\xi\Sigma_s)^C. \quad (1.27)$$

Отношение плотностей потока тепловых нейтронов в двух зонах найдем, используя решение уравнения диффузии

$$f = \frac{\Phi''}{\Phi'} = \left[\frac{(R_2^2 - R_1^2) + R_1^2 p}{R_1^2 \cdot \bar{\Sigma}_a'} \right]^{-1} \times \\ \times \left[\frac{R_2^4}{2D''(R_2^2 - R_1^2)} \ln \frac{R_2}{R_1} - \frac{3R_2^2 - R_1^2}{8D''} + \frac{p}{\bar{\Sigma}_a'} + \frac{(R_2^2 - R_1^2) \cdot I_0(\alpha' \cdot R_1)}{2R_1 \cdot D' \cdot \alpha' \cdot I_1(\alpha' \cdot R_1)} \right], \quad (1.28)$$

где $p = (\xi\Sigma_s)' / (\xi\Sigma_s)''$ — отношение мощностей источников тепловых нейтронов в обеих зонах; I_n — функция Бесселя мнимого аргумента (приложение 8).

Теперь мы можем сосчитать коэффициент использования тепловых нейтронов в уране-235

$$\theta_{a5} = \frac{V_{\text{бл}} \cdot \bar{\Sigma}_a'^{235}}{V_{\text{бл}} \cdot \bar{\Sigma}_a' + f \cdot V_3 \cdot \bar{\Sigma}_a''}. \quad (1.29)$$

Среднее число вторичных нейтронов на акт захвата в уране-235

$$\eta_{a5} = \frac{\bar{\sigma}_f^{235}}{\bar{\sigma}_a^{235}} \cdot \nu_5. \quad (1.30)$$

Усредненные сечения деления U^{235} для заданных T_H и $x_{\text{гр}}$ приведены в приложении 9. Среднее число нейтронов на акт деления U^{235} $\nu_5 = 2,47$.

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах μ рассчитаем, пренебрегая возможностью нейтрону, вылетевшему из топлива, пройти замедлитель и попасть в другой твэл с энергией, выше порога деления U^{238} . В случае цилиндрических твэлов из урана-238

$$\mu = 1 + \frac{P_0 \cdot (\sigma_{f8} \cdot \nu_8 - \sigma_{c8} - \sigma_{f8})}{\sigma_{t8} - P_0 \cdot (\sigma_{e8} + \sigma_{f8} \cdot \nu_8)}, \quad (1.31)$$

где P_0 — вероятность для нейтрона испытать первое столкновение внутри топливного блока (значения этой вероятности как функции $r_3 \cdot \Sigma_t^6$ и отношения $r2/r3$ приведены в приложении 11); σ_{f8} — среднее сечение деления нейтронами с энергией больше 1 МэВ ($\sigma_{f8} = 0,29 \cdot 10^{-24}$ см²); σ_{c8} — сечение захвата без деления ($\sigma_{c8} = 0,04 \cdot 10^{-24}$ см²); $\sigma_{e8} = \sigma_{tr8}$ — транспортное сечение упругого рассеяния ($\sigma_{e8} = 1,5 \cdot 10^{-24}$ см²); σ_{in8} — сечение неупру-

гого рассеяния ($\sigma_{in8} = 2,47 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$); σ_{t8} — полное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с U^{238} ($\sigma_{t8} = 4,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$); $v_8 = 2,86$.

Для вычисления вероятности избежать резонансный захват используем полуэмпирическую формулу

$$\ln \varphi = \frac{-1}{V_0 \cdot (\xi \Sigma_s)} \cdot \left[0,4 S_u \cdot \left(1 + 0,0175 \sqrt{T_u} \right) \sqrt{\bar{l} \cdot N_{0u} \cdot 10^{-24}} + 4,9 V_u \cdot N_{0u} \cdot 10^{-24} \right], \quad (1.32)$$

где замедляющая способность гомогенизированной ячейки была найдена по формуле (1.12); $S_u = n \cdot 2\pi r_3$ — полная поверхность урана в ячейке; T_u — температура топлива в Кельвинах (определена в п.1.2); $\bar{l} = 4 \cdot V_u / S_u$ — усредненная по всем направлениям хорда части твэла, занимаемой ураном.

Таким образом, все четыре коэффициента формулы (1.18) определены, и может быть сосчитан коэффициент размножения в бесконечной среде.

1.5 РАСЧЕТ РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА

Сначала найдем длину диффузии и длину замедления в ячейке. Квадрат длины диффузии

$$L^2 = \left(3 \cdot \bar{\Sigma}_a \cdot \bar{\Sigma}_{tr} \right)^{-1}. \quad (1.33)$$

Усреднение сечения поглощения по ячейке необходимо произвести с учетом неравномерности плотности потока

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{V_{\text{бл}} \cdot \bar{\Sigma}'_a + f \cdot V_3 \cdot \bar{\Sigma}''_a}{V_{\text{бл}} + V_3 \cdot f}. \quad (1.34)$$

Для усреднения транспортного сечения достаточна простая гомогенизация

$$\bar{\Sigma}_{tr} = \frac{V_{\text{бл}} \cdot \bar{\Sigma}'_{tr} + V_3 \cdot \bar{\Sigma}''_{tr}}{V_0}. \quad (1.35)$$

Квадрат длины замедления (возраст)

$$\tau = u_{\text{гр}} / \left(3 \cdot \xi \Sigma_s \cdot \Sigma_{tr} (1 \text{ эВ}) \right), \quad (1.36)$$

где граничная летаргия $u_{\text{гр}} = \ln(2 \cdot 10^6 / E_{\text{гр}})$; $E_{\text{гр}} = x_{\text{гр}} \cdot E_T$, ($\xi \Sigma_s$) найдена в п.1.3. При определении $\Sigma_{tr}(1 \text{ эВ})$ используем данные приложения 2.

Эффективный коэффициент размножения

$$k_{y\delta} = k_{\infty} \cdot \exp(-B^2 \tau) / (1 + B^2 L^2). \quad (1.37)$$

Геометрический параметр B^2 для цилиндрического реактора

$$B^2 = \left(\frac{4,81}{D_{a.3} + 2\delta_{\text{эф}}} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_{a.3} + 2\delta_{\text{эф}}} \right)^2, \quad (1.38)$$

где $\delta_{\text{эф}}$ — эффективная добавка к активной зоне за счет отражателя. Для определения $\delta_{\text{эф}}$ используем формулу, полученную в двухгрупповом приближении в одномерной геометрии

$$\delta_{\text{эф}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \arctg \left(\frac{\kappa}{\kappa_{\text{отр}}} \cdot \frac{\Sigma_{tr}^{\text{отр}}(1 \text{ эВ})}{\Sigma_{tr}^{a.3}(1 \text{ эВ})} \cdot \text{th}(\kappa_{\text{отр}} \cdot \Delta) \right), \quad (1.39)$$

где $\Sigma_{tr}^{a.3}(1 \text{ эВ})$, $\Sigma_{tr}^{\text{отр}}(1 \text{ эВ})$ — транспортные сечения быстрых нейтронов в активной зоне и в отражателе (приложение 2); Δ — толщина отражателя, см.

Материальный параметр активной зоны и отражателя находим по формуле

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

Квадрат длины диффузии тепловых нейтронов в отражателе определяется в соответствии с выражением (1.33), возраст нейтронов

$$\tau_{\text{отр}} = \frac{u_{\text{гр}}}{3(\xi \Sigma_s \cdot \Sigma_{tr}(1 \text{ эВ}))_{\text{отр}}}, \quad (1.41)$$

где граничное значение летаргии можно принять равным значению в активной зоне.

Реактивность реактора определяется через коэффициент размножения

$$\rho = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{k_{\text{эф}}}. \quad (1.42)$$

Оценим коэффициент неравномерности тепловыделения в активной зоне, который был выбран в п.1.2 произвольно. Этот коэффициент совпадает с коэффициентом неравномерности плотности потока тепловых нейтронов.

В цилиндрической геометрии

$$k_r = \frac{c \cdot D_{A.3}}{4 \cdot J_1(c \cdot D_{A.3} / 2)}, \quad k_z = \frac{g \cdot H_{A.3}}{2 \cdot \sin(g \cdot H_{A.3} / 2)}, \quad (1.43)$$

где J_1 — функция Бесселя первого рода действительного аргумента (приложение 8); c и g — радиальная и осевая части геометрического параметра

$$c = \frac{4,81}{D_{\text{А.З.}} + 2 \cdot \delta_{\text{эф}}}, \quad g = \frac{\pi}{H_{\text{А.З.}} + 2 \cdot \delta_{\text{эф}}}. \quad (1.44)$$

Теперь необходимо сравнить рассчитанное значение $k_v = k_r \cdot k_z$ с выбранным в п.1.2. Если расхождение этих величин превышает 10 %, расчет в п.1.2 следует повторить с новыми значениями коэффициентов неравномерности.

1.6. ИЗМЕНЕНИЕ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА И РЕАКТИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ РАБОТЫ РЕАКТОРА

В процессе работы реактора происходит изменение изотопного состава активной зоны, наиболее важные процессы при этом: выгорание U^{235} , накопление Pu^{239} , отравление, накопление шлаков. Кроме того, при глубоком выгорании заметную роль играют продукты превращения Pu^{239} в Pu^{240} и Pu^{241} . В нашем расчете последние два процесса учитывать не будем.

Найдем коэффициент воспроизводства в начале кампании

$$KB = \frac{\bar{\sigma}_a^8 \cdot N_{08}}{\bar{\sigma}_a^5 \cdot N_{05}} + \mu \cdot \eta_{a5} \cdot (1 - \varphi) \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}. \quad (1.45)$$

У тепловых реакторов KB обычно находится в пределах $0,5 \div 0,8$. При таких значениях накопление плутония в активной зоне оказывает заметное влияние на изменение коэффициента размножения. Чтобы определить зависимость $k_{\text{эф}}(z)$ введем величину z , однозначно связанную со временем t в сутках. Причем при $t=0$ и $z=0$.

Ядерные плотности U^{235} и Pu^{239} следующим образом зависят от z

$$N_{09}(z) = N_{08} \cdot \frac{S_8}{S_9} (1 - e^{-S_9 \cdot z}) + N_{05}(0) \frac{\mu \cdot \eta_{a5} \cdot (1 - \varphi) \cdot e^{-B^2 \cdot \tau}}{S_9 - 1} \cdot (e^{-z} - e^{-S_9 \cdot z}),$$

$$N_{05}(z) = N_{05}(0) \cdot \exp(-z), \quad (1.46)$$

где $S_8 = \frac{\bar{\sigma}_{a8}}{\bar{\sigma}_{a5}}$; $S_9 = \frac{\bar{\sigma}_{a9}}{\bar{\sigma}_{a5}} \left[1 - \mu \cdot \eta_{a9} \cdot (1 - \varphi) \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} \right]$; $\eta_{a9} = \nu_9 \cdot \frac{\bar{\sigma}_{f9}}{\bar{\sigma}_{a9}}$; среднее

число нейтронов на акт деления Pu^{239} $\nu_9 = 2,87$.

Время работы реактора в сутках выражается через z следующим образом

$$t = \frac{0,351 \cdot 10^{-18}}{P'_0} \left\{ S_{f5} \cdot N_{05}(0) \cdot (1 - e^{-z}) \cdot \left[1 + \frac{S_{f9} \cdot \eta_{a5}}{S_{f5} \cdot S_9} \cdot \mu \cdot (1 - \varphi) \cdot e^{-B^2 \cdot \tau} \right] + \right.$$

$$+ \frac{S_{f9}}{S_9} \left[N_{08} \cdot S_8 \cdot z - N_{09}(z) \right] \}, \quad (1.47)$$

где: $S_{f5} = \frac{\bar{\sigma}_{f5}}{\bar{\sigma}_{a5}}$; $S_{f9} = \frac{\bar{\sigma}_{f9}}{\bar{\sigma}_{a5}}$; $P'_0 = \frac{P}{V_U \cdot H_{A.3.} \cdot N_{РАБ}}$ — средняя удельная мощность, выделяемая в единице объема топлива, кВт/см³.

Сечения $\bar{\sigma}_{a9}$ и $\bar{\sigma}_{f9}$ находим из приложений 6,10 в соответствии с T_H и $x_{гр}$.

Для определения зависимости $k_{эф}(z)$ нужны макроскопические сечения шлаков и отравляющих осколков. Число пар осколков, накопленных за время работы t , равно числу делений, происшедших за это время.

$$N_{0шт} = 2,85 \cdot 10^{18} \cdot N'_0 \cdot t. \quad (1.48)$$

В среднем каждая пара осколков без учета ксенона и самария имеет сечение поглощения тепловых нейтронов 50 бн. Следовательно:

$$\bar{\Sigma}_a^{шт} = 50 \cdot 10^{-24} \cdot N_{0шт}. \quad (1.49)$$

Равновесные макроскопические сечения поглощения тепловых нейтронов ксеноном и самарием

$$\bar{\Sigma}_{aXe} = \frac{\omega_{Xe} \cdot (\bar{\Sigma}_{f5} + \bar{\Sigma}_{f9})_z}{1 + \lambda_{Xe} / (\dot{\Phi} \cdot \bar{\sigma}_{aXe})_z}, \quad (1.50)$$

$$\bar{\Sigma}_{aSm} = \omega_{Sm} \cdot (\bar{\Sigma}_{f5} + \bar{\Sigma}_{f9})_z. \quad (1.51)$$

Выходы изотопов на акт деления: $\omega_{Xe}=0,059$, $\omega_{Sm}=0,014$.

Постоянная распада ксенона: $\lambda_{Xe}=2,09 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

Сечение поглощения ксенона, усредненное по спектру Максвелла, находим в приложении 7. Плотность потока тепловых нейтронов определяется через удельную мощность:

$$\dot{\Phi} = \frac{3,3 \cdot 10^{13} \cdot P'_0}{\bar{\Sigma}_{f5}(z) + \bar{\Sigma}_{f9}(z)}, \quad \frac{\text{нейтр.}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}. \quad (1.52)$$

Теперь можно вычислить коэффициенты формулы четырех сомножителей.

Среднее число вторичных нейтронов на акт поглощения ураном-235 или плутонием-239

$$\eta_a(z) = \frac{\eta_{a5} \cdot \bar{\Sigma}_{a5}(z) + \eta_{a9} \cdot \bar{\Sigma}_{a9}(z)}{\bar{\Sigma}_{a5}(z) + \bar{\Sigma}_{a9}(z)}. \quad (1.53)$$

Так как изотопный состав меняется только в твэлах, пересчитаем сечение поглощения в блоке (здесь $\bar{\Sigma}_a^5(0) = N_0^5(0) \cdot \bar{\sigma}_a^5$.)

$$\left[V_{\text{БЛ}} \cdot \bar{\Sigma}'_a \right]_z = \left[V_{\text{БЛ}} \cdot \bar{\Sigma}'_a \right]_0 + V_u \cdot \left[\bar{\Sigma}_a^{\text{Uu}}(z) + \bar{\Sigma}_a^{\text{Xe}}(z) + \bar{\Sigma}_a^{\text{Sm}}(z) + \bar{\Sigma}_a^9(z) + \bar{\Sigma}_a^5(z) - \bar{\Sigma}_a^5(0) \right]. \quad (1.54)$$

Среднее сечение поглощения в гомогенизированной ячейке (считаем, что соотношение $f = \dot{\Phi}''/\dot{\Phi}'$ не изменилось)

$$\bar{\Sigma}_a(z) = \frac{(V_{\text{БЛ}} \cdot \bar{\Sigma}'_a)_z + f \cdot V_3 \cdot \bar{\Sigma}_a''}{V_{\text{БЛ}} + V_3 \cdot f}. \quad (1.55)$$

Коэффициент использования тепловых нейтронов

$$\theta(z) = \frac{V_u \cdot (\bar{\Sigma}_a^5 + \bar{\Sigma}_a^9)_z}{(V_{\text{БЛ}} \cdot \bar{\Sigma}'_a)_z + f \cdot V_3 \cdot \bar{\Sigma}_a''}. \quad (1.56)$$

Пересчитаем $L^2(z)$ по формуле (1.33)

$$L^2(z) = (3 \cdot \bar{\Sigma}_a(z) \cdot \bar{\Sigma}_{tr}(z))^{-1}. \quad (1.57)$$

Коэффициенты μ и ϕ от изотопного состава не зависят, поэтому

$$k_\infty(z) = k_\infty(0) \cdot (\theta \cdot \eta_a)_z / (\theta \cdot \eta_a)_0, \quad (1.58)$$

$$k_{\text{эф}}(z) = k_\infty(z) \cdot \exp(-B^2 \tau) / (1 + B^2 L^2(z)) \quad (1.59)$$

К задачам расчета относится определение длительности кампании реактора, т.е. времени снижения избыточной реактивности до нуля. Для этого необходимо решить уравнение $k_{\text{эф}}(z)=1$. Решение рекомендуется находить графически в следующей последовательности. Строим график $k_{\text{эф}}(z)$. Первую точку можно нанести сразу – $k_{\text{эф}}(0)$, т.е. коэффициент размножения в начале кампании. Далее выбираем значение $z=0,3$ и по формулам 1.46-1.59 находим $k_{\text{эф}}(z)$ и полученную точку наносим на график. Следующее значение $k_{\text{эф}}$ определяем в точке пересечения прямой, проведенной через первые две точки, с прямой $k_{\text{эф}}=1$. Если новое значение отличается от 1 менее чем на 0,05, можно считать, что последнее z соответствует времени кампании реактора. В противном случае проводим плавную кривую через полученные три точки и новое значение z берем на этой кривой при $k_{\text{эф}}=1$. Так продолжаем расчет до выполнения условия $|k_{\text{эф}}(z_k) - 1| < 0,05$. Из полученного значения z_k по формуле (1.47) вычисляем длительность кампании реактора t_k . График $k_{\text{эф}}(z)$ с расчетными точками необходимо привести в пояснительной записке. Полезно сравнить время кампании t_k со временем t'_k , вычисленным без учета накопления плутония

$$t'_k = \frac{\Delta N_5 \cdot S_{f5}}{2,85 \cdot 10^{18} \cdot P'_0}, \quad (1.60)$$

где $\Delta N_5 = N_{05}(z) - N_{05}(0)$.

Определим средний за кампанию удельный расход горючего (урана-235).

Если плотность ядер урана-235 за время t_k уменьшилась на величину ΔN_5 , то масса выгоревшего U^{235} в граммах

$$\Delta M_5 = \Delta N_5 \frac{235}{0,602 \cdot 10^{24}} \cdot V_U \cdot H_{A.3.} \cdot N_{РАБ}. \quad (1.61)$$

Удельный расход горючего ψ , г/(МВт·сут.)

$$\psi = \frac{\Delta M_5}{P \cdot t_k}. \quad (1.62)$$

Глубина выгорания топлива за кампанию $M_{шл}$, МВт·сут/кг

$$M_{шл}(0) = \frac{P \cdot t_k}{M_U(0)}, \quad (1.63)$$

где $M_U(0)$ — масса урана в начале кампании.

2. РАСЧЕТ РЕАКТОРА ВВЭР

2.1. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Активная зона реактора собрана из стержней, объединенных в шести-гранные кассеты (рис.2.1). Стержни омываются снаружи водой под давлением. В зазорах между кассетами также находится вода. Давление теплоносителя принимает на себя корпус реактора.

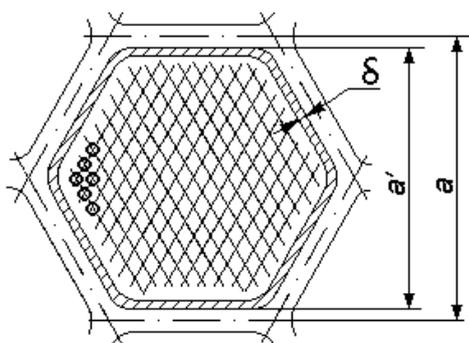


Рис.2.1 Разрез ячейки реактора ВВЭР

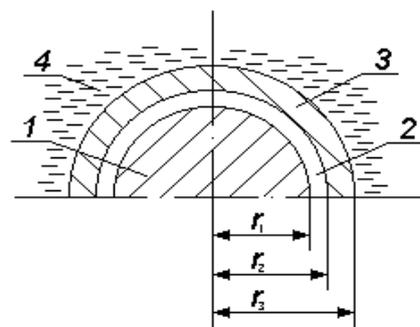


Рис.2.2 Разрез твэла с наружным охлаждением

1 – топливо; 2 – технологический зазор; 3 – оболочка; 4 – теплоноситель (вода).

В качестве исходных данных задаются размеры ячейки и твэла: a – шаг ячейки, a' – размер кассеты под ключ, δ – толщина оболочки кассеты, n – число твэлов в кассете. Тепловыделяющие элементы – стержневые с наружным охлаждением (рис.2.2).

Также задаются материал оболочек, обогащение ураном-235 x (топливо UO_2 , $\rho=9,3$ г/см³); параметры теплоносителя (температура на входе и выходе $T_{вх}$, $T_{вых}$, давление P), толщина отражателя Δ (из графита $\rho=1,65$ г/см³), максимальный тепловой поток $q_{max}=158$ Вт/см² и тепловая мощность реактора P .

2.2. ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ

Задачи теплового расчета те же, что и в п.1.2 для уран-графитового реактора. Отправной величиной будет максимальный тепловой поток q_{\max} , заданный в исходных данных.

Ячейка водо-водяного реактора имеет форму шестигранника, ее объем на 1 см высоты активной зоны

$$V_0 = a^2 \cdot \cos(30^\circ) = a^2 \cdot 0,866 \quad (2.1)$$

Средняя энергетическая нагрузка единицы объема активной зоны

$$P_0 = \frac{\Pi_0 \cdot n \cdot \bar{q}}{V_0}, \quad (2.2)$$

где $\Pi_0 = 2\pi \cdot r_3$ — периметр теплопередающей поверхности одного твэла;

Коэффициент неравномерности k_v , как и в разделе 1.2, в пределах 2÷3, начальное значение принимаем 2.

Находим объем активной зоны

$$V_{\text{А.З.}} = \frac{P}{P_0}. \quad (2.3)$$

При коэффициенте уплощения $m = D_{\text{А.З.}}/H_{\text{А.З.}} = 1$ диаметр и высота активной зоны

$$D_{\text{АЗ}} = H_{\text{АЗ}} = \sqrt[3]{4 \cdot V_{\text{АЗ}}/\pi}. \quad (2.4)$$

Число рабочих ячеек

$$N_{\text{яч}} = V_{\text{АЗ}}/(V_0 \cdot H_{\text{АЗ}}). \quad (2.5)$$

Так как у реактора ВВЭР теплоноситель является и замедлителем, средняя температура

$$\bar{T}_3 = (T_{\text{ВХ}} + T_{\text{ВЫХ}})/2. \quad (2.6)$$

При внешнем охлаждении твэлов температура топлива должна быть выше, чем T_3 . Не проводя теплофизического расчета, примем приблизительно $T_U = T_3 + 100$ К.

2.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СЕЧЕНИЙ СРЕДЫ

Для активной зоны реакторов ВВЭР характерны малый диаметр тепловыделяющих элементов и близкое расположение твэлов друг к другу (тесные решетки). Это приводит к слабой неравномерности нейтронного потока внутри ячейки, поэтому все усредненные характеристики активной зоны (кроме

вероятности избежать резонансного захвата) будем рассчитывать методом простой гомогенизации ячейки.

Гомогенизацию производим аналогично пункту 1.3.

Объем топлива на 1 см длины кассеты

$$V_U = \pi \cdot r_1^2 \cdot n. \quad (2.7)$$

Объем оболочек твэлов (конструкционный материал)

$$V'_{KM} = \pi \cdot (r_3^2 - r_2^2) \cdot n. \quad (2.8)$$

Объем оболочек кассеты

$$V''_{KM} = [a'^2 - (a' - 2 \cdot \delta)^2] \cdot \cos(30^\circ). \quad (2.9)$$

Полный объем конструкционного материала на 1 см длины кассеты

$$V_{KM} = V'_{KM} + V''_{KM}. \quad (2.10)$$

Объем воды в кассете

$$V'_{H_2O} = (a' - 2 \cdot \delta)^2 \cdot \cos(30^\circ) - \pi \cdot r_3^2 \cdot n. \quad (2.11)$$

Между кассетами

$$V''_{H_2O} = (a^2 - a'^2) \cdot \cos(30^\circ). \quad (2.12)$$

Полный объем воды на 1 см длины кассеты

$$V_{H_2O} = V'_{H_2O} + V''_{H_2O}. \quad (2.13)$$

Дальнейшие расчеты производим в соответствии с пунктом 1.3 расчета уран-графитового реактора.

2.4. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЕ

Определим коэффициенты формулы четырех сомножителей:

$$k_\infty = \mu \cdot \varphi \cdot \theta_{a5} \cdot \eta_{a5}. \quad (2.14)$$

Коэффициент использования тепловых нейтронов в гомогенной среде

$$\theta_{a5} = \bar{\Sigma}_{a5} / \bar{\Sigma}_a. \quad (2.15)$$

Среднее число вторичных нейтронов на акт захвата ураном-235

$$\eta_{a5} = \frac{\bar{\sigma}_{f5}}{\bar{\sigma}_{a5}} \cdot \nu_5. \quad (2.16)$$

В тесных уран-водных решетках коэффициент размножения на быстрых нейтронах близок к коэффициенту μ гомогенной смеси. Результаты расчета μ для гомогенных уран-водных смесей хорошо описываются формулой:

$$\mu = 1 + 0,19 \cdot \frac{V_U^0}{V_U^0 + V_{H_2O}^0}, \quad (2.17)$$

где V_U^0 и $V_{H_2O}^0$ — объемы соответственно U^{238} и воды, приведенные к нормальной плотности, т.е.

$$V_{H_2O}^0 = V_{H_2O} \cdot \frac{\rho_{H_2O}(\bar{T}_3, p_3)}{\rho_{H_2O}(273 \text{ К}, 1 \text{ МПа})}, \quad V_U^0 = V_U \cdot \frac{N_{0U}}{N_U^0}. \quad (2.18)$$

Здесь $N_U^0 = 0,0479 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ — ядерная концентрация U^{238} в металлическом уране.

Для вычисления вероятности избежать резонансного захвата необходимо учесть гетерогенную структуру ячейки, т.е. использовать формулу (1.32), подставив туда $S_U = n \cdot 2\pi \cdot r_1$ и $V_U = \pi \cdot r_1^2 \cdot n$.

2.5. РАСЧЕТ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА

Реактивность водо-водяного реактора считаем в соответствии с пунктом 1.5 расчета уран-графитового реактора. При этом $\bar{\Sigma}_a$ и $\bar{\Sigma}_{tr}$ для определения квадрата длины диффузии в гомогенизированной ячейке находятся проще.

Сечение поглощения $\bar{\Sigma}_a$, усредненное по спектру Максвелла, берем из п.2.3, а транспортное сечение вычисляем по формуле:

$$\bar{\Sigma}_{tr} = \sum N_i \left[\bar{\sigma}_{ai} + \sigma_{si} \cdot \left(1 - \overline{\cos(\theta)_i}\right) \right]. \quad (2.19)$$

Расчет изменения изотопного состава со временем и определение кампании реактора ведем точно так же, как в главе 1.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица П 1

Зависимость плотности воды от температуры и давления

| <i>t</i> , °C | Плотность воды, г/см ³ при давлении, МПа, равном | | | | | |
|------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 5 | 10 | 12 | 14 | 18 | 20 |
| 160 | 0,889 | 0,893 | 0,894 | 0,895 | 0,897 | 0,899 |
| 190 | 0,879 | 0,882 | 0,883 | 0,884 | 0,887 | 0,888 |
| 200 | 0,867 | 0,871 | 0,872 | 0,874 | 0,876 | 0,878 |
| 210 | 0,855 | 0,859 | 0,861 | 0,862 | 0,865 | 0,866 |
| 220 | 0,843 | 0,847 | 0,848 | 0,850 | 0,853 | 0,855 |
| 230 | 0,829 | 0,834 | 0,836 | 0,837 | 0,841 | 0,842 |
| 240 | 0,815 | 0,820 | 0,822 | 0,824 | 0,828 | 0,830 |
| 250 | 0,800 | 0,806 | 0,808 | 0,810 | 0,814 | 0,816 |
| 260 | 0,784 | 0,791 | 0,793 | 0,795 | 0,800 | 0,802 |
| 270 | 0,024 | 0,774 | 0,777 | 0,779 | 0,784 | 0,787 |
| 280 | | 0,756 | 0,759 | 0,762 | 0,768 | 0,771 |
| 290 | | 0,737 | 0,740 | 0,744 | 0,750 | 0,753 |
| 300 | | 0,715 | 0,720 | 0,724 | 0,731 | 0,735 |
| 310 | | 0,054 | 0,696 | 0,701 | 0,710 | 0,714 |
| 320 | | | 0,669 | 0,675 | 0,686 | 0,692 |

Таблица П 2

Ядерные данные и нейтронные сечения

| Элемент, вещество | ρ , г/см ³ | <i>A</i> , а.е.м. | Сечения, 10 ⁻²⁴ см ² | | | | |
|----------------------|-------------------------------|----------------------|--|-------------------------|---------------------|-------------------------------|------------------------|
| | | | σ_f (0,025эВ) | σ_a (0,025эВ) | σ_s (1эВ) | $\xi \cdot \sigma_s$ (1эВ) | σ_{tr} (1эВ) |
| О | 0,00143 | 16 | 0 | 2·10 ⁻⁴ | 3,8 | 0,46 | 3,6 |
| H ₂ O | 0,997 | 18 | 0 | 0,661 | 46 | 42,5 | 9,5 |
| С | 1,6 | 12 | 0 | 0,0037 | 4,8 | 0,75 | 3,7 |
| Zr | 6,44 | 91 | 0 | 0,185 | 6,2 | 0,14 | 6,1 |
| Сталь 1X18Н9Т | 7,9 | * | 0 | 2,8 | 10,1 | 0,37 | 10,3 |
| U ²³⁵ | 18,7 | 235 | 584 | 694 | 10 | 0,09 | 7,8 |
| U ²³⁸ | 18,94 | 238 | 0 | 2,71 | 8,3 | 0,07 | 7,7 |
| Pu ²³⁹ | 19,79 | 239 | 742 | 1028 | 9 | 0,08 | 10 |

* Плотность ядер стали $0,085 \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-3}$, средний косинус угла рассеяния тепловых нейтронов в стали $\cos(\theta) = 0,012$

3. График функции $F(x_{гр})$

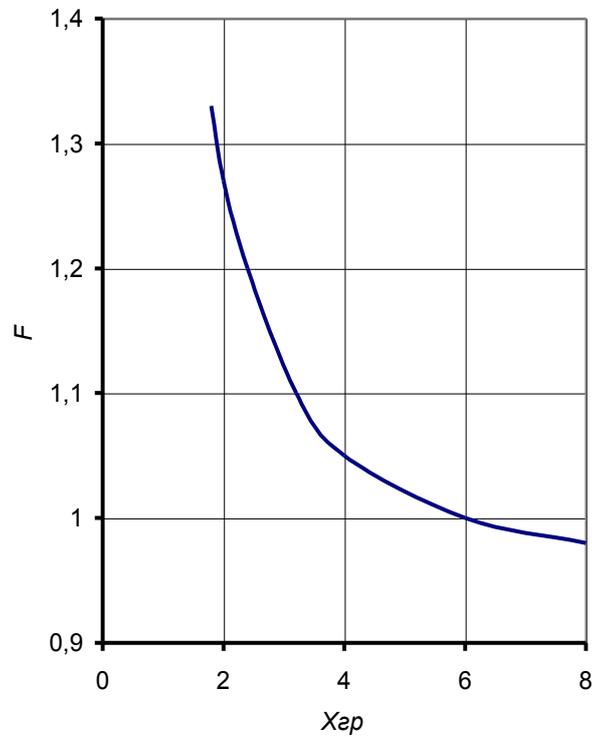


Таблица П 4

Функция
$$f(x_{гр}) = \frac{x_{гр}^2 \cdot e^{-x_{гр}}}{1 - (1 + x_{гр}) \cdot e^{-x_{гр}}}$$

| | | | | | | | | |
|-------------|------|------|------|------|------|------|-------|-------|
| $x_{гр}$ | 3 | 3,5 | 4 | 4,5 | 5 | 5,5 | 6 | 6,5 |
| $f(x_{гр})$ | 0,56 | 0,43 | 0,32 | 0,24 | 0,18 | 0,13 | 0,091 | 0,064 |

Таблица П 5

**Сечения захвата урана-235, усредненные по спектру
Максвелла в зависимости от температуры нейтронного газа и границы
сшивания спектров Ферми и Максвелла**

| T_n, K | $E_T, \text{эВ}$ | $\bar{\sigma}_a, 10^{-24} \text{ см}^2, \text{ при } x_{гр}, \text{ равном}$ | | | | |
|----------|------------------|--|-----|-----|-----|-----|
| | | 3 | 4 | 5 | 6 | 8 |
| 300 | 0,0258 | 656 | 616 | 597 | 588 | 583 |
| 400 | 0,0344 | 554 | 520 | 504 | 497 | 493 |
| 500 | 0,0430 | 485 | 457 | 443 | 437 | 434 |
| 600 | 0,0517 | 436 | 409 | 399 | 395 | 392 |
| 700 | 0,0603 | 396 | 375 | 367 | 363 | 360 |
| 800 | 0,0689 | 367 | 350 | 344 | 339 | 335 |
| 900 | 0,0775 | 345 | 331 | 323 | 318 | 315 |
| 1000 | 0,0861 | 327 | 314 | 305 | 301 | 298 |
| 1100 | 0,0947 | 314 | 301 | 291 | 286 | 282 |
| 1200 | 0,1030 | 303 | 287 | 276 | 273 | 269 |

Таблица П 6

**Сечения захвата плутония-239, усредненные по спектру
Максвелла, в зависимости от T_n и $x_{гр}$**

| T_n, K | $E_T, \text{эВ}$ | $\bar{\sigma}_a, 10^{-24} \text{ см}^2, \text{ при } x_{гр}, \text{ равном}$ | | | | |
|----------|------------------|--|------|------|------|------|
| | | 3 | 4 | 5 | 6 | 8 |
| 300 | 0,0258 | 1047 | 1011 | 998 | 993 | 994 |
| 400 | 0,0344 | 949 | 928 | 924 | 931 | 954 |
| 500 | 0,0430 | 894 | 887 | 910 | 948 | 1003 |
| 600 | 0,0517 | 865 | 895 | 973 | 1068 | 1095 |
| 700 | 0,0603 | 862 | 959 | 1140 | 1206 | 1205 |
| 800 | 0,0689 | 895 | 1115 | 1320 | 1326 | 1814 |
| 900 | 0,0715 | 968 | 1350 | 1444 | 1429 | 1412 |
| 1000 | 0,0861 | 1108 | 1535 | 1536 | 1510 | 1491 |
| 1100 | 0,0947 | 1330 | 1647 | 1604 | 1573 | 1652 |
| 1200 | 0,1053 | 1593 | 1715 | 1649 | 1615 | 1593 |

Таблица П 7

**Сечения радиационного захвата ксенона-135, усредненные по спектру
Максвелла в зависимости от T_n и $x_{гр}$**

| T_n , К | E_T , эВ | $\bar{\sigma}_a, 10^{-18} \text{ см}^2$, при $x_{гр}$, равном | | | | | |
|-----------|------------|---|------|------|------|------|------|
| | | 3 | 3,5 | 4 | 5 | 6 | 8 |
| 300 | 0,0258 | 2,89 | 2,78 | 2,71 | 2,61 | 2,57 | 2,54 |
| 400 | 0,0344 | 2,69 | 2,58 | 2,50 | 2,41 | 2,36 | 2,33 |
| 500 | 0,0430 | 2,48 | 2,37 | 2,29 | 2,19 | 2,14 | 2,11 |
| 600 | 0,0517 | 2,27 | 2,15 | 2,06 | 1,96 | 1,92 | 1,89 |
| 700 | 0,0603 | 2,05 | 1,93 | 1,84 | 1,75 | 1,71 | 1,69 |
| 800 | 0,0689 | 1,87 | 1,74 | 1,66 | 1,58 | 1,54 | 1,52 |
| 900 | 0,0775 | 1,68 | 1,56 | 1,49 | 1,42 | 1,38 | 1,36 |
| 1000 | 0,0861 | 1,52 | 1,42 | 1,35 | 1,28 | 1,25 | 1,23 |
| 1100 | 0,0947 | 1,39 | 1,29 | 1,23 | 1,17 | 1,14 | 1,12 |
| 1200 | 0,1033 | 1,26 | 1,17 | 1,11 | 1,05 | 1,03 | 1,20 |

Таблица П 8

Функции Бесселя $I_0(x)$, $I_1(x)$, $J_1(x)$

| x | $I_0(x)$ | $I_1(x)$ | $J_1(x)$ | x | $I_0(x)$ | $I_1(x)$ | $J_1(x)$ |
|-----|----------|----------|----------|-----|----------|----------|----------|
| 1,0 | 1,27 | 0,565 | 0,440 | 2,6 | 3,55 | 2,76 | 0,471 |
| 1,1 | 1,33 | 0,638 | 0,471 | 2,7 | 3,84 | 3,02 | 0,441 |
| 1,2 | 1,39 | 0,715 | 0,498 | 2,8 | 4,16 | 3,30 | 0,410 |
| 1,3 | 1,47 | 0,797 | 0,522 | 2,9 | 4,50 | 3,61 | 0,375 |
| 1,4 | 1,55 | 0,886 | 0,542 | 3,0 | 4,88 | 3,95 | 0,339 |
| 1,5 | 1,65 | 0,982 | 0,558 | 3,1 | 5,29 | 4,33 | 0,301 |
| 1,6 | 1,75 | 1,09 | 0,570 | 3,2 | 5,75 | 4,73 | 0,261 |
| 1,7 | 1,86 | 1,20 | 0,578 | 3,3 | 6,24 | 5,18 | 0,221 |
| 1,8 | 1,99 | 1,32 | 0,582 | 3,4 | 6,79 | 5,67 | 0,179 |
| 1,9 | 2,13 | 1,45 | 0,581 | 3,5 | 7,38 | 6,21 | 0,137 |
| 2,0 | 2,28 | 1,59 | 0,577 | 3,6 | 8,03 | 6,79 | 0,096 |
| 2,1 | 2,45 | 1,75 | 0,568 | 3,7 | 8,74 | 7,44 | 0,054 |
| 2,2 | 2,63 | 1,91 | 0,556 | 3,8 | 9,52 | 8,14 | 0,013 |
| 2,3 | 2,83 | 2,10 | 0,540 | 3,9 | 10,4 | 8,91 | -0,027 |
| 2,4 | 3,05 | 2,30 | 0,520 | 4,0 | 11,3 | 9,76 | -0,066 |
| 2,5 | 3,29 | 2,52 | 0,497 | 4,1 | 12,3 | 10,7 | -0,103 |

Таблица П 9

**Сечения деления урана-235, усредненные по спектру
Максвелла в зависимости от T_n и $x_{гр}$**

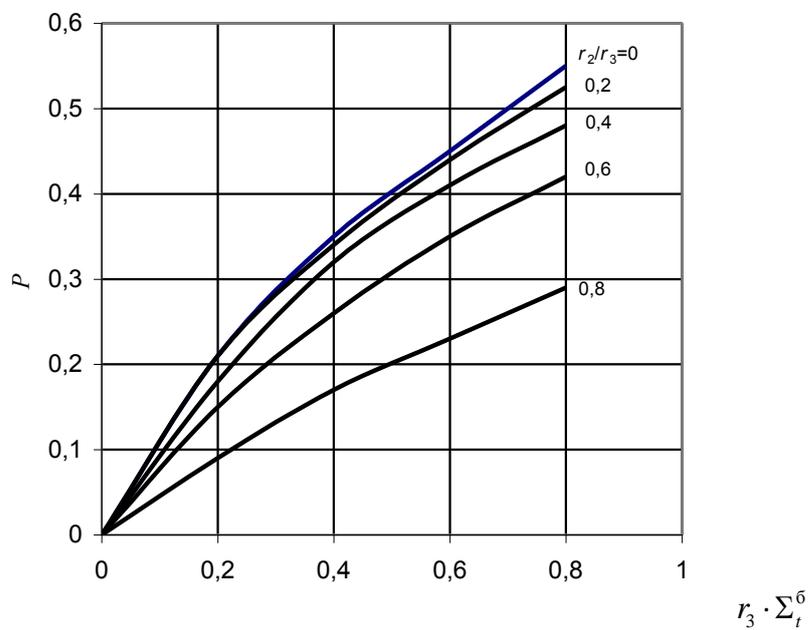
| T_n, K | $E_T, эВ$ | $\bar{\sigma}_f, 10^{-24} \text{ см}^2, \text{ при } x_{гр}, \text{ равном}$ | | | | |
|----------|-----------|--|-----|-----|-----|-----|
| | | 3 | 4 | 5 | 6 | 8 |
| 300 | 0,0258 | 555 | 522 | 506 | 499 | 494 |
| 400 | 0,0344 | 471 | 443 | 429 | 424 | 420 |
| 500 | 0,0430 | 415 | 389 | 378 | 373 | 370 |
| 600 | 0,0517 | 373 | 350 | 340 | 337 | 333 |
| 700 | 0,0603 | 340 | 320 | 314 | 310 | 307 |
| 800 | 0,0689 | 314 | 299 | 292 | 288 | 285 |
| 900 | 0,0775 | 294 | 281 | 278 | 271 | 268 |
| 1000 | 0,0861 | 277 | 266 | 258 | 254 | 252 |
| 1100 | 0,0947 | 265 | 253 | 246 | 243 | 240 |
| 1200 | 0,1030 | 255 | 243 | 235 | 231 | 229 |

Таблица П 10

**Сечения деления плутония-239, усредненные по спектру Максвелла в за-
висимости от T_n и $x_{гр}$**

| T_n, K | $E_T, эВ$ | $\bar{\sigma}_f, 10^{-24} \text{ см}^2, \text{ при } x_{гр}, \text{ равном}$ | | | | |
|----------|-----------|--|------|-----|-----|-----|
| | | 3 | 4 | 5 | 6 | 8 |
| 300 | 0,0258 | 739 | 708 | 696 | 691 | 690 |
| 400 | 0,0344 | 658 | 637 | 630 | 632 | 643 |
| 500 | 0,0430 | 610 | 597 | 606 | 625 | 655 |
| 600 | 0,0517 | 597 | 589 | 628 | 679 | 694 |
| 700 | 0,0603 | 567 | 614 | 712 | 747 | 746 |
| 800 | 0,0689 | 576 | 693 | 802 | 806 | 799 |
| 900 | 0,0775 | 609 | 817 | 868 | 857 | 847 |
| 1000 | 0,0861 | 682 | 914 | 913 | 898 | 887 |
| 1100 | 0,0947 | 801 | 972 | 946 | 928 | 916 |
| 1200 | 0,1030 | 943 | 1007 | 968 | 949 | 936 |

11. Вероятность первого столкновения в цилиндрических (трубчатых) ТВЭЛАХ



Библиографический список

1. Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов. учебное пособие для вузов. / В. С. Окунев — М. Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2010
2. Владимиров В.И. Физика ядерных реакторов: Практические задачи по их эксплуатации. Издание 5-е. М.: Либроком, 2009.
3. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы, 3-е издание, переработанное и дополненное. М.: Энергоатомиздат. 2002.
4. Бартоломей Г. Г., Бать Г. А., Байбаков В. Д., Алхутов М. С. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: Учеб. пособие для вузов. Издание 2-е, перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат. 1989.

Оглавление

| | |
|---|----|
| Введение | 3 |
| Глава 1. Расчет канального уран-графитового реактора | 6 |
| 1.1. Исходные данные..... | 6 |
| 1.2. Тепловой расчет..... | 7 |
| 1.3. Определение макроскопических сечений среды..... | 9 |
| 1.4. Коэффициент размножения в бесконечной среде..... | 12 |
| 1.5. Расчет реактивности реактора..... | 15 |
| 1.6. Изменение изотопного состава и реактивности во время работы реактора..... | 17 |
| Глава 2. Расчет реактора ВВЭР | 21 |
| 2.1. Исходные данные..... | 21 |
| 2.2. Тепловой расчет..... | 22 |
| 2.3. Определение макроскопических сечений среды..... | 22 |
| 2.4. Коэффициент размножения в бесконечной среде..... | 23 |
| 2.5. Расчет реактивности реактора..... | 24 |
| Приложения | 25 |
| Библиографический список | 31 |