



Володимир Мислінчук, Григорій Косарев

*Оцінка енергетичних
характеристик природного
ядерного реактора та визначення
умов його самовільного запуску*

Методичний посібник

Рівне 2025 р.

Міністерство освіти і науки України
Рівненський державний гуманітарний університет
Факультет документальних комунікацій, менеджменту, технологій та фізики
Кафедра фізики, астрономії та методики викладання

Володимир Мислінчук

Григорій Косарєв

*"Оцінка енергетичних характеристик
природного ядерного реактора та визначення
умов його самовільного запуску"*

Методичний посібник для організації дослідницької навчальної діяльності з
фізики та астрономії для здобувачів вищої освіти з спеціальностей:
Е5 Фізика та астрономія, А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія),
А4.15 Середня освіта (Природничі науки)

Рівне 2025 р.

Друкується за рішенням навчально-методичної комісії факультету документальних комунікацій, менеджменту, технологій та фізики Рівненського державного гуманітарного університету (протокол №2 від 27.10.2025 р.).

О93 Оцінка енергетичних характеристик природного ядерного реактора та визначення умов його самовільного запуску. Методичний посібник для організації дослідницької навчальної діяльності з фізики для здобувачів вищої освіти з спеціальностей: Е5 Фізика та астрономія; А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія); А4.15 Середня освіта (Природничі науки) / Автори-укладачі: В.О. Мислінчук, Г.І. Косарєв. – Рівне: РДГУ, 2025. – 72 с.

Автори-укладачі:

В.О. Мислінчук, кандидат педагогічних наук, доцент, завідувач кафедри фізики, астрономії та методики викладання РДГУ;

Г.І. Косарєв, магістр Фізики та астрономії спеціальності Е5 Фізика та астрономія факультету Документальних комунікацій, менеджменту, технологій та фізики РДГУ.

Рецензент: Б.П. Рудик – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри хімії і фізики Національного університету водного господарства та природокористування.

Відповідальний редактор В.О. Мислінчук, кандидат педагогічних наук, доцент, завідувач кафедри фізики, астрономії та методики викладання РДГУ.

Методичний посібник призначений для організації самостійної науково-дослідницької діяльності з фізики. Він буде корисний для вчителів, фізиків-практиків, учнів та здобувачів вищої освіти спеціальностей: Е5 Фізика та астрономія, А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія), А4.15 Середня освіта (Природничі науки).

Методичний посібник схвалений та рекомендований до друку кафедрою фізики, астрономії та методики викладання РДГУ (протокол №9(а) від 25 вересня 2025 р.).

© В.О. Мислінчук В.О., Г.І. Косарєв, 2025

ЗМІСТ

Вступ.	5
Розділ I. Теоретичні основи протікання ланцюгових ядерних реакцій та конструктивні особливості будови та функціонування ядерних реакторів.	7
1.1. Ланцюгова ядерна реакція.	7
1.2. Класифікація ядерних реакторів та їх основних складових. ...	27
1.3. Будова ядерних реакторів та атомних електростанцій (АЕС). .	40
Розділ II. Визначення умов для виникнення та оцінка характеристик природного ядерного реактора.	55
2.1. Визначення можливості ланцюгової ядерної реакції нейтронів для природного урану.	55
2.2. Оцінка можливого віку природного ядерного реактора.	60
2.3. Сповільнення нейтронів.	61
2.4. Ядерні «отрути» та поглиначі нейтронів.	65
2.5. Тривалість роботи реактора та його теплова потужність.	65
Висновки.	68
Список використаних джерел.	69

ВСТУП

Актуальність дослідження. У 1938 році німецькі вчені Ган і Штрассман відкрили, що при бомбардуванні ядер Урану нейтронами, утворюються ядра елементів (осколки) середини періодичної таблиці – Бром і Лантан (або Барій і Криптон чи інші). Вивчення цього явища показало, що поділ може йти різними шляхами, але найчастіше утворюються осколки, маси яких відносяться як 2 до 3. Характерно, що при такому поділі утворюється також 2 - 3 нейтрони. Більшість нейтронів вилітають майже миттєво ($\approx 10^{-24}$ с), але частина ($\approx 0,65\%$ для $^{235}_{92}\text{U}$) – з деяким запізненням від 0,05 с до 1 хв. Виділення 2 - 3 нейтронів при поділі важких ядер дає можливість здійснення лавиноподібного процесу, при якому нейтрони, отримані в результаті поділу одного ядра, ділять наступні ядра і т. д. Така реакція називається *ланцюговою ядерною реакцією*.

Відомо, що природний уран складається з ізотопів $^{238}_{92}\text{U}$ (99,27%), $^{235}_{92}\text{U}$ (0,72%) і $^{234}_{92}\text{U}$ (0,01%). Ядра $^{238}_{92}\text{U}$ діляться тільки нейтронами високих енергій ($E > 1,4 \text{ MeV}$). Ядра $^{235}_{92}\text{U}$ діляться нейтронами будь-яких енергій, але особливо добре повільними (тепловими) з енергіями $E = k \cdot T \approx 0,025 \text{ eV}$. Експериментально встановлено, що в наш час ланцюгова ядерна реакція не може проходити на природному урані, оскільки у ньому не виконується низка необхідних умов з відсоткового вмісту $^{235}_{92}\text{U}$, з сповільнення нейтронів чи критичних розмірів реактора, тощо. Виникає запитання: чи могли десь у природі скластися умови так, щоб була реалізована можливість самовільного утворення природного ядерного реактора?

У 1972 році при проведенні вимірювань фізичних параметрів партії природного урану, яка поступила на збагачувальну фабрику французького міста *П'єрлате з Габона*, французький хімік-аналітик *Бузігу* звернув увагу на незвичне співвідношення ізотопів урана-235 та урана-238. Зазвичай воно складало 0,7202% з точністю 0,006% (у всіх уранових мінералах, у всіх гірських породах і природних водах Землі, а також у місячних зразках). Поклади в *Окло* доки

єдиний, зареєстрований у природі випадок, коли дане співвідношення було порушене. У випадку *Бузігу* співвідношення склало 0,717%.

Було висунуто кілька гіпотез відносно дивного співвідношення ізотопів урану у руді – від забруднення родовищ відпрацьованим паливом з інопланетних космічних кораблів або існування в цьому місці захоронених радіоактивних відходів стародавньої цивілізації до розкрадання урану. Однак більш детальні дослідження показали, що незвичайна уранова руда утворилася природним шляхом.

Мета посібника: визначення природних умов для самовільного виникнення та функціонування природного ядерного реактора та дослідження його фізичних характеристик.

Об'єкт дослідження: природний ядерний реактор.

Предмет дослідження: визначення необхідних і достатніх умов протікання ланцюгових ядерних реакцій у природних умовах.

Реалізація поставленої мети передбачає виконання наступних **завдань**:

Зробити теоретичний огляд основних характеристик та технічних параметрів ядерного реактора. Розглянути технічні, технологічні та радіаційні характеристики природного ядерного реактору *Окло, Габон (Південна Африка)*. На основі даних про унікальний об'єкт з урановим родовищем *Окло* в *Габоні* та фізичних характеристик ядерного реактора виконати наступне:

- дослідити можливість існування ланцюгової ядерної реакції нейтронів для природного урану;
- оцінити можливий вік природного ядерного реактора;
- охарактеризувати критерії існування природного ядерного реактора з точки зору вимог до сповільнювача нейтронів;
- розглянути вимоги, які ставляться до хімічного складу природного реактора;
- встановити тривалість роботи природного реактора та його теплову потужність.

РОЗДІЛ I. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ПРОТІКАННЯ ЛАНЦЮГОВИХ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ ТА КОНСТРУКТИВНІ ОСОБЛИВОСТІ БУДОВИ ТА ФУНКЦІОНУВАННЯ ЯДЕРНИХ РЕАКТОРІВ

1.1. Ланцюгова ядерна реакція. Вивчення поділу ядер урану при бомбардуванні їх швидкими та повільними нейтронами розпочав у 1934 році Енріко Фермі, який встановив, що в даних реакціях утворюється до 10 різних радіоактивних ядер. Оскільки така реакція супроводжується β «мінус» - розпадом новоутворених ядер, який збільшує їх масове число, то Фермі вважав ці дочірні ядра трансурановими. В 1938 році німецькі вчені Ган і Штрассман навпаки виявили, що при опроміненні Урану нейтронами, утворюються ядра елементів середини Періодичної таблиці – Бром і Лантан (або Барій і Криптон) (див. рис. 1.1). Пояснення цього явища було дане німецькими вченими Фрішем і Мейтнер. Вони висловили гіпотезу, що ядро Урану, яке захопило нейтрон, ділиться на 2 приблизно рівні за масами частини, які називаються осколками поділу.

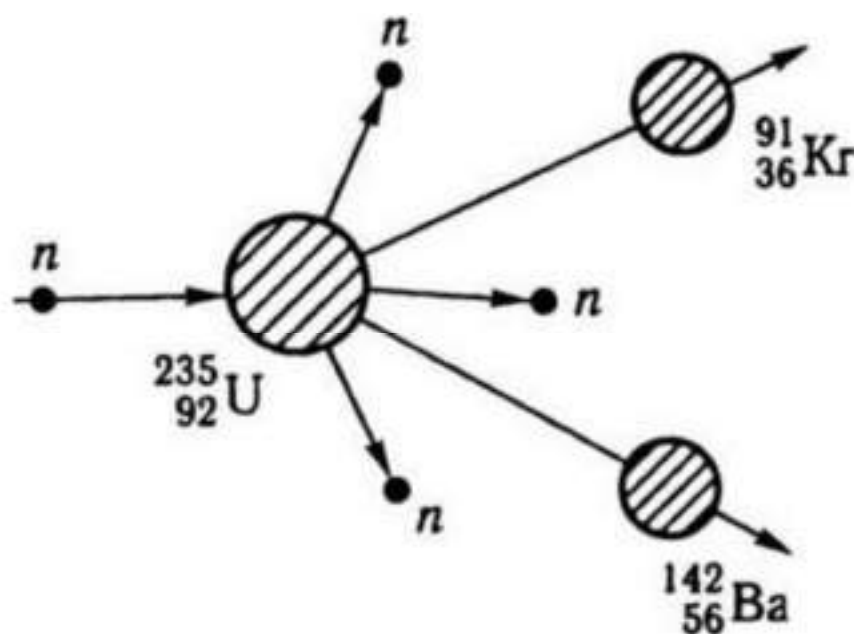


Рис. 1.1. Схема реакції поділу ядра Урану-235 при взаємодії з нейтроном

Подальше вивчення цього явища показало, що поділ може йти різними шляхами, але найчастіше утворюються осколки, маси яких відносяться як 2 до 3 (див. рис. 1.2). Характерно, що при такому поділі утворюється 2 - 3 нейтрони. Більшість нейтронів вилітають майже миттєво ($\approx 10^{-24}$ с), але частина ($\approx 0,65\%$ для $^{235}_{92}\text{U}$) – з деяким запізненням від 0,05 с до 1 хв.

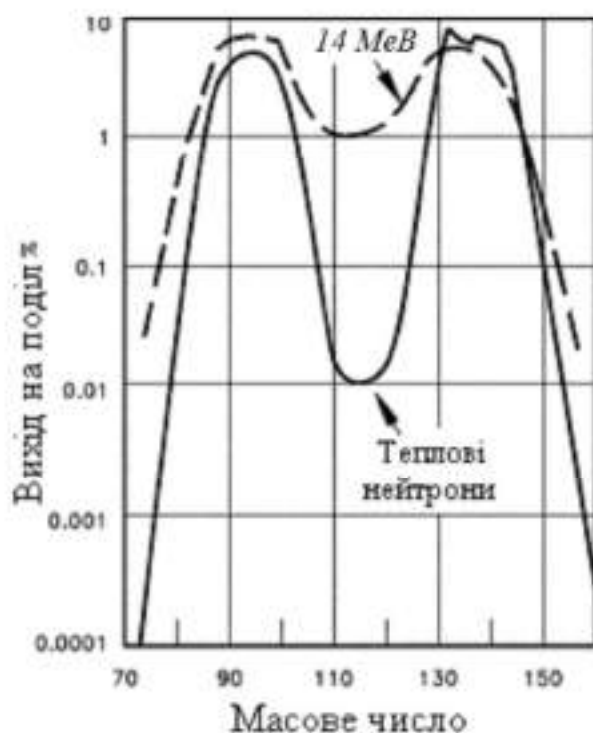


Рис. 1.2. Вихід продуктів поділу Урану-235 на теплових (суцільна лінія) та швидких (пунктир) нейтронах. Ордината в відсотковому відношенні показує кількість атомів з даною масою A на один поділ

Ці вторинні нейтрони, незважаючи на їх незначну кількість, відіграють надзвичайно важливу і корисну роль в управлінні штучним процесом поділу і в контролі за ним, оскільки саме вони дозволили зробити процес поділу самопідтримуваним. Середня енергія основної групи випромінюваних нейтронів становить приблизно 1 MeV .

Природний уран складається з ізотопів $^{238}_{92}\text{U}$ (99,27%), $^{235}_{92}\text{U}$ (0,72%) і $^{234}_{92}\text{U}$ (0,01%). Ядра $^{238}_{92}\text{U}$ діляться тільки нейтронами високих енергій ($E > 1,4 \text{ MeV}$), але переріз цієї реакції малий (порядку 1 барн). Ядра $^{235}_{92}\text{U}$ діляться нейтронами будь-

яких енергій, але особливо добре повільними, тепловими нейтронами з енергіями $E = kT \approx 0,025 \text{ eV}$ (ефективний переріз цієї реакції 580 барн).

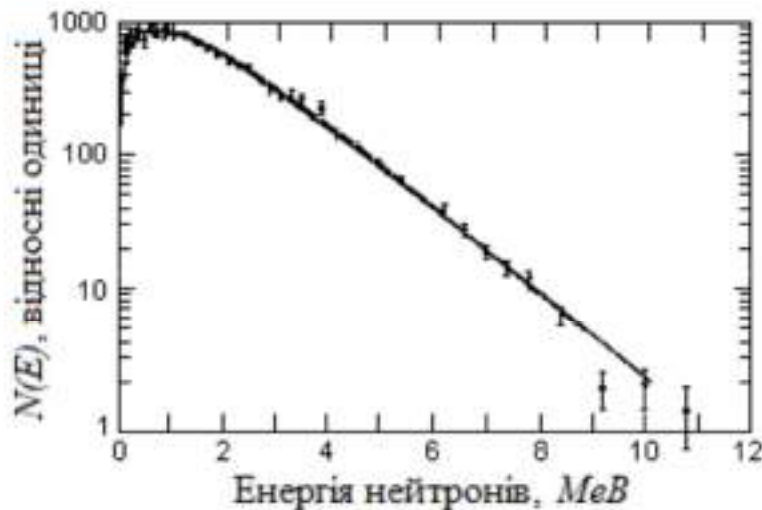


Рис. 1.3. Енергетичний спектр нейтронів, утворених при поділі ядер ^{235}U тепловими нейтронами

Реакція поділу ядер урану є екзоенергетичною. При кожному поділі ядра виділяється енергія близько 200 MeV . Ця енергія виділяється у вигляді кінетичної енергії осколків, нейтронів поділу, а також енергії гамма-випромінювання, енергії нейтрино (близько 10 MeV) і енергії, що виділяється при радіоактивному розпаді осколків (див. табл. 1.1).

Спектр енергій нейтронів неперервний і має вигляд, показаний на рис. 1.3. На цьому рисунку $N(E) = dN/dE$; dN – кількість нейтронів, що мають енергії в інтервалі від E до $E + dE$. Крива розподілу має максимум при енергіях, близьких до $(1-3) \text{ MeV}$.

Крім ядер ^{235}U нейтронами добре діляться (особливо повільними) ^{233}U і ^{239}Pu яких в природі дуже мало, але які можна отримувати в значних кількостях штучно. Діляться нейтронами і природний ізоотп Торію ^{232}Th , але ця реакція має ефективний поріг близько 1 MeV . Крім того, діляться нейтронами багато ядер трансуранових елементів, які отримують штучно і в малих кількостях. Нейтрони надвисоких енергій можуть ділити також і легші ядра.

Таблиця 1.1.

Енергія, яка виділяється в акті поділу, *MeV*

Ізотоп	Кінетична енергія осколків поділу	Енергія миттєвих γ -променів	Енергія швидких нейтронів	Енергія β -частинок	Енергія γ -променів, які виникають при розпаді продуктів поділу	Повна енергія
^{235}U	158	7	5	9	7	191
^{235}U	165	7,8	4,9	9	7,2	194
^{238}U	162,7	–	5,2	–	–	–
^{239}Pu	172	7	5,8	9	7	201

Виділення 2 - 3 нейтронів при поділі важких ядер дає можливість здійснення лавиноподібного процесу, при якому нейтрони, отримані в результаті поділу одного ядра, ділять наступні ядра і т. д. Така реакція називається *ланцюговою ядерною реакцією*. Вона, наприклад, протікає з ядрами $^{235}_{92}\text{U}$ або $^{239}_{94}\text{Pu}$ в атомній бомбі, оскільки ці ізотопи діляться нейтронами будь-яких енергій (рис. 1.4). Ланцюгова реакція в атомній бомбі відбувається дуже швидко і є некерованою.

У ядерному реакторі ця реакція є керованою. Для того, щоб керувати реакцією, необхідно, щоб частина нейтронів, які звільняються при реакції, не була поглинена ядрами атомів ядерного пального, а була певним способом вилучена з реакції. Ядерний реактор є основною частиною будь-якої атомної електростанції, оскільки в ньому в результаті протікання реакцій поділу виділяється багато енергії у вигляді тепла.

У ядерних реакторах ланцюгова реакція може проходити як на теплових ($E \approx 0,025 \text{ eV}$) так і на швидких нейтронах. Якщо ланцюгова реакція проходить на теплових нейтронах, то вона називається *повільною*, або, що те ж саме, *тепловою*. Для повільної реакції обов'язково потрібен сповільнювач для нейтронів, при пружних та непружних зіткненнях з ядрами якого швидкі нейтрони, утворені в ланцюговій реакції, швидко втрачали б енергію і ставали тепловими. Якщо сповільнювач відсутній, то реакція йде на швидких нейтронах. Навіть у цьому випадку деяке сповільнення нейтронів відбувається. Роль сповільнювача відіграють ядра самого палива або інші ядра, які є в активній зоні реактора.

Ланцюгова реакція йде в середовищі, в якому крім процесів сповільнення, дифузії і поглинання нейтронів відбувається також процес розмноження нейтронів. Таке середовище називається активним. *Активна зона (АЗ)* – це частина об'єму реактора, де є активне середовище. При відсутності спеціального сповільнювача нейтрони встигають сповільнитись лише до енергій 0,1 - 0,4 MeV. Ланцюгова реакція з такими нейтронами називається *швидкою*. Ланцюгові реакції з енергіями нейтронів від 1 до десятків keV називаються *проміжними*. Відмітимо, що епітети «швидка», «проміжна» та «повільна» характеризують швидкість нейтронів, а не швидкість реакції.

Однією з найважливіших характеристик активного середовища є *коефіцієнт розмноження нейтронів*. Коефіцієнт розмноження k дорівнює відношенню кількості нейтронів в певному поколінні до їх кількості в попередньому поколінні. Під зміною поколінь тут треба розуміти нейтрони, які поглинаються ядрами, викликаючи їх поділ, і нейтрони, які утворились в результаті поділу. Коефіцієнт розмноження нейтронів конкретного реактора може бути представлений у вигляді

$$k = k_{\infty} \cdot W, \quad (1.1)$$

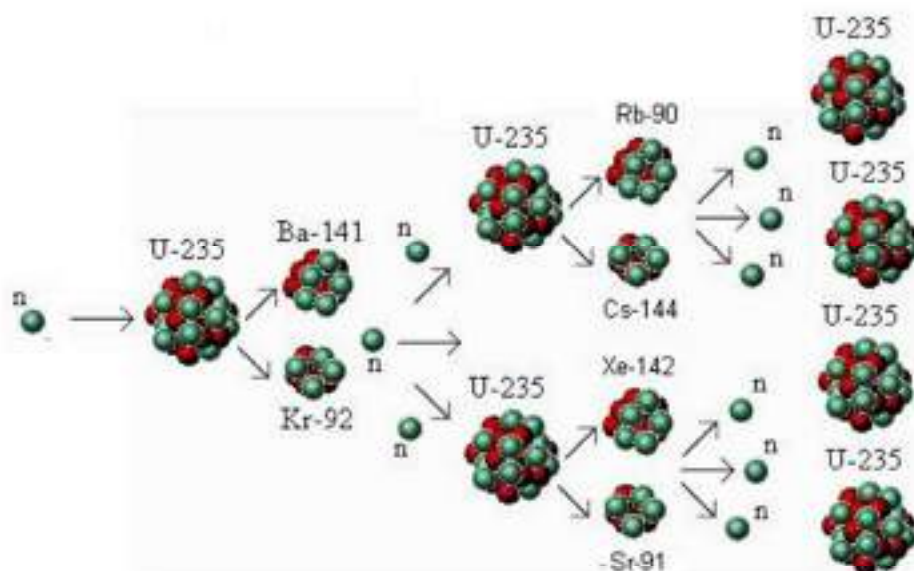


Рис. 1.4. Ланцюгова ядерна реакція

де k_{∞} – коефіцієнт розмноження нейтронів ідеального нескінченного активного середовища, W – ймовірність того, що нейтрон не вийде з активної зони. Величина W залежить від складу активної зони, її розмірів, форми, а також від того, як захисна оболонка, яка обмежує активну зону, повертає нейтрони назад в АЗ.

Якщо в першому поколінні є N нейтронів, то в n -ому поколінні їх буде Nk^n . При $k = 1$ ланцюгова реакція іде стаціонарно, при $k < 1$ реакція згасає, а при $k > 1$ інтенсивність реакції наростає. При $k = 1$ режим називається *критичним*, при $k > 1$ – *надкритичним*, при $k < 1$ *підкритичним*.

З можливістю виходу нейтронів за межі АЗ пов'язані поняття *критичної маси і критичних розмірів*. Критичним розміром називається розмір АЗ, при якому коефіцієнт розмноження нейтронів $k = 1$. Якщо грубо уявляти собі АЗ у вигляді кулі, то кількість нейтронів, які поглинаються атомами пального, пропорційна кількості атомів або об'єму пального, або кубу радіуса кулі, а кількість нейтронів, що вилітає через поверхню, пропорційна площі цієї поверхні або квадрату радіуса кулі. Тому відношення кількості поглинутих палим нейтронів до кількості нейтронів, які вилітають через поверхню, буде збільшуватись зі збільшенням радіуса кулі. З цього видно, що реальний коефіцієнт розмноження нейтронів також буде збільшуватись зі збільшенням радіуса АЗ.

Критичною масою називається маса активної зони критичних розмірів. При масі, нижчій за критичну, реакція не йде, навіть коли $k_{\infty} > 1$. Навпаки, помітне перевищення маси над критичною веде до некерованої реакції – вибуху. Критична маса може змінюватись в широких межах в залежності від фізичних умов. Наприклад, за американськими даними для середовища з чистого ^{235}U критична маса дорівнює 48 кг, а для середовища з ^{235}U з частими і тонкими поліетиленовими прокладками і з відбивною оболонкою з берилію критична маса дорівнює всього 242 г. Вважається, що ця маса близька до мінімальної.

Середній час життя одного покоління нейтронів T залежить від властивостей активного середовища. Величина T знаходиться в межах $(10^{-4}-10^{-5})$ с для повільної реакції і $(10^{-7}-10^{-8})$ с для швидкої. За одиницю часу кількість нейтронів змінюється в $(k-1)/T$ разів. Тому

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k-1}{T} N. \quad (1.2)$$

Остання рівність є диференціальним рівнянням динаміки нейтронів в ядерному реакторі. Його розв'язок

$$N = N_0 \exp(t/\tau_0), \quad (1.3)$$

де N_0 – початкова кількість нейтронів,

$$\tau_0 = \frac{T}{k-1}. \quad (1.4)$$

З (1.3) видно, що при відхиленні режиму реактора від критичного ($k = 1$) кількість нейтронів збільшується з часом при $k > 1$, або зменшується при $k < 1$ за експоненціальним законом. Тут τ_0 є характерним часом цього процесу. Наприклад, при $T = 10^{-4}$ с і $k = 1,0001$ кількість нейтронів зростає в 100 разів за 4,6 с, а при $k = 1,001$ – за 0,46 с, тобто система майже миттєво вибухне. Визначимо, від яких факторів залежать коефіцієнти k_∞ і k .

Першою величиною, яка визначає k_∞ (або k), є середня кількість ν нейтронів, що випускаються в одному акті поділу. Число ν залежить від виду пального та від енергії налітаючого нейтрона. В табл. 1.2 наведені значення ν основних ізотопів ядерної енергетики як для теплових, так і для швидких ($E = 1$ MeV) нейтронів.

Таблиця 1.2

Значення коефіцієнтів ν і η для деяких важливих ізотопів

Ядро		$^{235}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{239}_{94}\text{Pu}$
Теплові нейтрони ($E=0,025$ eV)	ν	2,52	2,47	2,91
	η	2,27	2,08	2,09
Швидкі нейтрони ($E=1$ MeV)	ν	2,7	2,65	3,0
	η	2,45	2,3	2,7

При зіткненні нейтрона з ядром $^{235}_{92}\text{U}$ завжди можливе радіаційне захоплення нейтрона (n, γ) за реакцією



Цей процес буде конкурувати з поділом (n, f) , паливо буде захоплювати нейтрони без поділу і тим самим зменшувати коефіцієнт розмноження. Звідси випливає, що *другою* фізичною величиною, яка впливає на коефіцієнти k_∞ і k , є *ймовірність поділу при захопленні нейтрона ядром ізотопу*. Будемо вважати, що в гіпотетичній активній зоні реактора знаходиться ядерне паливо (^{235}U) і сповільнювач не поглинає нейтронів. Нехай ефективний переріз реакції поділу ядра ^{235}U – σ_{1f} , а реакції радіаційного захоплення – $\sigma_{1\gamma}$. Ця ймовірність для моноенергетичних нейтронів, очевидно, дорівнює

$$\omega_1 = \frac{\sigma_{1f}}{\sigma_{1f} + \sigma_{1\gamma}}. \quad (1.6)$$

Для одночасного врахування як кількості нейтронів на акт поділу ядра ^{235}U – ν_1 , так і ймовірності радіаційного захоплення – ω_1 вводиться *коефіцієнт η* , який за фізичним змістом *дорівнює середній кількості вторинних нейтронів на одне захоплення нейтрона ядром, яке ділиться*

$$\eta = \nu_1 \omega_1 = \frac{\nu_1 \sigma_{1f}}{\sigma_{1f} + \sigma_{1\gamma}}. \quad (1.7)$$

Величина η залежить від виду палива та енергії нейтронів. Значення η для найважливіших ізотопів для теплових та швидких нейтронів подано в табл. 1.2. Для того, щоб ланцюгова реакція в реакторі не згасала, необхідне виконання умови $\eta > 1$. Чим більше η , тим кращої якості є пальне.

На практиці вкрай важливим є питання про здійсненність ланцюгової реакції на природній суміші ізотопів урану, яка складається з ядерного палива (^{235}U) і сировини для його виробництва (^{238}U), причому на одне ядро ^{235}U припадає m ядер ^{238}U (у природному урані $m = 140$). Нехай $\sigma_{2\gamma}$ – переріз реакції радіаційного захоплення нейтронів ядрами ^{238}U . Захоплення нейтронів ядрами

^{238}U з їх поділом ми поки що знехтуємо. Це справедливо для повільних (теплових) нейтронів.

Виходячи з прийнятих вище допущень, знайдемо ефективний переріз захоплення нейтрона ядрами в активній зоні такого реактора, віднесений до одного ядра ^{235}U

$$\sigma = \sigma_{1f} + \sigma_{1r} + \sigma_{2r}. \quad (1.8)$$

Імовірність поділу ядра ^{235}U нейтроном

$$\omega_1 = \frac{\sigma_{1f}}{\sigma} = \frac{\sigma_{1f}}{\sigma_{1f} + \sigma_{1r} + \sigma_{2r}}. \quad (1.9)$$

Нехай при поділі одного ядра ^{235}U утворюється ν_1 нейтронів. Тоді помноживши на ν_1 (1.9) по аналогії з (1.7) для такої суміші ізотопів отримаємо

$$\eta_{\text{природ}} = \nu_1 \omega_1 = \frac{\nu_1 \sigma_{1f}}{\sigma_{1f} + \sigma_{1r} + \sigma_{2r}} \quad (1.10)$$

нейтронів нового покоління.

Перевіримо можливість виконання умови $\eta > 1$ для природного урану в реакції на теплових нейтронах, для якого $m = 140$, $\nu_1 = 2,47$, $\sigma_{1f} = 580$ барн, $\sigma_{1r} = 112$ барн, $\sigma_{2r} = 2,8$ барн. З (1.10) отримаємо $\eta_{\text{природ}}(\text{тепл}) = 1,32 > 1$. Це означає, що 100 теплових нейтронів, поглинуті природним ураном, створять 132 нових нейтрони, тобто ланцюгова реакція на теплових нейтронах в принципі можлива, якщо в якості палива використовувати природний уран.

Для швидких нейтронів $\nu_1 = 2,65$ барн, $\sigma_{1f} = 2$ барн, $\sigma_{1r} = 0,1$ барн. Якщо враховувати тільки поглинання на ^{235}U , з (1.9) знайдемо $\eta^{235}(\text{швид}) = 0,3$. Тут потрібно врахувати, що при великих енергіях, які перевищують ефективний поріг 1,4 MeV, нейтрони викликають і поділ ядер ^{238}U . Це приводить до збільшення величини η . Для оцінки цієї добавки використаємо наступні емпіричні дані: в розподілі нейтронів швидкого реактора за енергіями ефективний поріг 1,4 MeV перевищує приблизно 60% новоутворених нейтронів, але з них приблизно один нейтрон з 5 встигає викликати поділ ядра ^{238}U , інші будуть сповільнені в результаті пружних і непружних зіткнень. Тоді отримаємо

$$\eta^{238}(\text{швид}) = \nu_2 \cdot 0,6 / 5 = 0,3, \quad (1.11)$$

де $\nu_2 = 2,5$ – кількість нейтронів, що виділяється при поділі ядра ^{238}U . З (1.10)

та (1.11) отримаємо

$$\eta_{\text{природ}}(\text{швид}) = \eta^{235}(\text{швид}) + \eta^{238}(\text{швид}) = 0,3 + 0,3 = 0,6. \quad (1.12)$$

Нерівність $\eta > 1$ не виконується. Це означає, що швидка ланцюгова реакція неможлива в природній суміші ($^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$). Експериментально встановлено, що для чистого металевого урану η досягає значення одиниці при збагаченні цієї суміші Ураном-235 до 5,56%. Практично виявляється, що реакцію на швидких нейтронах можна підтримувати лише в збагаченій суміші, яка містить не менше 15% ізоотопу ^{235}U .

Порівняємо тепер ланцюгові реакції поділу на теплових і швидких нейтронах. Для ланцюгової реакції на теплових нейтронах характерні наступні особливості. У теплових нейтронів перерізи захоплення великі і сильно змінюються при переході від одного ядра до іншого. Для деяких елементів (наприклад, Кадмію) ці перерізи в сотні разів перевищують перерізи захоплення ядрами ^{235}U . Тому до активної зони реактора на теплових нейтронах ставляться вимоги високої чистоти по відношенню до деяких домішок (отрут). Для швидких нейтронів всі перерізи захоплення малі і мало відрізняються один від одного, тому проблеми високої чистоти не виникає. Другою перевагою швидких реакцій є вищий коефіцієнт відтворення ядерного палива (Плутонію), який дорівнює середній кількості ядер утворюваного пального на одне ядро первинного палива.

Важлива відмінність теплових реакцій полягає також і в тому, що в активній зоні паливо значно більш розбавлене, тобто на одне ядро палива припадає значно більше ядер, які не приймають безпосередньої участі в реакції. Наприклад, в тепловій реакції на одне ядро палива ^{235}U припадає 140 ядер сировини ^{238}U , а в швидкій – не більше 5 - 6. Розбавленість палива в тепловій реакції приводить до того, що одна і та ж енергія в тепловій реакції виділяється в значно більшому об'ємі, ніж у швидкій. Тому з активної зони теплової реакції легше відводити тепло, що дозволяє цю реакцію проводити з більшою інтенсивністю, ніж швидко.

В реакторі на швидких нейтронах немає сповільнювача, що різко зменшує об'єм АЗ. Для фізики нейтронів є надзвичайно важливим, так званий, закон « $1/v$ ». Із даного закону випливає, що для ядерної екзотермічної реакції за участю нейтронів для перерізу реакції справедливий закон:

$$\sigma_{\infty} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E_n}} = \frac{\text{const}'}{v_n}. \quad (1.13)$$

Тут E_n , та v_n – відповідно енергія та швидкість нейтрона, який приймає участь в реакції поділу ядра Урану. З (1.13) видно, що перерізи реакцій на швидких нейтронах дуже малі в порівнянні з відповідними перерізами на теплових нейтронах. Тому критична маса самого палива (але не всієї активної зони) в реакторі на швидких нейтронах значно більша, ніж у реакторі на повільних нейтронах. Звідси видно, що реактор на повільних нейтронах має низьку питому потужність, тобто потужність на одиницю маси палива. Питома потужність реактора на швидких нейтронах приблизно в 5 разів вища, ніж на теплових. Час життя одного покоління нейтронів у швидкій реакції на декілька порядків менший, ніж у тепловій. Тому швидкість протікання швидкої реакції може помітно змінюватись через дуже короткий час після зміни фізичних умов в активній зоні. Така нестійкість режиму ускладнює задачу регулювання ходу швидкої реакції.

У однорідному середовищі, яке складається тільки з ізотопів Урану, коефіцієнт розмноження k_{∞} був би рівний η . Однак у реальних ситуаціях, крім ядер, що діляться, завжди присутні інші, які не діляться. Ці сторонні ядра будуть захоплювати нейтрони і тим самим впливати на коефіцієнт розмноження. Звідси випливає, що третьою величиною (крім η і W), що визначає коефіцієнти k_{∞} і k , є ймовірність того, що нейтрон *не* буде захоплений одним з таких ядер. Цю ймовірність називають *коефіцієнтом теплового використання* θ . За фізичним змістом – це *відношення кількості вторинних теплових нейтронів, поглинутих паливом до всіх поглинутих теплових нейтронів* (паливом, сповільнювачем, теплоносієм, конструкційними матеріалами, тощо).

Для здійснення ланцюгової реакції на повільних нейтронах в активну зону вводять спеціальні речовини – сповільнювачі, які перетворюють нейтрони розподілу в теплові. На практиці ланцюгова реакція на повільних нейтронах здійснюється на природному або злегка збагаченому ізотопом ^{235}U урані. Присутність великої кількості ізотопу ^{238}U в АЗ ускладнює процес сповільнення і робить необхідним підвищення вимог до якості сповільнювача. Життя одного покоління нейтронів в активній зоні з сповільнювачем наближено можна розбити на дві стадії: уповільнення до теплових енергій і дифузія з тепловими швидкостями до поглинання. Для того щоб основна частина нейтронів встигла сповільнитися без поглинання, необхідне виконання умови

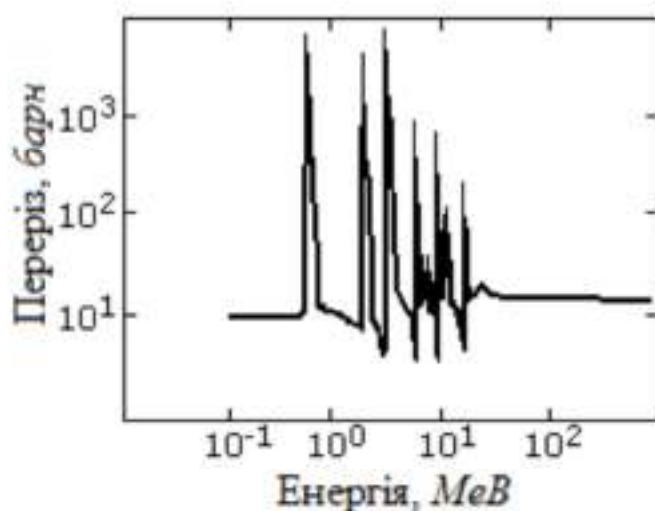


Рис. 1.5. Резонансна область поглинання нейтронів для ^{238}U

$$\sigma_{\text{пруж}} / \sigma_{\text{захол}} \gg n, \quad (1.14)$$

де $\sigma_{\text{пруж}}$ і $\sigma_{\text{захол}}$ – усереднені за енергіями перерізи відповідно пружного розсіювання та захоплення, а n – число зіткнень нейтрона з ядрами сповільнювача, необхідне для досягнення теплової енергії. Число n швидко збільшується із зростанням масового числа сповільнювача. Для урану ^{238}U число n має порядок декількох тисяч. А відношення $\sigma_{\text{пруж}} / \sigma_{\text{захол}}$ для цього ізотопу навіть у порівняно сприятливій області енергій швидких нейтронів не перевищує 50. Особливо ж «небезпечною» відносно захоплення нейтронів є так звана резонансна область від 1 *keV* до 1 *eV*.

У цій області повний переріз взаємодії нейтрона з ядрами ^{238}U має велику кількість інтенсивних резонансів (див. рис. 1.5). При низьких енергіях втрата енергії нейтроном при співударянні з іншими ядрами менша ширини резонансної області. Тому в цій області відношення $\sigma_{\text{пруж}}/\sigma_{\text{загл.}}$ стає навіть меншим одиниці.

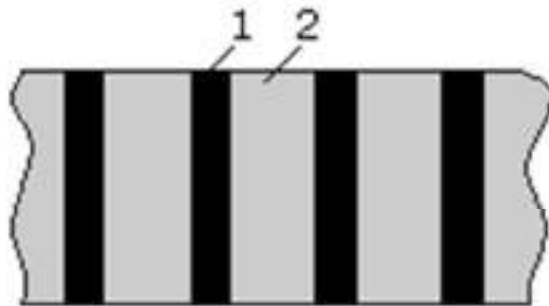


Рис. 1.6. Схема розміщення ядерного пального і сповільнювача в АЗ гетерогенного реактора: 1 – блоки ядерного пального, 2 – сповільнювач

Це означає, що при попаданні в область одного з резонансів нейтрон поглинається практично зі стовідсотковою ймовірністю. Оскільки сповільнення на такому важкому ядрі, як Уран, йде «дрібними кроками», то при проходженні через резонансну область нейтрона, що сповільнюється, він обов'язково «наткнеться» на один з резонансів і поглинеться. Звідси випливає, що на природному урані без сторонніх домішок ланцюгову реакцію здійснити неможливо: на швидких нейтронах реакція не йде через невиконання умови $\eta > 1$, а повільні нейтрони не можуть утворитися, через їх поглинання на резонансах.

Для того щоб уникнути резонансного захоплення нейтрона, потрібно використовувати для сповільнення дуже легкі ядра, на яких сповільнення йде «великими кроками», що різко збільшує ймовірність «проскоку» нейтрона через резонансну область енергій. Найкращими елементами - сповільнювачами є Гідроген, Дейтерій, Берилій, Карбон. Тому використовувані на практиці сповільнювачі в основному зводяться до важкої води, берилію, окису берилію, графіту, а також звичайної води, яка сповільнює нейтрони не гірше важкої води, але поглинає їх в набагато більшій кількості. Сповільнювач повинен бути добре очищений. Зауважимо, що для здійснення повільної реакції сповільнювача має

бути в десятки, а то й у сотні разів більше, ніж урану, щоб запобігти резонансній зіткненню нейтронів з ядрами ^{238}U .

Отже, на значення k_∞ (або k) впливає поглинеться чи ні нейтрон в резонансній області. Ймовірність цього визначає коефіцієнт φ , який визначає відношення кількості вторинних теплових нейтронів до кількості вторинних швидких нейтронів, які виникли в результаті поділу ядер палива.

Точний розрахунок величини φ складний. Зазвичай для її обчислення користуються наближеними напівемпіричними формулами.

Величини φ і θ залежать не тільки від відносної кількості сповільнювача, а й від геометрії його розміщення в активній зоні. АЗ, що складається з однорідної суміші урану і сповільнювача, називається *гомогенною*, а система, що складається з блоків урану і сповільнювача, які чергуються називається *гетерогенною* (рис. 1.6). Якісна гетерогенна система відрізняється тим, що в ній швидкий нейтрон, що утворився в урані, встигає перейти в сповільнювач, не досягнувши резонансних енергій. Подальше сповільнення йде вже в чистому сповільнювачі. Це підвищує ймовірність φ уникнути резонансного захоплення

$$\varphi_{\text{гет}} > \varphi_{\text{гом}} \quad (1.15)$$

З іншого боку, навпаки, ставши в сповільнювачі тепловим, нейтрон повинен для участі в ланцюговій реакції продифундувати, не поглинувшись в чистому сповільнювачі, до його межі. Тому коефіцієнт теплового використання θ в гетерогенному середовищі нижчий, ніж в гомогенному:

$$\theta_{\text{гет}} < \theta_{\text{гом}} \quad (1.16)$$

Слід врахувати, також, той факт, що розмноження нейтронів можливе за рахунок швидких. Деяка кількість ядер палива може ділитися швидкими нейтронами. Цю ймовірність визначає коефіцієнт ϵ . Величина ϵ називається *коефіцієнтом розмноження на швидких нейтронах*. За своїм змістом коефіцієнт ϵ завжди перевищує одиницю, але це перевищення зазвичай невелике. Типовим для теплових реакцій є значення $\epsilon = 1,03$.

Отже, величину k_∞ визначають чотири співмножника:

$$k_{\infty} = \eta \epsilon \varphi \theta. \quad (1.17)$$

Ця формула носить назву – *формула чотирьох співмножників*.

Для швидких реакцій формула чотирьох співмножників непридатна, оскільки кожен коефіцієнт залежить від енергії і розкид по енергіях при швидких реакціях дуже великий.

Щоб краще розібратися у внеску кожного з чотирьох співмножників у значення коефіцієнта розмноження нейтронів розглянемо приклад.

Нехай в активному середовищі нескінчених розмірів знаходиться 100 теплових нейтронів. Нехай всі вони поглинаються сумішшю $^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$.

Із них: 10 теплових нейтронів поглинулися ^{235}U без поділу;

36 теплових нейтронів поглинулися ^{238}U без поділу;

54 теплових нейтронів поглинулися ^{235}U з поділом.

Нехай в результаті поділу утворилось 134 нових швидких нейтронів. Тоді коефіцієнт

$$\eta = \frac{134}{100} = 1,34.$$

Тепер нехай з новоутворених 134 вторинних швидких нейтронів 2 поглинаються ^{238}U і в результаті поділу цього ізотопу утворюється 6 швидких нейтронів. Отже, в системі буде всього $134 - 2 + 6 = 138$ швидких нейтронів. Тоді коефіцієнт

$$\epsilon = \frac{138}{134} = 1,03.$$

Отримані вторинні швидкі нейтрони в середовищі починають сповільнюватися.

Із них: 15 попадають в резонансну область і поглинаються ^{238}U ;

123 сповільнюються до теплових енергій.

Тоді коефіцієнт

$$\varphi = \frac{123}{138} = 0,89.$$

Із 123 вторинних теплових нейтронів – 15 поглинаються теплоносієм, сповільнювачем, конструкційними матеріалами, а 108 поглинаються паливом.

Тоді коефіцієнт θ : $\theta = \frac{108}{123} = 0,878$. В результаті отримаємо

$$k_{\infty} = \eta \epsilon \varphi \theta = \frac{134}{100} \cdot \frac{138}{134} \cdot \frac{123}{138} \cdot \frac{108}{123} = \frac{108}{100} = 1,08.$$

Принципова можливість здійснення самопідтримуючої ланцюгової реакції поділу в нескінченному середовищі, яке складається із палива і сповільнювача, буде забезпечена якщо

$$k_{\infty} = \eta \epsilon \varphi \theta > 1, \quad (1.18)$$

тобто при умові

$$\varphi \theta \geq \frac{1}{\eta \epsilon}. \quad (1.19)$$

Величина η визначається видом палива, а величина ϵ для повільних реакцій майже не відрізняється від одиниці. Тоді нерівність (1.19) можна переписати у вигляді

$$\varphi \theta \geq \frac{1}{\eta}. \quad (1.20)$$

У випадку природного урану $\eta = 1,32$, значить, умовою самопідтримуючої реакції буде $\varphi \theta \geq 0,77$. Перевага гетерогенного середовища перед гомогенним кількісно виражається в тому, що, наприклад, в системі, в якій на одне ядро природного урану приходить 215 ядер графіту (сповільнювач), добуток $\varphi \theta$ становить 0,823 для гетерогенного середовища і 0,595 для гомогенного. Отже, для гетерогенного середовища $k_{\infty} > 1$, а для гомогенного $k_{\infty} < 1$.

Для практичного здійснення критичного режиму реакції ($k = 1$) треба вміти цією реакцією керувати. Це управління істотно спрощується завдяки появі в реакції нейтронів, які з'являються з деяким запізненням. Переважна більшість нейтронів вилітає з ядра практично миттєво (тобто за час, на багато порядків менший часу життя покоління нейтронів в активній зоні), але кілька десятків відсотка нейтронів є запізнаними і вилітають з ядер-осколків через досить

великий проміжок часу. Всього існує шість груп запізнених нейтронів, які з'являються за час від часток секунди до декількох і навіть десятків секунд. Якісно вплив цих нейтронів можна пояснити так. Нехай коефіцієнт розмноження миттєво зріс від підкритичного значення до такого надкритичного, що $k < 1$ за відсутності запізнених нейтронів. Тоді, очевидно, ланцюгова реакція почнеться не відразу, а лише після вильоту цих нейтронів. Тим самим процес перебігу реакції буде регульованим, якщо час спрацювання регулюючих пристроїв буде меншим порівняно великого часу затримки запізнених нейтронів, а не дуже малого часу розвитку ланцюгової реакції. Частка запізнених нейтронів в різних видах ядерного палива коливається в широких межах. Вона дорівнює 0,0065 (0,65%) для Урану-235, ще менша для Урану-233 (0,28%) й Плутонію-239 (0,21%). Середній час життя запізнених нейтронів становить приблизно 10 с. При невеликому значенні надкритичності швидкість наростання інтенсивності ланцюгової реакції буде визначатися тільки запізненими нейтронами. Покажемо це.

Коефіцієнт розмноження k нейтронів подамо у вигляді:

$$k = k_m + k_s, \quad (1.21)$$

де k_m – коефіцієнт розмноження на миттєвих нейтронах, k_s – коефіцієнт розмноження на запізнених нейтронах. Якщо частка запізнених нейтронів β , то:

$$k_m = (1 - \beta) \cdot k, \quad k_s = \beta \cdot k. \quad (1.22)$$

Рівняння (1.2) можна замінити системою:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_m - 1}{T} N + \frac{C}{T_s} \quad \text{та} \quad \frac{dC}{dt} = \frac{k_s}{T} N - \frac{C}{T_s}, \quad (1.23)$$

де через C позначається кількість осколків, які можуть породити запізнені нейтрони, T_s – середній час життя запізнених нейтронів (будемо для всіх груп вважати його приблизно рівним 10 с).

Перше з рівнянь (1.23) відображає той факт, що кількість нейтронів змінюється як за рахунок народження миттєвих нейтронів, так і за рахунок розпаду нейтронно-активних осколків. Зміст другого рівняння полягає в тому,

що зміна кількості нейтронно-активних ядер обумовлена народженням в середньому k_1 ядер при захопленні одного нейтрона і розпадом даних ядер.

Розглянемо тепер режим, відмінний від критичного. В цьому випадку розв'язок системи (1.23) можна шукати у вигляді

$$N = N_0 \exp(t/\tau) \text{ та } C = C_0 \exp(t/\tau). \quad (1.24)$$

При підстановці виразів (1.24) в систему (1.23) для τ отримується квадратне рівняння, розв'язок якого має вигляд

$$\tau = \frac{T - T_s(k - k\beta - 1) \pm \sqrt{(T - T_s(k - k\beta - 1))^2 + 4TT_s(k - 1)}}{2(k - 1)}. \quad (1.25)$$

В підкритичному режимі ($k < 1$) обидва кореня від'ємні, що відповідає від'ємним показникам експонент в (1.24), тобто згасанню реакції. В надкритичному режимі ($k > 1$) один з коренів (1.25) додатний і забезпечує наростання реакції. При $k - 1 \ll 1$ цей додатний корінь з хорошою точністю дорівнює

$$\tau = \frac{T_s \cdot \beta}{k - 1} = \frac{\tau_0 \cdot T_s \cdot \beta}{T}. \quad (1.26)$$

З (1.26) видно, що при невеликому значенні надкритичності швидкість наростання інтенсивності ланцюгової реакції взагалі не залежить від часу життя одного покоління нейтронів T і визначається тільки запізнілими нейтронами. Оскільки величина $T_s \cdot \beta$ має порядок $5 \cdot 10^{-2} \text{ с}$, то зрозуміло, що наявність запізнілих нейтронів принаймні на два порядки знижує швидкість зростання інтенсивності. Наприклад, при $k = 1,001$ за $0,46 \text{ с}$ кількість нейтронів збільшиться вже не в сто разів (див. вище), а лише на 10%.

Отже, наявність запізнілих нейтронів вирішальним чином спрощує проблему регулювання швидкості протікання ланцюгової реакції, причому не тільки на повільних, але й на швидких нейтронах.

Часто замість коефіцієнта розмноження нейтронів k для опису поведінки реактора використовується поняття *реактивності реактора*

$$\rho = \frac{k - 1}{k}. \quad (1.27)$$

При $\rho < 0$ реакція гасне, при $\rho = 0$ іде стаціонарно, при $\rho > 0$ інтенсивність реакції зростає. Для реактора, в якому є тільки ядерне паливо і сповільнювач, для протікання ланцюгової реакції повинно бути забезпечено $\rho > 0$, тобто повинен бути деякий запас реактивності. Але, з іншого боку, при $\rho > 0$ реактор вибухне. Тому надлишкова реактивність має бути скомпенсована до $\rho = 0$ спеціальними регулювальними стрижнями з кадмію або бору, що поглинають нейтрони. При наявності цих стрижнів реактор може працювати стаціонарно. Тому однією з найважливіших характеристик будь-якого ядерного реактора є *запас реактивності* – реактивність реактора при повністю виведених регулюючих стрижнях. Для орієнтування вкажемо, що в реакторі першої АЕС запас реактивності становив 0,13, що відповідає значенню $k = 1,15$. Вважається, що в

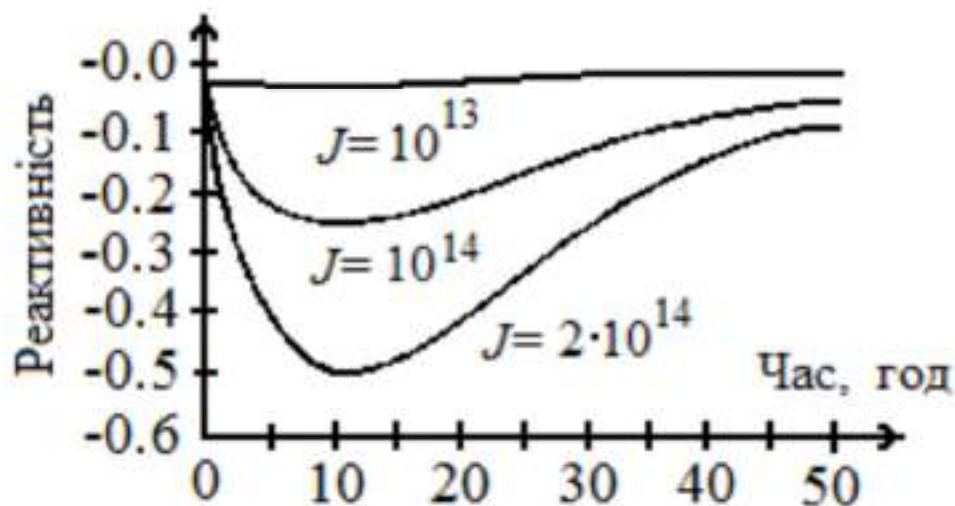


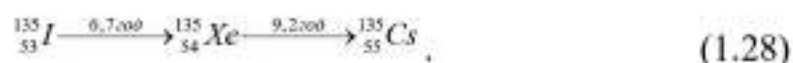
Рис. 1.7. Залежність реактивності реактора від часу для різних потоків нейтронів J (в $\text{см}^2\text{с}^{-1}$). Відлік часу починається з моменту зупинки реактора

сучасних реакторах початковий запас реактивності при завантаженні паливом повинен бути біля 0,15.

Необхідність позитивної початкової реактивності при виведених поглинаючих стрижнях з АЗ пов'язана з тим, що при роботі реактора накопичуються продукти поділу ядер Урану, які поглинають нейтрони. Такими продуктами є $^{135}_{54}\text{Xe}$ і $^{149}_{62}\text{Sm}$ (для ^{135}Xe переріз поглинання теплових нейтронів дорівнює $3 \cdot 10^6$ барн). З ростом концентрації цих ядерних «отрут» в АЗ

реактивність реактора поступово зменшується. Для нормальної роботи реактора значення реактивності необхідно підтримувати з точністю $10^{-5} - 10^{-7}$ в залежності від типу реактора. Слід враховувати, що реактивність залежить від потужності, тобто від інтенсивності протікання ланцюгової реакції. Ця залежність носить характер зворотного зв'язку: зміна інтенсивності сама залежить від реактивності. Цей зворотний зв'язок визначається багатьма причинами і може бути як негативним, так і позитивним. Для експлуатації реактора зручним є негативний зворотний зв'язок, при якому випадково виникаюче зростання потужності реактора зменшує реактивність, що сприяє поверненню потужності до вихідного рівня. Є, однак, і реактори з позитивним зворотним зв'язком, в яких випадково виникаюче збільшення потужності приводить до самопідсилення. Таким, наприклад, був реактор першої АЕС. При позитивному зворотному зв'язку доводиться постійно стежити не тільки за першою, але і за другою похідною потужності за часом.

В реакторах з високим значенням потоку теплових нейтронів (понад $10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) реактивність помітно спадає після зупинки реактора і відновлюється лише через декілька десятків годин. На рис. 1.7 приведена залежність реактивності від часу після зупинки реактора для декількох значень потоку теплових нейтронів. Наявність мінімуму на кривій залежності реактивності від часу називають «йодною ямою». Механізм «йодної ями» наступний. При поділі ^{235}U або ^{239}Pu повільними нейтронами з ймовірністю 6% утворюється ^{135}I , який через 0,5 с шляхом β - розпаду перетворюється на ^{135}X . Цей ізотоп також β - активний і розпадається на ^{135}Xe (період напіврозпаду 6,7 год), як вже говорилося – дуже сильний поглинач теплових нейтронів. Ізотоп ^{135}Xe в свою чергу зазнає β - розпаду з періодом напіврозпаду 9,2 год і перетворюється на практично стабільний ізотоп цезію ^{135}Cs . Період напіврозпаду ізотопу ^{135}Cs дорівнює двом мільйонам років (продукт – стабільний ізотоп барію ^{135}Ba). З усього цього ланцюжка розпадів нам важливий лише відрізок



У працюючому з постійною потужністю реакторі встановлюється певна рівноважна концентрація ядер ^{135}Xe . При великих потоках теплових нейтронів ця рівноважна концентрація мала через зменшення ^{135}Xe в результаті поглинання нейтронів. Інтенсивність поглинання пропорційна потоку нейтронів. При зупинці реактора поглинання припиняється, а ізоотоп ^{135}I , який накопичився в реакторі, продовжує розпадатися. В результаті кількість ^{135}Xe починає рости доти, доки не розпадеться помітна частина йоду. Це призводить до тимчасового зниження реактивності реактора. При обмеженому запасі реактивності через «йодну яму» реактор не вдається запустити незабаром після зупинки. Наприклад, при запасі реактивності 0,1 і потоці повільних нейтронів $10^{14} \text{ част./(см}^2 \cdot \text{с)}$ через півгодини після зупинки реактора його не можна запустити протягом півтори доби.

1.2. Класифікація ядерних реакторів та їх основних складових

Можна зробити висновок, що для стаціонарного режиму протікання ланцюгової ядерної реакції в складі реактора повинна бути активна зона (АЗ), де розміщується ядерне паливо, теплоносій, який забезпечує відведення тепла від реактора, керуюча система з поглиначів нейтронів, яка забезпечує критичність ядерної реакції, відбивач, який повертає в АЗ частину вилітаючих з неї нейтронів. Крім того, до складу реактора може входити сповільнювач нейтронів і обов'язково захисна оболонка. Теоретично можливі більш 100 різних типів реакторів, які розрізняються видом палива, сповільнювачем і теплоносіями. В залежності від виду перерахованих структурних елементів існує наступна класифікація реакторів:

Таблиця 1.3

Виробництво ізоотопів трансуранових елементів в легководному ядерному реакторі електричною потужністю 1 ГВт

Елемент	Масове число	Період напіврозпаду, роки	Маса, кг	Активність, Кі
$_{94}\text{Pu}$	238	86,4	5,9	$1,01 \cdot 10^5$

	239	24400	143,7	$8,82 \cdot 10^2$
	240	6600	59	$1,3 \cdot 10^4$
	241	13,2	27,8	$2,81 \cdot 10^6$
	242	379000	9,6	40
${}_{95}\text{Am}$	241	461	1,32	$4,53 \cdot 10^3$
	242	152	0,01	$0,12 \cdot 10^3$
	243	7950	2,48	$0,48 \cdot 10^3$
${}_{96}\text{Cm}$	242	0,45	0,13	$4,4 \cdot 10^5$
	243	32	0,002	$0,09 \cdot 10^3$
	244	17,6	0,91	$7,38 \cdot 10^4$

1. За енергією нейтронів, при якій відбувається основна частина поділу ядер палива:

- швидкі;
- проміжні;
- теплові.

2. За видом ядерного палива, яке містить:

- природний уран ($0,720\% \text{ }^{235}\text{U}$);
- збагачений уран (більше $0,720\% \text{ }^{235}\text{U}$);
- збагачений ${}^{233}\text{U}$;
- плутоній;
- торій.

3. За способом тепловідведення:

- тільки теплоносієм;
- паливом, змішаним з теплоносієм;
- сповільнювачем - теплоносієм.

4. За призначенням:

- дослідницькі;
- експериментальні;
- транспортні;
- транспортабельні;
- теплофікаційні;
- енергетичні.

5. За структурою активної зони:

- гомогенні;
- гетерогенні.

6. За видом сповільнювача:

- звичайна і важка вода;
- графіт;
- берилій і окисень Берилію.

7. За видом теплоносія:

- звичайна і важка вода;
- рідкі метали (K , Na , Zr , Bi , Pb , Hg , Ga), їх сполуки і сплави;
- органічні речовини, в основному – поліфеніли;
- газу (гелій, азот, водень, водяна пара, CO_2 , N_2O_4).

Нейтронний спектр. Більшість енергетичних реакторів працюють на повільних (теплових) нейтронах. Реактори на швидких нейтронах, в основному, також енергетичні. Реактори на проміжних нейтронах, з однієї сторони, мають малу кількість сповільнювача і тому мають невеликі об'єми АЗ, що дає їм перевагу в порівнянні з реакторами на теплових нейтронах, а з іншої, деяка кількість сповільнювача дозволяє суттєво знизити критичну масу в порівнянні з реакторами на швидких нейтронах завдяки більшому перерізу реакції поділу Урану-235 для проміжних нейтронів в порівнянні з швидкими [3].



Рис.1.8. Тепловидільна збірка (ТВЗ) з трубками ТВЕЛ

Ядерне паливо. Зазвичай, всі перераховані за енергією нейтронів реактори працюють на сильно збагаченому урані або торію (швидкі – до 20% ^{235}U , теплові – до 5% ^{235}U). Реактори на проміжних нейтронах використовуються як дослідницькі (часто – для випробовування реакторних матеріалів) і тому збагачення палива у них може варіюватися в широких межах. ^{233}U та ^{239}Pu використовуються в реакторах – розмножувачах палива (бридерах), куди вони завантажуються в якості пального разом із ^{238}U та ^{232}Th в якості сировини. Такі реактори виробляють теплову енергію, яка переробляється на АЕС в електричну,

і дають вторинне ядерне паливо в кількостях, що перевищують початкове завантаження. Витратне і відтворюване ядерне паливо – в одних реакторах – ^{239}Pu , в інших – ^{233}U .

Сьогодні ядерне паливо завантажується в гетерогенні реактори (використовуються в енергетиці, більше 99% всіх видів ядерних реакторів) в так звані тепловидільні елементи (трубки з паливом, *TVEL*), які, в свою чергу з'єднуються в тепловидільні збірки (*ТВЗ*) (див. рис. 1.8). На жаль, металевий уран має низькі фізичні та хімічні характеристики відносно дії на нього тиску, температури, корозії, тощо. В енергетичних ядерних реакторах сьогодні широко використовують керамічне ядерне паливо. Воно володіє низкою переваг перед металевим. Керамічне ядерне паливо володіє високою структурною та хімічною стабільністю при циклічному нагріванні та опроміненні. Воно краще протидіє теплоносію та не взаємодіє з матеріалом оболонки реактора. Завдяки високому ступеню вигорання, яке досягається при використанні керамічного палива, здешевлюється будівництво ядерних установок, підвищується їх економічність і з'являється можливість створення ТВЕЛ, які можуть тривалий час працювати при високих температурах і інтенсивному нейтронному опроміненні.

У якості керамічного палива можуть використовуватись окисні, карбіди, нітриди та силіциди Урану, Плутонію та Торію. Властивості деяких керамічних матеріалів приведені в таблиці 1.4.

Таблиця 1.4

Властивості деяких керамічних ядерних матеріалів

Показник	Окисел Урану UO_2	Карбід Урану UC_2	Дисиліцид Урану USi_2	Мононітрид Урану UN	Окисел Торію ThO_2
Температура плавлення, $^{\circ}\text{C}$	2878	2400	1700	–	3220
Питома вага, г/см^3	10,4	11,28	$\alpha - 8,87$ $\beta - 9,25$	13,6	9,6

Питома теплоємність, <i>кал/(г град)</i>	0,056 (17°C)	0,035 (100°C)	—	—	0,058 (50°C)
Модуль пружності, $10^{-6}E$, <i>кг/см²</i>	1,76 (20°C)	—	—	—	1,475 (20°C) 1,26 (800°C) 0,985 (1400°C)

В даний час із всіх сполук Урану найширше застосування здобув двоокисень UO_2 , який є тугоплавким матеріалом (див. табл. 1.4). Це ядерне паливо виготовляють у вигляді круглих пігулок пресуванням порошку UO_2 з наступним спіканням при температурі 1300°C. Двоокисень володіє високою хімічною та структурною стабільністю. Пігулки керамічного палива з UO_2 закладаються в трубки *TBEЛ* і герметизуються. При опроміненні нейтронним потоком *TBEЛ* із UO_2 практично не змінюють свої розміри, тому застосування в якості палива UO_2 дозволяє досягнути глибшого вигорання палива без побоювання, що через розпухання палива може бути пошкоджена оболонка елемента.

Для виготовлення *TBEЛ* металевий плутоній не може бути використаний внаслідок великого коефіцієнта температурного розширення, низької теплопровідності та великої зміни форми та розмірів виробів при циклічних теплових навантаженнях через фазові переходи. В ядерних реакторах використовують плутонієві сплави або з'єднання з природним ураном або торієм для відтворення ядерного палива. В низці реакторів на швидких нейтронах знайшло застосування ядерне паливо у вигляді двоокисню Урану з двоокиснем Плутонію або з'єднання Уран – Плутоній – Молібден.

Оскільки торій є джерелом для отримання вторинного палива, то він використовується в якості складової частини ядерного палива в зоні відтворення в поєднанні з ураном. В зв'язку з цим можливе легування торія ураном. Добавка до торія 3% урану за вагою підвищує міцність торію при високій температурі (до

500°C). Кераміка з двоокисню торію ThO_2 практично не взаємодіє з водою до 250°C. Використовується також в деяких реакторах окисень торію з UO_2 .

В ядерних реакторах поряд з твердим паливом можуть застосовуватись рідкі ядерні палива в вигляді розчинів, суспензій та розплавлених солей. В гомогенному середовищі рідиною - основою може використовуватись звичайна вода, важка вода, рідкі метали та розплавлені солі.

Сповільнювачі та відбивачі. Із присутніх в природі елементів тільки три – Гідроген, Берилій та Карбон у вигляді графіту – задовольняють вимогам, які пред'являються до сповільнювачів та відбивачів нейтронів. Тому в якості сповільнювачів і відбивачів знайшли застосування різноманітні гідрогенутримуючі речовини з великим вмістом Гідрогену в одиниці об'єму, Берилій, Карбон та їх сполуки.

Звичайна вода широко використовується в реакторах на теплових нейтронах з водою під тиском (легководні реактори) в якості сповільнювача, теплоносія, матеріалу відбивача та біологічного захисту. Властивості води загальновідомі. Звичайна вода володіє високою сповільнюючою властивістю для нейтронів завдяки значному вмісту в ній Гідрогену. Реактори з водяним сповільнювачем мають невеликі розміри АЗ, що дозволяє використовувати їх в транспортних засобах (атомні кораблі та атомні підводні човни).

Цей сповільнювач має і недолік, оскільки частина теплових нейтронів поглинається ядрами звичайного Гідрогену або Протію



Переріз такої реакції високий (0,664 *барн*), тому в реакторах з водяним сповільнювачем застосовується збагачене ядерне паливо.

Для сповільнення використовується також важка вода, у якій звичайний Гідроген ${}_1^1H$ заміщений Дейтерієм ${}_1^2H$ (важководяні реактори). Важка вода присутня в природній воді в мізерних кількостях (біля 0,017% за вагою). Добування важкої води з природної здійснюється електролітичним розкладенням, каталітичним обміном або дробною перегонкою. Дейтерій

поглинає теплових нейтронів значно менше, ніж звичайний Гідроген (переріз реакції $1,14 \text{ мбарн}$), тому в реакторах з важководяним сповільнювачем можна використовувати в якості палива природний або слабозбагачений уран і отримувати високе вигорання палива. Факторами, які обмежують застосування важкої води в ядерних реакторах, є її незначні запаси та висока вартість.

Карбон може знаходитись в двох кристалічних модифікаціях, однією з яких є графіт. Він є поширеним в природі, однак через домішки не може бути застосованим в ядерній енергетиці. Реакторний графіт отримують із добре очищеного нафтового коксу і смоли. Графіт має задовільні механічні властивості, добре оброблюється, з ростом температури його міцність зростає, має добру теплопровідність і незначне теплове розширення. Недоліками графіту є сприйнятливність до окислення, відносно низька ударна стійкість та велика пористість. Корозійна стійкість графіту недостатня, з рідким металом він практично несумісний. Безумовною перевагою графіту є те, що ядра Карбону майже не взаємодіють з нейтронами (переріз захоплення теплового нейтрона – 3 мбарн). З цієї точки зору графіт хороший матеріал. Але оскільки маса ядра Карбону в 12 разів більша маси нейтрона, то для сповільнення до теплових швидкостей необхідна більша кількість зіткнень.

Берилій має малий переріз поглинання теплових нейтронів (9 мбарн), достатньо високий переріз розсіяння нейтронів (7 барн) і є по суті єдиним металом, придатним за своїми ядерними властивостями в якості сповільнювача та відбивача для реактора. Перевагами Берилію є невелика питома маса, відносно висока теплопровідність і висока температура плавлення. Незважаючи на низьку пластичність, складність механічної обробки та високу токсичність берилієвого порошку, він знайшов застосування в реакторах завдяки хорошим ядерним властивостям.

В якості матеріалу сповільнювача і відбивача високотемпературних реакторів використовують також окисень Берилію BeO . Він має практично такі

ж ядерні властивості, як і Берилій, але відрізняється більшою теплопровідністю, більшою термостійкістю та малим коефіцієнтом лінійного розширення.

Теплоносії. Теплоносії призначені для відведення тепла, яке виділяється в АЗ, перетворення цього тепла в електроенергію або передачі його безпосередньо споживачеві. Теплоносіями можуть бути рідини або газоподібні речовини. До рідин відносяться вода, водні розчини, металічні розплави, органічні та неорганічні речовини.

При виборі теплоносія враховуються його наступні характеристики:

1. Величина коефіцієнта тепловіддачі. Чим більше його значення, тим вищими можуть бути питомі потужності і меншою поверхня теплообмінних апаратів, а значить – менші вага та габарити реактора.

2. Величина густини теплоносія і його питомої теплоємності. Чим менша перша і вища друга, тим менша витрата потужності на циркуляцію теплоносія в теплообмінному контурі. За цим показником вода є найкращим теплоносієм.

3. Величина температури кипіння та температури плавлення теплоносія. В енергетичних реакторах температура теплоносія на виході з реактора повинна бути по можливості вищою. Чим вона вища, тим вищий термічний к. к. д. установки і покращені економічні показники. Температура кипіння теплоносія може бути підвищена шляхом збільшення тиску в реакторі.

4. Сумісність теплоносія з конструкційними матеріалами.

5. Стійкість теплоносія при високих температурах та під дією радіоактивного випромінювання.

6. Наведена радіоактивність теплоносія. Вона повинна бути мінімальною.

7. Вартість та доступність отримання.

8. Переріз поглинання теплових нейтронів. Його велике значення приводить до необхідності збільшення завантаження палива в АЗ і збільшенню вартості будови АЕС.

9. Безпека в користуванні. Деякі гази, лужні метали та ртуть при розгерметизації становлять серйозну небезпеку для обслуговуючого персоналу.

10. Сповільнююча властивість. Теплоносій реакторів на теплових нейтронах повинен не тільки добре відбирати тепло від ТВЕЛ, а й добре сповільнювати нейтрони.

Вибір теплоносія залежить також від типу та призначення реактора. Теплоносії придатні для реакторів на теплових нейтронах виявляються малопридатними або зовсім непридатними для швидких реакторів. Теплоносії, як, наприклад, вода, органічні рідини, які успішно використовуються в ядерних установках з максимальною температурою на виході з реактора $(280-320)^{\circ}\text{C}$, зовсім не підходять для високотемпературних реакторів.

В сучасних ядерних реакторах вода є найпоширенішим теплоносієм. Її одночасно можна використовувати як теплоносій та сповільнювач. Це спрощує конструкцію реактора, робить компактнішою АЗ, знижує вагу реактора.

До основних переваг води можна віднести високі теплопередавальні властивості, велике значення теплоємності (в 30 разів більше ніж у ртуті і в 1,45 – ніж у дифеніла). Теплопровідність води в декілька разів вища ніж у органічних речовин, але нижча, ніж у рідких металів. Для прокачування води через реактор потрібні порівняно невеликі потужності. Вода має невелику вартість, безпечна в користуванні, практично стійка при опроміненні.

Існує і низка недоліків води як теплоносія. Так порівняно низьке значення критичної температури обмежує максимальну температуру теплоносія. Саме тому, енергетичні установки з водяним теплоносієм мають низькі параметри пару, малий к. к. д. і невисоку економічність. Крім того, вода – високорозійна речовина.

Важка вода, як і звичайна, є хорошим теплоносієм і сповільнювачем одночасно. Теплофізичні властивості важкої води близькі до властивостей звичайної води. Відзначені недоліки звичайної води властиві і важкій воді. Крім того, вона має високу вартість і важкодоступна для отримання.

В якості теплоносія також використовуються рідкі метали: натрій, калій, сплав натрію і калію, літій, свинець, вісмут тощо. Рідкокристалічні теплоносії мають високу температуру кипіння при низькому тиску, володіють хорошими теплопередавальними властивостями, мають достатньо високу теплову та радіаційну стійкість, деякі з них мають низькокорозійні властивості.

Органічні з'єднання також застосовуються в якості теплоносія та сповільнювача в реакторах на теплових нейтронах. Це, зокрема, дифеніл (C_6H_5)₂, моноізопропилдифеніл $C_{15}H_{16}$, трифеніл (C_6H_5)₃, дифенільні суміші тощо. Органічні суміші володіють хорошими сповільнюючими властивостями, мають вищу температуру кипіння ніж вода, здійснюють слабку корозійну дію на конструкційні матеріали та мають низький рівень наведеної активності. До їх недоліків відносять гірші теплопередавальні властивості вуглеводнів в порівнянні з водою через низьку теплопровідність та недостатню теплову стійкість.

Газові теплоносії володіють хорошою термічною та радіаційною стабільністю, можуть використовуватись в якості теплоносія для високотемпературних реакторів, мають невисоку корозійну активність та прості в обслуговуванні.

Суттєвим недоліком газів в порівнянні з іншими теплоносіями є гірші теплопередавальні властивості, оскільки в них мала густина, низькі значення об'ємної теплоємності та коефіцієнта теплопровідності. Для зняття тепла АЗ через неї потрібно прокачувати більші об'єми газового теплоносія. Це збільшує енергетичні затрати та об'єм АЗ. В якості газового теплоносія найчастіше використовується гелій (малий переріз поглинання теплових нейтронів, термічно стійкий, корозійно не активний, радіаційно стійкий), вуглекислий газ (малий переріз поглинання теплових нейтронів, сприятливі теплофізичні властивості), азот (дешевий і легкодоступний газ, хімічно інертний до конструкційних матеріалів, стійкий при опроміненні), гідроген (сприятливе поєднання теплофізичних і ядерних властивостей), тощо.

Система управління. Для виготовлення регулюючих стрижнів, компенсуючих решіток, стрижнів аварійного захисту (АЗ) і в якості вигоряючих поглиначів використовують матеріали з великим перерізом поглинання нейтронів. Ці поглинаючі матеріали органів управління повинні задовольняти трьом основним вимогам:

1. Мати високий поперечний переріз поглинання як теплових, так і надтеплових нейтронів;
2. Необхідно, щоб утворені при поглинанні ядрами - поглиначами нейтронів дочірні ядра самі мали великий переріз поглинання теплових нейтронів;
3. Необхідна висока концентрація поглинаючих атомів в одиниці об'єму і їх мала питома вага для того, щоб забезпечити високу ефективність стрижнів при невеликому їх розмірі.

Бажано, щоб під дією опромінення нейтронами в матеріалі не утворювались нові елементи, а лише нові ізотопи поглиначів.

У якості поглинаючих матеріалів широко використовується бор, кадмій і їх сполуки, можуть використовуватись гафній, срібло, деякі рідкоземельні елементи та інші речовини.

Природний бор складається із 20% ізотопу ^{10}B з перерізом поглинання 3840 *барн* і 80% ізотопу ^{11}B з перерізом поглинання біля 0,05 *барн*. Як поглинаючий матеріал викликає інтерес лише ^{10}B . Завдяки хорошим ядерним характеристикам, доступності та низькій вартості бор широко використовується в системах управління реакторів. Бор використовується як основа регулюючих стержнів та стержнів АЗ у вигляді карбіду Бору B_4C , а також у вигляді 0,15% борної кислоти H_3BO_4 як добавки в водний теплоносій.

Гафній володіє задовільними ядерними та прийнятними механічними властивостями. Стійкий у воді до 315°C , в натрії до 590°C , в гелії до 810°C . В інших газах та дифенілі його стійкість погана. При виготовленні стрижнів із гафнія нема необхідності в захисній оболонці, яка захищає стрижні від

окислення. До недоліків гафнія можна віднести складність отримання і чутливість при обробці до домішок.

Ще один матеріал, який застосовується в системі управління реактором – кадмій. Природний кадмій є сумішшю ізотопів і має переріз захоплення 2450 *барн*. Для ^{113}Cd цей показник становить 20500 *барн*. Оскільки температура плавлення металевого кадмію не висока (321°C), він має погану корозійну стійкість, то поглинаючі стрижні виготовляються із сплаву кадмію з залізом, нікелем, сріблом, індієм, тощо.

Конструкційні матеріали реактора. Деталі АЗ і міцний корпус реактора підлягають дії статичним, динамічним та вібраційним навантаженням. Вони можуть піддаватись гідравлічним ударам, ерозійним та корозійним впливам з боку теплоносія при високій температурі, інтенсивному радіаційному опроміненню.

В зв'язку зі складними умовами роботи до конструкційних матеріалів висуваються жорсткі вимоги. Найбільш суттєвими з них є переріз поглинання нейтронів, механічні та фізичні властивості, сумісність матеріалів з паливом і теплоносієм при безпосередньому контакті, корозійна та ерозійна стійкість в потоці гарячого теплоносія та деякі інші.

В якості конструкційних матеріалів застосовуються сталі, цирконій, нікель, берилій, ванадій, ніобій, молібден, титан, вольфрам, тантал, магній, алюміній та їх сплави, а також деякі керамічні матеріали.

Нержавіючі сталі широко використовуються для виготовлення оболонок ТВЕЛ, робочих каналів, корпусів реакторів, опорних конструкцій та інших деталей АЗ. Нержавіюча сталь є найкращим партнером для води аж до 550°C . Основною перевагою нержавіючих сталей є висока механічна міцність при підвищеній температурі та висока стійкість проти корозії в середовищі теплоносія. Недоліком сталей (їх компонентів – заліза, хрому, нікелю) є високий переріз поглинання нейтронів.

Альтернативний матеріал для нержавіючих сталей – цирконій. Цирконій та його сплави добре сумісні з ураном та його сплавами. Цирконій сумісний з водою лише до $(300 - 350)^{\circ}\text{C}$, але для ядерних установок з насиченим паром більше і не потрібно. Він має малий поперечний переріз поглинання теплових нейтронів ($0,18 \text{ барн}$), високу температуру плавлення, малу густину, невисокий коефіцієнт розширення та хороші пластичні властивості. В зв'язку з недостатньою міцністю цирконію в основному використовуються його сплави. Сплав з 2,5% ніобію володіє високою міцністю і його використовують для виготовлення труб високого тиску, сплав з 1% ніобію менш міцний, але більш пластичний і з нього виготовляють оболонки *TVEL*. Завдяки слабкому поглинанню нейтронів цирконій повністю витіснив з *A3* нержавіючу сталь.

Молибден і ніобій (тугоплавкі метали) також застосовуються в якості конструкційних матеріалів реактора, зокрема для виготовлення оболонок *TVEL* високотемпературних реакторів з газовим і рідкометалевим охолодженням (молибден з легуючими добавками цирконію, титану та ніобію) та реакторів на швидких нейтронах (сплав ніобію та танталу).

Ванадій має великий поперечний переріз захоплення теплових нейтронів і тому в конструкційних матеріалах використовується тільки в реакторах на швидких нейтронах.

Титан в якості конструкційного матеріалу реакторів використовується завдяки цінним механічним властивостям. Він має малу вагу, хороші пластичні властивості, добре обробляється та стійкий до корозії. Завдяки цим властивостям він широко використовується в суднових ядерних енергетичних установках.

Нікель та його сплави широко використовується як матеріал в деталях і елементах *A3* тільки в реакторах на швидких нейтронах, оскільки він має великий переріз поглинання теплових нейтронів. Нікелеві сплави володіють хорошими механічними властивостями, підвищену в'язкість та модуль пружності. Особливий інтерес викликають сплави типу інконель-Х, німонік-80 та німонік-90, які мають велику стійкість при високих температурах. Вони застосовуються

для виготовлення теплообмінників, трубопроводів та іншого обладнання першого контура. Кращим конструкційним матеріалом для газових графітових і важководяних реакторів є магній. Магній поглинає теплові нейтрони в 4 рази слабше алюмінію. Металевий магній неміцний, малопластичний, легко кородує, схильний до займання, але його сплави з алюмінієм і цирконієм в межах 1% (магнокси) володіють більшою пластичністю, в атмосфері CO_2 зберігає стійкість до 500 °C, займається тільки при температурі більше 600 °C. Магнокс з 1,5% марганцю має підвищену міцність. Виник навіть термін – «магноксовий реактор» (англ. – «Magnox»).

Алюміній та його сплави мають малий переріз поглинання теплових нейтронів, володіють задовільною стійкістю в воді при низькій температурі, високим коефіцієнтом теплопровідності, дешеві у виробництві. Це забезпечило широке застосування їх для виготовлення оболонок *TVEL* і інших деталей АЗ неенергетичних реакторів (бридерів, дослідницьких, демонстраційних малої потужності та деяких реакторів з повітряним охолодженням).

1.3. Будова ядерних реакторів та атомних електростанцій (АЕС)

За конструктивним оформленням реактори поділяються на корпусні та каналні. При високій температурі АЗ рідкий теплоносіє, перш за все – вода, мають високий тиск насиченої пари. Якщо теплоносіє розподілений по всій АЗ або, як у випадку легководяного реактора, теплоносієм виступає сповільнювач і вся АЗ знаходиться за високої температури, тиск повинен стримувати корпус реактора. В цьому випадку реактор називають корпусним.

У каналному реакторі теплоносіє направляється трубами, в центрі яких розміщуються ТВЗ. При цьому саме стінки труб стримують великий тиск теплоносія.

Кожна конструкція реактора має свої переваги та недоліки. Легководяні реактори завжди корпусні. Навпаки, важководяні – зазвичай каналні, оскільки важку воду - сповільнювач недоцільно тримати за високої температури. Графітові реактори з теплоносієм-водою – каналні. Газоохолоджувальні

реактори – корпусні, як і натрієві, на теплових та швидких нейтронах. Важководяний реактор з газовим охолодженням в Ясловске-Богуніце (Словаччина) – канално-корпусний.

Основні типи реакторів на теплових нейтронах наведені в таблицях 1.5 - 1.7. Всі вони працюють на твердому паливі. Існує ще один тип реактора – *рідкосольовий реактор-розмножувач (MSBR)*, в якому рідка паливна суміш розплавів фторидів неперервно циркулює через канали в графітовому сповільнювачі. Основними видами ядерних реакторів на теплових нейтронах є водо-водяні, газо-графітові, а також водо-графітові (перша ознака – теплоносій, друга – сповільнювач).

Таблиця 1.5

**Реактори на теплових нейтронах з легководяним
сповільнювачем (LWR)**

Назва	Теплоносій	Цикл
BWR (рад.: ВК)	Легка вода	Одноконтурний
PWR (рад.: ВВЕР)	Легка вода	Двоконтурний

Таблиця 1.6

**Реактори на теплових нейтронах з важководяним
сповільнювачем (HWR)**

Теплоносій	Конструкція	Назва, місце розміщення
Важка вода	Канальний	<i>CANDU - PHW</i>
	Корпусний	Маврикен (Швеція), Атука (Аргентина)
Легка вода	Канальний	<i>CANDU – BLW</i> (природний уран), <i>SGHWR</i> (збагачене паливо)
Органічні рідини	Канальний	<i>WR-1</i> , Канада
Вуглекислий газ	Канально-корпусний	<i>KC-150</i> , Словаччина

**Реактори на теплових нейтронах з графітовим
сповільнювачем**

Теплоносій	Вуглекислий газ	Гелій	Легка вода
Паливо	Природний уран (Magnox)	Високозбагачене паливо (HTGR)	Низько-збагачене паливо (РВПК-1000)
	Збагачене паливо (AGR)		

Реактори відрізняються за схемою тепловідведення. Експлуатуються реактори з одно-, дво- і трьохконтурними схемами теплопередачі. Найчастіше використовується двоконтурна схема. Двоконтурна схема блока АЕС показана на рис. 1.9. В двоконтурній схемі теплоносій першого контура (проста або важка вода, вуглекислий газ, гелій, рідкі метали) по трубопроводах першого контура закачується в реактор насосом (ГЦН – головний циркуляційний насос), там нагрівається і далі поступає в парогенератор, де віддає тепло воді, що знаходиться в трубопроводах другого контуру.

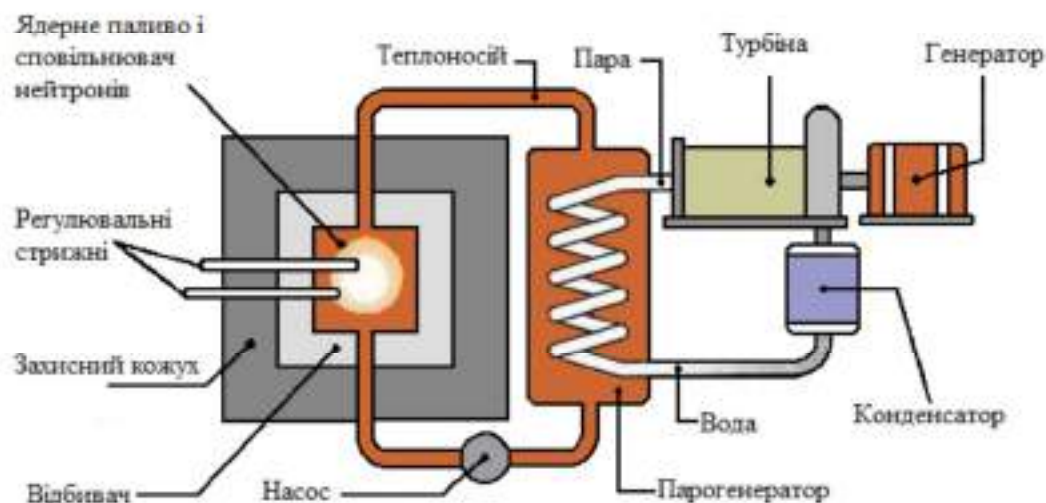


Рис. 1.9. Двоконтурна схема тепловідведення блока АЕС

Пара, яка виникає в парогенераторі, подається на парову турбіну, яка приводить в рух електричний генератор. Відпрацьована пара поступає в технологічний конденсатор, який охолоджується технічною водою, що

надходить по комунікаціях. Вода, яка утворюється при конденсації пари, насосом другого контуру знову закачується в парогенератор. Весь перший контур знаходиться під залізобетонним захисним кожухом. Він захищає навколишнє середовище від витoku радіоактивних речовин першого контуру, які можуть вийти з першого контуру при аварійних ситуаціях.

В двоконтурній схемі вода другого контуру не є радіоактивною, так що витік води з другого контуру при аварійних ситуаціях не може становити загрозу навколишньому середовищу, хоч цикл процесів в другому контурі є майже замкнутим. Двоконтурні АЕС повністю себе виправдали з точки зору забезпечення надійної експлуатації станцій.

За двоконтурною схемою побудовано і працює багато електростанцій в Україні і за кордоном: канадські важководні станції «CANDU», англійські газографітові, газові високотемпературні АЕС. В Україні за двоконтурною схемою працюють електростанції з реакторами радянського виробництва ВВЕР (водо-водяний енергетичний реактор).

Легководяні реактори. В Радянському Союзі перший *легководяний реактор* (англ.: PWR – *Pressured Water Reactor*) був запущений в 1964 році на Нововоронежській АЕС (НВАЕС). З того часу було створено декілька покращених варіантів на електричну потужність 440 МВт (ВВЕР-440) та 1000 МВт (ВВЕР-1000). На Рівненській атомній електростанції працює два енергоблоки ВВЕР-440 та два – ВВЕР-1000, на Хмельницькій – два ВВЕР-1000. Реактор ВВЕР є реактором корпусного типу. Він має сталевий корпус зі з'ємною герметичною кришкою. Корпус і кришка не дозволяють радіоактивним речовинам виходити назовні. Всередині корпусу розміщуються ТВЗ із ТВЕЛ (349 шестигранних цирконієвих ТВЗ з 126 ТВЕЛ у кожній для ВВЕР-440). Як ядерне паливо, завантажене в ТВЕЛ, використовується уран, збагачений ізотопом ^{235}U до 1,6 – 4,4%. В реакторі ВВЕР-1000 завантаження складає 66 т двоокислу Урану, за рік необхідно перевантажувати його 22 т. Робота реактора між перевантаженнями палива становить біля 300 діб.

Простір між *TBEI* заповнюється звичайною водою, яка прокачується циркуляційним насосом. Вода є теплоносієм і одночасно сповільнювачем нейтронів. Така конструкція робить реактор стійким відносно аварійних ситуацій, коли розгерметизовується перший контур і теплоносії викидається під великим тиском з першого контура. При відсутності тепловідводу може різко зрости температура і розплавитись активна зона. Але при зникненні води зникає і сповільнювач нейтронів, що зменшує реактивність реактора і ланцюгова реакція затухає, переходячи на більш низький рівень.

Технічний коефіцієнт корисної дії реакторів подібного класу дорівнює близько 0,35. Термодинамічний коефіцієнт корисної дії повинен бути ще вищим, тому високою повинна бути і температура пари, що утворюється в другому контурі. Щоб ефективно відбувалась передача тепла від першого контура до другого, температура теплоносія першого контура повинна бути ще вищою. Ця температура повинна бути близькою до 300°C , при цьому вода не повинна кипіти. Якщо ж вода в першому контурі закипить, то вона перетвориться в пару. Пара має низьку теплоємність на одиницю об'єму, тому вона не може ефективно переносити тепло. Щоб при такій температурі вода не кипіла, вона повинна знаходитись під високим тиском (біля 160 атм). Тому корпус реактора і трубопроводи першого контура повинні витримувати дуже високий тиск. Виготовити обладнання, яке б задовольняло таким умовам дуже непросто.

Як варіант легководяних реакторів існують *киплячі реактори корпусного типу* (англ.: *BWR – Boiler Water Reactor*). В киплячому реакторі відведення тепла одноконтурне. Пар, який виробляється в АЗ направляється в турбіну, а конденсат повертається в корпус, тобто реактор працює як рециркуляційний кип'ятильник.

Тиск в корпусі киплячого реактора 2-2,5 разів менший, ніж в корпусі легководяного реактора під тиском, а будова АЗ практично ідентична. В 1965 році в Димитровграді була запущена АЕС з реактором *BK-50* – легководяним киплячим на корисну потужність 50 МВт . Приблизно дві третини АЕС США мають реактори під тиском, одна третина – киплячі. Взагалі в даний час більше

80% електроенергій, яка виробляється на АЕС, приходить на легководяні реактори.

Графітові реактори. Канальні реактори з графітовим сповільнювачем вперше були сконструйовані в 1940-х роках. Як енергетичні ядерні блоки ці реактори використані на першій АЕС (5 МВт (ел.), 1954 рік), Сибірській АЕС (1958 рік), Білоярській АЕС (300 МВт (ел.), 1964 рік). В якості теплоносія в них використовувалась легка вода. В якості палива на першій АЕС використовувалось дисперсійна крупка сплаву урану з молібденом в теплопровідній матриці, збагачене до 6%. На цих АЕС була доведена можливість і ефективність перегрівання пари в ядерному реакторі промислової потужності, к.к.д. значно вищий, ніж АЕС з насиченою парою. Досвід експлуатації реакторів Білоярської АЕС став корисним і був застосований при розробці реакторів наступного покоління – РВПК (Реактор великої потужності, канальний), які разом із реакторами ВВЕР склали основу ядерної енергетики СРСР. Цей тип реактора експлуатується на Ленінградській АЕС, Смоленській АЕС, Курській АЕС, тощо. В Україні він використовувався лише на Чорнобильській АЕС.

РВПК – реактор канального типу з одноконтурною схемою, тому він не потребує корпусів високого тиску і в технічному відношенні його набагато легше виготовити, ніж реактор типу ВВЕР. Сповільнювачем нейтронів в реакторах типу РВПК є 2488 вертикальних колон, зібраних з графітових паралелепіпедів з основою 250 мм х 250 мм. В кожній колоні по всій висоті прорізаний технологічний круглий канал (1693 шт. на всі колони), в яких знаходяться ТВЗ (в кожній 18 ТВЕЛ) і в які надходить легка вода для відбору тепла. Вода в реакторі кипить і утворена пара використовується для обертання турбіни. При таких же, як і в реакторах типу ВВЕР технічному і термодинамічному коефіцієнтах корисної дії, тиск води в реакторах типу РВПК приблизно в 2 рази менший, ніж у реакторах типу ВВЕР. Схема блока АЕС з реактором типу РВПК представлена на рис. 1.10.

Вода разом з парою через трубопроводи надходить з реактора 1 в барабан-сепаратор 2, де пара відділяється від води і надходить до турбіни 3, яка обертає електричний генератор. Відділена вода закачується циркуляційним насосом 4 знову в реактор 1. Відпрацьована пара надходить в технологічний конденсатор 5, що охолоджується в градирні 6. Вода, що утворилась при конденсації також закачується циркуляційним насосом 4 в реактор.

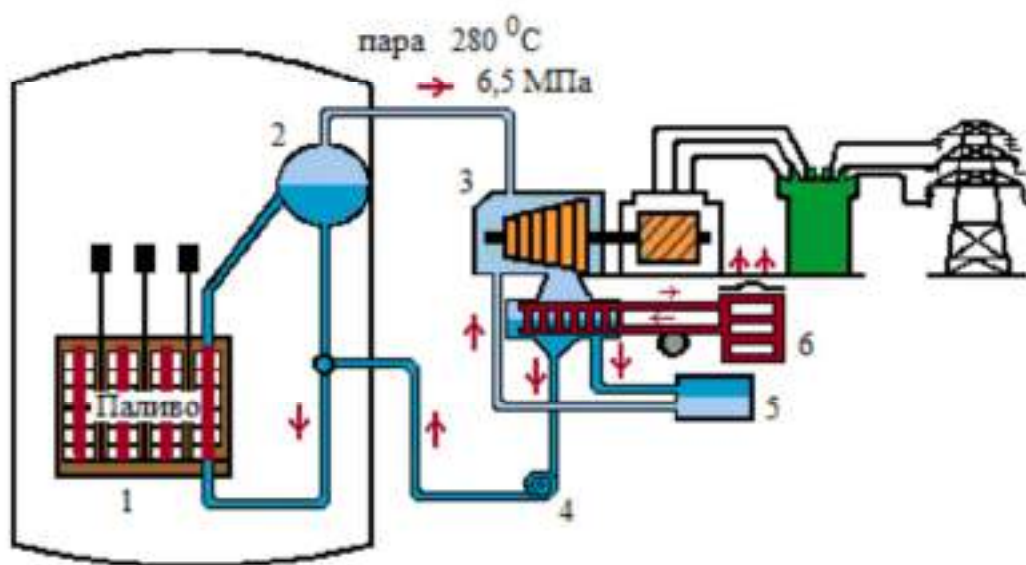


Рис. 1.10. Принципова схема АЕС з РВПК-1000: 1. Реактор; 2. Барабан-сепаратор; 3. турбогенератор; 4. Головний циркуляційний насос (ГЦН); 5. Користувач тепла; 6. Повітряно-конденсаційна установка (градирня)

Паливне завантаження РВПК-1000 містить 61000 ТВЕЛ із паливними таблетками з двоокисню Урану UO_2 зі збагаченням Ураном-235 (1,8 або 2%), маса урану в завантаженні активної зони реактора 192 т. Тривалість перебування касети з ядерним паливом в активній зоні 3 роки.

До недоліків РВПК можна віднести наступні. Вода теплоносія має певні домішки. Попадаючи в реактор ці домішки опромінюються нейтронами і активуються. Крім того, вода омиває ТВЕЛ, які іноді розгерметизовуються. Тому вода, яка проходить через реактор, є радіоактивною. В реакторах типу ВВЕР ця обставина не мала великого значення тому, що перший контур повністю герметичний. В АЕС з реакторами типу РВПК радіоактивність попадає на

турбіну і вона стає радіоактивною. Це утруднює технічне обслуговування турбін і їх заміну.

Реактори типу *РВПК* мають ще одну негативну властивість, яка, як про це говорилося в пресі в перші роки після аварії на Чорнобильській *АЕС*, відіграла певну роль у виникненні аварії. При зникненні теплоносія (води) реактори типу *РВПК* дещо підвищують свою реактивність. Це пояснюється тим, що при відсутності води сповільнювач нейтронів (графіт) не зникає, що підтримує реакцію на достатньо високому рівні. Такі явища можуть привести до саморозгону реактора. Реактори типу *РВПК* також не мають захисного ковпака, який протидіяв би поширенню радіоактивності в навколишньому середовищі під час аварії.

Водо-графітові реактори дають 6% світового виробництва електроенергії на *АЕС*. При досягненні вищих параметрів *газо-охолоджувані ядерні реактори* з графітовим сповільнювачем пройшли три етапи розвитку: реактори з ядерним паливом із металевого природного урану з газовим теплоносієм CO_2 ; реактори з ядерним паливом зі збагаченого урану у вигляді дво-окисню UO_2 з газовим теплоносієм CO_2 ; високотемпературні реактори із високозбагаченим керамічним ядерним урановим паливом та гелієвим теплоносієм. Газу мають малі перерізи поглинання нейтронів й дають можливість отримувати високі температури теплоносія на виході з реактора. Енергетична система з уран-графітовим реактором, АЗ якого охолоджується газом, може працювати в замкнутому газотурбінному циклі прямого перетворення ядерної енергії в механічну при достатньо високій температурі газу. Найпростіший цикл ядерної газотурбінної установки за економічними показниками поступається двоконтурним високотемпературним газо-охолодженим реакторам (*ВТТР*, *HTGR*) з паровою турбіною в другому контурі. Проте простота ядерної установки, що працює в замкнутому газотурбінному циклі, менший абсолютний тиск, висока маневреність й кращі масо-габаритні характеристики дуже вигідні при

використанні таких енергетичних систем для транспортних та космічних установок невеликої потужності.

Перший уран-графітовий ядерний реактор з газовим охолодженням *A3* і тепловою потужністю 200 Вт мав повітряне конвекційне охолодження. У 1943 році в Окріджській національній лабораторії (США) для отримання плутонію з Урану-238 було запущено уран-графітовий реактор потужністю більше 2000 кВт з примусовим повітряним охолодженням. Наступним етапом у розвитку реакторів даного типу стали аналогічні конструкції в Уїндскейлі (Англія) і в Маркулі (Франція), які охолоджувалися вуглекислим газом CO_2 . У 1956 році була запущена перша АЕС з чотирма газоохолоджуваними уран-графітовими реакторами електричною потужністю по 40 МВт кожен в Колдер-Холлі (Англія). Паливом в ядерному реакторі служив природний уран в оболонці з магноксу, завдяки чому ці реактори отримали назву магноксових. *Головна перевага магноксових реакторів полягає саме в використанні природного урану.* Сучасні магноксові реактори – це уран-графітові реактори з відведенням тепла вуглекислим газом і магноксом в якості конструкційного матеріалу. *A3* в них також складена із графітних блоків з вертикальними отворами діаметром 10 см – технологічними каналами, куди вставляються ТВЗ та стрижні захисту та управління. Тиск газу досягає 4 МПа. Спочатку магноксові реактори планувались для виготовлення збройного плутонію, але саме вони стали першими в світі реакторами, що виробляють та подають споживачеві електроенергію.

Подальший розвиток конструкцій цих реакторів в Англії привів до створення більш вдосконалених *газоохолоджуваних уран-графітових ядерних реакторів AGR*, конструкція яких аналогічна конструкції магноксових, але тут вдалося підвищити к.к.д. реактора, рівень вигорання ядерного палива й потужність без збільшення капітальних витрат. У реакторах *AGR* магноксові *TVEL* із паливом з природного урану були замінені на *TVEL* з окиснем урану з

низьким збагаченням (~2% Урану-235) в оболонці з нержавіючої сталі, яка дозволила підвищити температуру поверхні *TBEI* до 760°C.

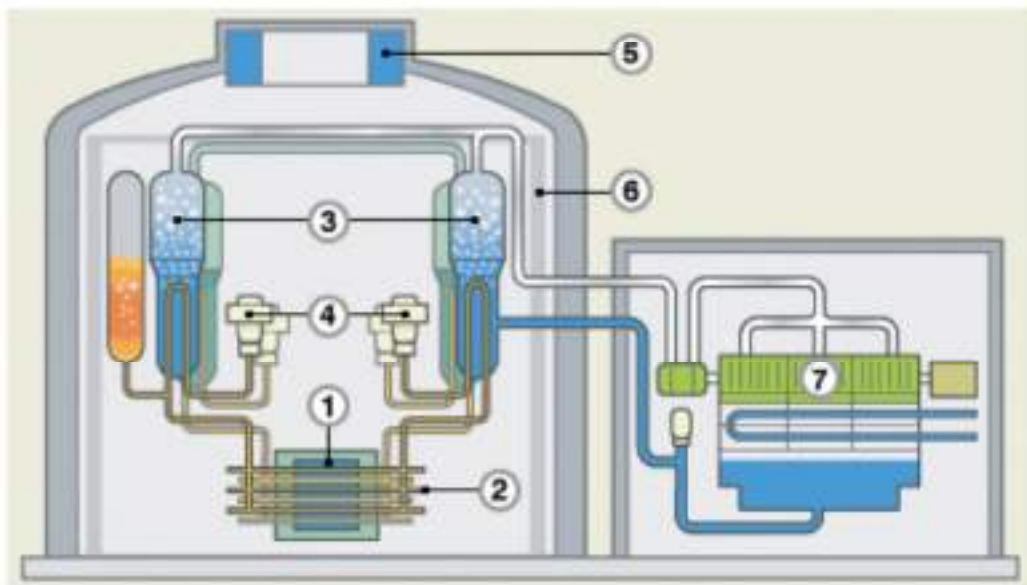


Рис. 1.11. Схема енергоблока CANDU ACR-1000: 1 – Активна зона; 2 – горизонтальні канали; 3 – Парогенератори; 4 – Циркуляційні насоси; 5 – Система аварійного введення; 6 – Біологічний захист; 7 – Турбогенератор

Кращими оболонками були б берилієві, але вони надто дорогі. В ядерному реакторі *AGR* паливні елементи розжарюються до червоного свічення, температура вуглекислого газу на виході з активної зони досягає 650°C при тиску 4 МПа. У результаті к.к.д. підвищується до 42% (АЕС у Хінклі-Поїнті та АЕС в Хантерстоні, Англія, які почали працювати в 1976 році). Графітові газоохолоджувальні реактори дають 4,5% світового виробництва електроенергії на АЕС.

Важководяні реактори. Яскравий представник – *реактор CANDU* (з англ.: *Canada Deuterium Uranium*) з важкою водою в якості сповільнювача. Висока вартість важкої води збільшує капітальні затрати при спорудженні АЕС. Навпаки, великий запас реактивності важководяного реактора дозволяє досягнути глибокого вигорання найдешевшого природного урану, що знижує паливну складову вартості електроенергії. CANDU – каналний реактор з горизонтальним розміщенням каналів, це дозволяє замінювати використане

паливо свіжим, не зупиняючи реактор. Теплоносієм першого контуру може бути як важка, так і звичайна вода. Будова реактора CANDU показана на рис. 1.11.

Вода (легка або важка) через паливні канали 2 надходить за допомогою циркуляційних насосів 4 з реактора 1 в парогенератори 3, де нагріває воду другого контура до кипіння. Пара з парогенератора надходить до турбогенератора, який виробляє електроенергію. Відпрацьована пара поступає в технологічний конденсатор 7, який охолоджується технічною водою, що надходить по комунікаціях. Вода, яка утворюється при конденсації пари, насосом другого контура знову закачується в парогенератор. Весь перший контур знаходиться під захисним кожухом біологічного захисту 6.

В каналах реакторів *CANDU* різних типів розміщується від 19 до 37 півторасантиметрових в діаметрі *TBEЛ* із двоокисню урану в циркалоєвих оболонках. Повне завантаження урану в 300-500 каналах складає (50 - 120) *т*. Вивантажуване відпрацьоване ядерне паливо важководяних реакторів містить в 2 рази більше Плутонію-239, ніж вивантажуване відпрацьоване ядерне паливо реакторів зі сповільнювачем із звичайної води. Величина к.к.д. енергоблоків з реакторами *CANDU* знаходиться в діапазоні 28–30% (проти 33–34% для PWR й ВВЕР) і поступається вищому к.к.д. теплових електростанцій на органічному паливі (до 42-45%). Важководяні реактори експлуатуються в Канаді, Японії, Кореї, Китаї, Індії та Європі. Єдиним реактором *CANDU*-6, що працює в Європі, є блок «Chernavoda-1» електричною потужністю 650 *MBm* (Румунія).

Можливі і *газоохолоджувальні важководяні реактори*. Канально-корпусний реактор такого типу на природному урані (КС-150, електрична потужність – 150 *MBm*) працював в Ярославське Богуніце (Словаччина) з 1972 року. АЗ такого реактора розміщена в баці з 60 *т* важкої води. Через бак проходить 148 вертикальних канали, в яких розміщуються ТВЕЛ і прокачується теплоносії. В якості теплоносія використовувався вуглекислий газ під тиском 6,6 *МПа*, який нагрівався до 427°C, що давало можливість отримати перегріту пару з температурою 400°C. Технологічна схема канально-корпусного реактора

складна, що і не дало можливості реакторам такого типу витримати конкуренцію з легководними реакторами.

В 1967 році в Великобританії була запущена дослідна АЕС з *киплячим важководяним реактором* (SGHWR) на електричну потужність 100 МВт. В якості теплоносія використовувалась звичайна кипляча вода, цикл циркуляції – прямий, одноконтурний, технологічні канали – вертикальні. Технологічні, фізичні та економічні показники виявились невисокими і роботи над цим типом реактора були звернуті. Існують інші подібні установки малої потужності. Іншим видом важководяного реактора є WR-1 – каналний *важководяний ядерний реактор з органічним теплоносієм*.

В 1965 році у Вайтшелі (провінція Манітоба, Канада) було запущено дослідницький ядерний реактор WR-1 тепловою потужністю 60 МВт з теплоносієм НВ-40 (суміш вуглеводнів) з атомним співвідношенням $C/H=0,8$ (температура кипіння $(350-396)^{\circ}C$). Паливом в реакторі WR-1 служив природний уран у вигляді карбиду UC в оболонці зі сплаву цирконію ($Zr+2,5\%Nb$), температура палива досягала $1100^{\circ}C$ (оболонки ТВЕЛ – $485^{\circ}C$), середнє вигорання палива – $10\text{ МВт}\cdot\text{доби}/(\text{кг урану})$. До переваг удосконаленого важководяного ядерного реактора з органічним теплоносієм варто віднести: вищий к.к.д.; низьке завантаження важкою водою (біля 20% у порівнянні з CANDU-PHW); низька наведена активність у першому контурі.

Реактори на швидких нейтронах. В таких реакторах можливе розширене відтворення ядерного палива, яке набагато покращить використання уранових руд. Реактори які використовуються для відтворення ядерного палива, носять назву *бридери*. Наприклад, в реакторах на теплових нейтронах ВВЕР - 1000 коефіцієнт відтворення ядерного палива дорівнює 0,55, тобто на кожен кілограм спаленого ядерного палива утворюється 0,55 кг плутонію. В реакторах на швидких нейтронах коефіцієнт відтворення досягає величини 1,3 - 1,5. Це значно розширює ресурси ядерного палива. При коефіцієнті відтворення, більшому 1 можна спалювати весь уран, в тому числі і ^{238}U . Крім того, можна спалювати в

ядерних реакторах і ^{232}Th , перетворюючи його в ^{233}U шляхом опромінення нейтронами.

Прогноз розвитку атомної енергетики приводить до очевидного висновку про широке використання ядерних реакторів на швидких нейтронах. Складними є чинники, що впливають на терміни введення промислових швидких реакторів до структури атомної енергетики, яка існує в багатьох країнах; на стратегію переходу до швидких реакторів або симбіоз швидких реакторів з реакторами на теплових нейтронах. Економічні оцінки електроенергії, яка виробляється швидкими реакторами, з урахуванням ціни U_3O_8 (продукту промислового видобування урану з уранових руд), впливу об'єму розвіданих уранових ресурсів і капітальних витрат на будівництво реакторів показали, що частка швидких реакторів у загальному виробництві електроенергії буде утримуватися на постійному рівні. Висновок базується на тому, що капітальні витрати на будівництво реакторів на теплових нейтронах однакової потужності з реакторами на швидких нейтронах завжди будуть нижчі, а надлишок вироблюваного швидкими реакторами вторинного палива (матеріалу, здатного до ділення) повинен бути затребуваний і використаний, а це простіше зробити у відпрацьованій і дешевшій технології реакторів на теплових нейтронах.

Всі існуючі реакторні пристрої великої потужності на швидких нейтронах використовують натрієвий теплоносій. Відводити тепло із АЗ швидкого реактора водою не можна, оскільки вода сповільнює нейтрони і реактор при цьому втрачає свою єдину перевагу – розширене відтворення палива. В експериментальних пристроях малої потужності для відведення тепла використовувались ртуть, свинець, вісмут, калій, натрій, евтектичні сплави цих металів. Однак, найкращі показники має натрій. АЗ крім *TVEL* і теплоносія нічого не містить і за будовою ідентична АЗ легководяного реактора. Тому швидкі реактори – корпусні. Оскільки тиск парів натрію низький, то для продавлювання натрію через АЗ не потрібно робити корпус реактора товстостінним. Конструкційний матеріал – сталь.

Можливе відведення тепла і гелієм, але для нього поки що не вдається створити задовільної системи захисту при аварійних режимах. При раптовому витoku цього газу з реактора, він негайно оплавиться, що не приведе до вибуху, але виведе реактор з експлуатації.

Перший реактор на швидких нейтронах промислової потужності БН-350 був запущений в СРСР в 1973 році. АЕС з цим реактором було побудовано в м. Шевченко на березі Каспійського морі і призначена вона була для опріснення морської води. АЗ реактора – в формі циліндра і оточена зоною відтворення палива. Розрахунковий коефіцієнт відтворення на паливі (основа – Уран-235) становив трохи більше одиниці.

Реактор БН-600 було запущено в 1980 році на Білоярській АЕС. Коефіцієнт відтворення палива в ньому також трохи більший одиниці.

Дослідницькі реактори. Дослідницькі ядерні реактори є основними джерелами інтенсивних потоків нейтронів. Першого ядерного реактора CP-1 було побудовано в 1942 році в США. На той час промислового збагачення урану ще не існувало і як ядерне паливо використовували природну суміш ізотопів урану-238 та урану-235. CP-1 мав сім каналів для виведення пучків нейтронів із активної зони, які використовувались для опромінювання фольги різних матеріалів й проведення фізичних експериментів. Густина потоку нейтронів реактора становила 10^7 нейтронів/(см²·с).

Сьогодні загальна кількість дослідницьких реакторів у світі є більшою 400 шт. і їх кількість продовжує зростати. Дослідницькі ядерні реактори відіграють важливу роль у розвитку багатьох фундаментальних наук, ще більшу роль вони відіграють у розвитку ядерної техніки.

За призначенням дослідницькі реактори поділяються на наступні категорії:

1. Реактори для фізичних досліджень. Часто такі реактори називають *пучковими*. Вони обладнані горизонтальними та вертикальними каналами, через які пучки нейтронів виводяться в експериментальний зал для використання в дослідках;

2. Реактори для виробництва нуклідів (ізотопні);

3. Матеріалознавчі реактори. Часто матеріалознавчі реактори називають *петльовими*. Реактор має декілька незалежних контурів (петель) циркуляції теплоносія для одночасного випробовування ТВЕЛ різних типів з відведенням тепла водою, газом, рідким металом, тощо.

Дослідницькі реактори широко використовуються в експериментальній фізиці, оскільки за допомогою них можна отримати нейтрони, фотони, нейтрино в кількостях, недосяжних в інших фізичних установках. Через різний режим роботи реакторів при вирішенні різних фізичних задач, дослідницькі реактори вузько спеціалізовані.

Важливою характеристикою дослідницького реактора є його *коефіцієнт якості*

$$K = \frac{\Phi_{\text{max}}}{W}, \quad (1.29)$$

де Φ_{max} – максимальний потік нейтронів, W – потужність реактора.

Дослідницькі реактори першого класу з високим коефіцієнтом якості K забезпечують потоки 10^{15} нейтронів/(см²·с), другого класу з середнім $K - 10^{14} - 10^{15}$ нейтронів/(см²·с), третього класу з низьким K – менше $10^{14} - 10^9$ нейтронів/(см²·с).

Дослідницькі реактори можна класифікувати за режимом роботи, який визначається за законом зміни потужності реактора за часом. Вони поділяються на: Реактори зі стаціонарною густиною потоку нейтронів, призначені для тривалої роботи на будь-якому рівні потужності від номінального, на який вони розраховані, до мінімально контрольованого. Імпульсні реактори працюють в режимі коротких могутніх вибухоподібних спалахів, розділених тривалими інтервалами часу. Пульсуючі реактори за нейтронними процесами подібні до імпульсних, частота проходження імпульсів ~ 100 Гц. До пульсуючих реакторів часто відносять *бустери* – підкритичні системи, які посилюють імпульс нейтронів, що генерується зовнішнім джерелом.

РОЗДІЛ II. ВИЗНАЧЕННЯ УМОВ ДЛЯ ВИНИКНЕННЯ ТА ОЦІНКА ХАРАКТЕРИСТИК ПРИРОДНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

2.1. Визначення можливості ланцюгової ядерної реакції нейтронів для природного урану.

На практиці вкрай важливим є питання про здійсненність ланцюгової реакції на природній суміші ізотопів урану, яка складається з ядерного палива (^{235}U) і сировини для його виробництва (^{238}U), причому на одне ядро ^{235}U припадає m ядер ^{238}U (у природному урані $m = 140$).

Нехай ефективний переріз реакції поділу ядра ^{235}U – σ_{1f} , а переріз реакції його радіаційного захоплення – $\sigma_{1\gamma}$. Нехай, також, $\sigma_{2\gamma}$ – переріз реакції радіаційного захоплення нейтронів ядрами ^{238}U . Захоплення нейтронів ядрами ^{238}U з їх поділом ми поки що знехтуємо. Це справедливо для повільних (теплових) нейтронів.

Виходячи з прийнятих вище допущень, знайдемо ефективний переріз захоплення нейтрона ядрами в активній зоні такого реактора, віднесений до одного ядра ^{235}U

$$\sigma = \sigma_{1f} + \sigma_{1\gamma} + \sigma_{2\gamma}. \quad (2.1)$$

Імовірність поділу ядра ^{235}U нейтроном

$$\omega_1 = \frac{\sigma_{1f}}{\sigma} = \frac{\sigma_{1f}}{\sigma_{1f} + \sigma_{1\gamma} + \sigma_{2\gamma}}. \quad (2.2)$$

Нехай при поділі одного ядра ^{235}U утворюється ν_1 нейтронів. Тоді помноживши на ν_1 (2.2) за аналогією з (1.3) для такої суміші ізотопів отримаємо для нейтронів нового покоління:

$$\eta^{\text{природ}} = \nu_1 \cdot \omega_1 = \frac{\nu_1 \cdot \sigma_{1f}}{\sigma_{1f} + \sigma_{1\gamma} + \sigma_{2\gamma}}. \quad (2.3)$$

Перевіримо можливість виконання умови $\eta > 1$ для природного урану в реакції на теплових нейтронах, для якого $m = 140$, $\nu_1 = 2,47$, $\sigma_{1f} = 580$ барн, $\sigma_{1\gamma} = 112$ барн, $\sigma_{2\gamma} = 2,8$ барн. З (2.3) отримаємо $\eta^{\text{природ}}(\text{тепл}) = 1,32 > 1$. Це означає, що 100 теплових нейтронів, поглинуті природним ураном, створять 132 нових нейтрони,

тобто ланцюгова реакція на теплових нейтронах в принципі можлива на природному урані.

Для швидких нейтронів $\nu_1 = 2,65$ барн, $\sigma_{1f} = 2$ барн, $\sigma_{1s} = 0,1$ барн. Якщо враховувати тільки поглинання на ^{235}U , з (2.3) знайдемо $\eta^{235}(\text{швид}) = 0,3$. Тут потрібно врахувати, що при великих енергіях, які перевищують ефективний поріг $1,4 \text{ MeV}$, нейтрони викликають і поділ ядер ^{238}U . Це приводить до збільшення величини η . Для оцінки цієї добавки використаємо наступні емпіричні дані: в розподілі нейтронів швидкого реактора за енергіями ефективний поріг $1,4 \text{ MeV}$ перевищує приблизно 60% новоутворених нейтронів, але з них приблизно один нейтрон з 5 встигає викликати поділ ядра ^{238}U , інші будуть сповільнені в результаті пружних і не пружних зіткнень. Тоді отримаємо

$$\eta^{238}(\text{швид}) = \frac{\nu_2 \cdot 0,6}{5} = 0,3, \quad (2.4)$$

де $\nu_2 = 2,5$ – кількість нейтронів, що виділяється при поділі ядра ^{238}U . З (2.3) та (2.4) отримаємо

$$\eta^{\text{швид}}(\text{швид}) = \eta^{235}(\text{швид}) + \eta^{238}(\text{швид}) = 0,3 + 0,3 = 0,6. \quad (2.5)$$

Нерівність $\eta > 1$ не виконується. Це означає, що швидка ланцюгова реакція неможлива в природній суміші ($^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$). Експериментально встановлено, що для чистого металевого урану η досягає значення одиниці при збагаченні цієї суміші ураном-235 до 5,56%. Практично виявляється, що реакцію на швидких нейтронах можна підтримувати лише в збагаченій суміші, яка містить не менше 15% ізоотопу ^{235}U .

Оскільки можливість існування ланцюгової ядерної реакції визначається не тільки η а і ще чотирма параметрами згідно рівнянь (1.1) та (1.2), то навіть для ланцюгової реакції на теплових нейтронах значення $\eta^{\text{тепл}}(\text{мен}) = 1,32$ потрібно підвищувати. Таке підвищення здійснюють шляхом збільшення m , тобто підняття процентного вмісту урану-235 в природному урані (збагачення) до значень (3-5)%.

Отже, в наш час імовірність випадкового утворення в природних умовах ядерного реактора близька до нуля, оскільки концентрація урану-235 в природному урані недостатня. В 1953 р. Везерілл та Інгрем звернули увагу на той факт, що в далекому минулому уран був набагато багатшим ізотопом ^{235}U , завдяки меншому, ніж у ізотопу ^{238}U , періоду напіврозпаду. Базуючись на цьому знанні можна визначити вік реактора.

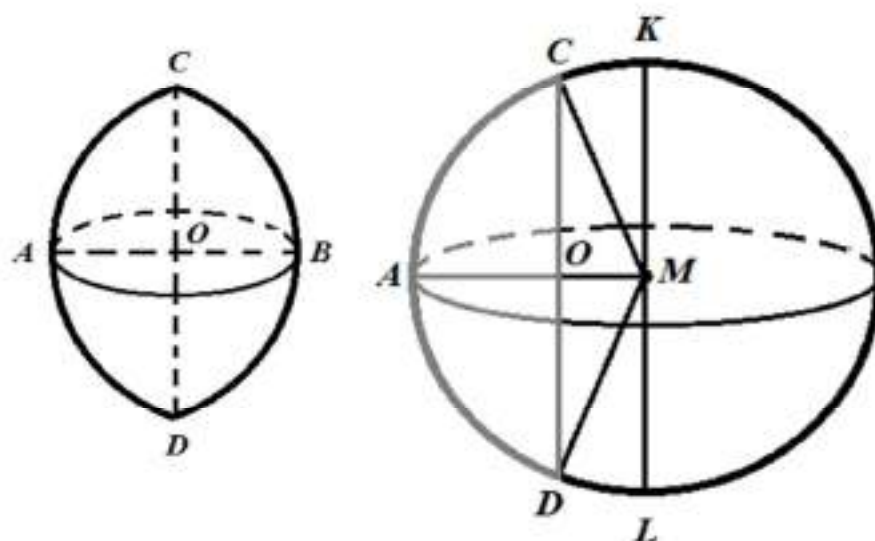


Рис. 2.1. Визначення об'єму природного реактора

Визначимо масу урану в природному реакторі. Нехай реактор має форму правильної двовипуклої лінзи $ABCD$ з товщиною $AB=1\text{ м}=2h$ і висотою $CD=20\text{ м}=2a$ (рис. 4). Визначимо спочатку її об'єм. Для цього розглянемо кулю з сегментом ACD , об'єм якого рівний половині об'єму лінзи. $V_{\text{лин}} = 2 \cdot V_{ACD}$. Об'єм кульового сегменту визначається за формулою:

$$V = \pi \cdot h^2 \cdot \left(R - \frac{1}{3} \cdot h \right), \quad (2.6)$$

де h – висота кульового сегменту ($h = AO = 0,5\text{ м}$), R – радіус кулі ($R = AM = CM = DM$). Позначивши відстань $OM = x$, можна записати: $R = AO + OM = h + x$. З прямокутного $\triangle COM$ за теоремою Піфагора отримуємо:

$(CO)^2 + (OM)^2 = (CM)^2 = a^2 + x^2 = R^2$. Розв'язуючи систему двох рівнянь, отримуємо значення R :

$$\begin{cases} R = h + x \\ R^2 = a^2 + x^2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} R^2 = (h + x)^2 \\ R^2 = a^2 + x^2 \end{cases} \Rightarrow (h + x)^2 = x^2 + a^2 \Rightarrow$$

$$h^2 + 2 \cdot h \cdot x + x^2 = x^2 + a^2 \Rightarrow 2 \cdot h \cdot x = a^2 - h^2 \Rightarrow x = \frac{a^2 - h^2}{2 \cdot h},$$

$$x = \frac{(10 \text{ м})^2 - (0,5 \text{ м})^2}{2 \cdot 0,5 \text{ м}} = 100,25 \text{ м.} \Rightarrow R = 100,25 \text{ м.} + 0,5 \text{ м.} = 100,75 \text{ м.}$$

Отже об'єм шарового сегменту:

$$V_1 = \pi \cdot h^2 \cdot \left(R - \frac{1}{3} \cdot h \right) = 3,14 \cdot (0,5)^2 \cdot \left(100,75 - \frac{1}{3} \cdot 0,5 \right) \approx 79 \text{ м}^3.$$

І відповідно об'єм природного реактора: $V = 2 \cdot V_1 = 2 \cdot 79 \text{ м}^3 = 158 \text{ м}^3$.

Нехай $\psi \approx 0,5$ – частка руди (UO_2) в породі, $\zeta \approx 0,5$ – частка природного урану в руді, $\xi = 0,035$ – частка урану-235 в руді, $\rho \approx 8 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ – густина UO_2 . Тоді маса урану в реакторі:

$$m = \psi \cdot \zeta \cdot \xi \cdot \rho \cdot V \approx 11 \text{ т.} \quad (2.7)$$

Значення маси в (2.7) можна вважати верхньою межею вмісту урану-235 в природному реакторі. За нижню межу можна брати значення в 1,5 рази менше, тобто будемо вважати, що маса урану-235 в природному реакторі Оклю складала від 7,3 до 11 т. На даний час виходячи з концентрації урану-235 (0,072%) в реакторі збереглося 2,3 т урану-235, тобто за час роботи реактора в ньому вигоріло від 5 до 8,7 т урану-235. В реакторі ВВЕР-440 завантаження реактора становить 66 т.

При вигорянні 1 кг урану-235 утворюється 42 г плутонію-239, отже, за час роботи природного реактора утворилось приблизно від 200 до 350 кг плутонію-239.

Визначимо нейтронний потік природного реактора (кількість теплових нейтронів, які проходять через 1 см^2 поверхні за 1 с.). В реакторі ВВЕР-440 він

становить приблизно $\Phi = 10^{13} \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$. Нейтронний потік експоненціально залежить від маси палива в реакторі. В нашому випадку нейтронний потік природного реактора визначимо із

$$\Phi_{\text{пр}} = \Phi \cdot e^{-\frac{0.8 \cdot m}{m_{\text{пр}}}} \approx 10^{13} \cdot e^{-0.8 \cdot 66 / 6} = 10^9 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}, \quad (2.8)$$

де Φ – нейтронний потік реактора ВВЕР-440 при масі палива 66 т, $m_{\text{пр}}$ – маса палива 6 т в цьому ж реакторі. Отже, якщо вважати, що реактори ВВЕР-440 і природний є подібними за типом, то нейтронний потік природного реактора невеликий – реактор скоріше не "горів", а "тлів".

Обчислення ядерних концентрацій зазвичай проводиться для кожного елемента AZ та відбивача нейтронів за формулою:

$$N = \frac{6,023 \cdot 10^{23} \cdot \gamma}{A} \cdot \left[\frac{\text{ядер}}{\text{см}^3} \right], \quad (2.9)$$

де γ – вагова концентрація елемента, A – його атомна маса.

Паливом є двоокис урану (UO_2), збагачена по ^{235}U на 3,5%, тому ядерна концентрація палива:

$$N_{UO_2} = \frac{6,023 \cdot 10^{23} \cdot 10,2}{270} = 2,275 \cdot 10^{22} \frac{\text{молекул}}{\text{см}^3} \quad \text{і} \quad (2.10)$$

$$N_{^{235}U} = C_{^{235}U} \cdot N_{UO_2} = 0,035 \cdot 2,275 \cdot 10^{22} = 8 \cdot 10^{20} \frac{\text{ядер}}{\text{см}^3}. \quad (2.11)$$

Ядерна концентрація плутонія-239 визначається з рівняння

$$N_{^{239}Pu} = \frac{m}{M} \cdot \frac{N_A}{V} = \frac{250}{239 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{6,023 \cdot 10^{23}}{158} = 4 \cdot 10^{18} \frac{\text{ядер}}{\text{см}^3}. \quad (2.12)$$

Визначимо перерізи реакцій. Для зручності розрахунків в теорії реакторів прийнято, що теплові нейтрони розподілені за спектром Максвелла, але мають вищу ефективну температуру (температура нейтронного газу – $T_{\text{нг}}$), яка перевищує температуру сповільнювача. Поперечні перерізи поглинання σ_a і поділу σ_f , віднесені до середньої швидкості теплових нейтронів, визначаються за формулами:

$$\sigma^g = \sigma_{a_0} \cdot 0,884 \cdot f_a \cdot \sqrt{\frac{293}{T_{III}}} \quad \text{та} \quad \sigma^f = \sigma_{f_0} \cdot 0,884 \cdot f_f \cdot \sqrt{\frac{293}{T_{III}}}, \quad (2.13)$$

де $\sigma_{a_0} = 683$ барн і $\sigma_{f_0} = 582$ барн – табличні значення перерізів поглинання та поділу урану-235, $f_a = 0,96$ і $f_f = 0,96$ – поправочні коефіцієнти, $T_{III} = 400K$.

Тоді:

$$\sigma_s^g = 683 \cdot 0,884 \cdot 0,96 \cdot \sqrt{\frac{293}{400}} = 496 \text{ барн}$$

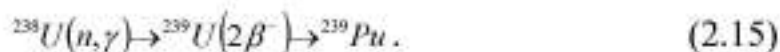
$$\sigma_s^f = 582 \cdot 0,884 \cdot 0,96 \cdot \sqrt{\frac{293}{400}} = 423 \text{ барн.}$$

2.2. Оцінка можливого віку природного ядерного реактора.

Спрощено вік реактора t_0 можна визначити з рівняння радіоактивного розпаду

$$C_{^{235}U}^0 = C_{^{235}U}^n \cdot e^{-\lambda_5 \cdot t_0}, \quad (2.14)$$

де $C_{^{235}U}^0 = 3,5\%$ – концентрація урану-235 в природному урані в період дії природного реактора, $C_{^{235}U}^n = 0,72\%$ – концентрація урану-235 в природному урані в наш час, λ_5 – стала розпаду урану-235. Розрахунок за формулою (2.14) дає $t_0 = 1,65$ млрд. років. Значення t_0 є заниженим, оскільки частина урану-235 відновлюється внаслідок реакції α -розпаду плутонію-239, який утворюється в ланцюжку



Істинний вік реактора можна визначити знаючи кількість "спалених" ядер урану-235 і кількості тих ядер урану-235, які "дожили" до нашого часу. Якщо відбувається ланцюгова реакція то є справедливим динамічне рівняння

$$\frac{dN_{^{235}U}}{dt} = \lambda_5 \cdot N_{^{235}U} - \sigma_s^g \cdot \Phi + \lambda_9 \cdot N_{^{239}Pu}, \quad (2.16)$$

де N_{235U} і N_{239Pu} – ядерні концентрації ядер урану-235 і плутонію-239 в природному реакторі, λ_3 і λ_9 – їх сталі розпаду, σ_3^s – переріз поглинання нейтронів Ураном-235 (в $см^2$), Φ – потік теплових нейтронів.

Розрахунок (2.17) за допомогою пакету програм для численного аналізу даних і наукової інформації "OriginPro 7.0" визначив наступну залежність C_{235U} (визначену з рівняння 2.11) від часу, представлену на (рис. 2.2). З нього видно, що оскільки для функціонування реактора необхідна $C_{235U} = (3 - 3,5)\%$, то природній реактор має вік t_0 приблизно 1,8-2 млрд. років.

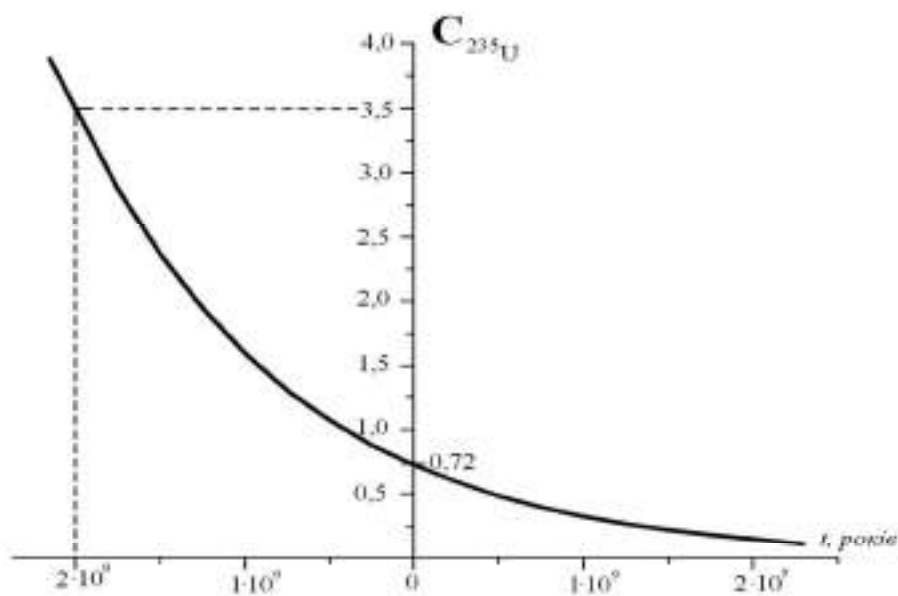


Рис. 2.2. Визначення віку природного реактора.

2.3. Сповільнення нейтронів

Як було сказано вище, для існування ланцюгової ядерної реакції в природному реакторі обов'язково повинен бути сповільнювач нейтронів. Він повинен забезпечити зменшення енергії новонароджених швидких нейтронів (2 MeV) до енергії теплового руху ($0,025 \text{ eV}$). Час існування нейтрона від народження до поглинання дуже малий (близько $0,001 \text{ c}$) і залежить від складу АЗ. При русі нейтрон поводить себе як атом газу дифундуючи із області з більшою густиною в область з меншою. Від зіткнення до зіткнення з атомами середовища нейтрон рухається по прямій, змінюючи напрямок швидкості при

зіткненнях. Зіткнення нейтронів з ядрами можуть бути пружними та не пружними. Пружна взаємодія спостерігається в основному на легких ядрах середовища, а не пружна – на важких і вона має пороговий енергетичний характер. Тобто, зіткнувшись 2-3 рази з важким ядром не пружною взаємодією нейтрон втрачає енергію і далі може взаємодіяти з ними лише пружною взаємодією.

При пружному розсіюванні, коли нейтрон рухається, а розсіююче ядро нерухоме, відбувається передача кінетичної енергії від нейтрона до ядра. Згідно з законами збереження кінетичної енергії і імпульсу, кількість переданої енергії ΔE залежить від кута φ , під яким рухається ядро після розсіювання відносно до напрямку руху нейтрона

$$\Delta E = \frac{4 \cdot M \cdot m_n \cdot E_n}{(M + m)^2} \cdot \cos^2 \varphi, \quad (2.17)$$

де M – маса розсіюючого ядра, m_n – маса нейтрона, E_n – кінетична енергія нейтрона. Відносна середня енергія, яка передається ядру при розсіюванні (усереднення по куту φ)

$$\varepsilon = \frac{\overline{\Delta E}}{E_n} = \frac{4 \cdot M \cdot m_n}{(M + m)^2} \cdot \overline{\cos^2 \varphi} = \frac{2 \cdot A}{(1 + A)^2}, \quad (2.18)$$

де A – масове число розсіюючого ядра. З (2.18) випливає, що найбільша відносна передача енергії буде при розсіюванні на протонах $A = 1$, $\varepsilon = 1/2$. При розсіюванні на більш важких ядрах відносна передача енергії зменшується. Наприклад, при розсіюванні на ядрах вуглецю $A = 12$, $\varepsilon = 0,142$. Звідси видно, що ефективним сповільнювачем нейтронів за рахунок пружного зіткнення є водневовмісне середовище, з яких природним і найпоширенішим є вода.

Для сповільнювачів також існує поняття середнього логарифмічного декременту енергії ξ , середньої кількості зіткнень C і транспортної довжини вільного пробігу λ_{tr} .

Середній логарифмічний декремент енергії на одне зіткнення – це усереднене по всім зіткненням зменшення натурального логарифма енергії нейтрона

$$\xi = \overline{\ln E_1 - \ln E_2}. \quad (2.19)$$

Величина ξ дає можливість обчислити середню кількість зіткнень C , необхідну для зменшення енергії швидкого нейтрона до теплового рівня. Якщо позначити через E_f і E_t відповідно середні енергії швидкого та теплового нейтронів, то

$$C = \frac{\ln E_f - \ln E_t}{\ln E_1 - \ln E_2} = \frac{\ln(2 \cdot 10^6) - \ln 0,025}{\xi} = \frac{18,2}{\xi}. \quad (2.20)$$

Величини ξ і C для різних сповільнювачів представлені в таблиці 3.

Розрахуємо за формулою (2.9) ядерну концентрацію N_{H_2O} та поперечний переріз поглинання σ_a відбивача

$$N_{H_2O} = \frac{6,023 \cdot 10^{23} \cdot 1,00}{18} = 3,35 \cdot 10^{22} \frac{\text{молекула}}{\text{см}^3}, \quad (2.21)$$

$$\sigma^a = 0,66 \cdot 0,884 \cdot f_a \cdot \sqrt{\frac{293}{300}} = 0,84 \text{ барн}, \quad (2.22)$$

де $\sigma_{a_0} = 0,66 \text{ барн}$ – табличне значення перерізу поглинання води, $f_a = 0,96$ і $f_f = 0,96$ – поправочні коефіцієнти, $T_{\text{тр}} = 300K$.

Таблиця 2.1.

Величини ξ і C для різних сповільнювачів

Речовина	ξ	C
Вода	0,948	19
Важка вода	0,570	32
Графіт	0,158	114
Бор	0,171	105

Отже, розрахунки (2.20) і (2.21) показують, що для існування природного реактора єдиним сповільнювачем може бути лише вода, внаслідок її широкої поширеності в природі, великої ядерної концентрації в реакторі і малому коефіцієнту поглинання.

З таблиці 2.1 видно, що для сповільнення в звичайній воді нейтрону потрібно в середньому 19 співударянь, а в графіті – 114. Оскільки транспортна довжина вільного пробігу $\lambda_{\text{сп}}$ нейтрона у воді становить 3,68 см [3], то мінімальні відстані, які повинен проходити у воді нейтрон для повного сповільнення

$$L = C \cdot \lambda_{\text{сп}} = 19 \cdot 3,68 \approx 70 \text{ см} . \quad (2.23)$$

Отже, для існування природного ядерного реактора з точки зору вимог до сповільнювача необхідно, щоб в ньому, *по-перше*, була присутня вода, *по-друге*, лінійні розміри реактора зі сповільнювачем-водою повинні бути не меншими 70 см, *по-третє*, таке водне середовище повинне бути у вигляді деяких трубок, що пронизують ядерне паливо для ефективного поглинання ним нейтронів. Саме такі умови склалися в Окло. Вище було зазначено, що пісковик, збагачений ураном, під дією тектонічних зсувів опускався на деяку глибину і при цьому розтріскався. Як нам здається очевидним, в ньому утворилася низка тріщин, куди в сезон дощів просочувалася вода, повністю насичуючи собою тіло пісковика. Таким чином, реактор отримував сповільнювач. Також вище були приведені розміри і форма реактора-лінзи. Товщина її (близько 1 м) дещо замала згідно наших розрахунків, особливо для нейтронів, що утворюються в центрі реактора, але ми вважаємо, що саме форма лінзи утворилася внаслідок стиснення реактора і в далекому минулому він мав кулясту форму із більшими лінійними розмірами.

Вода в руді Окло представлена в двох видах. Більше половини її складає зв'язана вода, яка є летючою при лабораторному нагріванні мінералів вище 500-600 °С. Інша частина є вільною і вона просочує руду, заповнюючи пустоти. Густина молекул води в руді коливалась в межах (0,3-0,5) г/см³. Це значення якраз характерне для реакторів ВВЕР-440.

2.4. Ядерні "отрути" та поглиначі нейтронів.

При роботі реактора накопичуються продукти поділу ядер Урану, які поглинають нейтрони (ядерні "отрути"). Такими продуктами є $^{135}_{54}\text{Xe}$ і $^{149}_{52}\text{Sm}$ (для $^{135}_{54}\text{Xe}$ переріз поглинання теплових нейтронів дорівнює $3 \cdot 10^6$ барн). З ростом концентрації цих ядерних "отрут" в АЗ коефіцієнт розмноження k реактора поступово зменшується. Слід враховувати, що він залежить від потужності реактора, тобто від інтенсивності протікання ланцюгової реакції. Ця залежність носить характер зворотного зв'язку: зміна інтенсивності сама залежить від k . Цей зворотний зв'язок визначається багатьма причинами і може бути як негативним, так і позитивним. Для впливу ядерних "отрут" на роботу реактора ця залежність є негативною. В реакторах з високим значенням потоку теплових нейтронів Φ (понад $10^{15} \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$) k помітно спадає після зупинки реактора і відновлюється лише через декілька десятків годин. Для реактора Окло з малими значеннями Φ цей проміжок часу зводиться до декількох хвилин.

Крім "отрут" важливим є вміст в реакторі речовин з великим перерізом поглинання нейтронів, наприклад, літію та бору. Поглинання ними нейтронів іде за реакціями



З таблиці 2 видно, що такі поглиначі в руді відсутні. Отже, низький нейтронний потік реактора Окло та чистота руди відносно поглиначів нейтронів стали ще одним фактором існування діючого природного реактора.

2.5. Тривалість роботи реактора та його теплова потужність.

Термін роботи природного реактора d можна визначити за кількістю утвореного плутонію-239. При $d \gg \tau_9$ (τ_9 – період розпаду плутонію-239,

$\tau_9 = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$, $T_{1/2}$ – період напіврозпаду елемента) рівноважна концентрація плутонію

визначається нейтронним потоком:

$$N_{239Pu} = \frac{\sigma_8^f \cdot \Phi \cdot \tau_9 \cdot N_{238U}}{1 + \sigma_9^a \cdot \Phi \cdot \tau_9}, \quad (2.26)$$

де σ_8^f – переріз радіаційного захоплення нейтрона ураном-238, σ_9^a – переріз радіаційного захоплення нейтрона плутонієм-239.

Якщо брати середню масу плутонію-239 в руді Окло $m = 250$ кг, то така маса могла накопичитись при нейтронному потоці $\Phi = 10^9 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ приблизно за (600 000-800000) років.

Визначимо енергію, яка виділилась в реакторі за формулою

$$W = N \cdot E_0 = \frac{m}{M} \cdot N_A \cdot E_0, \quad (2.27)$$

де m – маса урану-235, витраченого в реакторі, M – його молярна маса, N_A – число Авогадро, E_0 – енергія, яка виділяється при поділі одного ядра Урану-235.

$$W = \frac{m}{M} \cdot N_A \cdot E_0 = \frac{6 \cdot 10^3}{235 \cdot 10^{-3}} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 200 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} = 5 \cdot 10^{17} \text{ Дж}, \quad (2.28)$$

що приблизно становить

$$W \approx 25000 \text{ MBт} \cdot \text{рік}, \quad (2.29)$$

Хмельницька АЕС при 100% завантаженні виробляє таку кількість енергії приблизно за 2 роки.

Якщо брати середній час життя реактора 700000 років, то середня потужність природного реактора становила

$$\bar{P} = \frac{W}{d} = \frac{250000000}{600000} \approx 41,7 \text{ кВт}, \quad (2.30)$$

Відносно режиму роботи такого реактора, можна сказати, що він повинен був працювати періодично, аби уникнути ядерного вибуху. Найбільш ймовірний механізм передбачає участь у цьому процесі ґрунтових вод, які википали після того, як температура досягала деякого критичного рівня. При випаровуванні води, що діяла як сповільнювач нейтронів, ланцюгові ядерні реакції тимчасово припинялись (k ставало меншим 1), а після того, як все остигало і в зону реакції

знову проникала достатня кількість ґрунтових вод, розщеплення могло відновитися ($k > 1$).

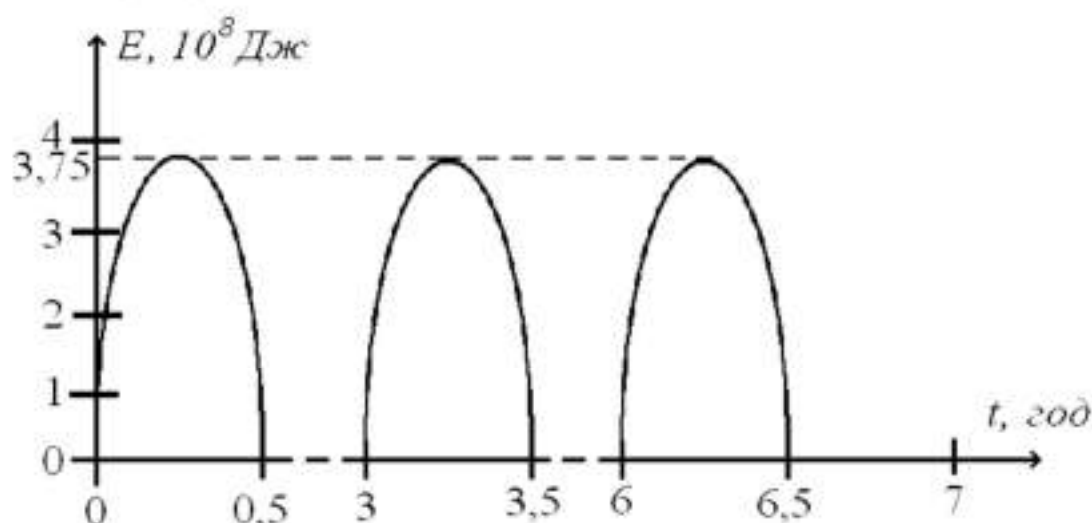


Рис. 2.3. Циклічна робота природного реактора

Ця картина прояснює два важливих моменти: для періодичної роботи реактора (включаючись і виключаючись) через гірську породу повинна була проходити велика кількість води, достатня, щоб вимити ядерні "отрути", а саме ксенону, телуру і йоду. Присутність води допомагає також пояснити експериментальний факт, чому велика частина ксенону тепер міститься в зернах фосфату алюмінію поза межами лінз, а не в багатих ураном породах. Зерна фосфату алюмінію, ймовірно, сформувалися під дією нагрітої ядерним реактором води, після того як вона охолола приблизно до 300°C .

Реактор в Окло "включався" на 30 хвилин і "відключався" принаймні на 2,5 години (рис. 2.3). Подібним чином функціонують деякі гейзери: повільно нагріваються, закипають, викидаючи порцію ґрунтових вод. Такий цикл повторюється день за днем, рік за роком. Отже, ґрунтові води, що проходили через родовище в Окло, могли не тільки бути сповільнювачем нейтронів, але і "регулювати" роботу реактора. Це був надзвичайно ефективний механізм, який не дозволяє структурі ні розплавитися, ні вибухнути протягом сотень тисяч років.

ВИСНОВКИ

Результати теоретичної і практичної частини дослідження дозволяють сформулювати наступні висновки. Для існування природного ядерного реактора необхідно виконання наступних умов:

1. Розміри уранового родовища повинні перевищувати середню довжину пробігу нейтронів, які викликають розщеплення (близько 70 см). Тоді нейтрони, випущені одним ядром, що розпалось, будуть поглинені іншими ядрами до того, як вони покинуть уранову жилу. В родовищі Окло рудні тіла, залягають в пористому пісковикі в формі лінзовидних утворень з уранініту діаметром близько 10 м і товщиною від 20 до 90 см.

2. Уранова жила повинна бути достатньо потужна. Сьогодні навіть велике родовище не може стати ядерним реактором, оскільки містить менше 1% Урану-235. Нами встановлено, що близько 2 млрд. років вміст Урану-235 в природному урані становив близько 3,5%, приблизно стільки, скільки в збагаченому урані, що використовується як паливо на більшості атомних електростанцій. За оцінками вміст урану в руді Окло на момент проходження ланцюгових реакцій становив від 20 до 80% (за масою). В реакторі Окло «вигоріло» від 5 до 8,7 т

урану-235, а нейтронний потік складав $\Phi = 10^9 \frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$.

3. Необхідна наявність речовини, здатної сповільнювати нейтрони, випущені при розщепленні ядер Урану-235. За нашим припущенням таким сповільнювачем була звичайна вода, яка в сезон дощів просочувала пісковик.

4. В масі руди не повинно бути помітних кількостей бору, літію або інших так званих ядерних "отрут", які активно поглинають нейтрони і викликали б припинення ядерної реакції. Саме відсутність ядерних отрут характеризує родовище Окло. 5. Подібний реактор міг працювати лише циклічно. Нами

встановлена середня потужність реактора $\bar{P} \approx 41,7 \text{ кВт}$ та загальне енерговиділення $W \approx 25000 \text{ МВт} \cdot \text{рік}$.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. IAEA. Radiological assessment: A textbook on environmental dose assessment. Vienna: International Atomic Energy Agency, 1989. – 343 p.
2. Arnold J.R., Martell E.A. The circulation of radioactive isotopes in nature. In: Physics of Atomic Nuclei and Plasma. – Cambridge: Cambridge University Press, 1974. – pp. 17–27.
3. Choppin G.R., Liljenzin J.-O., Rydberg J.. Radiochemistry and nuclear chemistry. 3rd ed. – Oxford: Butterworth-Heinemann, 2002. – 720 p.
4. Krane K.S. Introductory nuclear physics. – New York: Wiley, 1988. – 864 p.
5. Cember H., Johnson T.E. Introduction to health physics. 4th ed. – New York: McGraw-Hill, 2008. – 768 p.
6. Hall E.J., Giaccia A.J. Radiobiology for the radiologist. 8th ed. – Philadelphia: Wolters Kluwer, 2020. – 624 p.
7. ГОСТ 30108-94 «Матеріали і вироби будівельні. Визначення питомої ефективної активності природних радіонуклідів» [Текст]. – Введ. 1995-01-01. – М.: МНТКС, 1994. – 32 с.
8. Флора Л. Журнал «L'Informatore del Marmista» [Текст]: пер. з італ. / № 468, 2001 с. 39-40.
9. International Organization for Standardization (ISO). ISO 18589-3: Measurement of radioactivity in the environment — Soil. Geneva: ISO, 2015.
10. IAEA Bulletin. Natural nuclear reactors: The history of Oklo. Vol. 23, No. 2. Vienna: IAEA, 1981.
11. Медична і біологічна фізика / За ред. О.В.Чалого. Т.2. – К.: Віпол, 2001. – 403 с.
12. Ємчик Л.Ф., Кміт Я.М. Медична і біологічна фізика: Підручник. Львів: Світ, 2003. – 532 с.
13. National Council on Radiation Protection and Measurements (NCRP). Exposure of the population of the United States and Canada from natural background radiation. NCRP Report No. 94, 1987.

14. Шпольський Є. В. Атомна фізика. Т.2. Електронна оболонка атома і атомне ядро [Текст]. // К.: Радянська школа, 1953. – 749 с.
15. Grupen C., Cowan G., Eidelman S., et al. Introduction to radiation protection dosimetry. – Berlin: Springer, 2010. – 229 p.
16. International Commission on Radiological Protection (ICRP). Radiation dose to workers from natural radiation sources. ICRP Publication 65, 1993.
17. Shultis J.K., Faw R.E. Radiation shielding. 2nd ed. – Boca Raton: CRC Press, 2000. – 638 p.
18. Glasstone S., Sesonske A. Nuclear reactor engineering. 4th ed. – Boston: Springer, 1994. – 824 p.
19. Clegg B. The nuclear age: Nuclear reactors and their applications. – London: Oxford University Press, 1964. – 487 p.
http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc_tech/reactors/d_neutrons.htm.
20. Knoll G.F. Radiation detection and measurement. 4th ed. – New York: Wiley, 2010. – 865 p.
21. Stacey W.M. Nuclear reactor physics. 2nd ed. – Hoboken: Wiley-VCH, 2007. – 737 p.
22. Cowan G.A. A natural fission reactor. Scientific American, Vol. 235, No. 1, 1976. – pp. 36–47.
23. Friedlander G., Kennedy J.W., Miller J.M., Macias E.S. Nuclear and radiochemistry. 3rd ed. – New York: Wiley, 1981. – 684 p.
<http://energetika.in.ua/ua/books/book-4/intro>
<http://uatom.org>
24. Bodansky D. Nuclear energy: Principles, practices, and prospects. 2nd ed. – New York: Springer, 2004. – 694 p.
25. Ядерна енергія: міф і реальність. Тематичні дослідження з ядерної енергетики. За ред. Ф. Маттес [Текст] // Берлін: Вид. Фонд Генріха Бьоля, – 2006, – 308 с.

26. Павлович В.М. Фізика ядерних реакторів. Навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів. Чорнобиль 2009 р.
27. World Nuclear Association. Natural nuclear fission reactors. – [Online resource]: <https://www.world-nuclear.org>, accessed December 2024.
28. Cacuci D.G. (ed.). Handbook of nuclear engineering. Vol. 1-2. – New York: Springer, 2010.
29. Shultis J.K., Faw R.E. Fundamentals of nuclear science and engineering. 3rd ed. – Boca Raton: CRC Press, 2017. – 644 p.
30. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR). Sources and effects of ionizing radiation. UNSCEAR 2000 Report to the General Assembly.
31. OECD Nuclear Energy Agency. Uranium: Resources, production, and demand. – Paris: OECD Publishing, 2020.
32. Turcotte D.L., Schubert G. Geodynamics. 3rd ed. – Cambridge: Cambridge University Press, 2014. – 636 p.
33. Koeberg A. Oklo: The world's first nuclear reactor. Nuclear News, Vol. 17, No. 3, 1983. – pp. 45–56.
34. Hoffman D.C., Daniels W.R., Meyer R.A. Oklo reactors: Natural analogs for radioactive waste disposal. Science, Vol. 219, No. 4582, 1983. – pp. 1327–1333.
35. Holmes D.C. The story of natural fission: The Oklo phenomenon. Nature, Vol. 229, 1971. – pp. 468–469.
36. Ewing R.C. Natural analogues: Geochemistry and the Oklo natural reactors. In: Advances in Nuclear Science and Technology. – New York: Springer, 1999. – pp. 117–141.
37. Choppin G.R., Morse J.W., Murakami T. Rare earth and actinide geochemistry: Oklo natural reactor applications. Geochemical Transactions, Vol. 10, No. 4, 2005. – pp. 15–21.
38. Gauthier-Lafaye F., Holliger P. The Oklo natural fission reactors: Results and implications. Geochimica et Cosmochimica Acta, Vol. 55, 1991. – pp. 1825–1833.

Оцінка енергетичних характеристик природного ядерного реактора та визначення умов його самовільного запуску. Методичний посібник для організації дослідницької навчальної діяльності з фізики для здобувачів вищої освіти з спеціальностей: Е5 Фізика та астрономія; А4.08 Середня освіта (Фізика та астрономія); А4.15 Середня освіта (Природничі науки) / Автори-укладачі: В.О. Мислінчук, Г.І. Косарєв.

Автори-укладачі:

Володимир Олександрович Мислінчук

Григорій Іванович Косарєв

Відповідальний редактор: к.п.н., доц. Мислінчук В.О.

Технічний редактор: Г.І. Косарєв

Комп'ютерна верстка: Г.І. Косарєв

Підписано до друку 29. 10. 2025 р.

Формат 60×84 1/16. Папір друкарський

Умов. друк. арк. 7,2.

Тираж 30 примірників.

Редакційно-видавничий відділ

Рівненського державного гуманітарного університету,

33028, м. Рівне, вул. С. Бандери, 12



Володимир Мислінчук, Григорій Косарев

*Оцінка енергетичних
характеристик природного
ядерного реактора та визначення
умов його самовільного запуску*

Методичний посібник

Рівне 2025 р.