

УДК 535.5; 535.56; 535.568:681.785.3  
PACS 78.20.Ek, 78.20.Fm, 42.25.Ja, 33.55+b

## КРИТЕРІЙ ХВИЛЬОВОГО ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ ДЛЯ УРАН-ПЛУТОНІЄВОГО СЕРЕДОВИЩА І ТЕПЛООВОГО СПЕКТРУ НЕЙТРОНІВ ВВР

В. Русов, В. Тарасов, С. Чернеженко, А. Какаєв,  
П. Молчинников, Е. Гречан, В. Беспалько

*Одеський національний політехнічний університет  
пр. Шевченко, 1, 65044, Одеса, Україна  
e-mail: andreykakaev@gmail.com*

Отримані уточнення критерію Феокистова в широкому діапазоні енергій нейтронів. В результаті дослідження виявлена можливість хвильового ядерного горіння не тільки в області швидких нейтронів, а й проміжних. Розглянута можливість виконання критерію Феокистова в середовищі, яке складається з двоокису урану-238 зі збагаченням ураном-235. Встановлена можливість хвильового ядерного горіння в початковий момент реакції, тобто під час розпаду палива.

**Ключові слова:** критерій Феокистова, хвильове ядерне горіння, рівноважна і критична концентрація, швидкість нейтронно-ядерного горіння, природний уран, теплові нейтрони.

### 1. Вступ

Сьогодні є актуальною розробка теорії як технічних хвильових реакторів з внутрішньою безпекою (реактори типу Феокистова) [1,2,3], так і природного геореактора [4]. У роботі [1] Феокистовим на прикладі технічного урану, що опромінюється зовнішнім джерелом нейтронів, запропоновано критерій, при виконанні якого реалізується стаціонарна хвиля повільного ядерного горіння. Критерій Феокистова полягає в тому, що рівноважна концентрація  $Pu239$  у даному середовищі повинна перевищувати його критичну концентрацію. Оскільки комп'ютерне моделювання кінетики нейтронного мультиплікуючого середовища є складною обчислювальною задачею, то перевірка критерію Феокистова стає єдиним способом попереднього пошуку нуклідного складу цього середовища і зовнішніх параметрів, для яких можлива реалізація хвилі повільного ядерного горіння. Проте проведення такого пошуку ускладнюється тим, що самі величини - рівноважна і критична концентрації плутонію, що фігурують у критерії Феокистова, є функціями, залежними від енергетичного спектру нейтронів, що змінюється зі зміною нуклідного складу і зовнішніх параметрів, таких як температура, тиск і геометрія середовища.

## КРИТЕРІЙ ФЕОКТИСТОВА ДЛЯ УРАН-ПЛУТОНІЄВОГО НЕЙТРОННОГО СЕРЕДОВИЩА В ОБЛАСТІ ЕНЕРГІЙ НЕЙТРОНІВ 0,1 еВ - 1 МеВ

У роботі [1] для уран-плутонієвого середовища при ряді спрощень кінетичної системи рівнянь даного процесу (розглядається одновимірне середовище, фіксована енергія нейтронів (однорупове наближення), не враховується дифузія нейтронів, кінетичне рівняння для плутонію-239 записано у припущенні, що уран-238 безпосередньо переходить в плутоній-239 з деяким характерним часом  $\beta$ -переходу  $\tau_\beta$ , не враховуються запізнілі нейтрони і температура середовища) отримано наступні вирази для рівноважної і критичної концентрації плутонію:

$$N_{\text{рівн}}^{Pu}(E_n) = \frac{\sigma_c^s(E_n)}{\sigma_c^{Pu}(E_n) + \sigma_f^{Pu}(E_n)} N^8 = \frac{\sigma_c^s(E_n)}{\sigma_a^{Pu}(E_n)} N^8, \quad (1)$$

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

де  $\sigma_c^i$ ,  $\sigma_f^i$ ,  $\sigma_a^i$  - перерізи реакцій радіаційного захоплення нейтрона, поділу і поглинання нейтрона відповідно для  $i$ -го нукліда середовища;  $\nu_i$ ,  $\nu_{Pu}$  - середнє число нейтронів, що народжуються при поділі одного ядра  $i$ -го нукліда і  $Pu_{94}^{239}$  відповідно.

На малюнках 1 і 2 наведено залежності перерізів ядерних реакцій поділу і радіаційного захоплення від енергії нейтронів. При цьому енергії нейтронів змінюються в діапазоні  $10^{-5} - 10^7$  еВ.

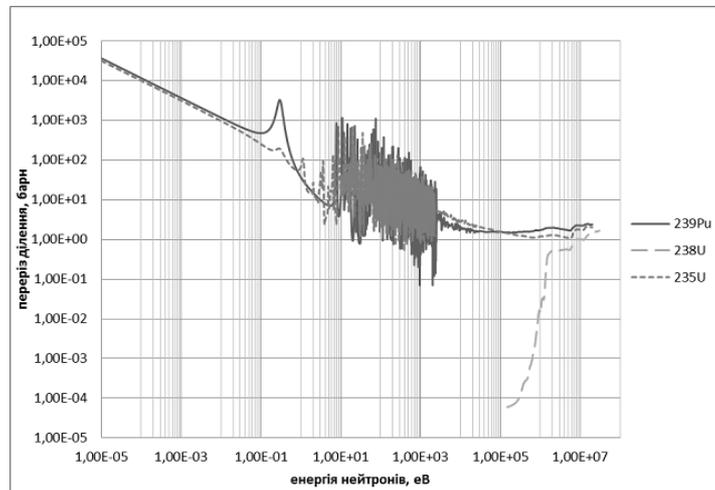


Рис. 1: Залежність перерізу поділу від енергії нейтронів для Pu239, U235 і U238 за даними ENDF/B - VII.0.

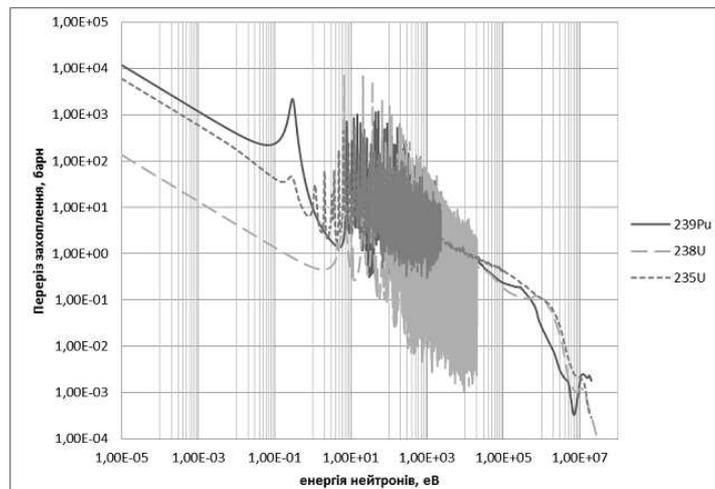


Рис. 2: Залежність перерізу захоплення від енергії нейтронів для Pu239, U235 і U238 за даними ENDF/B' - VII.0.

Згідно із співвідношеннями (1) було проведено розрахунки рівноважної і критичної концентрації Pu239 для уран-плутонієвого середовища. Результати розрахунків наведено на мал. 3 - 5.

Їхній аналіз дозволяє зробити висновок про те, що існують декілька областей енергії нейтронів 0,015 - 0,05 еВ(мал. 3), 0,6 - 6 еВ(мал. 3), 90 - 300 еВ(Мал. 4) і 0,24 - 1 MeВ(мал. 5), в яких виконується критерій Феоктистова і є можливою реалізація режимів хвильового нейтронно-ядерного горіння.

Таким чином, на відміну від висновку про можливість хвильового нейтронно-ядерного горіння лише в області швидких нейтронів, зробленого в роботі [1], який ґрунтувався на оцінках рівноважної і критичної концентрацій Pu239 лише для двох значень енергій нейтронів (теплових 0,025 еВ і швидких 1 MeВ), в цій роботі виявлено виконання критерію Феоктистова, а отже, можливість реалізації режимів нейтронно-ядерного горіння також і в області теплових, і в області резонансних енергій нейтронів.

Розглянемо область енергій теплових нейтронів. Існування областей нейтронно-ядерного горіння для енергій нейтронів 0,015 - 0,05 еВ і 0,6 - 6 еВ на відміну від області енергій 0,05 - 0,6 еВ, в якій не виконується критерій Феоктистова(див. мал. 3), може бути пояснено існуванням в діапазоні енергій 0,05 - 0,6 еВ резонансу на кривій залежності перерізу радіаційного захоплення для Pu239 від енергії нейтронів(мал. 2) і аналітичним виглядом виразів(1). Дійсний переріз радіаційного захоплення нейтрона для Pu<sup>239</sup> входить в якості доданку зі знаком плюс в знаменник виразу (1) для рівноважної концентрації Pu<sup>239</sup>, що призводить до різкого зменшення значення рівноважної концентрації Pu239 в діапазоні енергій 0,05 - 0,6 еВ резонансу на кривій залежності перерізу радіаційного захоплення для Pu239. Переріз радіаційного захоплення нейтрона для Pu239 входить в якості доданку зі знаком мінус в знаменник виразу для критичної концентрації Pu239, що призводить до різкого

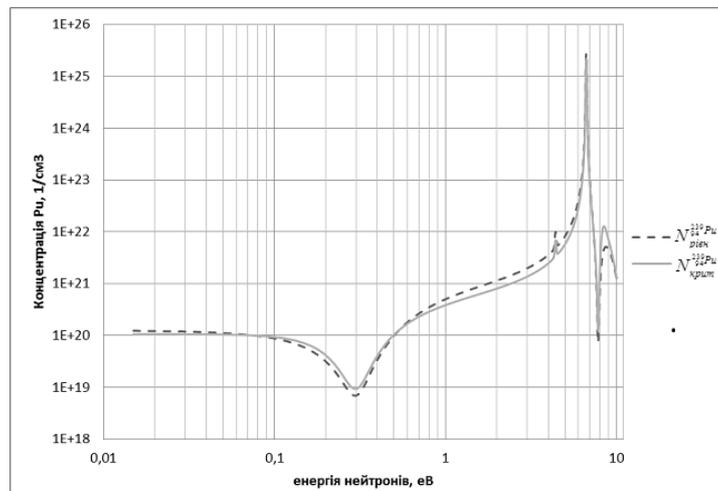


Рис. 3: Розрахункова залежність рівноважної і критичної концентрацій Pu239

зростання значення критичної концентрації Pu239 в діапазоні енергій 0,05 - 0,6 eV резонансу на кривій залежності перерізу радіаційного захоплення для Pu239.

В області резонансних енергій нейтронів 90 - 300 eV так само виявлена область можливої реалізації режиму нейтронно-ядерного горіння. Відзначимо, що для цієї резонансної області енергій коректнішу оцінку рівноважної і критичної концентрації Pu239 можна отримати в результаті усереднення за енергетичним спектром нейтронів.

В області швидких нейтронів 0,24 - 1 MeV (мал. 5) підтверджена можливість режиму нейтронно-ядерного горіння.

## УЗАГАЛЬНЕНИЙ КРИТЕРІЙ ФЕОКТИСТОВА ДЛЯ УРАН-ПЛУТОНІЄВОГО СЕРЕДОВИЩА

Відзначимо, що в(1) біля концентрацій нуклідів явно не вказані аргументи, від яких вони повинні залежати і тому створюється враження, що  $N_{\text{рівн}}^{\text{Pu}}$  і  $N_{\text{крит}}^{\text{Pu}}$  - константи. Цьому спрощенню є резонне пояснення. У роботі [1] обґрунтовувалась сама ідея можливості існування хвилі ядерного горіння і потрібні були хоч би наближені оцінки, що підтверджували б це хоч для окремих випадків рівноважної і критичної концентрацій плутонію. Автор [1], мабуть, міркував таким чином: оскільки для тієї, що розглядається в [1], системи концентрація урану-238 в локальній області середовища, найближчій до зовнішнього джерела нейтронів, з часом лише зменшується від початкової на майже 100% її концентрації, то максимальне значення оцінки рівноважної концентрації плутонію-239 згідно (1) (де перерізи - сталі при фіксованій енергії нейтронів) повинно одержуватися саме для цієї початкової максимальної концентрації урану-238. Концентрація ж плутонію-239 в цій локальній області з часом

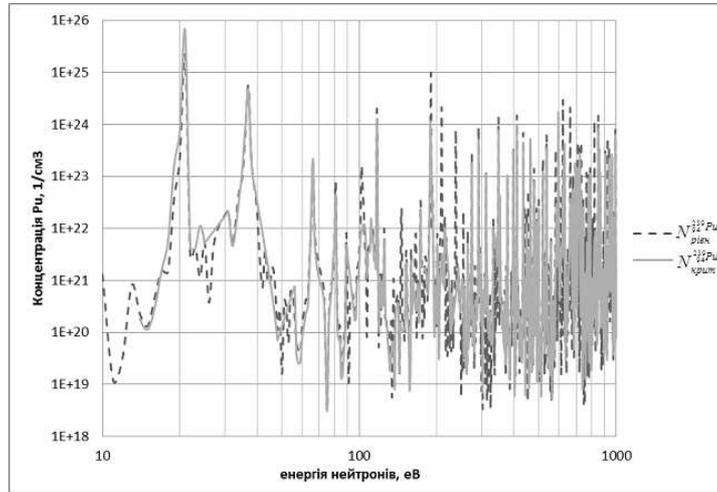


Рис. 4: Розрахункова залежність рівноважної і критичної концентрацій Pu239

росте від нуля до його максимального значення. А як відзначалося вище, згідно з критерієм Феоктистова, для того, щоб виникла хвиля ядерного горіння, повинне виконуватися співвідношення  $N_{\text{рівн}}^{239\text{Pu}} > N_{\text{крит}}^{239\text{Pu}}$ . Тому, якщо це співвідношення не виконується для початкової концентрації урану-238, то воно не виконуватиметься згідно (1) і пізніше, і в такій системі не повинно існувати хвилі ядерного горіння. Очевидно, тому в [1] за допомогою виразів(1) для фіксованої концентрації урану-238, рівною 100% (технічний уран) для двох фіксованих енергій нейтронів (швидкі - 1MeV і теплові - 0,025 eV) були зроблені оцінки, що показали виконання критерію Феоктистова для швидких нейтронів, а, отже, і можливість існування хвилі ядерного горіння для швидкого уран-плутонієвого реактора і її неможливість для повільного.

Введемо функцію розподілу нейтронів за енергіями

$$\rho(\vec{r}, E_n, t) = \frac{\Phi(\vec{r}, E_n, t)}{\int \Phi(\vec{r}, E_n, t) dE_n} = \frac{\Phi(\vec{r}, E_n, t)}{\Phi(\vec{r}, t)}, \quad (2)$$

де  $\Phi(\vec{r}, t) = \int \Phi(\vec{r}, E_n, t) dE_n$  - повна густина потоку нейтронів.

Враховуючи тривимірну геометрію, залежність перерізів від енергії нейтронів  $E_n$  і температури середовища  $T$  (врахування впливу температури є обов'язковим, оскільки можуть реалізовуватися режими хвильового ядерного горіння з вигоранням до 50% [1,2]), то при збереженні спрощуючих припущень роботи [1] одержимо такі співвідношення:

$$\frac{\partial N^{Pu}(\vec{r}, T, E_n, t)}{\partial t} \approx \Phi(\vec{r}, E_n, T, t) [\sigma_a^{Pu} N^{238}(\vec{r}, T, t) - \sigma_a^{Pu}(E_n, T) N^{Pu}(\vec{r}, T, t)], \quad (3)$$

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

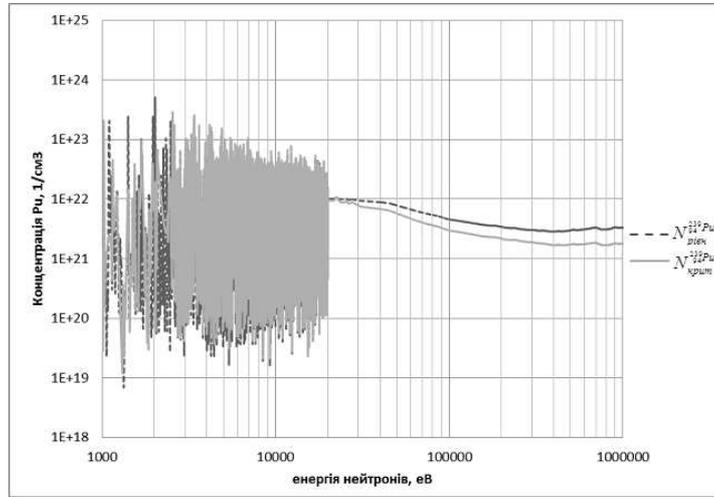


Рис. 5: Розрахункова залежність рівноважної і критичної концентрації Pu239

де  $n(\vec{r}, E_n, T, t)$ ,  $N^{Pu}(\vec{r}, T, E_n, t)$  і  $\Phi(\vec{r}, E_n, T, t)$  - фазові концентрації нейтронів і плутонію відповідно, і фазова густина потоку нейтронів.

Якщо проінтегрувати вирази (3) за енергією нейтронів і розділити їх на повну густину потоку нейтронів  $\Phi(\vec{r}, t)$ , тоді для повної концентрації плутонію  $N^{Pu}(\vec{r}, T, t)$  і повної густини нейтронів  $n(\vec{r}, T, t)$  із врахуванням (2) отримаємо наступні вирази:

$$\frac{\partial N^{Pu}(\vec{r}, T, t)}{\partial t} \approx \Phi(\vec{r}, T, t) [\bar{\sigma}_a^8(T) N^{238}(\vec{r}, T, t) - \bar{\sigma}_a^{Pu}(T) N^{Pu}(\vec{r}, T, t)], \quad (4)$$

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

де  $\sigma_j^i(\vec{r}, T, t) = \int \sigma_j^i(E_n, T) \rho(\vec{r}, E_n, t) dE_n$  - усереднені за енергетичним спектром нейтронів перерізи j-ої ядерної реакції для i-го нукліда середовища.

Прирівнюючи похідні (4) до нуля, отримуємо наступні вирази для рівноважної і критичної концентрацій плутонію:

$$\tilde{N}_{equil}^{Pu}(\vec{r}, T, t) \approx \frac{\bar{\sigma}_c^{238}(T)}{\bar{\sigma}_a^{Pu}(T)} N^{238}(\vec{r}, T, t), \quad (5)$$

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

Таким чином, при збереженні фізичного сенсу критерію Феоктистова ми наближимося до реального аналізу можливості реалізації хвилі ядерного горіння, якщо спиратимемося на співвідношення:

$$\tilde{N}_{равн}^{239Pu}(\vec{r}, T, t) > \tilde{N}_{крит}^{239Pu}(\vec{r}, T, t), \quad (6)$$

у якому  $\tilde{N}_{\text{рівн}}^{239\text{Pu}}(\vec{r}, T, t)$  і  $\tilde{N}_{\text{крит}}^{239\text{Pu}}(\vec{r}, T, t)$  задаються виразами (5).

Для розрахунку усереднених за енергетичним спектром нейтронів перерізів  $\bar{\sigma}_j^i(\vec{r}, T, t)$ , які входять у вирази (5), потрібно знати енергетичний спектр повільних нейтронів, і залежності перерізів ядерних реакцій від енергії нейтронів та температури середовища.

Для обчислення усереднених за енергетичним спектром нейтронів перерізів використовувався спектр теплових нейтронів реактора ВВР [5].

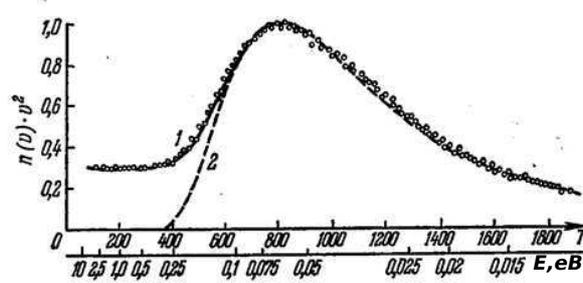


Рис. 6: Енергетичний спектр нейтронів в реакторі ВВР [5].

Були розраховані рівноважна і критична концентрація Pu239 за допомогою виразів (5). Отримано наступні оцінки усереднених перерізів поділу і радіаційного захоплення для урану-238 і плутонію-239 :

$$\sigma_c^{Pu} = 339,10 \text{ barn}, \sigma_f^{Pu} = 553,60 \text{ barn}, \sigma_c^{238} = 255,33 \text{ barn}, \sigma_f^{238} = 0,00 \text{ barn}.$$

З цих оцінок одержуємо, що

$$\tilde{N}_{\text{рівн}}^{Pu} \approx 1,302 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}, \quad \tilde{N}_{\text{крит}}^{Pu}(\vec{r}, T, t) \approx 1,618 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}.$$

Звідси випливає, що критерій Феоктисова не виконується. Це можна пояснити тим, що основне число нейтронів теплового реактора ВВР згідно мал. 6 потрапляє в діапазон енергій від 0,05 - 0,6 еВ, що збігається з діапазоном енергій резонансу на кривій залежності перерізу радіаційного захоплення для Pu239 (мал. 2). Як ми бачили в попередньому розділі, це призводить до зменшення рівноважної і до зростання критичної концентрації Pu239.

Також було розраховано значення усереднених перерізів поділу і радіаційного захоплення для урану-238 і плутонію-239, рівноважна і критична концентрації його для інтервалів енергій нейтронів 0,015 - 0,05 еВ і 0,60 - 6,00 еВ спектру реактора ВВР, в яких, як ми бачили в розділі 2 (див. мал. 3), виконується критерій Феоктисова. Отримані наступні оцінки:

а) для інтервалу енергій нейтронів 0,015 - 0,06 еВ

$$\sigma_c^{Pu} = 5,691 \text{ barn}, \sigma_f^{Pu} = 14,821 \text{ barn}, \sigma_c^{238} = 0,052 \text{ barn}, \sigma_f^{238} = 0,00 \text{ barn};$$

$$\tilde{N}_{\text{equil}}^{Pu} \approx 1,152 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \quad \text{і} \quad \tilde{N}_{\text{crit}}^{Pu}(\vec{r}, T, t) \approx 1,045 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3};$$

б) для інтервалів енергій нейтронів 0,60 - 6,00 еВ

$$\sigma_c^{Pu} = 13,161\text{barn}, \sigma_f^{Pu} = 48,199\text{barn}, \sigma_c^{238} = 2,199\text{barn}, \sigma_f^{238} = 0,00\text{barn};$$

$$\tilde{N}_{equil}^{Pu} \approx 1,632 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}, \quad \tilde{N}_{crit}^{Pu}(\vec{r}, T, t) \approx 1,269 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}.$$

Як видно з отриманих значень для рівноважної і критичної концентрацій Pu239, в цих областях енергій теплового спектру реактора ВВР виконується узагальнений за спектром критерій реалізації режиму нейтронно-ядерного хвильового горіння.

### ВИКОНАННЯ КРИТЕРІЮ ФЕОКТИСТОВА ДЛЯ СЕРЕДОВИЩА З ДВООКИСУ УРАНУ-238, ЗБАГАЧЕНОГО УРАНОМ-235.

Для середовища, що складається з двоокису урану-238 зі збагаченням 4,38 % , 2,00% , 1,00% , 0,71% (природний уран) і 0,5 % по урану-235, для області енергій нейтронів 0,015 - 10,00 еВ згідно з виразами (1) були проведені розрахунки рівноважної і критичної концентрацій Pu239.

Результати, наведені на мал. 7, свідчать про те, що для середовища, яке складається з двоокису урану-238 зі збагаченням 4,38 % за ураном-235, критична концентрація плутонію-239 є додатною лише для інтервалу енергій нейтронів 0,18 - 10,00 еВ. Причому в усій цій області виконується критерій Феоктистова, а, отже, і узагальнений за спектром нейтронів критерій. Таким чином, якщо сформувати такий склад, структуру і геометрію активної зони ядерного реактора, щоб спектр нейтронів головним чином потрапляв в цю область енергій, то можлива реалізація хвильового ядерного реактора.

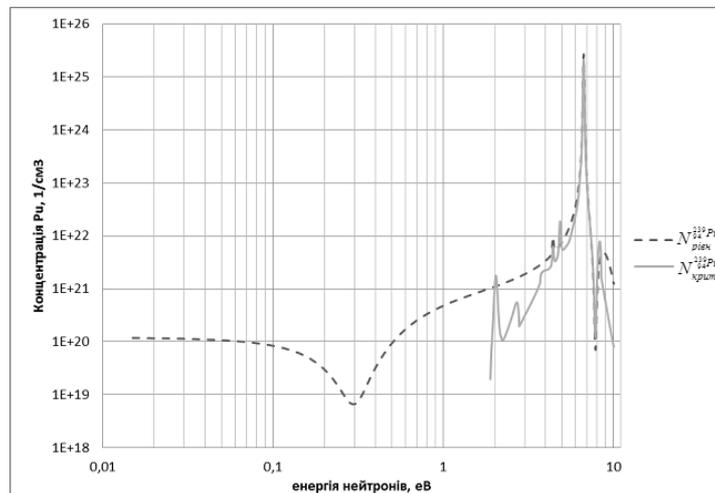


Рис. 7: Енергетична залежність рівноважної і критичної концентрації Pu239 в інтервалі 0,015 - 10 еВ для середовища з двоокису урану-238 зі збагаченням 4,38 % за ураном-235.

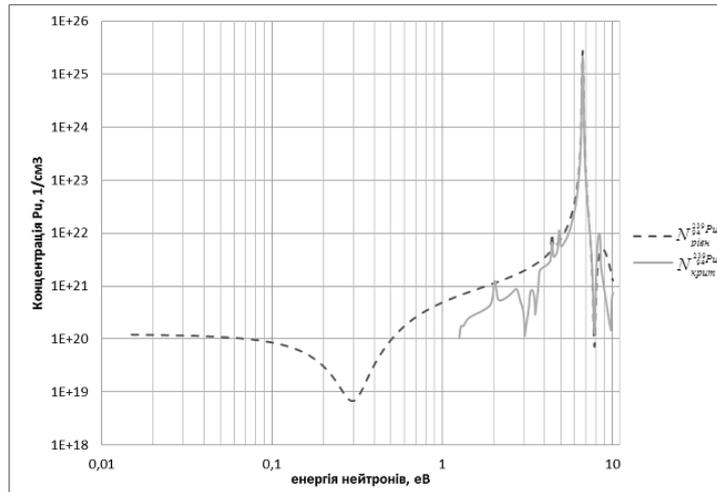


Рис. 8: Енергетична залежність рівноважної і критичної концентрації Pu239 в інтервалі 0,015 - 10 еВ для середовища з двоокису урану-238 зі збагаченням 2,00% за ураном-235.

Аналогічний аналіз (див. мал. 8-11) дозволяє зробити висновок про те, що зі зменшенням збагачення від 4,38% до 0,50% за ураном-235 відбувається розширення області енергій нейтронів, в якій критична концентрація плутонію-239 є додатною, у бік теплових і навіть холодних нейтронів, причому в усіх цих областях виконується критерій Феоктистова і узагальнений за спектром нейтронів критерій.

Для практичної реалізації хвильових реакторів важливо відзначити, що для двоокису природного урану (0,71% збагачення за ураном-235) практично для усієї області теплових нейтронів виконується критерій реалізації хвильового нейтронно-ядерного горіння.

В усіх попередніх публікаціях розглядалися лише варіанти хвильових реакторів на швидких нейтронах. Відзначимо, що в роботі [2] знайдено для теплового реактора у двогруповому дифузійному наближенні аналітичний розв'язок хвильового типу без якої-небудь конкретизації реальних значень фізичних параметрів. У завершальному абзаці роботи [1] робиться припущення про принципово можливе хвильове горіння плутонію-239 у важководному теплому реакторі на природному урані. Проте це припущення невірне. Дійсно, як випливає з представлених вище результатів, для існування хвильового горіння в області теплових енергій нейтронів повинна існувати область, в якій критична концентрація за плутонієм-239 має бути додатною. А ми знаємо, що паливо на природному урані (0,71% збагачення по урану-235), саме у важководному реакторі вже володіє надкритичністю (як відомо, коефіцієнт критичності для природного урану для теплових нейтронів дорівнює 1,32 [6] і вже перевищує 1), що і забезпечує його переваги над легководними реакторами. Таким чином, як випливає з вищевикладеного в цьому розділі, у важководному реакторі на природному урані не буде області, в якій критична концентрація за плутонієм була б більшою нуля, а отже, не може реалізуватися режим хвильового нейтронно-ядерного горіння. Це стосується і реакторів на природному урані з газовим теплоносієм. Для

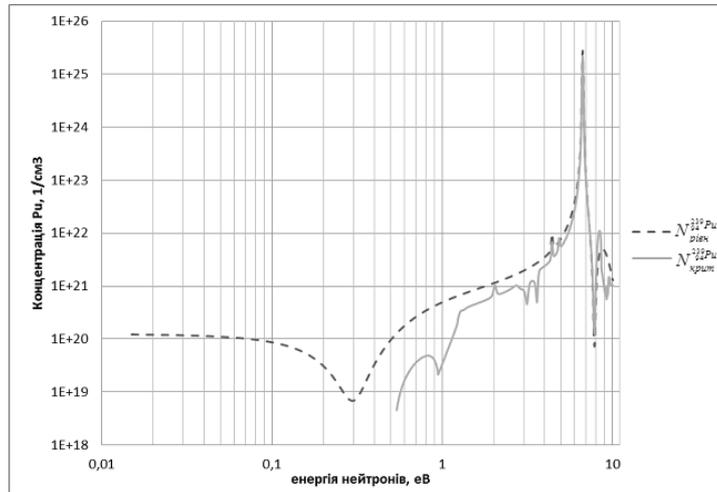


Рис. 9: Залежність рівноважної і критичної концентрації Pu239 в інтервалі 0,015 - 10 еВ (двоокис урану-238 плюс 1,00% урану-235).

них, можливо, підійде технічний уран.

А ось, легководні теплові реактори з паливом на природному урані якраз підійдуть для хвильового горіння плутонію-239, оскільки в них природний уран, як добре відомо, знаходиться в підкритичному стані і саме тому для роботи таких реакторів потрібне додаткове збагачення 2,0% - 3,5% за ураном-235.

## ОЦІНКИ ШВИДКОСТЕЙ НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ ПРИ РІЗНИХ ЗБАГАЧЕННЯХ ЗА УРАНОМ-235.

Згідно з роботою [7] швидкості нейтронно-ядерного горіння повинні задовольняти розподілу Вігнера. Фазова швидкість  $u$  солітоноподібної нейтронної хвилі ядерного горіння описується наступною наближеною рівністю:

$$\frac{u\tau_\beta}{2L} \cong \left( \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \right)^6 a^4 \exp\left(-\frac{64}{9\pi} a^2\right), \quad a^2 = \frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{N_{\text{крит}}^{Pu}}{N_{\text{рівн}}^{Pu} - N_{\text{крит}}^{Pu}}, \quad (7)$$

де  $L$  - середня дифузійна довжина пробігу нейтронів,  $\tau_\beta$  - час затримки, пов'язаний з народженням активного ізотопу, що ділиться, і рівний ефективному періоду розпаду проміжних ядер в уран-плутонієвому циклі Феоктистова.

За допомогою виразу (7) для отриманих залежностей рівноважних і критичних концентрацій для плутонію-239 були отримані оцінки параметра  $a^2$  розподілу Вігнера, оцінки для фазових швидкостей нейтронно-ядерного горіння для областей енергії нейтронів, для яких виконується критерій Феоктистова при різних збагаченнях за ураном-235. Отримані оцінки представлено в таблиці 1.

Таблиця 1. Оцінки фазових швидкостей нейтронно-ядерного горіння.

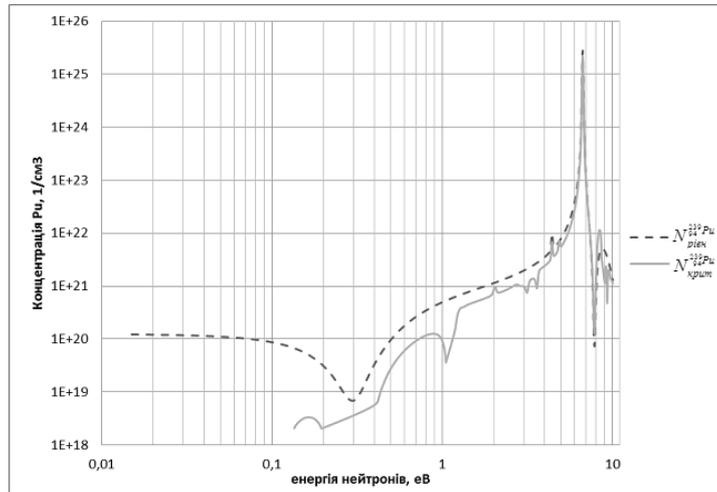


Рис. 10: Залежність рівноважної і критичної концентрації Pu239 в інтервалі 0,015 - 10 еВ (двоокис урану-238 плюс 0,71% урану-235).

$\Delta E$	Збагачення, %	E, eV	$\frac{aT\beta}{2L}$	$a^2$	$N_{\text{рівн}}^{Pu}, \text{см}^{-3}$	$N_{\text{крит}}^{Pu}, \text{см}^{-3}$	$N_{\text{рівн}}^{Pu}, \%$	$N_{\text{крит}}^{Pu}, \%$
0,015 - 10 eV	4,38	2,13	0,988	0,534	1,174E+21	2,090E+20	2,625	0,467
	2	2,985	0,986	0,533	1,908E+21	3,390E+20	4,224	0,751
	1	9,39	0,983	0,531	3,152E+21	5,585E+20	6,952	1,232
	0,71	1,005	0,979	0,529	4,98E+20	8,789E+19	1,097	0,196
	0,5	0,285	0,965	0,519	7,151E+18	1,242E+18	0,016	0,003
	0	3,78	0,0015	5,443	3,0850E+21	2,123E+21	6,776	4,662
10 - 10 <sup>3</sup> eV	0	841	0,161	2,798	1,116E+20	5,933E+19	0,245	0,130
10 <sup>3</sup> - 10 <sup>6</sup> eV	0	10 <sup>6</sup>	0,150	2,844	3,319E+21	1,777E+21	7,290	3,904

Отримані оцінки для фазових швидкостей нейтронно-ядерного горіння узгоджуються з розподілом Вінгера.

## Висновки

Розроблено новий критерій існування хвильового ядерного горіння на основі комбінації узагальненого за спектром нейтронів критерію, який полягає у виконанні умов  $\tilde{N}_{\text{рівн}}^{239Pu}(\vec{r}, T, t) > \tilde{N}_{\text{крит}}^{239Pu}(\vec{r}, T, t)$ ,  $\tilde{N}_{\text{крит}}^{239Pu}(\vec{r}, T, t) \neq 0$  та вимозі, щоб швидкість хвильового горіння задовольняла розподілу Вінгера (7), а також дозволяє отримувати оцінку швидкості хвильового горіння.

Для середовища, що складається з урану-238, проведено дослідження виконання

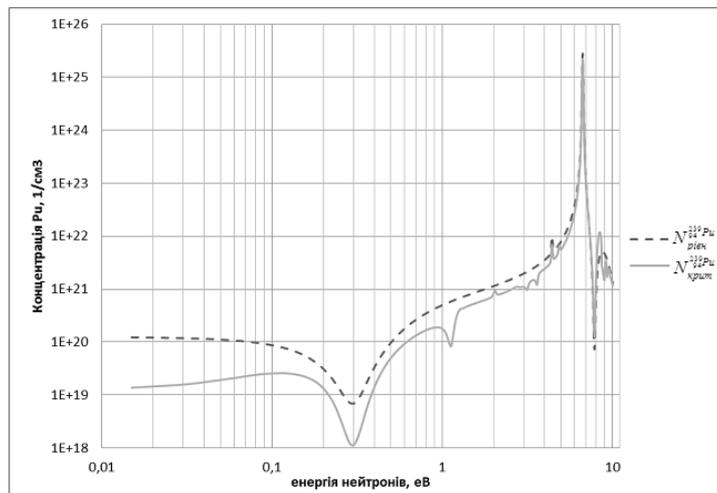


Рис. 11: Залежність рівноважної і критичної концентрації Pu239 в інтервалі 0,015 - 10 eВ (двоокис урану-238 плюс 0,5% урану-235) .

критерію хвильового горіння і виявлена можливість хвильового ядерного горіння не лише в області швидких нейтронів, але і для холодних і проміжних нейтронів.

Представлені результати дослідження виконання критерію Феоктистова для середовища, яке на початку складається з двоокису урану-238 зі збагаченнями 4,38 %, 2,00 %, 1,00 %, 0,71 % і 0,50 % за ураом-235, для області енергій нейтронів 0,015 - 10,00 eВ.

Уперше робиться обґрунтований розрахунок висновок про можливість створення теплового хвильового ядерного реактора, в якому як паливо може бути використаний природний уран в різних його видах, а також висновок про те, що легководні теплові реактори з паливом на природному урані підходять для хвильового горіння плутонію-239. У важководному реакторі на природному урані не буде області, в якій критична концентрація плутонію була б додатною. Це ж відноситься і до реакторів на природному урані з газовим теплоносієм. Для цих реакторів можливо підійде технічний уран.

### Список використаної літератури

1. Феоктистов Л.П. Нейтронно-делительная волна./ Л.П. Феоктистов// Доклады Академии наук СССР – 1989. – Т. 309, № 4. – С. 864-867.
2. Ахиезер А.И. К теории размножения цепной ядерной реакции в диффузионном приближении./ А.И. Ахиезер и др. // Ядерная физика –1999. – Т. 62, № 9. – С. 1567-1575.
3. Русов В.Д. Физика реакторных антинейтрино./ В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Литвинов// – 2008. - М.: УРСС. – 408 с.

4. *Rusov V.D.* Geoantineutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the Earth's core/ V.D. Rusov, V.N. Pavlovich, V.N. Vashenko [et al.] // *Journal of Geophysical Research* – 2007. – Vol. 112. – B09203, doi: 10.1029/2005JB004212. P. 1-16.
5. *Широков Ю. М./ Ю. М. Широков, Н. П. Юдин// Ядерна фізика* – 1980. - М.: Наука – 671 з.
6. *Бартоломей Г.Г.* Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов./ Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков та ін.// М.: Энергоатомиздат – 1989. – 512 с.
7. *Rusov V.D.* Traveling Wave Reactor and Condition of Existence of Nuclear Burning Soliton - like Wave in Neutron - Multiplying Media/ V.D. Rusov, E.P. Linnik, V.A. Tarasov [et al.] // *Energies*(Special Issue "Advances in Nuclear Energy") –2011. – Vol. 4 – P. 1337-1361.

Стаття надійшла до редакції 20.06.2012  
прийнята до друку 17.10.2012

#### CRITERIA FOR THE WAVE OF NUCLEAR BURNING URANIUM-PLUTONIUM FISSION ENVIRONMENT AND THERMAL NEUTRON SPECTRUM VVR

V. Rusov, V. Tarasov, S. Cherneshenko, A. Kakaev,  
P. Molchennikov, K. Grechan, V. Bepalko

*Odessa National Polytechnic University  
Shevchenko av., 1, 65044, Odessa, Ukraine  
e-mail: andreykakaev@gmail.com*

Received some clarification criterion of Feoktistov in a wide range of neutron energies. In result research has been received of possible wave of nuclear burning, not only in the field of fast neutrons in the intermediate. The possibility criterion of Feoktistov in the fission environment which consists of dioxide uranium – 238 the enrichment of uranium – 235. Get the possibility wave of nuclear burning at the initial moment that is, with the burning of fuel.

**Key words:** criterion Feoktistov, wave of nuclear burning, equilibrium and the critical concentration, velocity neutron-nuclear burning, natural uranium, thermal neutrons.

## КРИТЕРИЙ ВОЛНОВОГО ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ ДЛЯ УРАН-ПЛУТОНИЕВОЙ СРЕДЫ И ТЕПЛООВОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ВВР

В. Русов, В. Тарасов, С. Чернеженко, А. Какаев,  
П. Молчинников, Е. Гречан, В. Бэспалько

Получены уточнения критерия Феокистова в широком диапазоне энергий нейтронов. В результате исследования установлена возможность волнового ядерного горения не только в области быстрых нейтронов, но и промежуточных. Рассмотрена возможность выполнения критерия Феокистова в делящейся среде, состоящей из двуокиси урана-238 при обогащении ураном-235. Установлена возможность волнового ядерного горения в начальный момент реакции, то есть при поджоге топлива.

**Ключевые слова:** критерий Феокистова, волновое ядерное горение, равновесная и критическая концентрация, скорость нейтронно-ядерного горения, природный уран, тепловые нейтроны.