



МОДЕЛЮВАННЯ ХВИЛЬОВОГО НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ ^{232}Th ПІД ЧАС ЗБАГАЧЕННЯ ЗА ^{239}Pu ДЛЯ ТЕПЛОВОЇ ЗОНИ ЕНЕРГІЙ НЕЙТРОНІВ

А. О. Какаєв¹, В. О. Тарасов¹ , С. А. Чернеженко¹, В. Д. Русов¹ , В. О. Сова²

¹Одеський національний політехнічний університет,
просп. Шевченка, 1, Одеса, 65044, Україна

²Державний науково-технічний центр з ядерної та радіаційної безпеки,
вул. Василя Стуса, 35-37, Київ, 03142, Україна,
e-mail: andreykakaev@gmail.com

(Отримано 25 листопада 2019 р.; в остаточному вигляді — 02 лютого 2020 р.; прийнято до друку — 03 лютого 2020 р.; опубліковано онлайн — 07 квітня 2020 р.)

Розробка хвильових реакторів, які працюватимуть у режимі хвильового ядерного горіння (ХЯГ), на початковій стадії потребує дослідження кінетики режиму ХЯГ палива за зміни як зовнішніх параметрів (густина потоку зовнішнього джерела нейтронів, теплофізичні параметри теплопереносу), так і внутрішніх параметрів (склад палива, матеріальний параметр реактора, запізнілі нейтрони).

Для підтвердження можливості ХЯГ під час збагачення, було проведено оцінку впливу на виконання критерію ХЯГ для торієвого палива (^{232}Th за різних збагачень за ^{239}Pu) і його поведінку на етапі підпалу.

Для підтвердження справедливості виконання критерію повільного ХЯГ залежно від енергії нейтронів проведено чисельне моделювання динаміки режиму ХЯГ торієвого палива з урахуванням запізнілих нейтронів у тепловій і надтеплових зон енергій нейтронів (0.015–10 eВ).

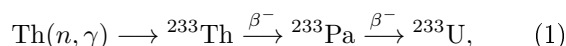
Ключові слова: торієве реакторне паливо, критерій хвильового ядерного горіння, моделювання хвильового ядерного горіння, реактор, що працює в режимі хвильового ядерного горіння, реактор V-покоління.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.24.1201>

І. ВСТУП

Робота присвячена дослідженню режимів хвильового ядерного горіння (ХЯГ) реакторного палива на основі торію-232 для хвильових реакторів V-покоління, які працюватимуть у режимі хвильового ядерного горіння (ХЯГ). Таки ядерні реактори є реакторами з так званою внутрішньою безпекою. Основний принцип їхньої роботи реалізується, коли паливні компоненти структуровані так, щоб, по-перше, характерний час регулювання був набагато більшим за хвилину, по-друге, щоб у режимі роботи з'явилися елементи саморегулювання [1–5].

Цього можна досягти, якщо в активній зоні реактора, крім інших реакцій, відбуватиметься такий ланцюг перетворень:



де ^{232}Th , ^{233}U , ^{233}Pa — відповідні ізотопи торію, урану і протактинію.

У цьому випадку утворюється ^{233}U , який є основним компонентом речовини, що ділиться. Характерний час цієї реакції дорівнює часу двох β^- -розпадів приблизно $\tau = 27.4/\ln 2 = 39.53$ доби, що на десятки порядків більше, ніж для запізнілих нейтронів, що своєю чергою дає нам чимало часу для маневрування реактором. Таке перетворення і буде розглянуто в цій статті.

Ефект саморегулювання пов'язаний з тим, що збільшення потоку нейтронів призведе до швидкого вигорання ^{233}U , зменшення його концентрації і, відповідно, потоку нейтронів (утворення нових ядер ^{233}U відбуватиметься в колишньому темпі приблизно протягом 40 діб). Якщо ж, навпаки, потік нейтронів унаслідок зовнішнього втручання зменшиться, то знизиться швидкість вигорання і збільшиться темп напруження речовини, що ділиться (у цьому випадку ^{233}U) з подальшим збільшенням кількості виділених нейтронів у реакторі через приблизно той самий час.

Досить повна математична модель активної зони реактора повинна включати моделі нестационарних тривимірних процесів переносу нейтронів у сильно неоднорідному середовищі, вигорання палива й реакторної кінетики, а також модель відведення тепла.

У працях [1, 2] для U–Pu паливного середовища розглянуто можливість реалізації режиму ХЯГ за низької спрощені кінетичної системи рівнянь, що описують режим ХЯГ: розглянуто одновимірне середовище, фіксовану енергію нейтронів (однорупове наближення); не враховано дифузії нейтронів; кінетичне рівняння для ^{239}Pu написано в припущенні, що ^{238}U безпосередньо переходить у ^{239}Pu з деяким характерним часом β -розпаду τ_β ; не враховано запізнілих нейтронів і температуру середовища, що поділяється.

У роботі [1] отримано вирази для нерівноважно-стаціонарної $N_{N.S.}^{\text{Pu}}$ (в [1] рівноважної) і критичної $N_{\text{crit}}^{\text{Pu}}$



концентрації нукліда ($^{239}_{94}\text{Pu}$), що поділяється. Ці вирази були адаптовані для задачі, що розглядається в цій статті, а саме: було замінено нуклід ^{239}Pu , що

ділиться, на нуклід ^{233}U . Відповідного ланцюжка розпаду (1), отримуємо рівняння критерію ХЯГ в торій-урановому середовищі:

$$N_{\text{N.S.}}^{\text{U}233}(E_n) \approx \frac{\sigma_c^{\text{Th}232}(E_n)}{\sigma_c^{\text{U}233}(E_n) + \sigma_f^{\text{U}233}(E_n)} N^{\text{Th}232} = \frac{\sigma_c^{\text{Th}232}(E_n)}{\sigma_a^{\text{U}233}(E_n)} N^{\text{Th}232}, \quad (2)$$

$$N_{\text{crit}}^{\text{U}233}(E_n) \approx \frac{\sum_{i \neq \text{U}233} \sigma_a^i(E_n) N^i - \sum_{i \neq \text{U}233} \nu_i \sigma_f^i(E_n) N^i}{(\nu_{\text{U}233} - 1) \sigma_f^{\text{U}233}(E_n) - \sigma_c^{\text{U}233}(E_n)}, \quad (3)$$

де $\sigma_c^i, \sigma_f^i, \sigma_a^i$ — мікроперерізи реакцій радіаційного захоплення нейтрона, ділення й поглинання, відповідно, для i -го нукліда середовища, що поділяється; τ_β — характерний час для двох β -розпадів, що перетворюють ^{233}Th (^{233}Th утворюється під час радіаційного захоплення нейтронів ^{232}Th) в ^{233}Pa , а останній — у ^{233}U ; ν_i і $\nu_{\text{U}233}$ — середня кількість нейтронів, що народжуються під час поділу одного ядра i -го нукліда і ^{233}U відповідно.

Критерій ХЯГ має вигляд умови $N_{\text{N.S.}}^{\text{U}233} > N_{\text{crit}}^{\text{U}233}$. Його вперше сформульовано в [1]. Наочно розвиток подій можна уявити собі так. Нейтрони, що випускаються зовнішнім джерелом, у паливному середовищі на відстані довжини пробігу поглинаються ^{232}Th і утворюють ^{233}U , що ділиться. Із накопиченням ^{233}U у найближчій до зовнішнього джерела нейтронів ділянці палива процеси поділу ядер ^{233}U посилюються, і за виконання умови $N_{\text{N.S.}}^{\text{U}233} > N_{\text{crit}}^{\text{U}233}$, внаслідок швидкого розвитку ланцюгового процесу, в ній реалізується режим ядерного горіння. Своєю чергою внаслідок реалізації режиму ядерного горіння в локальній ділянці палива нейтронів у ній стає достатньо, щоб запалити сусідню до неї, але більш віддалену від зовнішнього джерела нейтронів ділянку палива. Після зміщення центру енерговиділення вглиб послаблюється роль зовнішнього джерела, система поступово входить у стаціонарний режим.

Американська компанія “Terра-power” перша заявила про розробку швидкого ядерного реактора, що працює в режимі ХЯГ. Цей реактор назвали TWR (Traveling-Wave Reactor) [6–10]. Навіть були оформлені патенти на реактори TWR [10–14], засновані на ідеї хвилі ядерного горіння, що біжить по паливу [1–9]. Але під час наукових обговорень про реалізацію проекту реактора TWR виявлено деякі проблеми технічного характеру, головна з яких — радіаційна стійкість конструкційного матеріалу першої стінки ТВЕ-Ла, тому важливішим для технічної реалізації хвильових реакторів є необхідність пошуку розв’язання проблеми дії високої інтегральної дози швидких нейтронів, які пошкоджують конструкційні матеріали цих реакторів. Як свідчать результати математичних моделювань (наприклад, [3]) для режимів хвильового

ядерного горіння радіаційний вплив на конструкційні матеріали може досягати приблизно 500 ЗНА (зміщень на атом). Причому на сьогодні конструкційних матеріалів, які витримують такий радіаційний вплив, поки ще не створено і максимально досягнуте радіаційне навантаження для діючих реакторних металів дорівнює 100 ЗНА. Розв’язання цієї проблеми є реалізація режиму ХЯГ не на швидких нейтронах, а на теплових або надтеплових нейтронах [15].

II. ВПЛИВ ЗБАГАЧЕННЯ ЗА ^{239}Pu НА ВИКОНАННЯ КРИТЕРІЮ ХЯГ В ТОРІЙ-УРАНОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ, ЩО ДІЛИТЬСЯ, ЗА ЕНЕРГІЙ НЕЙТРОНІВ 0.015–10.00 еВ

Для паливного середовища із ^{232}Th , що збагачено ^{239}Pu , та для зони енергій нейтронів 0.015–10 еВ відповідно до рівнянь (2) і (3) розраховано нерівноважно-стаціонарну і критичну концентрації ^{233}U . Результати розрахунків показано на рис. 1.

Важливим моментом є первинне бомбардування палива нейтронами, тобто миттєвий поділ ядер ^{239}Pu нейтронами для насичення активної зони необхідним потоком нейтронів, потрібним для ХЯГ. Такий процес зменшить час використання зовнішнього джерела нейтронів, який застосовують під час первинного запуску будь-якого реактора, а також надасть змогу підтримати ядерну реакцію до виходу її у стаціонарний режим.

Результати, наведені на рис. 1, свідчать про те, що для паливного середовища, яке складається з ^{232}Th із збагаченням 2 % за ^{239}Pu (рис. 1,а), критична концентрація ^{233}U більша від нуля лише для інтервалу енергій нейтронів 1÷10 еВ. Для інших діапазонів енергій нейтронів критерій ХЯГ не виконується. Отже, якщо сформувати такий склад палива, щоб спектр нейтронів підтримувався постійно в зазначеному інтервалі енергій, то можлива реалізація такого хвильового ядерного реактора. Але в подальшому для реалізації стаціонарного ХЯГ потрібно добирати склад та структуру активної зони реактора, яка повинна містити сповільнювач нейтронів.

Аналогічний аналіз наведених на (рис. 1,b,c) результатів дозволяє зробити висновок про те, що зі зменшенням збагачення від 1 % до 0.5 % за ^{239}Pu відбувається розширення зони енергій нейтронів, у якій критична концентрація ^{233}U більша від нуля в бік

теплових енергій нейтронів, причому за концентрації 0.5 % за ^{239}Pu у всіх цих зонах енергій нейтронів виконується критерій ХЯГ, тобто можлива реалізація режиму хвильового нейтронно-ядерного горіння на теплових нейтронах.

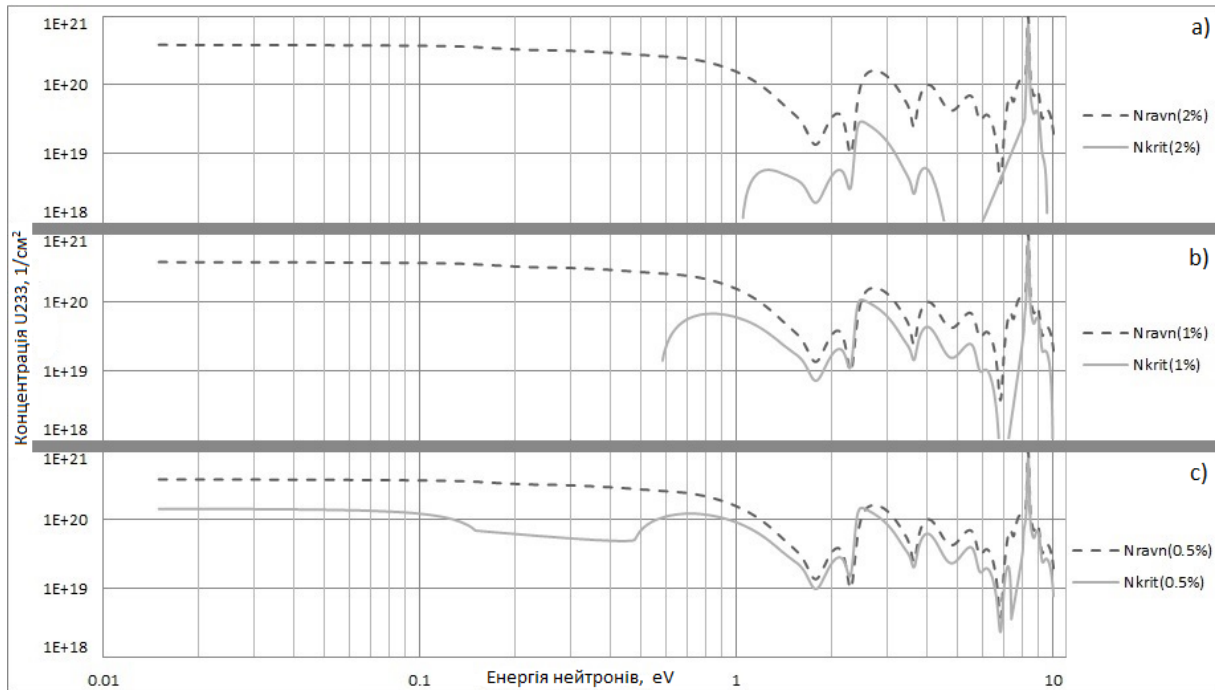


Рис. 1. Залежності нерівноважно-стаціонарної та критичної концентрацій ^{233}U від енергії нейтронів у шкалі від $0.015 \div 10$ еВ, які першочергово складаються з ^{232}Th зі збагаченням: а) 2 %; б) — 1 %; в) — 0.5 % за ^{239}Pu .

Оскільки зі зменшенням збагачення розширюється діапазон енергій нейтронів, у якому виконується критерій ХЯГ, можна зробити припущення, що збагачення ^{232}Th за ^{239}Pu слід виконувати тільки для “підпаду” ланцюгової реакції або, інакше кажучи, для насичення активної зони необхідним потоком нейтронів. Під час опромінення нейтронами нейтронного джерела паливного середовища відбуватиметься розподіл ^{239}Pu , і з його вигорянням це також дає нейтрони для активації ^{232}Th , що після захвату нейтронів переходить у ^{233}Th , який через 39.5 діб перейде в потрібний нам нуклід ^{233}U , який ділиться. Цей ізотоп урану своєю чергою почне ділитися під дією нейтронів. Після поступового вигоряння ^{239}Pu до концентрації менше 0.5 % від загального завантаження палива (рис. 1) і насичення активної зони потрібним потоком нейтронів ланцюгова ядерна реакція зможе підтримувати сама себе і, відповідно, можливо реалізується стаціонарне ХЯГ.

III. МОДЕЛЮВАННЯ НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ ТОРІЮ-232 ДЛЯ ТЕПЛОВОЇ ЗОНИ ЕНЕРГІЇ НЕЙТРОНІВ

Для підтвердження справедливості наведених оцінок і висновків, оснований на аналізі виконання

критерію повільного хвильового нейтронно-ядерного горіння залежно від енергії нейтронів, проведено чисельне моделювання нейтронно-ядерного горіння ^{232}Th в тепловій зоні енергій нейтронів (0.015–10 еВ).

Розглянемо напівпростор за координатою x , заповнений ^{232}Th (99.5 % ^{232}Th і 0.5 % ^{239}Pu), що опромінюється з відкритої поверхні нейтронним джерелом. Торій-232, якщо він поглинає нейтрон, перетворюється в ^{233}Th , який потім унаслідок двох β -розпадів із характерним часом $\tau_\beta = 39.5$ діб переходить в ізотоп ^{233}U . Як показано вище, у такому середовищі може виникнути повільна хвиля нейтронно-подільного горіння.

З урахуванням запізнілих нейтронів кінетика такої хвилі описується системою з 19 диференціальних рівнянь у вигляді частинних похідних із зворотними нелінійними зв'язками щодо 19 функцій $n(x, t)$, $N_{\text{Pu}}(x, t)$, $N_{\text{Th2}}(x, t)$, $N_{\text{Th3}}(x, t)$, $N_{\text{U3}}(x, t)$, $\tilde{N}_i^{(\text{U3})}(x, t)$, $\tilde{N}_i^{(\text{Pu})}(x, t)$, $\bar{N}^{(\text{U3})}(x, t)$, $\bar{N}^{(\text{Pu})}(x, t)$ двох змінних x і t , яка може бути записана так.

Спочатку випишемо кінетичне рівняння для густини потоку нейтронів:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \Delta n(x, t) + q(x, t), \quad (4)$$

де об'ємна густина джерела:

$$\begin{aligned}
 q(x, t) = & \left[\nu^{(U3)}(1 - p^{(U3)}) - 1 \right] n(x, t) V_n \sigma_f^{U3} N_{U3}(x, t) + \left[\nu^{(Pu)}(1 - p^{(Pu)}) - 1 \right] n(x, t) V_n \sigma_f^{Pu} N_{Pu}(x, t) \\
 & + \ln 2 \sum_{i=1}^6 \left[\frac{\tilde{N}_i^{(U3)}}{T_{1/2}^{i(U3)}} + \frac{\tilde{N}_i^{(Pu)}}{T_{1/2}^{i(Pu)}} \right] - n(x, t) V_n \\
 & \times \left[\sum_{Pu, Th2, Th3, U3} \sigma_c^i N_i(x, t) + \sum_{i=1}^6 \left[\sigma_c^{i(U3)} \tilde{N}_i^{(U3)}(x, t) + \sigma_c^{i(U5)} \tilde{N}_i^{Pu}(x, t) \right] \right] \\
 & - n(x, t) V_n \left[\sigma_c^{eff(U3)} \bar{N}^{(U3)}(x, t) + \sigma_c^{eff(Pu)} \bar{N}^{(Pu)}(x, t) \right],
 \end{aligned} \tag{5}$$

де $n(x, t)$ — густина нейтронів; D — коефіцієнт дифузії нейтронів; V_n — швидкість нейтронів; $\nu^{(U3)}$ і $\nu^{(Pu)}$ дорівнюють середній кількості миттєвих нейтронів на один акт поділу ^{233}U і ^{239}Pu відповідно; N_{Pu} , N_{Th2} , N_{Th3} , N_{U3} — концентрації ^{239}Pu , ^{232}Th , ^{233}Th , ^{233}U відповідно; $\tilde{N}_i^{(U3)}$ і $\tilde{N}_i^{(Pu)}$ — концентрації нейтронно-надлишкових уламків поділу ядер ^{233}U і ^{239}Pu , $\bar{N}_i^{(U3)}$ і $\bar{N}_i^{(Pu)}$ — концентрації всіх інших уламків ділення ядер ^{233}U і ^{239}Pu ; σ_c і σ_f — мікропереріз реакції радіацій-

ного захоплення нейтрона і ділення ядра; параметри p_i ($p = \sum_{i=1}^6 p_i$) і $T_{1/2}^i$, характеризують групи запізнілих нейтронів для основних паливних нуклідів, узяті з [16–18]. Зазначимо, що для виведення рівняння для $q(x, t)$ для обліку запізнілих нейтронів використано метод Ахієзера–Померанчука [18].

Останні члени у квадратних дужках у правій частині (5) задано відповідно до методу усередненого ефективного перерізу для шлаків [17]:

$$n(x, t) V_n \sum_{i=\text{fission fragments}} \sigma_c^i \bar{N}_i(x, t) = n(x, t) V_n \sigma_c^{eff} \bar{N}(x, t), \tag{6}$$

де σ_c^{eff} — деякий ефективний мікропереріз радіаційного захоплення нейтронів для осколків.

Кінетичні рівняння для $\bar{N}^{(U3)}(x, t)$ і $\bar{N}^{(Pu)}(x, t)$ мали таку форму:

$$\frac{\partial \bar{N}^{(U3)}(x, t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(U3)} \right) n(x, t) V_n \sigma_f^{U3} N_{U3}(x, t) + \sum_{i=1}^6 \frac{\tilde{N}_i^{(U3)} \ln 2}{T_{1/2}^{i(U3)}} \tag{7}$$

і

$$\frac{\partial \bar{N}^{(Pu)}(x, t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(Pu)} \right) n(x, t) V_n \sigma_f^{Pu} N_{U5}(x, t) + \sum_{i=1}^6 \frac{\tilde{N}_i^{(Pu)} \ln 2}{T_{1/2}^{i(Pu)}}. \tag{8}$$

Отже, маємо таку систему з 19 кінетичних рівнянь:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \Delta n(x, t) + q(x, t), \tag{9}$$

де $q(x, t)$ задається виразом (5);

$$\frac{\partial N_{Th2}(x, t)}{\partial t} = -V_n n(x, t) \sigma_c^{Th2} N_{Th2}(x, t); \tag{10}$$

$$\frac{\partial N_{Th3}(x, t)}{\partial t} = V_n n(x, t) \left[\sigma_c^{Th2} N_{Th2}(x, t) - \sigma_c^{Th3} N_{Th3}(x, t) \right] - \frac{1}{\tau_B} N_{Th3}(x, t); \tag{11}$$

$$\frac{\partial N_{U3}(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_B} N_{Th3}(x, t) - V_n n(x, t) (\sigma_f^{U3} + \sigma_c^{U3}) N_{U3}(x, t); \tag{12}$$

$$\frac{\partial N_{Pu}(x, t)}{\partial t} = -V_n n(x, t) (\sigma_f^{Pu} + \sigma_c^{Pu}) N_{Pu}(x, t); \tag{13}$$

$$\frac{\partial \tilde{N}_i^{(U3)}(x, t)}{\partial t} = p_i^{(U3)} V_n n(x, t) \sigma_f^{U3} N_{U3}(x, t) - \frac{\ln 2 \tilde{N}_i^{(U3)}(x, t)}{T_{1/2}^{i(U3)}}, \quad i = 1, 6; \tag{14}$$

$$\frac{\partial \tilde{N}_i^{(Pu)}(x, t)}{\partial t} = p_i^{(Pu)} V_n n(x, t) \sigma_f^{Pu} N_{Pu}(x, t) - \frac{\ln 2 \tilde{N}_i^{(Pu)}(x, t)}{T_{1/2}^{i(Pu)}}, \quad i = 1, 6; \tag{15}$$

$$\frac{\partial \bar{N}^{(\text{U3})}(x, t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(\text{U3})} \right) n(x, t) V_n \sigma_f^{\text{U3}} N_{\text{U3}}(x, t) + \sum_{i=1}^6 \frac{\tilde{N}_i^{(\text{U3})} \ln 2}{T_{1/2}^{i(\text{U3})}}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial \bar{N}^{(\text{Pu})}(x, t)}{\partial t} = 2 \left(1 - \sum_{i=1}^6 p_i^{(\text{Pu})} \right) n(x, t) V_n \sigma_f^{\text{Pu}} N_{\text{Pu}}(x, t) + \sum_{i=1}^6 \frac{\tilde{N}_i^{(\text{Pu})} \ln 2}{T_{1/2}^{i(\text{Pu})}}, \quad (17)$$

де τ_β — тривалість життя ядра щодо β -розпаду.

Граничні умови:

$$n(x, t) \Big|_{x=0} = \frac{\Phi_0}{V_n}; \quad n(x, t) \Big|_{x=l} = 0, \quad (18)$$

де Φ_{Th2} — густина потоку нейтронів, що створюються плоским дифузійним джерелом нейтронів, розташованим на межі за $x = 0$; l — довжина блоку з природного урану, що задається під час моделювання.

Початкові умови:

$$n(x, t) \Big|_{x=0, t=0} = \frac{\Phi_0}{V_n}; \quad n(x, t) \Big|_{x \neq 0, t=0} = 0; \quad (19)$$

$$N_{\text{Th2}}(x, t) \Big|_{t=0} = 0.995 \frac{\rho_{\text{Th2}}}{\mu_{\text{Th2}}} N_A \approx 0.995 \frac{11.78}{232} N_A;$$

$$N_{\text{Pu}}(x, t) \Big|_{t=0} \approx 0.005 \frac{19.84}{239} N_A, \quad (20)$$

де ρ_{Th2} — густина (г/см^3) торію-232, μ_{Th2} — молярна маса (г/моль^{-1}) торію-232, N_A — число Авогадро;

$$N_{\text{Th3}}(x, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad N_{\text{U3}}(x, t) \Big|_{t=0} = 0,$$

$$\tilde{N}_i^{(\text{U3})}(x, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad \tilde{N}_i^{(\text{Pu})}(x, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad (21)$$

$$\bar{N}_i^{(\text{U3})}(x, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad \bar{N}_i^{(\text{Pu})}(x, t) \Big|_{t=0} = 0.$$

Чисельне розв'язання системи рівнянь (9)–(17) з граничними й початковими умовами (18)–(21) проведено за допомогою програмного пакета Mathematica 8.

Характеристики нуклідів		^{232}Th – ^{233}U 99.5 % (^{232}Th – ^{233}U) + 0.5 % ^{239}Pu		
Дифузія нейтрона	$D, \text{см}^2/\text{с}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	
Швидкість нейтрона	$V_n, \text{см}/\text{с}$	10^6	10^6	
Потік нейтронів	$\Phi_0, 1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	10^{16}	10^{16}	
Переріз захоплення ^{232}Th	$\sigma_c, \text{барн}$	3.06	3.06	
Переріз захоплення ^{233}Th	$\sigma_c, \text{барн}$	14.59	14.59	
Час двох бета розпадів	$\tau, \text{дїб}$	39.5	-	
		^{233}U	^{233}U	^{239}Pu
Середня кількість народжених нейтронів в одному акті поділу	ν	2.52	2.52	2.91
Переріз ділення	$\sigma_f, \text{барн}$	260.68	260.6	477.0
Переріз захоплення	$\sigma_c, \text{барн}$	52.97	52.97	286.1
Період напіврозпаду ядер-попередників залежно від групи запізнілих нейтронів	$T_1, \text{с}$	55	55	54.28
	$T_2, \text{с}$	20.57	20.57	23.04
	$T_3, \text{с}$	5	5	5.6
	$T_4, \text{с}$	2.13	2.13	2.13
	$T_5, \text{с}$	0.62	0.62	0.62
	$T_6, \text{с}$	0.28	0.28	0.26
Частка запізнілих нейтронів залежно від їхньої групи	$\beta_1, 10^{-3}$	0.224	0.224	0.072
	$\beta_2, 10^{-3}$	0.776	0.776	0.626
	$\beta_3, 10^{-3}$	0.654	0.654	0.444
	$\beta_4, 10^{-3}$	0.725	0.725	0.685
	$\beta_5, 10^{-3}$	0.134	0.134	0.18
	$\beta_6, 10^{-3}$	0.087	0.087	0.093
	$\beta_{\Sigma}, 10^{-3}$	2.6	2.6	2.1
Довжина реактору	$l, \text{см}$	100	100	100

Таблиця 1. Значення постійних коефіцієнтів диференційних рівнянь [15–18].

Для оптимізації чисельного розв'язання системи рівнянь здійснено перехід до безрозмірних величин згідно з такими співвідношеннями:

$$n(x, t) = \frac{\Phi_0}{V_n} n^*(x, t),$$

$$N(x, t) = \frac{\rho_{Th2} N_A}{\mu_{Th2}} N^*(x, t). \quad (22)$$

Зазначимо, що перерізи нейтронно-ядерних реакцій для нуклідів, наведених вище, задавалися їхніми усередненими значеннями за зонами енергій нейтронів (0.015 ÷ 10.0 eV).

Під час розрахунку, результати якого наведено нижче на рис. 2–6 а), б), в), використано значення з таблиці 1, де час моделювання ХЯГ 360 діб, крок за часом $\Delta t = 50$ хв, крок за просторовою координатою $\Delta x = 0.01$ см.

Звичайно, хотілося б провести розрахунок для значно більшого часу комп'ютерного експерименту, щоб крок за часом мав $\Delta t \approx 10^{-5} \div 10^{-7}$ с, але під час вибору зазначених вище параметрів, що задаються при розрахунку, ми були обмежені наявними обчислювальними ресурсами.

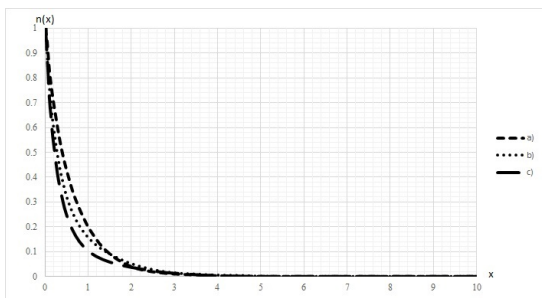


Рис. 2. Кінетика нейтронів під час хвильового нейтронно-ядерного горіння торію зі збагаченням за ^{239}Pu , залежність знерозміреної густини потоку нейтронів від просторової координати $n(x)$ для моменту часу розрахунку: а) $t = 72$ діб; б) $t = 216$ діб; в) $t = 360$ діб.

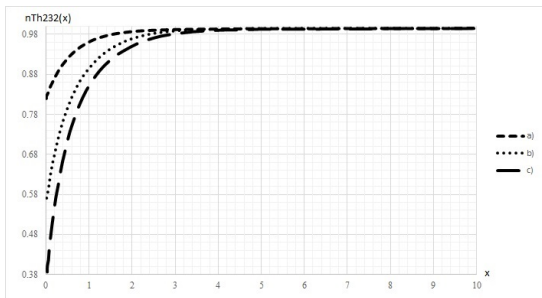


Рис. 3. Кінетика густини ядер ^{232}Th під час хвильового нейтронно-ядерного горіння торію зі збагаченням за ^{239}Pu , залежність знерозміреної густини ядер ^{232}Th від просторової координати $N^{Th232}(x)$ для моменту часу розрахунку: а) $t = 72$ діб; б) з $t = 216$ діб; в) $t = 360$ діб.

Наведені на рис. 2–6 результати чисельного моделювання хвильового нейтронно-ядерного горіння торію зі збагаченням за ^{239}Pu в тепловій зоні енергій нейтронів (0.015 ÷ 10.0 eV) свідчать про реалізацію такого режиму. Справді, на рис. 6 ми бачимо хвильове горіння ^{233}U , що можна помітити зі збільшення концентрації нукліда, що поділяється, у зоні горіння, а згодом і зменшення його концентрації зі зростанням

швидкості його вигорання. А також на рис. 6 ми бачимо динаміку зміщення максимальної концентрації ^{233}U по довжині палива у відповідності зі збільшенням часу горіння, тобто бачимо хвилю ядерного горіння, що біжить по паливу. При цьому, згідно з рис. 3 і 4, ^{232}Th і ^{235}U поступово вигорають.

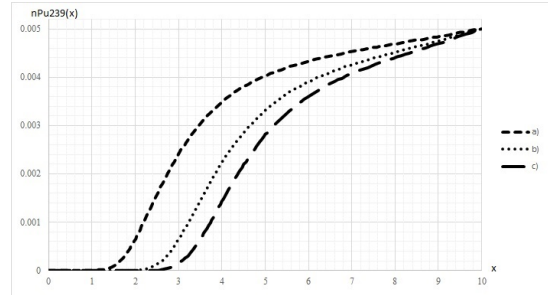


Рис. 4. Кінетика густини ядер ^{239}Pu під час хвильового нейтронно-ядерного горіння торію зі збагаченням за ^{239}Pu , залежність знерозміреної густини ядер ^{239}Pu від просторової координати $N^{Pu239}(x)$ для моменту часу розрахунку: а) $t = 72$ діб; б) $t = 216$ діб; в) $t = 360$ діб.

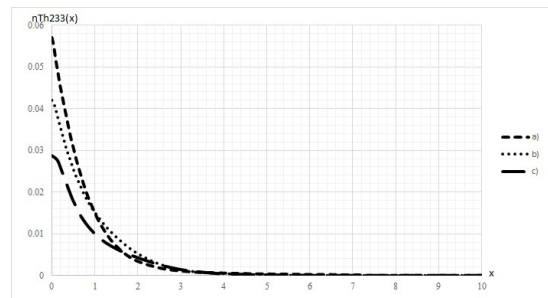


Рис. 5. Кінетика густини ядер ^{233}Th під час хвильового нейтронно-ядерного горіння торію зі збагаченням за ^{239}Pu , залежність знерозміреної густини ядер ^{233}Th від просторової координати $N^{Th233}(x)$ для моменту часу розрахунку: а) $t = 72$ діб; б) $t = 216$ діб; в) $t = 360$ діб.

Зазначимо, що наведені на рис. 2 результати кінетики для густини нейтронів не демонструють нейтронної хвилі. Пояснюється це тим, що чисельно розв'язували систему диференціальних рівнянь щодо знерозмірених (згідно зі співвідношенням (22)) змінних і під час знерозмірювання густина нейтронів ділили на густину потоку зовнішнього джерела, який під час розрахунку задавали спеціально завищеним значенням $\Phi_0 = 1.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Це робилося з метою скоротити час розрахунку, тому відмінність масштабів величин густини потоку зовнішнього джерела і густини потоку нейтронів у зоні ядерного горіння в режимі усталеного хвильового горіння не дозволяє бачити нейтронної хвилі.

Можливо також, що зміщення хвилі нейтронів уздовж просторової координати не видно на рис. 2 за вказаної густини нейтронів, оскільки на нього накладється горіння ^{239}Pu . Справді, результати моделювання кінетики густини ядер ^{239}Pu , наведені на рис. 4, показують, що ^{239}Pu бере участь у діленні для наповнення активної зони нейтронами на етапі підпалу, а його початкова концентрація дорівнює 0.5 % та лише через 72 доби вона стає меншою на -0.15 %. Через 360 діб концентрація ^{233}U стане вдвічі більшою (згідно з рис. 6 дорівнює $\sim 1\%$).

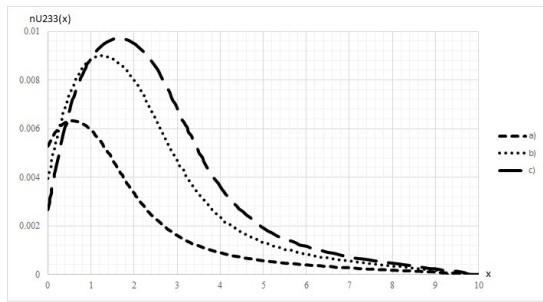


Рис. 6. Кінетика густини ядер ^{233}U під час хвильового нейтронно-ядерного горіння торію зі збагаченням за ^{239}Pu , залежність знерозміреної густини ядер ^{233}U від просторової координати $N^{U233}(x)$ для моменту часу розрахунку: а) $t = 72$ діб; б) $t = 216$ діб; в) $t = 360$ діб.

Підкреслимо те, що згідно з результатами, наведеними на рис. 6, хвиля повільного нейтронно-ядерного горіння ^{233}U сформувалася за час моделювання, яке порівнювало 360 діб.

IV. ВИСНОВОК

Наведено результати дослідження виконання критерію ЯХГ, тобто можливості хвильового ядерного горіння для середовища, що поділяється та спочатку складається з ^{232}Th зі збагаченням 2 %, 1 % і 0,5 % за ^{239}Pu , для зони енергій нейтронів 0.015–10.00 еВ. Ці результати свідчать про виконання критерію ЯХГ, тобто про можливість реалізації режиму хвильового нейтронно-ядерного горіння торій-уранових паливних середовищ, що спочатку (до процесу ініціації хвильового режиму горіння за допомогою зовнішнього джерела нейтронів) мають збагачення за ^{239}Pu , відповідні підкритичним станам у зоні теплових, надтеплових і проміжних нейтронів.

Уперше для підтвердження справедливості висновків з розділів 1 і 2 проведено моделювання хвильового ядерного горіння паливного торієвого середовища протягом 360 діб для діапазону енергій нейтронів (0.01–10 еВ). Отримані та наведені в роботі результа-

ти доводять реалізацію режиму хвильового ядерного горіння в зоні теплових та надтеплових енергій.

Перевагами такого паливного середовища з торію для реактора, який працюватиме в режимі хвилі ядерних поділів, що біжить, є:

- саморегулювання хвилі за часовим параметром — майже 40 діб, що значно перевищує той самий часовий параметр для ЯХГ в уран-плутонієвому паливному середовищі — 3.3 доби та так само вказує на більшу безпеку такого режиму горіння;

- під час поділу торію утворюється значно менша кількість довгоживучих продуктів поділу та актинідів: нептунію, америцію і самарію. Вихід нептунію, америцію і самарію в $\sim 10^2$, $\sim 10^5$, $\sim 10^{-6}$ разів, відповідно, менший, ніж за уранового циклу. Так само після 10 річного відстою використаного палива розпадається більшість продуктів поділу ^{233}U [19], а значить, значно спрощує завдання локалізації та захоронення РАВ [19];

- приблизна концентрація торію [19, 20] у земній корі більша в 3–4 рази, ніж урану;

- використання рідкосольового торієвого палива дасть змогу цілком уникнути використання легкої води як теплоносія, яка може розклатися на кисень і вибухонебезпечний водень;

Найбільше зацікавлення викликають зони енергій нейтронів від 0.015–10 еВ, тому що за цих значень знімається питання радіаційної стійкості матеріалів [3,15] (оболонки активної зони) і, відповідно, меншої товщини захисної оболонки.

Однак існують проблеми [19], під час використання паливної матриці у вигляді металевого або двоокису торію. Це пов'язано з протактинієм 233, який є хорошим поглиначем нейтронів (тривалість життя близько 27 діб). Оскільки цей нуклід є в ланцюжку розпаду за напрацювання ^{233}U (1), то під час поглинання нейтрона ^{233}Pa ми втрачати цінні для ЯХГ ядра ^{233}U . Відповідно, цей проміжний нуклід, що ділиться, потрібно виводити з активної зони на час періоду його напіврозпаду. Цей процес неможливо здійснити якщо паливна матриця матиме тверду структуру і, відповідно, переважатиме рідкосольове паливне середовище, для якого вже існує технологічний процес з виведення його з активної зони [20].

- [1] Л. П. Феоктистов, Докл. Акад. наук СССР **309**, 864 (1989).
- [2] V. D. Rusov, V. A. Tarasov, V. N. Vaschenko, *Traveling Wave Nuclear Reactor* (Publishing group "A.C.C.", Kyiv, 2013).
- [3] V. D. Rusov *et al.*, Sci. Technol. Nucl. Install. **2015**, 703069 (2015); <https://doi.org/10.1155/2015/703069>; preprint arXiv:1207.3695 (2012).
- [4] С. П. Фомин *и др.*, Атом. энерг. **107**, 288 (2009).
- [5] В. Н. Павлович, В. Д. Русов, В. Н. Хотяинцев, Е. Н. Хотяинцева, Атом. энерг. **102**, 151 (2007).
- [6] J. Gilleland *et al.*, in *Proceedings of the 2008 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants* (American Nuclear Society, Anaheim, CA, 2008), paper No. 8319.
- [7] K. D. Weaver, J. Gilleland, C. Ahlfeld, C. Whitmer, G. Zimmerman, J. Eng. Gas Turbines Power **132**, 102917 (2010); <https://doi.org/10.1115/1.4000898>.
- [8] T. Ellis *et al.*, in *Proceedings of the 2010 International Congress on Advances in Nuclear Power Plants* (San Diego, CA, USA, 2010), paper No. 10189.
- [9] R. L. Garwin, Fast Reactors When? Presented at Erice, Sicily International Seminars on Planetary Emergencies and Associated Meetings – 43rd Session, August 21, 2010, https://fas.org/rlg/Erice%202010%20Fast%20Reactors%20When_1.pdf.
- [10] R. A. Hyde *et al.*, Automated Nuclear Power Reactor for Long-Term Operation. Patent Application Publication No.: US 2008/0123797 A1, May 29, 2008.
- [11] R. A. Hyde *et al.*, Automated Nuclear Power Reactor for Long-Term Operation. Patent Application Publication No.: US 2008/0123797 A1, May 29, 2008.
- [12] R. A. Hyde *et al.*, Method And System for Providing Fuel in Nuclear Reactor. Patent Application Publication No.: US 2009/0175402 A1, Jul. 9, 2009.
- [13] C. E. Ahlfeld *et al.*, System and Method for Operating

- a Modular Nuclear Fission Deflagration Wave Reactor. Patent Application Publication No.: US 2009/0225920 A1, Sep. 10, 2009.
- [14] C. E. Ahlfeld *et al.*, Traveling Wave Nuclear Fission Reactor, Fuel Assembly, and Method of Controlling Burnup Therein. Patent Application Publication No.: US 20100254501, Jul. 10, 2010.
- [15] V. D. Rusov *et al.*, Prog. Nucl. Energy **83**, 105 (2015); <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2015.03.007>; preprint arXiv:1409.7343v2 (2014).
- [16] Ю. М. Широков, Н. П. Юдин, *Ядерная физика* (Наука, Москва, 1980).
- [17] Г. Г. Бартоломей, Г. А. Бать, В. Д. Байбаков, М. С. Алхутов, *Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
- [18] В. И. Владимиров, *Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
- [19] С. В. Алексеев, В. А. Зайцев, *Торий в ядерной энергетике* (Техносфера, Москва, 2014).
- [20] В. Л. Блинкин, В. М. Новиков, *Жидкосольевые ядерные реакторы* (Атомиздат, Москва, 1978).

SIMULATION OF THE NUCLEAR BURNING WAVE OF ^{232}Th IN THE ^{239}Pu ENRICHMENT FOR THE NEUTRON ENERGY THERMAL AREA

A. O. Kakaev¹, V. O. Tarasov¹, S. A. Cherneshenko¹, V. D. Rusov¹, V. O. Sova²

¹*Odesa National Polytechnic University,
1, Shevchenko Ave., Odesa, UA-65044, Ukraine,
e-mail:andreykakaev@gmail.com*

²*State Scientific and Technical Center for Nuclear and Radiation Safety,
35-37, Vasyl Stus St., Kyiv, UA-03142, Ukraine*

At the initial stage, the development of wave reactors, which will operate in the mode of nuclear burning wave (NBW), requires the study of the kinetics of the NBW fuel mode when changing both external parameters (flux density of an external neutron source, thermophysical parameters of heat transfer) and internal parameters (fuel composition, reactor material parameter, delayed neutrons).

In order to confirm the enrichment capabilities of NBW, we evaluated the impact on the fulfillment of the NBW criterion for thorium fuel (^{232}Th with different enrichments according to ^{239}Pu) and its behavior during the firing stage. The main differences between the traveling wave reactor and those currently used are that it runs on fuel without enrichment, does not require extra fuel loading, which means that it cannot explode in principle, therefore, it belongs to the safe class. In this case, a self-regulating mode of wave nuclear combustion occurs in it which excludes control rods. Such a reactor can operate at the first stage as a storage (bridder) of fissile material, and after the accumulation of the fuel component, the fission of the formed nuclide occurs. As a result, the neighboring local zone for combustion will be activated, and so on in a repeating mode, until complete burnout. Since combustion occurs locally, the development of an uncontrolled chain reaction and subsequent explosion is impossible, due to the rapid nuclei burning of the active component of the fuel. Moreover, it can be used as a reactor with a homogeneous or heterogeneous core, as well as a reactor with a large temporary company.

To confirm the validity of the criterion fulfillment of slow NBW depending on the neutron energy, a numerical simulation of the thorium fuel NBW mode dynamic was performed, taking into account the delayed neutrons in the thermal and super thermal regions of the neutron energies (0.015–10 eV).