

РЕАКТОР НА ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ: УПРАВЛІННЯ ПАРАМЕТРАМИ ХВИЛІ

© 2010 В. М. Павлович<sup>1</sup>, В. М. Хотяїнцев<sup>2</sup>, О. М. Хотяїнцева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

Досліджується, як за рахунок змін у початковому складі реактора на хвилі ядерного горіння можна управляти параметрами стаціонарної хвилі. Використовується одновимірна модель необмеженого реактора в одношвидкісному наближенні. Показано, що управляти швидкістю хвилі в широких межах можна за рахунок вибору концентрації поглинача або зміни величини бічних втрат нейтронів. Збільшення кінцевого флюенсу (до 20 – 30 %) і глибини вигорання палива досягається за рахунок використання поглинача, що вигоряє. Кінцевий флюенс суттєво зменшується при збагаченні палива нуклідами, що діляться (<sup>239</sup>Pu або <sup>235</sup>U для палива на основі <sup>238</sup>U). При цьому область існування хвилі по концентрації поглинача значно розширюється. Закономірний характер результатів, отриманих при чисельних розрахунках, підтверджується якісним аналізом на основі результатів аналітичної теорії. У середовищі, що відповідає за складом відпрацьованому реакторному паливу, стаціонарна хвиля також може розповсюджуватися, але область її існування по концентрації поглинача зменшується порівняно з паливом на основі <sup>238</sup>U.

*Ключові слова:* хвиля ядерного горіння, внутрішня безпека, швидкий реактор, однорупове наближення.

**Вступ**

Реактор на хвилі ядерного горіння [1] (РХЯГ), відомий також як CANDLE [2], - це швидкий реактор, в якому процес ядерного горіння розповсюджується у вигляді хвилі. Для її підтримання не потрібне будь-яке зовнішнє джерело. Найсуттєвішою перевагою РХЯГ над звичайними швидкими реакторами є природна внутрішня безпека. Такі реактори є саморегульованими, завдяки чому вони можуть працювати в режимі сталої потужності протягом багатьох років без будь-якого зовнішнього втручання [3]. Нині РХЯГ розглядаються як перспективні реактори майбутнього, за допомогою яких можна забезпечити більшість енергетичних потреб людства на багато століть [4].

У своїх попередніх роботах [5, 6] ми показали, що на відміну від звичайного реактора, для якого критичний стан визначається однією умовою критичності, для стаціонарної хвилі ядерного горіння виконуються дві умови рівноваги інтегрального типу, з яких можуть бути визначені її параметри: швидкість хвилі та кінцевий флюенс. Крім того, було показано, що безрозмірна швидкість хвилі  $W$  є малою, якщо обмежити рівень густини енерговиділення в реакторі прийнятними з практичної точки зору величинами. Це дає змогу розвинути теорію збурень по безрозмірній швидкості та скористатись умовами рівноваги стаціонарної хвилі аналітично. Виявляється, що при збільшенні ефективної концентрації поглинача  $p$  швидкість хвилі (а отже, і потужність реактора) спадає лінійно:  $W = (p_0 - p)/b$ , допоки паливні нукліди можна вважати стабільними. Кутовий коефіцієнт швидкісної характеристики

$1/b$  визначається матеріальними параметрами системи (початковими концентраціями нуклідів, мікроскопічними перерізами реакцій тощо). Було показано [6], що визначальний вплив на швидкість хвилі ядерного горіння має вигорання проміжного нукліда (<sup>239</sup>Np для уранового циклу).

Існування стаціонарної хвилі ядерного горіння підтверджують детальні розрахунки ряду авторів, що виконувались чисельно при конкретних значеннях параметрів реактора як для уранового [7], так і для торієвого циклу [4, 8]. Очевидно, може виникнути необхідність змінювати швидкість та інші характеристики хвилі ядерного горіння, а отже, і реактора, який працює на такій хвилі. Чим більше різних ядер враховується, чим детальніше і складніше модель, тим складніше відповісти на питання, як і чому система реагує на зміну тих чи інших її параметрів. У цій роботі за допомогою відносно простої, але адекватної в якісному відношенні моделі РХЯГ розглянуто вплив зміни характеристик поглинача (зокрема, ефекту насичення поглинача) та зміни початкового складу палива (збагачення його нуклідами, що діляться) на швидкісну характеристику хвилі в РХЯГ та на кінцевий флюенс. У роботі також вивчена можливість використання відпрацьованого палива традиційних реакторів як палива для РХЯГ.

**Постановка задачі**

Як у звичайному реакторі на швидких нейтронах, так і в РХЯГ для густини нейтронного потоку в найпростішому випадку використовується одновимірне дифузійне рівняння в одношвидкісному наближенні (незалежне від енергії). Щоб знайти зміни з часом нуклідного

складу опроміненого нейтронами палива, записуються диференціальні рівняння для концентрацій ядер, що враховують ланцюжки перетворень нуклідів (так звані рівняння вигорання в звичайних реакторах). Для конкретності розглядатимемо урановий паливний цикл. У цій роботі досліджуються властивості лише стаціонарної хвилі, тому реактор вважається необмеженим у повздовжньому напрямку. Для реактора циліндричної форми вихід нейтронів через бічну поверхню часто враховують у межах концепції поперечного баклінга [7]. У такому наближенні бічні втрати нейтронів рівнозначні втратам за рахунок захоплення ядрами поглинача і можуть бути включені до їхнього складу. Ідея використання бічного виходу нейтронів для регулювання швидкості розповсюдження хвилі належить Феокистову [1].

Для зручності запису занумеруємо нукліди і позначимо відповідні концентрації ядер наступним чином: сировинний нуклід  $^{238}\text{U} - N_1$ , проміжний нуклід  $^{239}\text{Np} - N_2$  з характерним часом життя  $\tau_2 = 3,4$  доби відносно  $\beta$ -розпаду (ще один проміжний нуклід  $^{239}\text{U}$  з малим періодом напіврозпаду 23,5 хв ми не враховуємо), ізопопи плутонію  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $- N_3, N_4, N_5, N_6$  відповідно. Під час кожного акту поділу утворюється пара скалок поділу; сумарну концентрацію пар ядер продуктів поділу позначимо через  $N_7$ . Нехтуємо  $\beta$ -розпадом  $^{241}\text{Pu}$  з характерним часом життя  $\tau_5 = 20,6$  років (вважаємо  $\tau_5 = \infty$ ), вплив якого на швидкісну характеристику хвилі може бути важливим при дуже малих швидкостях хвилі [6]. Обмежуючись урахуванням тільки вказаних вище нуклідів, запишемо рівняння дифузії для нейтронного потоку та рівняння для ядерної густини зазначених нуклідів:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \left( \sum_{i=1}^6 v_i \cdot \sigma_{fi} \cdot N_i - \sum_{i=1}^7 \sigma_{ai} \cdot N_i - \sum_m \sigma_{am} \cdot N_m \right) \cdot \phi, \quad (1)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\sigma_{a1} \cdot N_1 \cdot \phi, \quad (2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_{c1} \cdot N_1 \cdot \phi - \frac{N_2}{\tau_2} - \sigma_{a2} \cdot N_2 \cdot \phi, \quad (3)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{N_2}{\tau_2} - \sigma_{a3} \cdot N_3 \cdot \phi, \quad (4)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = \sigma_{c3} \cdot N_3 \cdot \phi + \sigma_{c2} \cdot N_2 \cdot \phi - \sigma_{a4} \cdot N_4 \cdot \phi, \quad (5)$$

$$\frac{dN_5}{dt} = \sigma_{c4} \cdot N_4 \cdot \phi - \sigma_{a5} \cdot N_5 \cdot \phi, \quad (6)$$

$$\frac{dN_6}{dt} = \sigma_{c5} \cdot N_5 \cdot \phi - \sigma_{a6} \cdot N_6 \cdot \phi, \quad (7)$$

$$\frac{dN_7}{dt} = \sum_{i=1}^6 N_i \cdot \sigma_{fi} \cdot \phi - \sigma_{a7} \cdot N_7 \cdot \phi, \quad (8)$$

де  $\phi = n \cdot v$  – густина нейтронного потоку;  $n$  – концентрація нейтронів;  $v$  – їхня швидкість,  $D$  – коефіцієнт дифузії нейтронів;  $v_i$  – кількість миттєвих нейтронів поділу  $i$ -го нукліда;  $\tau_2$  – час життя відносно  $\beta$ -розпаду проміжного нукліда  $N_2$ ,  $\tau_2 = 3,4$  доби;  $\sigma_{ci}$ ,  $\sigma_{fi}$ ,  $\sigma_{ai}$  – одногрупові мікроскопічні перерізи захоплення, поділу та поглинання  $i$ -го нукліда відповідно,  $\sigma_{ai} = \sigma_{ci} + \sigma_{fi}$ . Зауважимо, що ми нехтуємо впливом ядер, що утворюються внаслідок реакції захоплення нейтронів ядрами  $^{242}\text{Pu}$  та подальших їхніх перетворень, оскільки він є малим [6], а модель для продуктів поділу передбачає, що при поглинанні нейтронів продуктами поділу (див. рівняння (8)) утворюються ядра, які більше не поглинають нейтрони, а тому вони явно не враховуються. Таким чином, формально система рівнянь кінетики ядер виглядає як незамкнена.

Крім уже названих ядер, сукупність яких ми умовно називатимемо паливом, у рівнянні (1) сума  $\sum_m \sigma_{am} \cdot N_m \cdot \phi$  враховує наявність у системі також інших ядер, сукупність яких називатимемо поглиначем. До поглинача відносимо ядра кисню або інших елементів, хімічно зв'язаних з ядрами важких нуклідів, конструкційних матеріалів, теплоносія, а також власне поглинача, тобто ядер, що додаються до початкового складу реактора саме для управління балансом нейтронів [6]. Рівняння (1) – (8) складають систему, яка з певними спрощеннями описує часово-просторову динаміку РХЯГ.

Нехай стаціонарна хвиля розповсюджується справа наліво зі швидкістю  $u$ . Тоді всі невідомі величини, що входять до системи (1) – (8), є функціями однієї хвильової змінної  $z = x + u \cdot t$ . Для того щоб записати рівняння в безрозмірній формі, використаємо наступні величини:  $\tau = 1/v \cdot (\sigma_{a1} - v_1 \cdot \sigma_{f1}) \cdot N_1$  – умовний час життя нейтрона відносно поглинання ядрами  $^{238}\text{U}$  у початковій концентрації,  $L = \sqrt{v \cdot D \cdot \tau}$  – умовна довжина дифузійного зміщення нейтрона (для розрахунків приймаємо  $L = 10$  см),  $T = L/u$  – характерний час проходження хвилі,  $N_{10}$  – по-

чаткова концентрація сировинного нукліда  $^{238}\text{U}$ ,  $\tau_A = (\nu \sum_m \sigma_{am} \cdot N_m)^{-1}$  – час життя нейтрона відносно поглинання ядрами поглинача. Озна-

чення безрозмірних величин представлено в табл. 1.

Таблиця 1. Співвідношення між розмірними і безрозмірними величинами

Характеристика	Хвильова змінна	Швидкість хвилі	Концентрації ядер	Нейтронний потік
Величина	$z = x + u \cdot t$	$u$	$N_i$	$\phi$
Безрозмірна величина	$z' = x/L + t/T$	$W = u \cdot \tau_2 / L$	$N'_i = N_i / N_{10}$	$\phi' = \phi \cdot \sigma_{a1} \cdot \tau_2 / W$

Надалі, використовуючи безрозмірні величини, штрихи опускаємо. Уведемо функцію генерації нейтронів

$$g(z) = \sum_{i=2}^6 c_i \cdot N_i - c_7 \cdot N_7 - N_1 - p, \quad (9)$$

де  $p = \tau / \tau_A$ ,  $c_i = (\nu_i \sigma_{fi} - \sigma_{ai}) / (\sigma_{a1} - \nu_1 \sigma_{f1})$ ,  $c_7 = \sigma_{a7} / (\sigma_{a1} - \nu_1 \sigma_{f1})$ . У результаті, нехтуючи першою похідною від нейтронного потоку в рівнянні дифузії, одержимо наступну систему рівнянь у звичайних похідних:

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + g(z) \cdot \phi = 0, \quad (10)$$

$$\frac{dN_1}{dz} = -N_1 \cdot \phi, \quad (11)$$

$$\frac{dN_2}{dz} = \alpha_1 \cdot N_1 \cdot \phi - \frac{N_2}{W} - \gamma_2 \cdot N_2 \cdot \phi, \quad (12)$$

$$\frac{dN_3}{dz} = \frac{N_2}{W} - \gamma_3 \cdot N_3 \cdot \phi, \quad (13)$$

$$\frac{dN_4}{dz} = \alpha_2 \cdot N_2 \cdot \phi + \alpha_3 \cdot N_3 \cdot \phi - \gamma_4 \cdot N_4 \cdot \phi, \quad (14)$$

$$\frac{dN_5}{dz} = \alpha_4 \cdot N_4 \cdot \phi - \gamma_5 \cdot N_5 \cdot \phi, \quad (15)$$

$$\frac{dN_6}{dz} = \alpha_5 \cdot N_5 \cdot \phi - \gamma_6 \cdot N_6 \cdot \phi, \quad (16)$$

$$\frac{dN_7}{dz} = \sum_{i=1}^6 (\gamma_i - \alpha_i) \cdot N_i \cdot \phi - \gamma_7 \cdot N_7 \cdot \phi, \quad (17)$$

де  $\alpha_i = \sigma_{ai} / \sigma_{a1}$ ,  $\gamma_i = \sigma_{fi} / \sigma_{a1}$ . Ядра поглинача також можуть зазнавати перетворень у реакторі. У найпростішому випадку поглинач може насичуватися, тобто, поглинувши нейтрон, ядро поглинача перетворюється на інше, яке вже не по-

глинає нейтронів. Можна вважати, що вигорання поглинача описується рівнянням

$$\frac{dp}{dz} = -\gamma_p \cdot p \cdot \phi, \quad (18)$$

де  $\gamma_p = \sigma_{ap} / \sigma_{a1}$ ,  $\sigma_{ap}$  – усереднений мікроскопічний переріз поглинання нейтронів ядрами поглинача. Якщо до початкового складу палива включається  $^{235}\text{U}$ , то до системи (9 - 18) додаються такі рівняння:

$$\dot{N}_8 = -\gamma_8 \phi N_8, \quad (19)$$

$$\dot{N}_9 = \alpha_8 \phi N_8 - \gamma_9 \phi N_9, \quad (20)$$

$$\dot{N}_{10} = \alpha_9 \phi N_9 - \frac{\tau_2 N_{10}}{\tau_{10} W} - \gamma_{10} \phi N_{10}, \quad (21)$$

$$\dot{N}_{11} = \frac{\tau_2 N_{10}}{\tau_{10} W} - \gamma_{11} \phi N_{11}, \quad (22)$$

де  $N_8, N_9, N_{10}, N_{11}$  означають концентрації ядер  $^{235}\text{U}, ^{236}\text{U}, ^{237}\text{U}, ^{237}\text{Np}$  відповідно,  $\tau_{10}$  – характерний час  $\beta$ -розпаду  $^{237}\text{U}$ ,  $\tau_{10} = 9,77$  діб. Додаються також відповідні члени в рівняння для нейтронів.

Розв'язок системи рівнянь (9) – (22), що відповідає стаціонарній хвилі, задовольняє такі умови:

$$z \rightarrow -\infty : N_i = N_{i0}, \phi = 0, \quad (23)$$

$$z \rightarrow +\infty : \phi = 0. \quad (24)$$

Постановка крайової задачі для рівнянь (9) – (22) включає в себе крайові умови (23), (24), а також умову невід'ємності густини потоку нейтронів:  $\phi \geq 0$ . Нетривіальний розв'язок, що відповідає хвилі горіння, існує лише при деяких значеннях параметрів, тобто задача на стаціонарну хвилю є спектральною нелінійною диференціальною задачею. В якості спектрального парамет-

ра, що підлягає визначенню в процесі розв'язання задачі, зручно вибрати безрозмірну швидкість хвилі  $W$ .

### Результати

Крайова задача на стаціонарну хвилю, сформульована в попередньому розділі, розв'язується наступним чином. Спочатку крайові умови з точки  $z \rightarrow -\infty$  аналітично переносяться в деяку скінченну точку  $z_0$ . Після цього отримана задача Коші на інтервалі  $z \geq z_0$  при даному значенні  $W$  розв'язується чисельно за допомогою одного зі стандартних математичних пакетів. Безрозмірну швидкість хвилі  $W$  підбираємо таким чином, щоб виконувалась крайова умова при  $z \rightarrow +\infty$ , а саме умова рівності нейтронного потоку нулю.

Для чисельних розрахунків використовувались доступні дані по мікроскопічних перерізах захоплення і поділу та кількості нейтронів поділу в одноруповому наближенні у швидких реакторах [9], [10]. Значення перерізів для  $^{239}\text{Pu}$  були

розраховані за допомогою даних бібліотеки ENDF, виходячи з припущення про подібність енергетичних спектрів РХЯГ і звичайного швидкого реактора.

У випадку невігоряючого поглинача було розраховано залежність безрозмірної швидкості хвилі від ефективної концентрації поглинача без урахування вигоряння проміжного нукліда  $^{239}\text{Pu}$  і з урахуванням (рис. 1), а також для різних варіантів початкового складу палива (рис. 2). На рис. 1 швидкісні характеристики залишаються практично лінійними в усьому діапазоні значень  $p$ , при яких хвиля існує. Зі зміною концентрації поглинача від максимального значення до нуля швидкість хвилі змінюється від нуля до деякого максимального значення. Як і передбачалося в попередній роботі [6], вигоряння проміжного нукліда  $^{239}\text{Pu}$  є важливим: швидкість хвилі при одному і тому самому значенні поглинача  $p$  з урахуванням вигоряння  $^{239}\text{Pu}$  приблизно в п'ять разів менша, ніж без урахування.

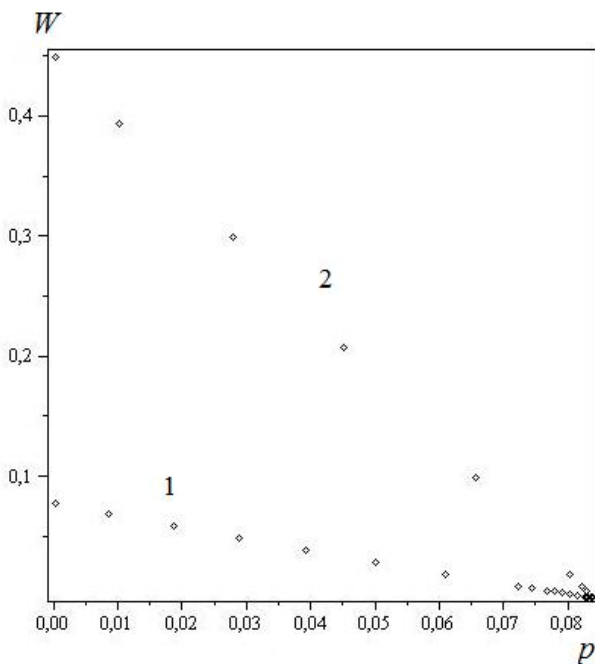


Рис. 1. Швидкісні характеристики з урахуванням вигоряння  $^{239}\text{Pu}$  (крива 1) і без урахування (крива 2).

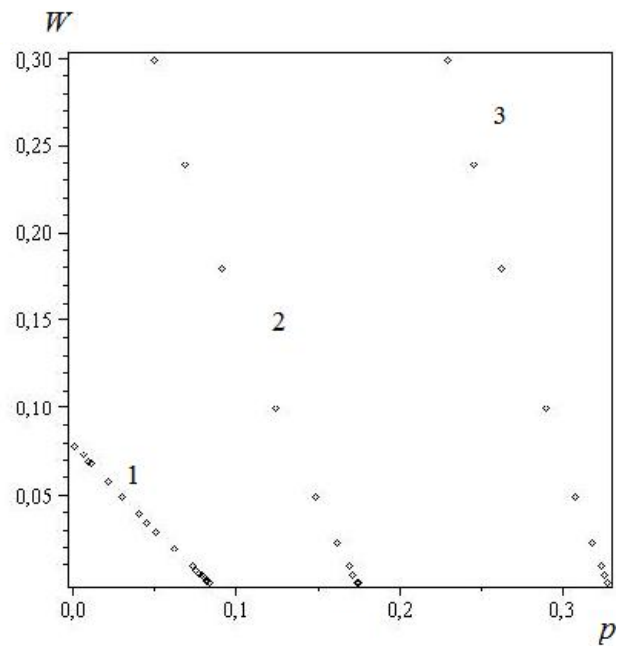


Рис. 2. Швидкісні характеристики стаціонарної хвилі для різних варіантів початкового складу палива: 1 – 100 %  $^{238}\text{U}$ ; 2 – 93 %  $^{238}\text{U}$  і 7 %  $^{235}\text{U}$ ; 3 – 93 %  $^{238}\text{Pu}$  і 7 %  $^{239}\text{Pu}$ .

При збагаченні початкового складу палива нуклідами, що діляться, залежність  $W(p)$  істотно змінюється (див. рис. 2). Порівняно з незбагаченим паливом (крива 1), при додаванні нукліда  $^{235}\text{U}$  (крива 2) концентрація поглинача, необхідна для забезпечення заданої швидкості хвилі, збільшується, зростає кутовий коефіцієнт залежності, а із зростанням швидкості хвилі все більше проявляється нелінійний характер залежності

$W(p)$ . У разі збагачення палива нуклідом  $^{239}\text{Pu}$  (крива 3) ці ефекти виражені ще сильніше. Отже, за рахунок додавання до початкового складу палива нуклідів, що діляться, область існування хвилі ядерного горіння по концентрації поглинача можна значно розширити.

Додаючи до системи рівнянь (9 - 22) рівняння для флюенсу  $\psi = \phi$  з початковою умовою  $\psi(-\infty) = 0$ , можна проаналізувати, як змінюється

кінцевий флюенс  $\psi_f = \psi(+\infty)$  залежно від параметрів системи. Для неvigоряючого поглинача флюенс незначною мірою зростає зі швидкістю хвилі. Так, у випадку, коли до початкового складу палива входить лише  $^{238}\text{U}$ , він змінюється від 1,124 ( $3,365 \cdot 10^{24}$  нейтрон/см<sup>2</sup>) для  $W \rightarrow 0$  до 1,282 ( $3,838 \cdot 10^{24}$  нейтрон/см<sup>2</sup>) для максимальної швидкості  $W_{\max} = 0,079$  (85 см/рік) при  $p = 0$ . З додаванням до початкового складу палива нуклідів, що діляться ( $^{239}\text{Pu}$  і  $^{235}\text{U}$ ), кінцевий флюенс зменшується. У табл. 2 представлено значення кінцевого флюенсу залежно від початкових концентрацій  $^{239}\text{Pu}$  і  $^{235}\text{U}$  у випадку гранично малих швидкостей.

Таблиця 2. Залежність кінцевого флюенсу від початкового складу палива для стаціонарної хвилі при  $W = 0,001$

Концентрація $^{235}\text{U}$ або $^{239}\text{Pu}$	Кінцевий флюенс $\times$ ( $3,3 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см <sup>2</sup> ) при збагаченні $^{235}\text{U}$	Кінцевий флюенс $\times$ ( $3,3 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см <sup>2</sup> ) при збагаченні $^{239}\text{Pu}$
0,00	1,124	1,124
0,01	1,046	1,074
0,03	0,962	0,883
0,05	0,836	0,712
0,07	0,684	0,527

Досі ми розглядали моделі, в яких поглинач не насичується. Насправді в якості поглинача можуть виступати нукліди з різними перерізами поглинання нейтронів. При вигоряючому поглиначі кінцевий флюенс зростає, причому чим більший переріз поглинання поглинача, тим більший і кінцевий флюенс. Якщо до початкового складу палива входить лише  $^{238}\text{U}$  для реактора з поглиначем, перерізи поглинання якого 0, 1, 2, і 3 б, безрозмірний кінцевий флюенс у граничному випадку  $W \rightarrow 0$  становить 1,124, 1,309, 1,354, 1,369 відповідно. Тобто зростання є помітним, але не дуже значним. Далі, при збагаченні початкового складу палива нуклідами  $^{235}\text{U}$  або  $^{239}\text{Pu}$  в реакторі з неvigоряючим поглиначем кінцевий флюенс, як було показано вище, суттєво зменшується. Наприклад, якщо до  $^{238}\text{U}$  додати 7 %  $^{239}\text{Pu}$ , то безрозмірний кінцевий флюенс (при  $W \rightarrow 0$ ) зменшиться з 1,124 до 0,527 (див. табл. 2), але якщо поглинач вигоряє ( $\sigma_{ap} = 2$  б), то кінцевий флюенс, як показує розрахунок, знову зростає більше, ніж удвічі, з 0,527 до 1,153. Нарешті, у реакторі з вигоряючим поглиначем характер залежності кінцевого флюенсу від швидкості хвилі, що близька до лінійної, може змінюватись на протилежний: зі збільшенням швидкості кінцевий флюенс спадає, а не зростає, як для поглинача, що не насичується. Дійсно, максимальна теоретично

можлива швидкість хвилі  $W_{\max} = 0,079$  відповідає ситуації, коли поглинача немає, тобто  $p = 0$  (див. рис. 1, крива 1), тому від властивостей поглинача вона не залежить, як не залежить і кінцевий флюенс при цій швидкості ( $\psi_f = 1,282$ , числові значення наводимо для випадку, коли у початковому складі палива є лише  $^{238}\text{U}$ ). Для  $W \rightarrow 0$  маємо, що при неvigоряючому поглиначі кінцевий флюенс  $\psi_f = 1,124$  є меншим, ніж для максимальної швидкості, а при значному вигорянні поглинача (наприклад,  $\psi_f = 1,354$  при  $\sigma_{ap} = 2$  б) він є більшим, ніж для максимальної швидкості. У результаті зі зростанням швидкості кінцевий флюенс при вигоряючому поглиначі спадає, а при  $p = \text{const}$  – зростає.

Розвинута у попередніх роботах [5, 6] аналітична теорія дає можливість детально проаналізувати і пояснити характер змін кінцевого флюенсу хвилі, що відбуваються внаслідок зміни властивостей поглинача. Кінцевий флюенс і концентрація поглинача в граничному випадку  $W \rightarrow 0$  знаходяться в нульовому порядку теорії збурень по швидкості хвилі з двох умов рівноваги стаціонарної хвилі, одержаних у роботі [5]:

$$\int_0^{\psi_f} g d\psi = 0, \quad (25)$$

$$\int_0^{\psi_f} (\psi_f - \psi) g d\psi = 0. \quad (26)$$

У цьому ж наближенні функція генерації нейтронів  $g$  (9) знаходиться аналітично із системи рівнянь кінетики ядер (11) – (22) як функція поточного флюенсу  $\psi$ ,  $g = g(\psi)$ . Зокрема, для концентрації поглинача з рівняння (18) отримуємо

$$p = p_{in} e^{-\gamma_p \psi}, \quad (27)$$

де  $p_{in}$  - ефективна концентрація поглинача в початковому складі реактора. Після інтегрування умови (25), (26) набувають вигляду системи трансцендентних рівнянь, явний вигляд яких ми не наводимо внаслідок їхньої громіздкості, але концентрація  $p_{in}$  (або  $p$  у випадку неvigоряючого поглинача) входить до них лінійно і може бути виключена. Якщо вираз для  $g$  (9) подати у вигляді суми внесків від палива і поглинача  $g = g^F - g^A$ , де  $g^A = p$ , можна отримати рівняння вигляду

$$\bar{\psi}^A(\psi) = \bar{\psi}^F(\psi), \quad (28)$$

коренем якого є кінцевий флюенс  $\psi = \psi_f$  в нульовому наближенні по швидкості хвилі. У формулі (28) позначено

$$\bar{\psi}^{A,F}(\psi) = \left( \int_0^\psi g^{A,F} \psi d\psi \right) / \left( \int_0^\psi g^{A,F} d\psi \right). \quad (29)$$

Явний вигляд  $\bar{\psi}^A(\psi)$  легко знаходиться з рівнянь (27) і (29). Зокрема, для неvigоряючого поглинача  $\bar{\psi}^A(\psi) = \psi/2$ . Перевагою саме такого вигляду рівняння для  $\psi_f$  є те, що вигляд правої його частини визначається виключно властивостями палива, а лівої – виключно властивостями поглинача, причому початкова концентрація поглинача до рівняння не входить.

Графіки лівої та правої частин рівняння (28) для різних випадків представлено на рис. 3 і 4. Рис. 3 пояснює механізм і характер зміни кінцевого флюенсу при збільшенні перерізу поглинання поглинача (на прикладі палива на основі  $^{238}\text{U}$ ).

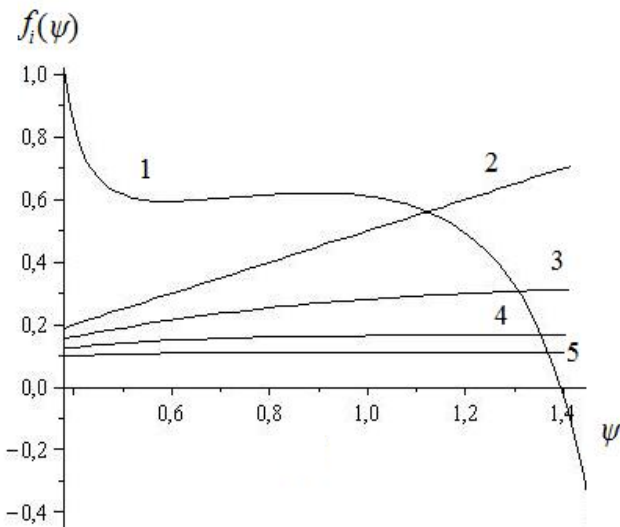


Рис. 3. Графічний розв’язок рівняння для кінцевого флюенсу (28) при різних швидкостях вигоряння поглинача. Крива 1 є графіком правої частини рівняння, а 2, 3, 4, 5 – лівої для перерізів поглинання поглинача 0, 1, 2 і 3 б відповідно.

На рис. 3 абсциси точок перетину кривої 1 з кривими 2, 3, 4, 5 дають значення кінцевого флюенсу  $\psi = \psi_f$  при відповідних значеннях перерізів поглинання поглинача. Крива 1 є певною характеристикою даного складу палива і враховує в нульовому наближенні по швидкості хвилі сукупність усіх перетворень, що з ростом флюенсу відбуваються з паливом в РХЯГ у режимі стаціонарної хвилі, а також ураховує модель паливного циклу та параметри нуклідів (однорупові перерізи захоплення та поділу, число нейтронів поді-

лу), що використовуються. Видно, що при даному складі палива вигоряння поглинача може призводити лише до зростання кінцевого флюенсу, причому в межах, що визначаються точкою перетину кривої 1 на рис. 3 з віссю абсцис, тобто властивостями палива.

Рис. 4 на прикладі збагачення  $^{239}\text{Pu}$  пояснює механізм і характер зміни кінцевого флюенсу, які відбуваються в РХЯГ з паливом на основі  $^{238}\text{U}$  в разі збагачення початкового складу палива ізотопами, що діляться. Збагачення палива приводить до того, що крива 1 опускається нижче (криві 2, 3, 4). наслідок цього для неvigоряючого поглинача кінцевий флюенс зменшується (див. точки перетину кривих 1, 2, 3, 4 з кривою 5). Проте, як видно з рис. 4, при сильному збагаченні графіки перетинаються під дуже гострим кутом, а, отже, кінцевий флюенс є дуже чутливим до вигоряння поглинача: крива 6 для вигоряючого поглинача перетинається з кривими 1 - 4 уже при значно більших значеннях флюенсу.

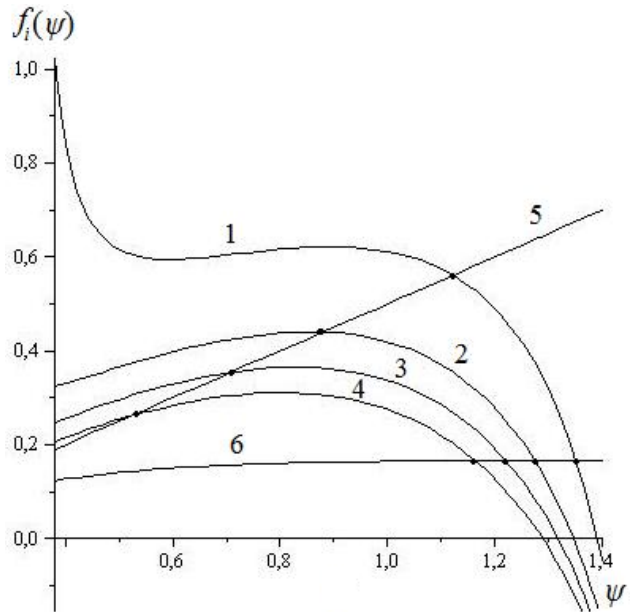


Рис. 4. Графічний розв’язок рівняння для кінцевого флюенсу (28) при збагаченні палива  $^{239}\text{Pu}$  для неvigоряючого і вигоряючого поглиначів. Криві 1, 2, 3, 4 є графіками правої частини рівняння для початкових концентрацій  $^{239}\text{Pu}$  0, 3, 5, 7 % відповідно, а криві 5 та 6 – лівої для перерізів поглинання поглинача 0 та 2 б відповідно.

Змінюючи для системи рівнянь (9 - 18) початкові умови, можна прирівняти початковий склад палива РХЯГ до складу відпрацьованого реакторного палива. Наші розрахунки показують, що проходження хвилі можливе, але звужується область існування хвилі по концентрації поглинача. Наприклад, за результатами розрахунків вигоряння палива у реакторі ВВЕР-1000 за час 2,7 років процентний склад нуклідів такий [11]:

$^{238}\text{U}$  – 92,800 %,  $^{236}\text{U}$  – 0,573 %,  $^{235}\text{U}$  – 1,050 %, продукти поділу – 4,480 %,  $^{239}\text{Pu}$  – 0,568 %,  $^{240}\text{Pu}$  – 0,235 %,  $^{241}\text{Pu}$  – 0,151 %,  $^{242}\text{Pu}$  – 0,0578 %. Якщо розв'язувати систему (9 – 22) з такими початковими умовами, то одержимо для  $W \rightarrow 0$  значення поглиначи  $p = 0,035$ , а значення безрозмірного кінцевого флюенсу  $\psi = 1,083$ . Якщо за початковий склад палива взяти нуклідний склад відпрацьованого палива у реакторі РБМК-1000 ( $^{238}\text{U}$  – 96,800 %,  $^{236}\text{U}$  – 0,252 %,  $^{235}\text{U}$  – 0,450 %, продукти поділу – 2,110 %,  $^{239}\text{Pu}$  – 0,249 %,  $^{240}\text{Pu}$  – 0,179 %,  $^{241}\text{Pu}$  – 0,0510 %,  $^{242}\text{Pu}$  – 0,0257 %), то при  $W \rightarrow 0$  одержимо  $p = 0,054$ ,  $\psi = 1,117$ .

### Висновки

Питання практичної реалізації РХЯГ ставить проблему управління параметрами хвилі ядерного горіння: яким способом, за рахунок яких чинників і в яких межах можливо змінювати параметри хвилі і в результаті досягти прийнятних чи оптимальних їхніх значень. У роботі названо ряд таких чинників та проаналізовано їхній вплив на властивості хвилі на основі спрощеної моделі РХЯГ, яка, проте, дозволяє зробити важливі якісні висновки. У той же час отримані числові значення є оціночними і мають уточнюватись у процесі розрахунку реактора.

Показано, що управляючим параметром, який дає можливість змінювати швидкість хвилі ядерного горіння, а отже, і потужність реактора, є ефективна концентрація поглиначи. На практиці значення цього параметра можна збільшувати шляхом включення до складу реактора певної долі ядер, які не належать до ланцюга перетворень сировинного нукліда, але поглинають нейтрони. Еквівалентним збільшенню концентрації поглиначи, що не вигоряє, у межах концепції поперечного баклінгу є збільшення бічного витоку нейтронів (наприклад, при змен-

шенні поперечних розмірів реактора циліндричної геометрії). В області малих швидкостей у розглянутій моделі швидкість хвилі зменшується зі зростанням концентрації поглиначи лінійно, а за рахунок малої зміни концентрації поглиначи можна змінювати швидкість у десятки разів. У той же час кінцевий флюенс зі зміною швидкості хвилі змінюється слабо.

Досліджено також вплив на характеристики хвилі ефекту насичення поглиначи. Показано, що більш швидке вигорання поглиначи приводить до збільшення кінцевого флюенсу (для реактора з урановим циклом приблизно на 20 %). Виявлено, що кінцевий флюенс може бути зменшений, причому суттєво, за рахунок збагачення початкового складу палива нуклідами, що діляться. Як показують розрахунки, при додаванні 7 %  $^{239}\text{Pu}$  від кількості сировинного нукліда  $^{238}\text{U}$  кінцевий флюенс зменшується більше, ніж удвічі. При цьому область існування хвилі по концентрації поглиначи значно розширюється.

Указані вище висновки зроблено на підставі результатів чисельного розв'язання крайової задачі для стаціонарної хвилі. На основі аналітичної теорії хвилі ядерного горіння, розробленої раніше [5, 6], дано пояснення цим змінам. Вони пов'язані з певними характеристиками палива і поглиначи, а, отже, зроблені в роботі висновки мають загальний характер. Таким чином, у РХЯГ існує принципова можливість управляти основними параметрами стаціонарної хвилі, швидкістю або тепловою потужністю і кінцевим флюенсом, причому як у бік збільшення, так і зменшення. Це досягається за рахунок цілеспрямованих змін у початковому складі реактора. Показано також, що стаціонарна хвиля ядерного горіння може розповсюджуватися в середовищі, яке відповідає за складом відпрацьованому реакторному паливу.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Феоктистов Л.П. Нейтронно-делительная волна // Докл. Акад. наук СССР. - 1989. - Т. 309. - С. 864 - 867.
2. Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y. CANDLE: The New Burnup Strategy // Nuclear Science and Engineering. - 2001. - Vol. 139. - P. 306 - 317.
3. Teller E., Ishikawa M., Wood, L. Completely automated nuclear reactors for long-term operation // Proc. ICENES'96 (Obninsk, Russia, June 24 - 28, 1996). - Obninsk, 1996. - P. 151 - 158.
4. Hyde R., Ishikawa M., Myhrvold N. et al. Nuclear fission power for 21st century needs: Enabling technologies for large-scale, low-risk, affordable nuclear electricity // Progress in Nuclear Energy. - 2008. - Vol. 50. - P. 82 - 91.
5. Павлович В.Н., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Физические основы реактора на волне ядерного горения. I // Ядерная физика та енергетика. - 2008. - № 2(24). - С. 39 - 49.
6. Павлович В.Н., Хотяинцев В.Н., Хотяинцева Е.Н. Физические основы реактора на волне ядерного горения. II. Конкретные модели // Ядерная физика та енергетика. - 2008. - № 3(25). - С. 62 - 70.
7. Fomin S., Mel'nik Yu., Pilipenko V., Shul'ga N. Initiation and propagation of nuclear burning wave in fast reactor // Progress in Nuclear Energy. - 2008. - Vol. 50. - P. 163 - 169.
8. Ismail Yasunori Ohoka, Peng Hong Liem, Hiroshi

- Sekimoto.* Long life small CANDLE-HTGRs with thorium // *Annals of Nuclear Energy.* - 2007. - Vol. 34. - P. 120 - 129.
9. *Walter A.E., Reynolds A.B.* Fast Breeder Reactors. - New York: Pergamon Press, 1981.
10. *Воропаев А.Е., Возяков В.В., Зинин А.И., Цикунов А.Г.* Сравнение одnogрупповых констант актиноидов в тестовой модели быстрого реактора // *Атомная энергия.* - 1983. - Т. 54, № 3. - С. 214 - 215.
11. *Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П.* Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. - М.: Энергоатомиздат, 1989.

## РЕАКТОР НА ВОЛНЕ ЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ: УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ВОЛНЫ

**В. Н. Павлович, В. Н. Хотяинцев, Е. Н. Хотяинцева**

Исследуется, как за счет изменений в начальном составе реактора, который работает на волне ядерного горения, можно управлять параметрами стационарной волны. Используется одномерная модель неограниченного реактора в односкоростном приближении. Показано, что управлять скоростью волны в широких пределах можно за счет выбора концентрации поглотителя или изменения величины боковой утечки нейтронов. Увеличение конечного флюэнса (до 20 - 30 %) и глубины выгорания топлива достигается за счет использования выгорающего поглотителя. Конечный флюэнс существенно уменьшается при обогащении топлива делящимися нуклидами ( $^{239}\text{Pu}$  или  $^{235}\text{U}$  для топлива на основе  $^{238}\text{U}$ ). При этом область существования волны по концентрации поглотителя значительно расширяется. Закономерный характер результатов, полученных при численных расчетах, подтверждается качественным анализом на основе результатов аналитической теории. В среде, которая отвечает по составу отработанному реакторному топливу, стационарная волна также может распространяться, но область ее существования по концентрации поглотителя уменьшается в сравнении с топливом на основе  $^{238}\text{U}$ .

*Ключевые слова:* волна ядерного горения, внутренняя безопасность, быстрый реактор, одnogрупповое приближение.

## NUCLEAR BURNING WAVE REACTOR: WAVE PARAMETER CONTROL

**V. M. Pavlovich, V. M. Khotyayintsev, O. M. Khotyayintseva**

The purpose is to find the ways to regulate parameters of the stationary wave in the nuclear burning wave reactor changing its initial composition. One-dimensional model of an infinite reactor is used in one-group approximation. We show that the wave velocity can be regulated within wide range due to the tuning of the initial absorber concentration or of the side neutron leakage. 20 - 30 per cent increase of the final fluence and of the depth of fuel burnup is achieved due to the use of absorber which burns out. Final fluence decreases substantially if fuel is enriched with fissile nuclides which are  $^{239}\text{Pu}$  or  $^{235}\text{U}$  for fuel on the basis of  $^{238}\text{U}$ . Enriching leads to considerable expansion of the range of absorber concentrations for which the stationary wave exists. Qualitative analysis based on analytical theory confirms the general character of these results obtained by means of numeral calculations. The stationary wave also exists in the media corresponding to a spent reactor fuel though the range of possible absorber concentrations is reduced, comparing to  $^{238}\text{U}$  fuel.

*Keywords:* nuclear burning wave, inner safety, fast reactor, one-group approximation.

Надійшла до редакції 24.02.10,  
після доопрацювання - 19.04.10.