

**В. М. Хотяїнцев<sup>1,\*</sup>, В. І. Гулік<sup>2</sup>, О. М. Хотяїнцева<sup>3</sup>, А. В. Аксьонов<sup>1</sup>, В. М. Павлович<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

<sup>2</sup> Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна

<sup>3</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

\*Відповідальний автор: vkhot@univ.kiev.ua

## РОЗРАХУНОК ПАРАМЕТРІВ СТАЦІОНАРНОЇ ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ МОНТЕ-КАРЛО КОДОМ SERPENT

У роботі режим стаціонарної хвилі ядерних поділів моделювався для ряду фіксованих значень потужності за допомогою Монте-Карло коду Serpent. Хвиля поширювалась у напрямку осі циліндричної активної зони реактора на швидких нейтронах із паливом на основі чистого  $^{238}\text{U}$  довжиною 5 м. Режим стаціонарної хвилі встановлювався через деякий час після ініціалізації хвилі в зоні запалу і тривав достатньо довго, щоб з високою точністю визначити  $k_{\text{ef}}$ . Раніше нами було показано в межах однорупового дифузійного опису, що швидкісна характеристика реактора на хвилі ядерних поділів є двозначною, причому негативний температурний зв'язок впливає на неї лише кількісно за типових значень параметрів. Вигляд і параметри швидкісної характеристики є критично важливими для правильного вибору реалістичного дизайну реактора, оскільки стани нижньої гілки є нестійкими і не відповідають реальним хвилям у саморегульованому реакторі, такому як реактор CANDLE, зокрема. У цій роботі за результатами моделювання кодом Serpent (без урахування впливу температурного зворотного зв'язку) розраховано швидкісну характеристику реактора як залежність швидкості стаціонарної хвилі ядерних поділів від ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів. Показано, що однорупова дифузійна теорія правильно описує вигляд отриманої швидкісної характеристики.

*Ключові слова:* хвиля ядерних поділів, реактор на хвилі ядерних поділів, стійкість, CANDLE, Serpent.

### Вступ

Реактор на хвилі ядерних поділів (РХЯП) відомий також як CANDLE [1 - 2] і TWR (traveling wave reactor) [3 - 4], у такому реакторі зона ядерних поділів поширюється як біжуча хвиля. У порівнянні із традиційними реакторами концепція РХЯП має ряд привабливих рис [1 - 6]: такий реактор може працювати на природному або збідненому урані, не вимагає перезавантаження палива протягом багатьох років, а критичний стан у ньому може підтримуватись автоматично, у саморегульованому режимі. Крім забезпечення енергією, РХЯП може використовуватись також для трансмутації відпрацьованого палива легководних реакторів [7, 8]. Незважаючи на технічні труднощі, що стоять на шляху практичної реалізації такого реактора, концепція РХЯП розробляється рядом дослідницьких груп у різних країнах [1 - 15].

У даній роботі розглядається класична схема РХЯП, притаманна зокрема реактору CANDLE, що активно розробляється з 2000 р. [1, 2]. Активна зона має вигляд циліндра, а хвиля поширюється вздовж його осі. Циліндр є достатньо довгим, і через деякий час після ініціалізації встановлюється хвиля стаціонарної форми, або «стаціонарна хвиля», яка поширюється зі сталою швидкістю. Режим стаціонарної хвилі є основним режимом роботи такого реактора. Цей режим може бути саморегульованим, тоді швидкість

хвилі, а з нею і потужність визначаються матеріальними параметрами реактора, такими як початковий склад активної зони, її радіус та ін., а також сталими зовнішніми параметрами, такими як вхідна температура охолоджувача. Зв'язок між швидкістю хвилі (або потужністю) та управляючими параметрами системи отримав назву швидкісної характеристики реактора [16 - 20].

Теорія стаціонарної хвилі ядерних поділів і швидкісної характеристики розроблена в одноруповому дифузійному наближенні для ефектвної одновимірної моделі реактора на швидких нейтронах [16 - 20], а кількісні й чисельні розрахунки проводились для реактора з паливом на основі чистого  $^{238}\text{U}$ . Стаціонарна хвиля поширюється зі швидкістю  $u$  вздовж осі нескінченно довгого циліндра. Безрозмірною швидкістю хвилі є  $w = ut_2/L$ , де  $t_2$  - час життя  $^{239}\text{Np}$ , а довжина дифузії нейтронів  $L$  визначена в роботі [19]. Ефективна концентрація поглинача  $p$ , що є управляючим параметром, враховує бічний витік нейтронів і їхнє поглинання всіма нуклідами, які не входять до ланцюжка перетворень  $^{238}\text{U}$ . На рис. 1 показана розрахована в роботі [17] швидкісна характеристика  $w = w(p)$  для кількох значень безрозмірного коефіцієнта  $\gamma$ , що характеризує вплив температурного зворотного зв'язку. Згідно з оцінками [19] використані негативні значення  $\gamma$  є типовими для швидких реакторів. Точки озна-

© В. М. Хотяїнцев, В. І. Гулік, О. М. Хотяїнцева, А. В. Аксьонов, В. М. Павлович, 2017

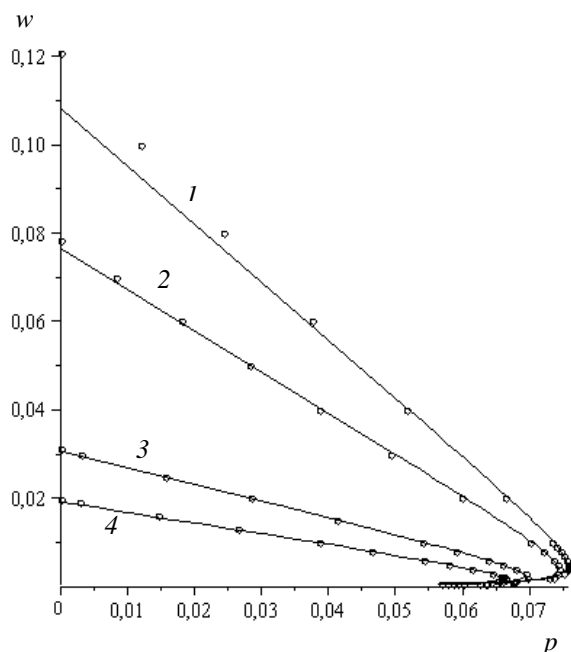


Рис. 1. Залежність швидкості стаціонарної хвилі ядерних поділів  $w$  від ефективної концентрації поглинача  $p$  з урахуванням зворотного зв'язку за потужністю для різних значень безрозмірного коефіцієнта зворотного зв'язку:  $\gamma = 1, 0, -5, -10$  для кривих 1, 2, 3, 4 відповідно.

чають чисельний розрахунок, а суцільні лінії – апроксимацію отриману аналітичною формулою (див. далі рівняння (1)). Унаслідок нестабільності  $^{241}\text{Pu}$  (період піврозпаду  $T_{1/2} = 14,3$  років) швидкісна характеристика є двозначною, на ній існує точка повороту, в якій з'єднуються верхня і нижня гілки стаціонарних розв'язків. У роботах [18, 19] показано, що для саморегульованого реактора розв'язки нижньої гілки є нестійкими й не реалізуються як реальні стаціонарні хвилі; найменшій можливій швидкості поширення стаціонарної хвилі ядерних поділів відповідає точка повороту. Для типових значень параметрів РХЯП у випадку нітридного палива оцінки дають мінімальну швидкість хвилі 5 - 10 см/рік [19]. Швидкості хвилі, які зазвичай розглядаються в літературі як реалістичні, мають такий же порядок величини [19], тому точні дані про швидкісну характеристику та її параметри є важливими для більшості дизайнів реактора на хвилі ядерних поділів.

Одногрупова дифузійна теорія стаціонарної хвилі [17, 19] дозволяє наближено отримати рівняння швидкісної характеристики у змінних  $p, w$  в аналітичному вигляді:

$$p - p_0 = -(b_0 + b_1\gamma)w - (p_0 - p'_0)\delta/(w + \delta). \quad (1)$$

Криві на рис. 1 [17] розраховані для набору одногрупових ядерних констант, які є типовими

або оціночними для швидких реакторів з оксидним паливом [21]. Відповідні значення параметрів рівняння (1) такі:  $b_0 = 1,12$ ,  $b_1 = -0,32$ ,  $p_0 = 0,083$ ,  $p'_0 = 0,021$ ,  $\delta = 3,14 \cdot 10^{-4}$ . Як видно з рисунка, формула (1) добре описує результати прямого чисельного розв'язання задачі на стаціонарну хвилю в актуальній області змінних. Видно також, що достатньо малої зміни управляючого параметра, щоб змінити швидкість хвилі в рази. Як показано в роботі [19], безрозмірна швидкість хвилі  $w$  залишається малою у практично цікавих випадках. У такому разі теплова потужність реактора змінюється прямо пропорційно швидкості в усьому діапазоні швидкостей.

У роботі [20] у теорію швидкісної характеристики РХЯП ми включили реактивність  $\rho$  (або коефіцієнт розмноження нейтронів  $k_{\text{eff}}$ ,  $\rho = 1 - 1/k_{\text{eff}}$ ). Формально, ця реактивність вводиться в розрахунок таким же чином, як і в теорії звичайних реакторів, але насправді суттєво відрізняється від звичайної. Для моделі РХЯП з поглиначем і реактивністю рівняння швидкісної характеристики має вигляд

$$p - p_0 + a\rho = -(b_0 + b_1\gamma)w - (p_0 - p'_0)\delta/(w + \delta). \quad (2)$$

Для того ж набору ядерних констант параметри  $p_0, p'_0, b_0, b_1, \delta$  не змінюються, а розрахунок коефіцієнта  $a$  дає  $a = 2,4$  [20]. Це рівняння справедливе для малих реактивностей порівняно з одиницею і для  $\rho = 0$  збігається з рівнянням (1). Для реальної стаціонарної хвилі в саморегульованому реакторі швидкість хвилі (а з нею і потужність) повністю визначається параметрами реактора. Тоді  $k_{\text{eff}}$  завжди дорівнює одиниці, і відповідно  $\rho = 0$ . У даній моделі швидкість стаціонарної хвилі визначається ефективною концентрацією поглинача  $p$  відповідно до рівняння (1). Проте розрахунок стаціонарної хвилі може проводитись таким чином, що для реактора із заданими параметрами (для заданого  $p$ ) бажана швидкість хвилі (або потужність) задається наперед. Тоді схема розрахунку має включати  $k_{\text{eff}}$ , і для довільних  $p$  і  $w$  реактивність буде відмінною від нуля, а зв'язок між  $p, w$  і  $\rho$  визначається рівнянням (2). Видно, що для фіксованої швидкості (потужності) збільшення концентрації поглинача  $p$  приводить до прямо пропорційного зменшення реактивності, і навпаки. Таким чином, реактивність у рівнянні (2) виступає як міра невідповідності матеріальних параметрів реактора (у даному випадку  $p$ ) наперед заданій потужності в режимі стаціонарної хвилі. У розрахунку умовно критичного

реактора в теорії традиційних реакторів реактивність також виступає як міра відхилення стану реактора від реального критичного стану. В обох випадках  $k_{ef}$  або реактивність штучно вводиться в теорію як додатковий параметр розрахунку. Справжнім розв'язком у вигляді стаціонарної хвилі відповідає  $\rho = 0$  (як і для критичного стану звичайного реактора).

У той же час реактивність для режиму стаціонарної хвилі, яка розглядається в цій роботі, відрізняється за змістом від реактивності в теорії звичайних реакторів тим, що не має звичного відношення до динаміки потоку нейтронів, характерного для звичайних реакторів. Адже стаціонарна хвиля сама є результатом тривалих перехідних процесів, у результаті яких встановлюються цілком певні і взаємно узгоджені розподіли ядер і потоку нейтронів. Такі перехідні процеси в даній роботі не вивчаються, а вивчаються лише властивості стаціонарної хвилі.

З рівняння (2) видно, що залежність швидкості хвилі від ефективної концентрації поглинача і від реактивності є однаковою з точністю до масштабного множника. Отже, можна досліджувати вигляд швидкісної характеристики, вивчаючи залежність швидкості (потужності) від реактивності або від  $k_{ef}$ . Останнє ж можна робити, моделюючи стаціонарну хвилю за допомогою кодів для розрахунку звичайних реакторів, які розраховують саме коефіцієнт розмноження нейтронів  $k_{ef}$  для наперед заданої потужності  $P$  при фіксованих параметрах реактора. Це відкриває шлях до кількісного вивчення швидкісної характеристики поза межами спрощеного однорупового дифузійного описання. Мета цієї роботи – реалізувати цю можливість, розрахувати швидкісну характеристику РХЯП за допомогою Монте-Карло коду Serpent і порівняти її вигляд із теоретичною залежністю (2), отриманою для спрощеної моделі РХЯП в одноруповому дифузійному наближенні. На першому етапі ми обмежуємось дослідженням швидкісної характеристики без урахування впливу температурного зворотного зв'язку. У теорії це відповідає випадку  $\gamma = 0$  у рівняннях (1) і (2) (див. криву 2 на рис. 1) і дає можливість провести порівняння з теорією і визначити всі параметри швидкісної характеристики, крім параметра  $b_1$ , який характеризує вплив температурного зворотного зв'язку. Окрім того, з рис. 1 видно, що врахування зворотного зв'язку не змінює якісно вигляду швидкісної характеристики, а впливає лише кількісно для типових значень коефіцієнта зворотного зв'язку. Зокрема, з посиленням негативного зворотного зв'язку (див. криві 2 - 4 на рис. 1) швидкість, що відпові-

дає точці повороту, дещо зменшується. Температурний зворотний зв'язок пов'язаний з тим, що в разі зміни швидкості хвилі (потужності) змінюється і поле температур у реакторі, а це впливає на перебіг основних процесів, що формують стаціонарну хвилю [19]. Розрахунок швидкісної характеристики з урахуванням температурного зворотного зв'язку має бути предметом окремого дослідження, що потребує додаткової деталізації дизайну реактора порівняно з використаним у цій роботі, а також урахування термогідравліки реактора. Тому в даній роботі моделювання кодом Serpent виконується для фіксованого поля температур.

### Монте-Карло моделювання

Serpent – це сучасний Монте-Карло код, розроблений в останні роки одним із науководослідних центрів Фінляндії [22]. Він постійно вдосконалюється, є відкритим і доступним для некомерційного використання. Код Serpent використовує стандартну схему розрахунку реакторів з використанням ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів  $k_{ef}$ . Розрахунок кампанії реактора ведеться для сталої повної теплової потужності, яка задається наперед. На кожному кроці код розв'язує методом Монте-Карло нейтронну задачу для поточного розподілу концентрацій нуклідів і знаходить поточне значення  $k_{ef}$ . Після цього він нормує знайдений розподіл потоку нейтронів на задане значення потужності, і блок вигорання робить крок за часом, розраховуючи нові концентрації нуклідів в усіх просторових комітках. Обчислення виконувались нами на ПК з процесором Intel Core i7-4770 3,4 ГГц з можливістю розпаралелювання на 4 процесори і оперативною пам'яттю 32 ГБ. Метою моделювання було отримати залежність  $k_{ef}$  від потужності  $P$  у режимі стаціонарної хвилі з достатньою точністю, щоб дослідити вигляд швидкісної характеристики реактора у змінних  $P$ ,  $k_{ef}$  і визначити її параметри. Дизайн реактора, режими моделювання і спосіб обробки результатів моделювання відповідають цій меті.

Моделювалося поширення хвилі ядерних поділів у реакторі на швидких нейтронах. Активна зона мала вигляд циліндра (умовно горизонтального). Біля лівого торця знаходилась зона запалу товщиною 3,93 см, а решту циліндра складала зона горіння довжиною 5 м, яка була розділена по довжині на 50 рівних частин. Початковий склад активної зони був обраний максимально простим: зона запалу – чистий  $^{235}\text{U}$  густиною  $18,8 \text{ г/см}^3$ , зона горіння – однорідна суміш чисто-

го металічного  $^{238}\text{U}$  (масова частка 0,82 і густина  $19,4 \text{ г/см}^3$ ), чистого  $^{23}\text{Na}$  як охолоджувача (масова частка 0,03 і густина  $0,84 \text{ г/см}^3$ ) і природного заліза як конструкційного матеріалу (масова частка 0,15 і густина  $7,92 \text{ г/см}^3$ ). Середня густина зони горіння  $10,43 \text{ г/см}^3$ . Оскільки в моделюванні ефекти температурного зворотного зв'язку не враховувались, то для всіх потужностей розрахунки проводилися для однакової температури активної зони  $600 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Щоб отримати режим стаціонарної хвилі за допомогою коду Serpent, необхідно було формально розраховувати всю кампанію реактора при заданій повній тепловій потужності, починаючи від ініціалізації хвилі в зоні запалу. При цьому реальне значення мала лише та її частина, протягом якої спостерігався режим, достатньо близький до режиму стаціонарної хвилі. Усі інші її частини реальної динаміки саморегульованого реактора не відображають і мають суто технічне, допоміжне значення. Не має реального значення і вибраний спосіб ініціалізації хвилі. Параметри режиму стаціонарної хвилі визначалися лише початковим складом і радіусом активної зони та заданою потужністю.

Пробні розрахунки, виконані для 3 ГВт повної теплової потужності, показали, що параметри зони запалу забезпечують на першому кроці за часом значення  $k_{ef}$ , близьке до одиниці. Хвиля виникає із зони запалу й поширюється вздовж активної зони до її протилежного кінця. Радіус активної зони  $R = 0,89 \text{ м}$  ми підбирали таким чином, щоб коефіцієнт  $k_{ef}$  у режимі стаціонарної хвилі був якомога ближчим до одиниці. На початку формування хвилі  $k_{ef}$  швидко спадає приблизно від одиниці до 0,8 і знову зростає приблизно до 1,004. Після цього, повільно знижуючись,  $k_{ef}$  стабілізується на значенні, дуже близькому до одиниці. При цьому розподіли нейтронного потоку та ядерних концентрацій набувають постійної форми, переміщуючись уздовж активної зони, як і має бути в режимі стаціонарної хвилі. Коли хвиля наближається до протилежного торця,  $k_{ef}$  знову починає спадати.

У виборі режимів моделювання ми спиралися на результати теорії швидкісної характеристики з реактивністю [20]. Щоб визначити вигляд кривої швидкісної характеристики (див. криву 2 на рис. 1) за результатами чисельного моделювання, необхідно змінювати швидкість хвилі ( $i$ , відповідно, потужність) на один-два порядки. Тоді за теоретичним значенням коефіцієнта  $a = 2,4$  можна оцінити, що очікувана зміна реактивності  $\rho$  і  $k_{ef}$  становитиме приблизно 0,002, а похибка ви-

значення  $k_{ef}$  для кожної точки на характеристиці має бути відповідно не гіршою за 0,0001 (орієнтовно). Це принаймні на порядок менше, ніж необхідно в існуючих розрахунках стаціонарної хвилі [1, 2, 13, 14, 23], в яких шукаються лише базові параметри хвилі (просторові розподіли концентрацій, потоку нейтронів і густини тепловіділення, а також швидкість хвилі для наперед заданої потужності). Отже, основною методичною проблемою було досягти необхідної точності знаходження  $k_{ef}$  в режимі стаціонарної хвилі.

Як відомо, щоб зменшити статистичну похибку методу Монте-Карло в 10 разів, збільшуючи кількість випробувань, необхідно час розрахунку збільшити приблизно у 100 разів, що є нереальним, оскільки він і так становив близько доби для пробних розрахунків. Щоб вирішити цю проблему, необхідно було жорстко оптимізувати режим моделювання за всіма параметрами і одночасно обробити його результати так, щоб мінімізувати вплив статистичного розкиду даних розрахунку методом Монте-Карло. Зокрема, необхідно було достовірно виділити інтервал, на якому  $k_{ef}$  залишається практично сталим, на фоні випадкових стрибків  $k_{ef}$  від кроку до кроку і його повільного тренду. Необхідно було також забезпечити співставність середніх значень  $k_{ef}$ , отриманих для різних потужностей, при тому що потужність варіювалась у межах двох порядків, від 0,2 до 10 ГВт і більше.

Проаналізувавши численні пробні розрахунки, ми зупинилися на варіанті, коли для всіх потужностей хвиля переміщується за один часовий крок приблизно на одну і ту ж відстань. Оскільки швидкість стаціонарної хвилі прямо пропорційна потужності, то крок за часом змінювався обернено пропорційно потужності. Для повної теплової потужності 1 ГВт він становив 150 діб. У результаті просторове положення хвилі на кроці з даним номером практично не залежало від потужності, у той час як загальний час кампанії реактора змінювався дуже сильно. Розрахунок проводився до 270-го кроку, оскільки далі спостерігалось очевидне падіння  $k_{ef}$  унаслідок наближення хвилі до протилежного торця циліндра. Згідно з теорією швидкісної характеристики [16, 19], вплив кінетики  $^{239}\text{Np}$  із часом піврозпаду 2,36 доби визначає нахил верхньої гілки, а тому є принципово важливим. Спеціальна перевірка показала, що блок вигорання коду Serpent коректно враховує кінетику короткоживучих нуклідів навіть за таких відносно великих кроків за часом, які використовувались у процесі моделювання.

Інтервал кроків, на якому хвилю можна вважа-

ти стаціонарною, ми визначали не за зміною  $k_{ef}$ , а за певними інтегральними характеристиками розподілів концентрацій короткоживучих нуклідів. За і перед хвилею такі концентрації обертаються в нуль. Тому в режимі стаціонарної хвилі сума концентрацій короткоживучого нукліда по усіх комірках має залишатися сталою, як і  $k_{ef}$ , але її статистичний розкид від кроку до кроку виявляється значно меншим, ніж для  $k_{ef}$ . За поведінкою суми концентрацій нукліда  $^{239}\text{U}$ , який утворюється безпосередньо із  $^{238}\text{U}$  (період піврозпаду 23,45 хв), ми визначили, що хвиля є практично стаціонарною в часовому проміжку від кроку 101 до 240; далі  $k_{ef}$  усереднювалось по цих кроках. Розбиваючи інтервал усереднення на дві або чотири рівні частини, ми також пересвідчилились, що відповідні середні різняться в межах статистичної похибки. Тобто ніякого статистично достовірного тренду середнього значення  $k_{ef}$  в межах кроків 101 - 240 не спостерігається, що не було завчасно очевидним за виглядом первинних даних для  $k_{ef}$ .

Щоб мінімізувати похибку визначення швидкості хвилі, ми також використали спосіб, оснований на інтегральних характеристиках розподілів концентрації  $^{239}\text{U}$ . Для стаціонарної хвилі всі концентрації нуклідів є функціями хвильової змінної  $N_i(x,t) = N_i(x - ut)$ , а тому швидкість хвилі виражається через відношення інтегралів від концентрації  $^{239}\text{U}$  за координатою і за часом (які мають бути скінченними):

$$u = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} N(x,t) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} N(x,t) dt}$$

І чисельник, і знаменник тут є константами, тому  $u$  не залежить від  $x$  і  $t$ . У розрахунках інтеграли замінювалися інтегральними сумами відповідно по просторових комірках і по кроках за часом. Обчислювались суми концентрацій: а) для кожного часового кроку по всіх просторових комірках; б) для кожної зони по всіх часових кроках. Першу суму треба домножити на ширину комірки (10 см), а другу – на величину кроку. Кожна із сум усереднювалась по проміжку, на якому вона є сталою; це були кроки 101 - 140 для суми по комірках і комірки 12 - 20 для суми по часових кроках. Такий розрахунок ми провели для потужності  $P = 3$  ГВт (крок 50 діб), для інших потужностей швидкість хвилі перераховувалась пропорційно потужності. Результати представлено в табл. 1, а точки на рис. 2 відповідають отриманій залежності швидкості хвилі від реактивності.

Таблиця 1. Реактивність  $\rho$  в режимі стаціонарної хвилі залежно від повної теплової потужності реактора  $P$  і відповідна швидкість хвилі  $u$  за результатами моделювання кодом Serpent

$P$ , ГВт	$u$ , см/рік	$\rho$
10	36,50	-0,00387
6,0	21,90	-0,00157
5,0	18,25	-0,00101
4,0	14,60	-0,00053
3,0	10,95	0,000083
2,5	9,13	0,000352
2,0	7,30	0,000461
1,5	5,48	0,000620
1,0	3,65	0,000602
0,75	2,74	0,000498
0,5	1,83	-0,000006
0,25	0,91	-0,001156
0,2	0,73	-0,001750

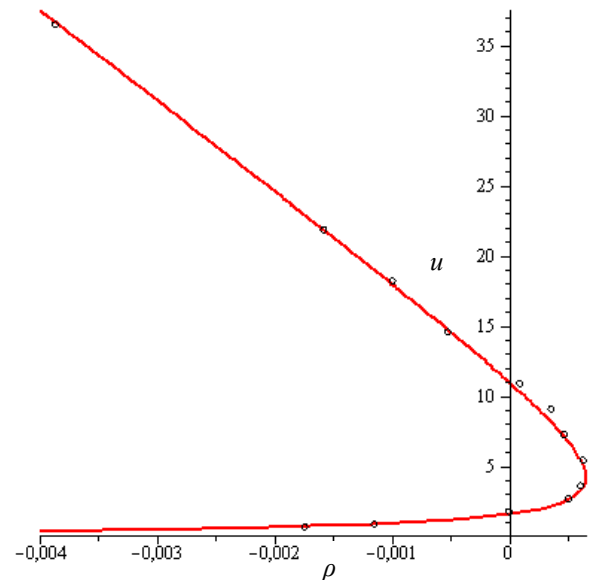


Рис. 2. Залежність швидкості хвилі  $u$  від реактивності  $\rho = (k_{ef} - 1)/k_{ef}$  (тобто швидкісна характеристика РХЯП у змінних  $\rho, u$ ): точки – розрахунок за результатами моделювання стаціонарної хвилі ядерних поділів кодом Serpent; суцільна крива – аналітична залежність (3).

З рис. 2 видно, що залежність, отримана за допомогою коду Serpent, якісно відповідає вигляду швидкісної характеристики, розрахованої в одноступеневій дифузійній моделі (див. рис. 1). Як видно з рівняння (2), зміна ефективної концентрації поглинача  $\rho$  приводить до зсуву швидкісної характеристики у змінних  $w, \rho$  вздовж осі  $\rho$  без зміни форми кривої, тому в даному випадку має значення лише зміна реактивності зі швидкістю, а не самі абсолютні значення. Щоб провести кількісне порівняння і визначити за результатами моделювання параметри швидкісної характеристики, що входять до рівняння (2), ми попередньо

оцінили ці параметри теоретично.

У попередніх роботах [16 - 20] для розрахунків швидкісної характеристики в однокрупному дифузійному наближенні ми використовували типові значення однокрупних мікроскопічних перерізів поділу і захоплення з доступних із літератури даних для швидких реакторів [21], а для  $^{239}\text{Np}$  – оціночні значення, отримані з аналізу даних бібліотеки ENDF. У даній роботі склад реактора суттєво відрізняється, а, отже, енергетичний спектр нейтронів та ефективні однокрупні мікроскопічні перерізи також мають бути іншими. Щоб оцінити актуальні однокрупні перерізи в умовах проведеного моделювання, ми використали дані про концентрації нуклідів по комірках, а також певні внутрішні дані коду *Serpent*. Це дані, які розраховуються на кожному кроці для кожної комірки за поточним спектром нейтронів у ній і використовуються блоком вигорання для розрахунку правих частин рівнянь вигорання. За цими даними ми змогли визначити відношення однокрупних перерізів поглинання і захоплення нейтронів для важких нуклідів із ланцюжка перетворень  $^{238}\text{U}$ , зокрема до перерізу поглинання  $^{238}\text{U}$ . Отримані таким чином відношення перерізів для центральної частини стаціонарної хвилі представлено в табл. 2 у порівнянні з відповідними відношеннями для реактора з оксидним паливом [21], що використовувались нами в попередніх роботах [16 - 20].

**Таблиця 2. Відношення однокрупних перерізів поглинання і захоплення нейтронів до перерізу поглинання  $^{238}\text{U}$  за даними коду *Serpent* у порівнянні з відповідними даними для швидкого реактора з оксидним паливом [21]**

Ізотоп	Дані з [21], $\sigma_{ai}/\sigma_{a1}$	<i>Serpent</i> , $\sigma_{ai}/\sigma_{a1}$	Дані з [21], $\sigma_{ci}/\sigma_{a1}$	<i>Serpent</i> , $\sigma_{ci}/\sigma_{a1}$
$^{238}\text{U}$	1	1	0,87	0,83
$^{239}\text{U}$	-	4,02	-	1,86
$^{239}\text{Np}$	-	7,35	-	5,08
$^{239}\text{Pu}$	6,95	8,21	1,50	1,07
$^{240}\text{Pu}$	2,58	3,07	1,50	1,38
$^{241}\text{Pu}$	8,92	10,09	1,38	1,22
$^{242}\text{Pu}$	1,89	2,35	1,05	1,16
$^{241}\text{Am}$	6,29	6,64	5,39	5,47

Визначити таким же чином відношення перерізів для моделі продуктів поділу було неможливо, тому вони знаходилися підбором так, щоб кінцеві концентрації нуклідів в однокрупній дифузійній моделі найкращим чином відповідали розрахованим кодом *Serpent*. За цими даними ми розраховували швидкісну характеристику в одно-

груповій дифузійній моделі для  $\gamma = 0$  (вплив зворотного зв'язку за потужністю не враховується) і визначили її параметри. Отримані значення безрозмірних коефіцієнтів рівняння (2) такі:  $b_0 = 0,935$ ;  $a = 2,80$ ;  $p_0 = 0,288$ ;  $p'_0 = 0,265$ ;  $\delta = 0,00033$ .

Остаточні значення параметрів у формулі (2) підбиралися на основі отриманих теоретичних оцінок для них так, щоб розрахована за рівнянням (2) крива, показана на рис. 2 суцільною лінією, найкращим чином відповідала точкам, отриманим із результатів Монте-Карло моделювання. Безрозмірна швидкість хвилі перераховувалась у розмірну згідно з означенням  $u = wL/\tau_2$ , де  $L = 18$  см,  $\tau_2 = 3,40$  діб. У результаті ми отримали рівняння швидкісної характеристики за результатами моделювання

$$\rho = 0,002 - 0,000158u - 0,002959/(u + 0,1233), \quad (3)$$

де  $\rho$  – реактивність;  $u$  – швидкість хвилі ядерних поділів, см/рік.

Як видно з рис. 2, точки, розраховані за результатами моделювання кодом *Serpent*, добре лягають на теоретичну залежність (3) в усьому діапазоні швидкостей, а горизонтальне відхилення точок від кривої не перевищує 0,0001. Це відповідає нашим оцінкам похибки, пов'язаної із статистичним розкидом значень  $k_{ef}$ . Точність визначення всіх параметрів кривої (3) за даними моделювання оцінюється у декілька відсотків, за виключенням параметра  $\delta$  (див. формулу (2)), для якого вона на порядок гірша. Цей параметр істотно впливає на хід кривої лише в області надмалих швидкостей, де кількість точок була недостатньою. Згідно з рівнянням (3), визначена за результатами моделювання швидкість, що відповідає точці повороту, становить 4,2 см/рік.

## Висновки

У роботі досліджувалась швидкісна характеристика РХЯП – залежність швидкості стаціонарної хвилі ядерних поділів від параметрів реактора. Її загальний вигляд і кількісні параметри напряму пов'язані з регулюванням потужності реактора в режимі стаціонарної хвилі і стійкістю розв'язків у вигляді стаціонарної хвилі для саморегульованого реактора. Отже, вони важливі для вибору реалістичного дизайну РХЯП. Створена нещодавно теоретична база [16 - 20] відкрила принципову можливість досліджувати швидкісну характеристику безпосередньо за допомогою реакторних кодів, що розраховують ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів за фіксованої потужності реактора. У роботі швидкісна харак-



теристика РХЯП розрахована за допомогою сучасного високоточного Монте-Карло коду Serpent. Щоб досягти незвично високої точності обчислень змін  $k_{ef}$  у режимі стаціонарної хвилі (порядку 0,0001) у широкому діапазоні потужностей, була розроблена спеціальна методика. Тим самим продемонстровано, яким чином можна кількісно досліджувати швидкісну характеристику РХЯП безпосередньо за допомогою реакторних Монте-Карло кодів загального призначення.

Результати розрахунків показали наступне. Швидкісна характеристика РХЯП існує об'єктивно, незалежно від одногрупового дифузійного описання, що є основою існуючої теорії. Розрахунок поза межами такого описання підтвердив існування точки повороту і нижньої гілки швидкісної характеристики, яка у саморегульованому реакторі відповідає нестійким розв'язкам згідно з [18, 19]. За результатами моделювання область нестійких станів відповідає швидкостям хвилі нижче 4,2 см/рік (для реактора розглянутого початкового складу і без урахування впливу температурного зворотного зв'язку). Для більшості за-

пропонованих у літературі дизайнів РХЯП швидкість стаціонарної хвилі варіюється в межах 0,7 - 43 см/рік [19], а, отже, ефекти, пов'язані з існуванням нижньої гілки швидкісної характеристики, можуть бути важливими для багатьох із них.

Розрахована за даними моделювання крива швидкісної характеристики без урахування температурного зворотного зв'язку добре описується аналітичною залежністю, встановленою в межах одногрупової дифузійної теорії. Отже, таке описання якісно правильно враховує основні механізми формування швидкості стаціонарної хвилі. У той же час в одногруповій теорії кількісно параметри швидкісної характеристики істотно залежать від вибору одногрупових констант. Питання оптимального вибору останніх, граничної точності розрахунку параметрів стаціонарної хвилі в межах одногрупового дифузійного наближення та реального впливу багатогрупових ефектів потребує подальших досліджень. Кількісне врахування ефектів температурного зворотного зв'язку потребує окремого дослідження й конкретизації дизайну реактора.

#### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. H. Sekimoto, K. Ryu, Y. Yoshimura. CANDLE: The New Burnup Strategy. *Nuclear Science and Engineering* 139 (2001) 306.
2. H. Sekimoto, N. Nakayama. Power level control of CANDLE reactor without control rods. *Annals of Nuclear Energy* 63 (2014) 427.
3. P. Hejzlar et. al. Traveling Wave Reactor Development Program Overview. *Nuclear Engineering and Technology* 45(6) (2013) 731.
4. J. Gilleland, R. Petroski, K. Weaver. The Traveling Wave Reactor: Design and Development. *Engineering* 2 (2016) 88.
5. M. Zheng et. al. Study of Traveling Wave Reactor (TWR) and CANDLE Strategy: A Review Work. *Progress in Nuclear Energy* 71 (2014) 195.
6. Л.П. Феокистов. Нейтронно-делительная волна. Докл. Акад. наук СССР 309 (1989) 864.
7. В.М. Павлович, В.М. Хотяїнцев, О.М. Хотяїнцева. Реактор на хвилі ядерного горіння: управління параметрами хвилі. *Ядерна фізика та енергетика* 11(1) (2010) 49.
8. D. Hartanto, Y.H. Kim. A compact breed and burn fast reactor using spent nuclear fuel blanket. PHYSOR 2012 – Advances in Reactor Physics – Linking Research, Industry, and Education (Knoxville, Tennessee, USA, April 15 - 20, 2012). CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL (2012).
9. H. Van Dam. Self-stabilizing criticality waves. *Annals of Nuclear Energy* 27 (2000) 1505.
10. X.-N. Chen, W. Maschek. Transverse buckling effects on solitary burn-up waves. *Annals of Nuclear Energy* 32 (2005) 1377.
11. S. Fomin et al. Initiation and propagation of nuclear burning wave in fast reactor. *Progress in Nuclear Energy* 50 (2008) 163.
12. B. Gaveau et al. Hybrid soliton nuclear reactors: A model and simulation (encapsulated long living accelerator driven system). *Nuclear Engineering and Design* 235 (2005) 1665.
13. A.G. Osborne, M.R. Deinert. Comparison of neutron diffusion and Monte Carlo simulations of a fission wave. *Annals of Nuclear Energy* 62 (2013) 269.
14. R. Shrestha, Rizwan Uddin. Modeling space-time evolution of flux in a traveling wave reactor. *Annals of Nuclear Energy* 70 (2014) 90.
15. S. Qvist. Safety and Core Design of Large Liquid-Metal Cooled Fast Breeder Reactors. Ph.D thesis (University of California, Berkeley, USA, 2013).
16. V.M. Khotyayintsev, V.M. Pavlovych, O.M. Khotyayintseva. Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms. In: *PHYSOR 2010, on CD-ROM*.
17. Е.Н. Хотяїнцева, В.Н. Хотяїнцев, В.Н. Павлович. Влияние температурной обратной связи на стационарную волну ядерных делений. *Ядерна фізика та енергетика* 15(1) (2014) 26.
18. Е.Н. Хотяїнцева и др. Исследование на устойчивость стационарной волны ядерных делений. *Ядерна фізика та енергетика* 15(3) (2014) 253.
19. V.M. Khotyayintsev et al. Velocity characteristic and stability of wave solutions for a CANDLE reactor with thermal feedback. *Annals of Nuclear Energy* 85 (2015) 337.
20. О.М. Хотяїнцева, В.М. Хотяїнцев, В.М. Павлович. Реактивність в теорії стаціонарної хвилі

- ядерних поділів. *Ядерна фізика та енергетика* 17(2) (2016) 157.
21. A.E. Walter, A.B. Reynolds. *Fast Breeder Reactors* (New York: Pergamon Press, 1981) 853 p.
  22. J. Leppaenen. SERPENT Monte Carlo reactor physics code. In: *Proc. of the Twentieth Symposium of Atomic Energy Research*. (2010) p. 790.
  23. V. Gulik, V. Pavlovych, A.H. Tkaczyk. Using SERPENT Monte Carlo and Burnup code to model Traveling Wave Reactors (TWR). In: *Proc. of Joint Intern. Conf. on Supercomputing in Nuclear Applications & Monte Carlo (SNA&MC2013)* (Paris, France, 27 - 31 Oct. 2013).

**В. Н. Хотяинцев<sup>1\*</sup>, В. И. Гулик<sup>2</sup>, Е. Н. Хотяинцева<sup>3</sup>, А. В. Аксенов<sup>1</sup>, В. Н. Павлович<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

<sup>2</sup> *Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Киев, Украина*

<sup>3</sup> *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

\*Ответственный автор: vkhot@univ.kiev.ua

### **РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СТАЦИОНАРНОЙ ВОЛНЫ ЯДЕРНЫХ ДЕЛЕНИЙ МОНТЕ-КАРЛО КОДОМ SERPENT**

В работе режим стационарной волны ядерных делений моделировался для ряда фиксированных значений мощности при помощи Монте-Карло кода Serpent. Волна распространялась в направлении оси цилиндрической активной зоны длиной 5 м в реакторе на быстрых нейтронах с топливом на основе чистого <sup>238</sup>U. Режим стационарной волны устанавливался спустя некоторое время после инициализации волны в зоне запала и длился достаточно долго, чтобы определить  $k_{эф}$  с высокой точностью. Ранее нами было показано в рамках одногруппового диффузионного описания, что скоростная характеристика реактора на волне ядерных делений является двузначной, а влияние отрицательной температурной обратной связи является лишь количественным для типичных значений параметров. Вид и параметры скоростной характеристики являются критически важными для выбора реалистического дизайна реактора, поскольку состояния нижней ветви являются неустойчивыми и не отвечают реальным волнам в саморегулируемом реакторе, таком как реактор CANDLE, в частности. В этой работе по результатам моделирования кодом Serpent (без учета влияния температурной обратной связи) рассчитана скоростная характеристика реактора как зависимость скорости стационарной волны ядерных делений от эффективного коэффициента размножения нейтронов. Показано, что одногрупповая диффузионная теория правильно описывает вид полученной скоростной характеристики.

*Ключевые слова:* волна ядерных делений, реактор на волне ядерных делений, устойчивость, CANDLE, Serpent.

**V. M. Khotyayintsev<sup>1\*</sup>, V. I. Gulik<sup>2</sup>, O. M. Khotyayintseva<sup>3</sup>, A. V. Aksonov<sup>1</sup>, V. M. Pavlovych<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *National Taras Shevchenko University, Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup> *Institute for Nuclear Safety Problems, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

<sup>3</sup> *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

\*Corresponding author: vkhot@univ.kiev.ua

### **MONTE CARLO CODE SERPENT CALCULATION OF THE PARAMETERS OF THE STATIONARY NUCLEAR FISSION WAVE**

In this work, propagation of the stationary nuclear fission wave was simulated for series of fixed power values using Monte Carlo code Serpent. The wave moved in the axial direction in 5 m long cylindrical core of fast reactor with pure <sup>238</sup>U raw fuel. Stationary wave mode arises some period later after the wave ignition and lasts sufficiently long to determine  $k_{ef}$  with high enough accuracy. The velocity characteristic of the reactor was determined as the dependence of the wave velocity on the neutron multiplication factor. As we have recently shown within a one-group diffusion description, the velocity characteristic is two-valued due to the effect of concentration mechanisms, while thermal feedback affects it only quantitatively. The shape and parameters of the velocity characteristic critically affect feasibility of the reactor design since stationary wave solutions of the lower branch are unstable and do not correspond to any real waves in self-regulated reactor, like CANDLE. In this work calculations were performed without taking into account thermal feedback. They confirm that theoretical dependence correctly describes the shape of the velocity characteristic calculated using the results of the Serpent modeling.

*Keywords:* nuclear fission wave, breed-and-burn reactor, traveling wave reactor, CANDLE, Serpent.

#### **REFERENCES**

1. H. Sekimoto, K. Ryu, Y. Yoshimura. CANDLE: The New Burnup Strategy. *Nuclear Science and Engineering* 139 (2001) 306.
2. H. Sekimoto, N. Nakayama. Power level control of CANDLE reactor without control rods. *Annals of Nuclear Energy* 63 (2014) 427.
3. P. Hejzlar et. al. Traveling Wave Reactor Development Program Overview. *Nuclear Engineering and*



- Technology 45(6) (2013) 731.
4. J. Gilleland, R. Petroski, K. Weaver. The Traveling Wave Reactor: Design and Development. *Engineering 2* (2016) 88.
  5. M. Zheng et. al. Study of Traveling Wave Reactor (TWR) and CANDLE Strategy: A Review Work. *Progress in Nuclear Energy 71* (2014) 195.
  6. L.P. Feoktistov. The neutron-fission wave. *Doklady Akademii nauk SSSR* 309 (1989) 864. (Rus)
  7. V. M. Pavlovich, V. M. Khotyayintsev, O. M. Khotyayintseva. Nuclear burning wave reactor: wave parameter control. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 11(1) (2010) 49. (Ukr)
  8. D. Hartanto, Y.H. Kim. A compact breed and burn fast reactor using spent nuclear fuel blanket. *PHYSOR 2012 – Advances in Reactor Physics – Linking Research, Industry, and Education* (Knoxville, Tennessee, USA, April 15 - 20, 2012). *CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL* (2012).
  9. H. Van Dam. Self-stabilizing criticality waves. *Annals of Nuclear Energy 27* (2000) 1505.
  10. X.-N. Chen, W. Maschek. Transverse buckling effects on solitary burn-up waves. *Annals of Nuclear Energy 32* (2005) 1377.
  11. S. Fomin et al. Initiation and propagation of nuclear burning wave in fast reactor. *Progress in Nuclear Energy 50* (2008) 163.
  12. B. Gaveau et al. Hybrid soliton nuclear reactors: A model and simulation (encapsulated long living accelerator driven system). *Nuclear Engineering and Design 235* (2005) 1665.
  13. A.G. Osborne, M.R. Deinert. Comparison of neutron diffusion and Monte Carlo simulations of a fission wave. *Annals of Nuclear Energy 62* (2013) 269.
  14. R. Shrestha, Rizwan Uddin. Modeling space–time evolution of flux in a traveling wave reactor. *Annals of Nuclear Energy 70* (2014) 90.
  15. S. Qvist. Safety and Core Design of Large Liquid-Metal Cooled Fast Breeder Reactors. Ph.D thesis (University of California, Berkeley, USA, 2013).
  16. V.M. Khotyayintsev, V.M. Pavlovych, O.M. Khotyayintseva. Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms. In: *PHYSOR 2010, on CD-ROM*.
  17. O. M. Khotyayintseva, V. M. Khotyayintsev, V. M. Pavlovich. Temperature feedback effect to stationary wave of nuclear fusion. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 15(1) (2014) 26. (Rus)
  18. O. M. Khotyayintseva et al. Study of the stability of the stationary wave of nuclear fissions. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 15(3) (2014) 253. (Rus)
  19. V.M. Khotyayintsev et al. Velocity characteristic and stability of wave solutions for a CANDLE reactor with thermal feedback. *Annals of Nuclear Energy 85* (2015) 337.
  20. O. M. Khotyayintseva, V. M. Khotyayintsev, V. M. Pavlovich. Reactivity in the theory of the stationary nuclear fission wave. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 17(2) (2016) 157. (Ukr)
  21. A.E. Walter, A.B. Reynolds. *Fast Breeder Reactors* (New York: Pergamon Press, 1981) 853 p.
  22. J. Leppanen. SERPENT Monte Carlo reactor physics code. In: *Proc. of the Twentieth Symposium of Atomic Energy Research*. (2010) p. 790.
  23. V. Gulik, V. Pavlovych, A.H. Tkaczyk. Using SERPENT Monte Carlo and Burnup code to model Traveling Wave Reactors (TWR). In: *Proc. of Joint Intern. Conf. on Supercomputing in Nuclear Applications & Monte Carlo (SNA&MC2013)* (Paris, France, 27 - 31 Oct. 2013).

Надійшла 15.06.2017

Received 15.06.2017