

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова

праця на правах рукопису

**Маловиця Максим Сергійович**

УДК 621.039.[515+514.45+526]

**ДИСЕРТАЦІЯ**

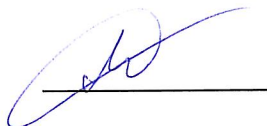
**«КЕРУВАННЯ ПОТУЖНІСТЮ ПЕРСПЕКТИВНОГО ШВИДКОГО  
РЕАКТОРА, ЩО ПРАЦЮЄ В САМОПІДТРИМНОМУ РЕЖИМІ  
ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ»**

Спеціальність 105 – «Прикладна фізика та наноматеріали»

(Галузь знань 10 – «Природничі науки»)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.



М. С. Маловиця

Науковий керівник: Фомін Сергій Петрович, кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

*Усі примірники дисертації ідентичні за змістом.*

*Голова спеціалізованої вченої ради  
ДФ СЧ. 051. 014*

*Валентин  
РАЗУРИК*

## АНОТАЦІЯ

Маловиця М. С. Керування потужністю перспективного швидкого реактора, що працює в самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – Прикладна фізика та наноматеріали (галузь знань 10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

Дисертація присвячена теоретичному дослідженню можливості керування потужністю перспективного швидкого реактора, що працює в самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння (ХЯГ), за допомогою зміни ефективності радіального відбивача нейтронів. Дослідження проводилося шляхом моделювання розповсюдження хвилі ядерного горіння вздовж аксіального напрямку циліндричного реактора з металевим паливом U-Pu циклу та Pb-Bi евтектичним стопом у якості теплоносія та радіального відбивача нейтронів. Для моделювання нейтрон-ядерних процесів у такому реакторі використовувався детерміністський підхід, заснований на числовому розв'язанні задачі транспорту нейтронів у мультиплікуючому середовищі, ізотопний склад якого безперервно змінюється самоузгодженим способом за рахунок ядерних перетворень згідно з відповідними рівняннями вигорання паливних нуклідів. Математична модель містила у собі систему нестационарних нелінійних рівнянь дифузії нейтронів у реакторному середовищі, рівнянь вигорання компонентів палива та рівнянь ядерної кінетики для попередників запізнених нейтронів з використанням багатогрупових ядерних констант (наближення 26 енергетичних груп) для урахування залежності відповідних перерізів від енергії нейтронів.

Числові розрахунки проводилися за допомогою суттєво оновленого комплексу комп'ютерних програм FANTENS-2D, який був розроблений в ННЦ ХФТІ для моделювання нестационарних процесів у ядерних системах.

Виконане в ході дисертаційної роботи удосконалення програмного комплексу FANTENS-2D стосувалось оптимізації розрахункової моделі та використання багатозонності в моделі гомогенного реактора для адекватного моделювання наявності радіального відбивача нейтронів змінної ефективності. Були також створені програми для аналізу та візуалізації здобутих даних.

У *першому розділі* проведено огляд наукових публікацій, присвячених дослідженню явища ХЯГ. Здобуті в цих роботах результати при використанні різних теоретичних підходів та розрахункових методів підтверджують можливість існування хвилі ядерного горіння, причому для різних типів та конфігурацій реакторів. У цих роботах вивчаються умови існування та основні характеристики ХЯГ.

Проведено порівняльний аналіз різних теоретичних підходів та розрахункових методів, які використовуються в цих роботах для опису явища ХЯГ. У цілому, ці підходи можна поділити на три основні групи. Перша і друга групи ґрунтуються на детерміністському підході, який полягає у написанні відповідних рівнянь, однак відрізняються між собою методами їхнього розв'язання: аналітичні або числові. Перевага аналітичних розв'язань полягає в тому, що вони дають змогу безпосередньо знаходити функціональні залежності характеристик ХЯГ від основних параметрів системи, однак, для аналітичного розв'язання системи нелінійних нестационарних диференціальних рівнянь у частинних похідних, які описують поведінку ХЯГ, доводиться робити суттєві спрощення розглядуваної реакторної системи й самих рівнянь, що може поставити під сумнів відповідність здобутих результатів до реальної ситуації. Використання числових методів для розв'язання задачі з використанням комп'ютерів дає змогу суттєво наблизитись до опису реальних реакторних систем, однак аналіз впливу різних факторів на поведінку такої системи при цьому стає більш складним.

Третій підхід, який також активно використовується для дослідження явища ХЯГ, полягає у комп'ютерному моделюванні процесів у такому реакторі на основі методу Монте Карло. Це дає змогу максимально наблизити

досліджувану модель реактора до реальності, але при цьому потребує великих розрахункових ресурсів, що пов'язано з потребою набору великої статистики для знаходження бажаної точності розрахунків, особливо коли йдеться про моделювання нестационарних процесів у реакторі з ХЯГ.

На основі проведеного аналізу зроблено вибір теоретичного підходу, який є найбільш придатним для розв'язання поставлених у дисертації задач, а саме детерміністський підхід, оснований на числовому розв'язанні рівнянь транспорту нейтронів одночасно з системою рівнянь вигорання палива та ядерної кінетики запізнених нейтронів.

У *другому розділі* дисертаційної роботи детально описані математичні моделі, які використовувалися при розрахунках розповсюдження ХЯГ.

По-перше, це розрахункова модель, яка використовувалася для оптимізації складу зони запалу для плавного запуску реактора та започаткування ХЯГ. Ці розрахунки проводилися з використанням концепції радіального баклінгу (геометричного фактора), яке дає змогу понизити просторову розмірність рівнянь з двовимірної до одновимірної за допомогою наближення розділу змінних. Це дало змогу суттєво скоротити час комп'ютерних розрахунків при аналізі великої кількості розглянутих варіантів композиції та структури зони запалу реактора з ХЯГ і знайти оптимальний варіант, при якому започаткування режиму ХЯГ проходить без надмірного зростання потужності реактора та значних її варіацій.

Далі описана двовимірна математична модель ядерного реактора, яка використовувалася для отримання основних результатів дисертаційної роботи, а саме з'ясування можливості керування потужністю реактора в режимі ХЯГ за допомогою радіального відбивача нейтронів змінної ефективності. В основі моделі лежить система з нестационарних дифузійних рівнянь переносу нейтронів у багатогруповому наближенні (26 енергетичних груп), а також відповідних рівнянь вигорання компонентів палива та рівнянь ядерної кінетики для попередників запізнених нейтронів.

Детально описані числові методи, що використовувалися для розв'язання цієї системи рівнянь. Ці числові розрахунки ґрунтуються на використанні консервативного методу скінченних різниць з використанням неявної різницевої процедури Кранка–Ніколсона, яка є симетричною за часом, характеризується безумовною стійкістю при будь-якому співвідношенні між просторовими і часовими кроками, і є єдиною неявною схемою, що має апроксимацію другого порядку точності. Нейтронний потік розраховувався шляхом послідовних наближень, у яких його значення на новому часовому шарі визначалося за допомогою ітераційної процедури.

У *третьому розділі* описуються структура та принципи роботи комп'ютерних програм, які використовувалися для проведення числових розрахунків, та програм, які застосовувалися для аналізу і візуалізації здобутих даних. Числові розрахунки та комп'ютерне моделювання становили важливу частину дисертаційної роботи при дослідженні особливостей режиму ХЯГ.

При роботі з числовими розрахунками важливими та суттєво пов'язаними між собою параметрами є точність та час виконання розрахунків. У цьому розділі описується процедура вибору змінного часового кроку у схемі розрахунків для оптимізації часових затрат при комп'ютерному моделюванні процесів у реакторі з ХЯГ з бажаною точністю.

Для зручного аналізу результатів розрахунків була розроблена система обробки та візуалізації здобутих даних. Ця система дає змогу з мінімальною кількістю вхідних параметрів автоматично створювати графічне «он-лайн» уявлення просторової та часової еволюції параметрів хвилі ядерного горіння у зручному для аналізу вигляді.

У *четвертому розділі* наведені результати дослідження можливості оптимізації складу зони запалу для плавного запуску реактора та запобігання надмірного зростання потужності при започаткуванні ХЯГ у порівнянні з її рівнем у сталому режимі розповсюдження, що пов'язане з відсутністю значної кількості продуктів поділу на стадії започаткування режиму ХЯГ. Крім того,

розглядалась оптимізація зони запалу з погляду зменшення початкової кількості у цій зоні нуклідів, що поділяються (плутонію), за рахунок одночасної ініціалізації двох ХЯГ, які розповсюджуються у протилежних аксіальних напрямках циліндричного реактора від спільної зони запалу, розташованої у його середині.

Результати цих розрахунків, що проводилися з використанням концепції радіального баклінгу, дали змогу визначити оптимальний склад та структуру зони запалу реактора, яка забезпечує плавний вихід реактора на стаціонарний самопідтримний режим ХЯГ, уникаючи значного зростання енерговиділення, що спостерігається при використанні спрощеної зони запалу. Проведено порівняння кількості речовини, що поділяється, необхідної для запуску реактора, при двох варіантах розташування зони запалу: торцевої та центральної.

У *п'ятому розділі* наведені результати розрахунків, що складають головну частину результатів, здобутих протягом виконання дисертаційної роботи. Ці результати були здобуті за допомогою удосконалених розрахункових алгоритмів та комп'ютерних програм, що надали можливість адекватного включення радіального відбивача нейтронів до двовимірної моделі багатозонного гомогенного циліндричного реактора, і які детально описані у розділах 2 і 3 дисертації.

На основі знайдених в цьому розділі результатів числових розрахунків проводився аналіз впливу ефективності радіального відбивача нейтронів на розповсюдження ХЯГ. Ефективність радіального відбивача нейтронів у цих розрахунках змінювалась шляхом зміни його товщини, або за рахунок додавання до його складу поглинача нейтронів.

Результати проведених розрахунків для різних значень товщини радіального відбивача нейтронів свідчать про принципову можливість керування потужністю реактора з ХЯГ шляхом зміни ефективності відбивача без втручання в рухому активну зону такого реактора.

На основі проведеного дослідження знайдено критичне мінімальне значення товщини відбивача нейтронів, нижче якого розповсюдження хвилі ядерного горіння стає неможливим у реакторі з фіксованим радіусом активної зони. При заданому радіусі активної зони – 112 см, здобуте значення критичної товщини відбивача нейтронів, який складався на 90 % з Pb-Bi евтектичного стопу та на 10 % з конструкційного матеріалу (Fe), становило приблизно 51.5 см. При цьому спостерігався ефект «насичення» потужності реактора при збільшенні товщини відбивача нейтронів. Знайдено двовимірний розподіл оптимізованої зони запалу, яка забезпечує плавний запуск реактора, при запуску з середини.

Спеціальне дослідження стосувалось з'ясування можливості керування потужністю реактора, що працює в режимі ХЯГ, безпосередньо під час його роботи шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів, за рахунок введення до його складу танталового поглинача нейтронів.

Були розглянуті різні варіанти зміни потужності: як її зменшення (тобто перехід на понижений рівень), так і збільшення (перехід на підвищений рівень потужності). Проведене дослідження показало, що при підвищенні потужності швидкість її зміни виявляється значно меншою ніж при зменшенні, що пов'язано з принциповою особливістю реактора з ХЯГ, а саме відсутністю запасу реактивності в кожний момент часу при сталому режимі розповсюдження ХЯГ. Це накладає певні обмеження на темп змінення потужності реактора, особливо при її підвищенні.

За використання пропорційно-диференціального алгоритму керування було розроблено спеціальний алгоритм введення та виведення до зони відбивача танталового поглинача нейтронів, що забезпечувало ефективну та плавну зміну потужності реактора.

*Наукова новизна* виконаної роботи полягає в тому, що вперше показана можливість керування потужністю швидкого реактора, який працює у самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння, шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів без втручання в активну зону реактора. На

основі числового розв'язання нестационарної задачі з використанням удосконаленої математичної моделі досліджено перехідні процеси у такому реакторі при пониженні та підвищенні його потужності, а також стійкість режиму ХЯГ при цих процесах. Розроблено пропорційно-диференціальний алгоритм керування потужністю швидкого реактора у режимі ХЯГ, що забезпечує плавність змін потужності, уникаючи можливих її осциляцій. Запропоновано оптимальний склад та структуру зони запалу, а також сценарій плавного запуску швидкого реактора з паливом U-Pu циклу, що дає змогу запобігти надмірному зростанню та варіаціям потужності цього реактора при започаткуванні режиму хвилі ядерного горіння.

**Ключові слова:** хвиля ядерного горіння, швидкий реактор, керування потужністю реактора, відбивач нейтронів, детерміністський підхід, багатогрупове наближення, числові розрахунки.

## ABSTRACT

Malovytsia M. S. Power control of the perspective fast reactor that works in the self-sustained nuclear burning wave mode. Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy degree in Natural Sciences, Speciality 105 – Applied Physics and Nanomaterials. – V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The thesis deals with the theoretical study of the possibility of the power control of the perspective fast reactor that works in the self-sustained mode of the nuclear burning wave (NBW). In our study the power is controlled by means of the radial neutron reflector. The study was conducted by simulating the nuclear burning wave propagation along the axial direction of the cylindrical reactor with U-Pu fuel cycle and Pb-Bi eutectics as coolant and radial neutron reflector. The deterministic approach based on the numerical solution of the problem of the neutron transport in the multiplication medium, with constantly changing isotope composition, was used for simulation of the nucleus-neutron processes in such reactor. The isotope composition is changing self-consistently due to the nuclear transmutations, according to the corresponding equations of the fuel elements burnup. The mathematical model consisted of the set of non-stationary non-linear diffusion of neutrons in reactor medium equations, the fuel elements burnup equations and the nuclear kinetics of the delayed neutron precursor equations while using multigroup nuclear constants (26 energy group approximation) to account for energy dependence of the according cross-sections.

The numerical calculations were conducted with the help of essentially upgraded complex of the computer programs FANTENS-2D, which was developed in NSC KIPT for the modeling of the non-stationary processes in the nuclear systems. The purpose of the upgrade of the program complex FANTENS-2D performed in the scope of the thesis was to optimize the calculation scheme and to add in the homogeneous model the possibility of multizone calculations for adequate

simulation of the radial neutron reflector with changing efficiency. Additionally, the programs for acquired data analysis and visualization were developed.

*In the first section* the review of the scientific publications concerning nuclear burning wave study was performed. Results acquired in those works, using different theoretical approaches and calculation methods, confirm the feasibility the nuclear burning wave existence for different reactor types and configurations. The criteria of existence and main parameters of the nuclear burning wave are studied in these works.

The comparative analysis of different theoretical approaches and calculation methods, used in those works for NBW description, is performed. In general, these approaches can be divided into the three main groups. First and second groups are based on the deterministic approach, which consists in writing corresponding equations, however they differ in the methods of their solution: analytical or numerical. The advantage of the analytical solutions is the possibility of finding direct functional dependences of the NBW characteristics on the main system parameters. However, for the analytical solution of the set of non-linear non-stationary differential equations in the partial derivatives, which describe NBW behavior, essential simplifications, which can put under doubt the correspondence of the acquired results to the real situation, of the considered reactor system and equations are required. Using the numerical methods on the computers for the problem solving helps in getting closer to the real reactor systems description, however the analysis of influence of different factors on such system becomes more cumbersome.

The third approach, which is actively used for the NBW study, consists in computer Monte Carlo simulations of the processes in such a reactor. This allows to bring the considered model as close as possible to the reality, however it requires extensive computational resources that are needed to acquire large statistic sample for getting the sufficient calculation precision, especially when the simulation of non-stationary processes of NBW reactor is concerned.

The theoretical approach which is most suitable for solving tasks set in the thesis was selected based on the performed analysis. The approach is deterministic and based on numerically solving the set of neutron transport equations along with the fuel elements burnup equations and the nuclear kinetics of the delayed neutron precursor equations.

*In the second section* of the thesis the mathematical models, used for the NBW calculations, are described.

The first part deals with the calculation model used for the ignition zone composition optimization that will provide smooth reactor startup and the initialization of the NBW. These calculations were performed using radial buckling (geometrical factor) conception, which with the help of variable separation approximation allows simplification of the equations from two- to one-dimensional. This allowed to essentially decrease the computer calculation time while analyzing large number of considered variants of composition and structure of the NBW reactor ignition zone and finding the optimized ignition zone variant with which the NBW initiation happens without excessive rise of the power and its considerable variations.

In the second part, the two-dimensional mathematical model of the nuclear reactor used for acquiring main results of the thesis was described, one of which is finding out the possibility to control the reactor's power working in the NBW mode with the help of the radial neutron reflector with changeable efficiency. The model is based on the set of the non-stationary diffusion neutron transport equations in the multigroup approximation (26 energy groups) along with the fuel elements burnup equations and the nuclear kinetics of the delayed neutron precursor equations.

The numerical methods used to solve such set of equations are described in detail. These numerical calculation schemes are based on the use of conservative finite difference method with Crank-Nicolson implicit difference procedure. This procedure is symmetrical in time and characterized by unconditional stability under any space-time ratios and it is sole implicit scheme, which has approximation of the second order of precision. The neutron flux was calculated by means of consecutive

approximations, in which the value on the next time layer was calculated with the help of iteration procedure.

*In the third section* the principles and the structure of computer programs, used for numerical calculations, and the programs used for analysis and visualization of acquired data are described. While studying NBW specifics, the numerical calculations and computer simulation constituted the important part of the dissertation.

While working with the numerical calculations the important and strongly connected between themselves parameters are precision and calculation time. In this section the procedure of the time step of the calculation scheme that optimizes time consumption, while the NBW reactor is being simulated with preferable precision, is being described.

The system for data processing and visualization was developed for convenient analysis of calculation results. This system, with the help of minimum number of input parameters, allows automatic creation of the graphical «on-line» representation of spatial and temporal evolution of the NBW parameters in analysis-wise form.

*In the fourth section* the results of the study of the possibility of the ignition zone optimization for the smooth reactor startup and reduction of the excessive, compared to the power in the stationary propagation mode, rise of power during NBW initialization are presented. The excessive rise of reactor's power is caused by the absence of the fission products during the stage of the NBW initiation. Furthermore, the optimization of the ignition zone in terms of decreasing initial quantity of the fissile nuclides (plutonium) in the ignition zone was considered to be achieved by simultaneous initialization of two NBW, that propagate in opposite axial directions from common ignition zone placed at the center of cylindrical reactor.

The results, obtained with the help of buckling approximation, allowed to determine optimal structure and composition of the reactor's ignition zone. This optimization provides smooth transition of the reactor to the stationary

self-sustaining NBW mode, while keeps off the excessive energy release, which observed with the simplified ignition zone. The comparison between quantity of fissile material required for reactor startup for the two variants of ignition zone placement (in the middle and at the cylinder's end) was made.

*In the fifth section* the main calculation results obtained during the dissertation study are presented. These results are acquired with the help of improved calculation algorithms and computer programs that had allowed possibility of adequate inclusion of radial neutron reflector in the two-dimensional mode of multizone homogeneous cylindrical reactor. The algorithms and programs are in detail described in sections 2 and 3.

From the main results of numerical calculations obtained in this section, the influence of the efficiency of the radial neutron reflector on the NBW propagation was analyzed. In those calculations the efficiency of the radial neutron reflector was changed by means of changing its thickness or by addition of neutron absorber to its composition.

The calculation results for different radial neutron reflector thicknesses leads to conclusion of principle possibility of NBW reactor power control by the way of changing neutron efficiency without interfering into the active zone of the reactor.

From the conducted study the minimal critical value of the radial neutron reflector was found. Below that critical value the nuclear burning wave propagation becomes impossible for the reactor with fixed radius of active zone. The critical thickness of neutron reflector, which was composed of 90 % of the Pb-Bi eutectics and 10 % of the construction material (Fe), for the given active zone radius of 112 cm is approximately 51.5 cm. Furthermore, the «saturation» effect of the reactor's power with increasing reflector thickness was also observed. The two-dimensional distributions of the optimized ignition zone that provides smooth reactor startup with the start from the middle, was found.

The special study concerned assessing the possibility of NBW reactor's power control directly during its operation by means of changing the efficiency of radial

neutron reflector by introducing the tantalum neutron absorber into the reflector, was studied.

Different variants of power change: as its decrease (i.e. transition to the lower power level), as well as its increase (transition to the higher level) were considered. The conducted research showed that with the increase of power the speed of change of power is much lower than in the case of power decrease, which is due to the principal feature of the NBW reactor that is absence of the reactivity margin during the steady-state NBW propagation at each moment of time. This puts some restrictions on the speed of reactor's power change, especially in the case of power increase.

The special algorithm for injecting/ejecting of the tantalum neutron absorber into/from the neutron reflector zone was developed with the help of proportional-differential control algorithm, this has provided effective and smooth change of power.

*The scientific novelty* of performed study consists in a fact that for the first time the possibility of the fast reactor power control that works in the self-sustained mode of the nuclear burning wave by the way of changing the radial neutron efficiency without interfering into the active zone was demonstrated. Based on the numerical solving of the non-stationary problem with the use of modified mathematical model the transient processes in such reactor during the decreasing and increasing of the power as well as stability of the NBW mode were studied. The proportional-differential algorithm of the NBW fast reactor power control, which ensures smooth power change and prevents its possible oscillations, was developed. The optimized composition and structure of the ignition zone as well as smooth startup scenario of the fast reactor with the U-Pu fuel cycle, which allows to prevent excessive rise and variations of the reactor's power during the NBW initialization, was proposed.

**Key words:** nuclear burning wave, fast reactor, reactor power control, neutron reflector, deterministic approach, multigroup approximation, numerical calculations.

**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**  
**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати**  
**дисертації**

*Публікації у наукових фахових виданнях України, які входять до міжнародних наукометричних баз:*

1. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Optimization of ignition zone of advanced fast reactor, working in nuclear burning wave mode // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2019. No. 3 (121). P. 80–85. (Scopus, WoS).

*(Особистий внесок здобувача: удосконалення математичної моделі та комп'ютерної програми числових розрахунків для оптимізації зони запалу, проведення розрахунків та отримання результатів, їх аналіз. Участь у написанні тексту статті).*

2. Malovytsia M. S., Fomin A. S., Fomin S. P. Nuclear burning wave concept and theoretical approaches for its description // East European Journal of Physics. 2020. No. 3. P. 62–72. (Scopus, WoS).

*(Особистий внесок здобувача: аналіз наукової літератури за темою обзору, написання статті).*

*Публікація у періодичному науковому виданні іншої держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку (видання входить до міжнародних наукометричних баз):*

3. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Influence of the radial neutron reflector efficiency on the power of fast nuclear-burning-wave reactor // Annals of Nuclear Energy. 2020. Vol. 148. Art. 107699. DOI: 10.1016/j.anucene.2020.107699 (Scopus, WoS, Сполучене Королівство Великої Британії та Північної Ірландії).

*(Особистий внесок здобувача: удосконалення математичної моделі та комп'ютерної програми для адекватного врахування наявності радіального відбивача нейтронів шляхом впровадження багатозонної двовимірної моделі ШР, пошук оптимізованої зони запалу, розробка*

*пропорційно-диференціального алгоритму керування потужністю ШР, отримання результатів та їх аналіз. Підготовка графічного матеріалу та участь у написанні тексту статті).*

### **Наукові праці апробаційного характеру**

4. Маловиця М. С. Концепція реактору на швидких нейтронах з рухомих відбивачем // Актуальні проблеми сучасної фізики : Студентська наукова конференція з прикладної фізики, 25 листопада 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 36–37.

5. Маловиця М. С., Пилипенко В. В., Фомин А. С., Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Оптимизация зоны запала реактора бегущей волны // Ядерно-физические методы в области атомной энергетики, промышленности и медицины : XVI Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 20–23 марта 2018 г. : тез. докл. Харьков, 2018. С. 48.

6. Маловиця М. С., Пилипенко В. В., Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Управление мощностью реактора бегущей волны с помощью радиального рефлектора нейтронов // Ядерно-физические методы в области атомной энергетики, промышленности и медицины : XVII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 26–29 марта 2019 г. : тез. докл. Харьков, 2019. С. 53.

7. Маловиця М. С., Фомин С. П., Вплив товщини рефлектора нейтронів на потужність реактора, що працює в режимі хвилі ядерного горіння // Проблеми сучасної ядерної енергетики : XV Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених та фахівців, 13–15 листопада 2019 р. : тези доп. Харків, 2019. С. 27.

8. Маловиця М. С., Кирдин А. И., Пилипенко В. В., Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Управление мощностью реактора бегущей волны путём изменения эффективности отражателя нейтронов // Ядерно-физические методы в области атомной энергетики, промышленности и медицины : XVIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 24–27 марта 2020 г. : тез. докл. Харьков, 2020. С. 94.

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	19
РОЗДІЛ 1. КОНЦЕПЦІЯ ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ (ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ).....	30
1.1 Теоретичні дослідження Л. П. Феоктістова.....	31
1.2 Розрахунки В. Я. Голдіна та Д. Ю. Аністратова .....	35
1.3 Хвиля повільного ядерного горіння Е. Теллера.....	36
1.4 Нова стратегія вигоряння CANDLES X. Секімото.....	37
1.5 Теоретичні розрахунки Хьюго ван Дама.....	39
1.6 Дослідження перехідних процесів у реакторі з ХЯГ у роботах С. П. Фоміна зі співавторами .....	40
1.7 Дослідження стійкості ХЯГ В. М. Хотяїнцева зі співавторами.....	42
1.8 Роботи групи Ю. Я. Лелеко – В. В. Ганн – А. В. Ганн.....	44
1.9 Пілотний проєкт реактора TerraPower-1.....	46
Висновки до розділу 1.....	47
РОЗДІЛ 2. МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РЕАКТОРА З ХЯГ.....	49
2.1 Концепція радіального баклінгу.....	52
2.1.1 Схема числових розрахунків .....	55
2.2 Двовимірна модель циліндричного реактора.....	55
2.2.1 Схема числових розрахунків .....	58
2.3 Зміна компонентного складу палива.....	63
2.4 Рівняння для попередників запізнених нейтронів.....	65
Висновки до розділу 2.....	66
РОЗДІЛ 3. ОПИС КОМПЛЕКСУ КОМП'ЮТЕРНИХ ПРОГРАМ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ У ШР З ХЯГ .....	67
3.1 Програма FANTENS-2D .....	70
3.1.1 Підготовка початкових розподілів нуклідів та визначення макроперерізів.....	70
3.1.2 Задача на критичні параметри системи .....	71

	18
3.1.3 Моделювання еволюції хвилі ядерного горіння .....	72
3.2 Тестування програмного комплексу .....	75
3.3 Програми для візуалізації отриманих результатів.....	76
Висновки до розділу 3.....	80
РОЗДІЛ 4. ОПТИМІЗАЦІЯ ЗОНИ ЗАПАЛУ ТА ПОШУК СЦЕНАРІЮ ПЛАВНОГО ЗАПУСКУ РЕАКТОРА З ХЯГ .....	81
Висновки до розділу 4.....	90
РОЗДІЛ 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ЕФЕКТИВНОСТІ РАДІАЛЬНОГО ВІДБИВАЧА НЕЙТРОНІВ НА ПАРАМЕТРИ ХЯГ.....	92
5.1 Оптимізація зони запалу в двовимірній моделі реактора .....	95
5.2 Спектральні характеристики нейтронного потоку .....	100
5.3 Залежність потужності реактора від товщини радіального відбивача нейтронів.....	102
5.4 Керування потужністю ШР з ХЯГ.....	109
5.4.1 Пошук параметрів ШР з ХЯГ із заданим рівнем потужності.....	110
5.4.2 Пропорційно-диференційний метод керування потужністю реактора.....	113
5.4.3. Керування потужністю реактора під час його роботи.....	115
Висновки до розділу 5.....	121
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ .....	125
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	129
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	138

## ВСТУП

**Актуальність теми дослідження.** Зростання населення Землі та світової економіки разом з урбанізацією у найближчому майбутньому може призвести до значного збільшення у споживанні енергії. Організація Об'єднаних Націй прогнозує збільшення населення Землі з 7.6 мільярдів у 2017 році до 9.7 мільярдів у 2050. Окрім чисельного збільшення населення планети, очевидним є прагнення людей до підвищення комфортності життя. Загальним показником «якості життя» є середня тривалість життя людини. Спостерігається прямий зв'язок між цим показником і споживанням енергії на душу населення у різних країнах.

Протягом останніх років збільшення попиту на електроенергію випереджає збільшення попиту на загальну енергію. Збільшення електрифікації кінцевих видів споживання енергії, таких як промисловість, транспорт, обігрів або охолодження приміщень, інформаційно-комунікаційні системи та інше, – ключові фактори збільшення потреби електроенергії. Кількість людей у світі, які не мають доступу до електроенергії, стрімко зменшується і складає зараз менше одного мільярда. Проте, незважаючи на цей прогрес, більше 11 % світового населення ще не має повного доступу до електроенергії (більше всього у сільській місцевості).

Окрім необхідності задоволення зростаючої потреби в енергії за умов зменшення викиду парникових газів, важливою проблемою є боротьба за чисте повітря. За оцінками ВОЗ, кожного року від забруднення повітря передчасно помирає близько семи мільйонів людей. Основними джерелами дрібних забруднюючих часток в запилених зонах є виробництво енергії та забруднення приміщень, яких можливо уникнути при використанні електроенергії.

Задоволення швидко зростаючої потреби у електроенергії на фоні нагальної потреби у зменшенні шкідливих викидів парникових газів в

атмосферу з метою запобігання катастрофічним кліматичним змінам на планеті є достатньо складною, але вкрай актуальною проблемою. Для вирішення цієї проблеми необхідно здійснити перехід від «вогневої» енергетики, яка основана на спалюванні вугілля, нафти та газу, і складає на сьогодні більш 80 % виробництва енергії, до широкомасштабного використання так званих відновлювальних джерел, до яких відносяться вітрова, сонячна, термальна та деякі інші, які вважаються відносно «чистими».

Дослідження неодноразово доводили, що ядерна енергетика є стабільним джерелом енергії з одним з найнижчих рівнів на одиницю виробленої енергії, при розрахунку за весь час будівництва та експлуатації електростанції. Атомні електростанції (АЕС) є другим за сумарною потужністю джерелом низьковуглецевої енергії в світі після гідроелектростанцій, і в 2018 році їх внесок складав 30 % від всієї енергії, виробленої електростанціями з низьким рівнем викидів вуглецевих сполучень [1].

У великій кількості звітів провідних організацій у сфері енергетики про майбутнє виробництва енергії пропонується розширення ролі ядерної енергетики та інших низьковуглецевих джерел виробництва електроенергії, для створення стабільної роботи майбутніх енергетичних систем. У липні 2019 року Міжнародне Агентство з Енергетики опублікувало звіт «Nuclear Power in a Clean Energy System» [1], у якому говорилося, що недостатнє інвестування у розвиток ядерної енергетики призведе до ускладнення та збільшення вартості переходу до більш чистих енергетичних систем.

В Україні ядерна енергетика відіграє важливу роль у виробництві електроенергії – вона складає приблизно 60 % від виробленої електроенергії. Це зменшує вартість електроенергії для населення та промисловості і робить нашу країну більш незалежною від зовнішніх поставок таких видів палива як газ, нафта та вугілля. Наразі, на АЕС України використовуються реактори на теплових нейтронах, для роботи яких необхідне збагачене ураном-235 паливо, що постачається із закордону, головним чином з Росії. Туди ж відправляється

на переробку відпрацьоване ядерне паливо (ВЯП) після певної витримки на АЕС. Після переробки ВЯП та виділення радіоактивних відходів, їх необхідно певний час зберігати у спеціальних сховищах у зв'язку із залишковою радіацією [2, 3]. Більш ніж 70-річний період використання людством ядерної енергії в мирних цілях, і, на жаль, не тільки, призвів до суттєвого зменшення земних запасів ізотопу урану-235. Як відомо, у природному урані міститься всього 0.7% ізотопу, що поділяється, тобто урану-235, а майже все інше складає уран-238. За оцінками експертів, розвіданих запасів урану з економічно обґрунтованим видобутком буде достатньо для забезпечення паливом світової ядерної енергетики лише на 20–30 років.

Україна володіє відносно багатими родовищами уранової руди, але для виробництва ядерного палива необхідно мати відповідні технології та будувати заводи зі збагачення урану. Для вирішення даної проблеми в цілому в світі потрібен перехід на широке використання реакторів на швидких нейтронах, або швидких реакторів (ШР), які можуть забезпечити розширене напрацювання ізотопів, що поділяються. Йдеться про напрацювання плутонію-239 з урану-238 при використанні уран-плутонієвого паливного циклу або напрацювання урану-233 з торію-232 в торій-урановому циклі. Відзначимо, що природні запаси торію майже на порядок перевищують запаси урану. Таким чином можна вирішити проблему забезпечення людства ядерним паливом на сотні і тисячі років. Це робить ядерну енергетику подібною до відновлювальних джерел енергії.

Потенціал реакторів на швидких нейтронах та замкнутого паливного циклу був високо оцінений ще в 1950-х роках, на початку розвитку ядерної енергетики. При досяжному коефіцієнті бридінгу існуючих ШР – приблизно 1.5 (теоретично – до 2.5), в кінці реакторної кампанії паливні елементи містять в півтора рази більше нуклідів, що поділяються, порівняно до їхньої кількості при запуску реактора. На практиці для оцінки ефективності розширеного відтворення ядерного палива використовується термін «час подвоєння», який для сучасних ШР становить 15–16 років. Однак, для реалізації замкнутого

паливного циклу, коли ядерне паливо напрацьовується у самих реакторах, окрім переходу до широкого використання суттєво більш складної технології ШР, потрібно створити спеціальну індустрію по переробці ВЯП та фабрикації нового ядерного пального.

Аварії на атомних станціях, які сталися у Чорнобилі (1986) та у Фукусімі (2011) привернули увагу всього світу до проблеми безпеки ядерної енергетики та поставили під сумнів важливість її ролі у майбутньому. І хоча багато країн обговорюють доцільність ядерної енергії, існує загальна переконаність, що роль ядерної енергії буде збільшуватись з часом, адже вона має потенціал для вирішення проблем зростаючої потреби у енергії та забруднення навколишнього середовища. Розвиток систем на швидких нейтронах та пов'язаних з ними закритих паливних циклів є важливим кроком для довгострокового розвитку та раціонального використання ядерної енергії. Ядерні реактори на швидких нейтронах, які працюють з закритим паливним циклом, в перспективі, здатні забезпечувати людство ядерною енергією впродовж тисячі років, враховуючі розвідані запаси урану, крім того такі системи здатні зменшити об'єми та термін зберігання існуючих радіоактивних відходів. Але для досягнення повного потенціалу ШР, за якого ядерна енергія буде використовуватися найбільш ефективно, необхідно за допомогою наукових досліджень і розвитку технологій показати, що такий реактор відповідає всім сучасним стандартам безпеки, економічній доцільності, нерозповсюдження матеріалів, що поділяються, довгостроковому сталому розвитку, і забезпечити сприйняття оновленої ядерної енергетики широкою спільнотою.

Одним із варіантів вирішення названих вище проблем сучасної ядерної енергетики могла б стати реалізація концепції перспективного швидкого реактору, в основі якої лежить явище самоорганізації нелінійного режиму повільного «ядерного горіння» у вигляді хвилі, що біжить. Ця концепція була запропонована Л. П. Феоктістовим у 1988 р. [4, 5]. Ідея полягає в спробі

об'єднати напрацювання і вигоряння речовини, що поділяється, в одному реакторі без перезавантаження та переробки палива.

**Обґрунтування вибору теми дослідження.** Найважливіша відмінність реактора з Хвилею Ядерного Горіння (ХЯГ) від традиційних реакторів поділу полягає в тому, що рівень нейтронного потоку, а значить, і теплова потужність реактора з ХЯГ, встановлюється завдяки самоузгодженому характеру процесів вигоряння та напрацювання плутонію. При цьому, у кожний момент часу після виходу на стаціонарний режим ХЯГ, в такому реакторі відсутній запас реактивності, тобто він автоматично знаходиться у ідеальному самопідтримному критичному стані без всякого зовнішнього керування. Нагадаємо, що у традиційних реакторах для підтримки довгострокової роботи необхідно мати певний запас реактивності, який забезпечується надлишком в активній зоні матеріалу, що поділяється, при постійному контролі критичності реактора за допомогою поглинаючих стрижнів. Таким чином, традиційні реактори поділу є суттєво надкритичними системами, і, тому, саморозгін реактора у результаті помилки оператора, або збою у системі керування, є потенційно можливим (прикладом є аварія на ЧАЕС). У реакторі з ХЯГ розвиток неконтрольованої ланцюгової реакції є неможливим завдяки відсутності запасу реактивності, і навіть у випадку важкої аварії зі швидкою втратою теплоносія і пов'язаною з цим появою додатної реактивності (пустотний ефект у ШР), характерний час зміни нейтронного потоку у реакторі з ХЯГ (період реактора) будуть визначатися не запізнілими нейтронами, як у звичайному реакторі, тобто десятки секунд, а періодом напіврозпаду проміжного нукліду непутонію, тобто порядку годин. Ця особливість режиму ХЯГ є основою властивості «внутрішньої безпеки» такого реактора і привертає увагу багатьох дослідницьких груп до цієї концепції.

**Тема дисертаційної роботи** присвячена дослідженню можливості регулювання потужності перспективного ШР, що працює у нелінійному самопідтримному режимі ХЯГ.

Ця задача представляє інтерес з теоретичної точки зору, оскільки у випадку самоузгодженого режиму ХЯГ потужність реактора є «внутрішнім параметром системи», а дія особливого механізму зворотного зв'язку за реактивністю, який притаманний режиму ХЯГ, буде протидіяти будь-якому зовнішньому втручанню [6]. До того ж, за відсутності запасу реактивності, можливість переходу з нижчого рівня потужності до більш високого є нетривіальною задачею і потребує спеціального дослідження.

З практичної точки зору, можливість тимчасового переходу на режим пониженої потужності, порівняно з її номінальним значенням (аж до повної зупинки реактора) з можливістю подальшого повернення до його номінальної потужності з відновленням усіх параметрів є важливою вимогою до майбутніх реакторних систем, маючи на увазі необхідність регулювання потужності у загальних енергетичних мережах в умовах широкого використання таких відновлювальних джерел електроенергії, як вітрова та сонячна, що мають суттєву залежність від погодних умов. Втілення такої можливості при застосуванні теперішніх АЕС на теплових нейтронах є досить складною задачею, пов'язаною з відомою проблемою «ксенонового отруєння» реактора, яка була однією з причин Чорнобильської катастрофи. Як відомо, завдяки жорсткому спектру нейтронів, отруєння ксеноном для швидких реакторів не є суттєвим.

Таким чином, дослідження можливості регулювання потужності реактора з ХЯГ є нетривіальною задачею з точки зору теорії та вельми важливою у разі практичної реалізації розглядуваної концепції.

**Мета і завдання дослідження.** Метою цієї роботи є з'ясування можливості та розробка методу регулювання потужності перспективного ШР, що працює у нелінійному самопідтримному режимі ХЯГ, шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів. Для досягнення мети були виконані такі завдання:

- Оптимізація процесу започаткування режиму ХЯГ у ШР з металевим паливом U-Pu циклу, розглядаючи сценарій запуску ШР такого типу за

допомогою реакторної активної зони (зони запалу), яка розташована в центрі реактора.

- Розвиток та вдосконалення математичної моделі для опису процесу ініціювання й еволюції саморегульованого нелінійного режиму ХЯГ у двовимірній геометрії циліндричного багатозонного ШР.
- Розвиток та оптимізація швидкодіючого чисельного методу розв’язання двовимірної багатогрупової дифузійної задачі для циліндричної моделі ШР.
- Числові розрахунки характеристик режиму ХЯГ у циліндричному ШР з металевим паливом U-Pu циклу для різних товщин радіального відбивача нейтронів.
- Розробка алгоритму зміни потужності ШР, що працює у режимі ХЯГ та числові розрахунки при зміні ефективності радіального відбивача нейтронів під час роботи реактору.

**Об’єкт дослідження** – ядерний енергетичний реактор на швидких нейтронах, уран-плутонієвого паливного циклу з радіальним відбивачем нейтронів, що працює в режимі хвилі ядерного горіння.

**Предмет дослідження** – процес ініціювання й еволюції саморегульованого нелінійного режиму в формі хвилі ядерного горіння в критичному ШР нового типу та спосіб регулювання потужності такого реактора.

**Методи дослідження.** При проведенні досліджень за темою дисертаційної роботи використовувались загальноприйняті методи розрахунків ядерних реакторів, зокрема детерміністський підхід, заснований на розв’язанні рівнянь дифузії нейтронів у мультиплікуючому середовищі та рівнянь вигорання палива з використанням багатогрупового наближення та відомих бібліотек ядерних констант.

Для побудування та вдосконалення математичної моделі використовувалися стандартні методи математичного аналізу та методи розрахунків ядерних реакторів. Отримана математична модель включає в себе

систему нелінійних нестационарних диференціальних рівнянь у частинних похідних, які не мають аналітичного розв'язання, тому для їх розв'язання необхідно використовувати методи числових розрахунків.

Числові комп'ютерні розрахунки проводилися на основі консервативної різницевої схеми для системи нестационарних дифузійних рівнянь з використанням неявної різницевої процедури Кранка–Ніколсона, яка характеризується безумовною стійкістю при будь-якому співвідношенні між просторовими і часовими кроками і є єдиною неявною схемою, що має апроксимацію другого порядку точності.

Оптимізація комп'ютерних розрахунків проводилася стандартними методами аналізу та оптимізації комп'ютерних програм.

**Наукова новизна отриманих результатів**, полягає в тому, що:

- Проведені двовимірні розрахунки еволюції хвилі ядерного горіння у циліндричному ШР при наявності радіального відбивача нейтронів.
- Проведена оптимізація процесу запуску реактора з ХЯГ при ініціалізації хвилі з боку та за середини активної зони.
- Проведений аналіз залежності потужності реактора з ХЯГ від товщини радіального відбивача.
- Запропоновано та досліджено можливість керування потужністю реактора з ХЯГ за допомогою зміни ефективності радіального відбивача нейтронів шляхом регулювання концентрації танталу в останньому.
- Розроблено пропорційно-диференціальний алгоритм керування потужністю ШР у режимі ХЯГ, що забезпечує плавність змін потужності під час роботи реактора, уникаючи можливих осциляцій.

*Удосконалено:*

- Методику розрахунків нестационарних процесів, що відбуваються у ШР циліндричної форми з декількома аксіальними та радіальними зонами (зони запалу, бридінгу та радіального відбивача) при започаткуванні та розповсюдженні ХЯГ вздовж осі реактора.

- Оригінальний комп'ютерний код FANTENS–2D, який був розроблений у ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут»

*Набуло подальшого розвитку:*

- Теорія хвилі ядерного горіння.
- Методи комп'ютерних розрахунків ядерних реакторів.
- Детерміністський метод розрахунку нестационарних явищ, які відбуваються у реакторі з ХЯГ.

**Особистий внесок здобувача.** Основні наукові результати, представлені у цій дисертаційній роботі, одержані здобувачем самостійно.

В публікаціях, у співавторстві, здобувачу належить: [7] – удосконалення математичної моделі та комп'ютерної програми числових розрахунків для оптимізації зони запалу, проведення розрахунків та отримання результатів, їх аналіз. Участь у написанні тексту статті; [8] – удосконалення математичної моделі та комп'ютерної програми для адекватного врахування наявності радіального відбивача нейтронів шляхом впровадження багатозонної двовимірної моделі ШР, пошук оптимізованої зони запалу, розробка пропорційно-диференціального алгоритму керування потужністю ШР, отримання результатів та їх аналіз. Підготовка графічного матеріалу та участь у написанні тексту статті; [9] – аналіз наукової літератури за темою обзору, написання статті.

**Апробація матеріалів дисертації.** Результати проведених досліджень представлялись на міжнародних та вітчизняних конференціях у формі доповідей та публікацій у збірниках тез:

- Студентська наукова конференція з прикладної фізики «Актуальні проблеми сучасної фізики» (Харків, 2015).
- Студентська наукова конференція з прикладної фізики «Актуальні проблеми сучасної фізики» (Харків, 2016).
- VI всеукраїнська студентська наукова конференція з міжнародною участю, «Академічні та наукові виклики різноманітних галузей знань у 21-му столітті» (Харків, 2017).

- Student workshop on modern physics: Flatland Optics and Extreme Light (Kharkov, 2017).
- 2<sup>nd</sup> Universal Scientific Education and Research Network (USERN) Congress (Kharkov, 2017).
- XVI Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (Харьков, 2018).
- Joint ICTP-IAEA Workshop on Physics and Technology of Innovative Nuclear Energy Systems (Trieste, 2018).
- XVII Конференция по физике высоких энергий и ядерной физике (Харьков, 2019).
- LIA competition of students' projects (Kharkov, 2019).
- Міжнародна конференція молодих вчених та аспірантів «ІЕФ-2019» (Ужгород, 2019).
- 2nd RCM on Neutronics Benchmark of CEFBR Start-Up Tests (Beijing, 2019).
- XV Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених та фахівців «Проблеми сучасної ядерної енергетики» (Харків, 2019).
- XVIII Конференция по физике высоких энергий и ядерной физике (Харьков, 2020).

### **Структура та обсяг дисертації**

Дисертаційна робота складається зі вступу, 5 розділів, загальних висновків, списку використаних джерел. та 1 додатка. Обсяг загального тексту дисертації складає 140 сторінок, з них основного тексту 113 сторінок. Робота ілюстрована 4 таблицями та 33 рисунками. Список використаних джерел містить 82 найменування.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами:**

– 2019 – 2020 рр.: № держреєстрації 0119U002533 «Дослідження транспорту швидких частинок у мультиплікуючих середовищах та в інтенсивних зовнішніх полях» – відповідальний виконавець.

– Цільова програма НАН України «Наукове забезпечення розвитку ядерно-енергетичного комплексу та перспективних ядерних технологій» (2016-2018), Тема: № Х-4-4 «Розвиток методів пасивного контролю та керування потужністю перспективного швидкого ядерного реактора з хвилею ядерного горіння та дослідження реакторних матеріалів перспективних ядерних установок»; (№ держреєстрації 0116U007071) – відповідальний виконавець.

– Цільова програма НАН України «Наукове забезпечення розвитку ядерно-енергетичного комплексу та перспективних ядерних технологій» (2019-2023), Тема: № Х-2-13-10 «Розробка методів регулювання потужності перспективного швидкого реактора з хвилею ядерного горіння та дослідження реакторних матеріалів ядерних установок четвертого покоління» (№ держреєстрації 0119U101826) – відповідальний виконавець.

– CRP IAEA «Neutronics Benchmark CEFR Start-up Tests» (2018-2022) / Координаційний дослідницький проєкт МАГАТЕ «Контрольні розрахунки нейтроніки щодо стартових тестів Китайського Експериментального Швидкого Реактора (CEFR)», дослідницька угода № 22042/R0 – відповідальний виконавець

## РОЗДІЛ 1

### КОНЦЕПЦІЯ ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ (ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ)

У 1958 році під час дискусії зі швидких реакторів С. М. Фейнберг [10] вперше озвучив ідею про можливість процесу напрацювання та вигорання нуклідів, що поділяються, безпосередньо у швидкому реакторі без хімічної переробки відпрацьованого палива і виділення відповідних ізотопів для подальшого використання. Практичне втілення цієї ідеї відкрило б можливості значного спрощення та здешевлення всього ядерно-паливного циклу, маючи на увазі використання природного або навіть збідненого урану, а також торію, у якості ядерного палива, що, в свою чергу, дозволило б вирішити проблему забезпечення людства енергоресурсами на сотні й тисячі років. У тому своєму виступі С. М. Фейнберг [10] відзначив, що складнощі розрахунків та обмеженість ядерних даних на той час не давала можливості проведення досконалих розрахунків такого реактора. Пізніше ця концепція швидкого реактора-бридера отримала в науковій літературі назву “Breed and Burn” (В&В), тобто «Напрацьовуй та Спалюй», і розвивалася у великій кількості робіт інших авторів (дивись, наприклад, роботи [11–13]).

У 1988 році в роботах Л. П. Феоктістова [4, 5] була запропонована суттєва модифікація концепції В&В реактора на основі ідеї самопідтримного процесу напрацювання та вигорання нуклідів, що поділяються, у вигляді розповсюдження у зоні бридінгу нейтронно-подільної хвилі, як він її назвав. Принциповою різницею між старою та оновленою концепціями є те, що остання не потребує зовнішнього контролю реактивності і може працювати в автоматичному режимі. Окрім доведення можливості існування такого самопідтримного режиму на основі суттєво спрощеної теоретичної моделі, Л. П. Феоктістов сформулював критерій існування такого режиму.

Пізніше концепція В&В реактора, що працює у самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння, під різними назвами вивчалась і розвивалась у

роботах багатьох дослідницьких груп, серед яких група В. Я. Гольдіна – «Саморегулируемый нейтронно-ядерный режим» [14–17], група Е. Теллера – “Nuclear Deflagration Wave” («Хвиля повільного ядерного горіння») [19], Х. ван Дам – “Self-stabilizing Criticality Wave” («Само-стабілізуюча хвиля критичності»)[19–22], В. Сайфріц [23] та група Х.-Н. Чена [24–26] – “Solitary burn-up wave” («Солітарна хвиля вигорання»), група Х. Секімото – “CANDLE: Constant Axial shape of Neutron flux, nuclide Densities and power shape during Life of Energy producing” («Постійна аксіальна форма розподілів нейтронного потоку, густини паливних нуклідів та потужності продовж виробництва енергії») [27–33], та деякі інші. В Україні відповідними дослідженнями також займаються декілька груп: С. П. Фомін зі співавторами [6, 34–41], В. М. Хотянінцев та ін. [42–45], Ю. Я. Лелеко та ін. – “Nuclear Burning Wave” («Хвиля ядерного горіння») [46, 47].

У 2007 році за фінансової підтримки Білла Гейтса була створена компанія TerraPower, головною метою якої є розробка та будівництво до 2025 року пілотного реактора TP-1, який вони позиціонують як перший крок у реалізації концепції “Traveling Wave Reactor” («Реактор хвилі, що біжить») [48].

Далі, у цьому розділі, в хронологічному порядку коротко описані та проаналізовані основні теоретичні підходи, які використовувалися різними групами авторів для дослідження концепції Хвилі Ядерного Горіння (ХЯГ).

### **1.1 Теоретичні дослідження Л. П. Феоктістова**

Пошук концепції ядерного реактора, у якому вплив так званого «людського фактору» на керування реактором було б зведено до мінімуму або зовсім виключено, був головною метою Л. П. Феоктістова після чорнобильської трагедії 1986 року. Л. П. Феоктістов розглядав можливість самопідтримного саморегульованого режиму розповсюдження ядерної ланцюгової реакції у середовищі, яке заповнено сировинним матеріалом U-238, у формі хвилі, що біжить [4, 5]. Цей процес він називав

нейтронно-подільна хвиля. Це явище полягає в поступовому русі активної зони, в якій відбувається основна частина реакцій поділу, усередину зони бридінгу, в якій відбувається поглинання нейтронів та напрацювання матеріалів, що поділяються, а саме плутонію (дивись Рис. 1.1). Коли концентрація плутонію в зоні бридінгу досягає певного «критичного» значення, виникають умови для утворення ланцюгової реакції і зона «ядерного горіння» зсувається в сторону зони бридінгу. В той же час, на місті попереднього розташування основної зони горіння, в результаті вигорання сировинного матеріалу та накопичення продуктів ядерного поділу, які поглинають нейтрони, ланцюгова реакція поступово загасає.

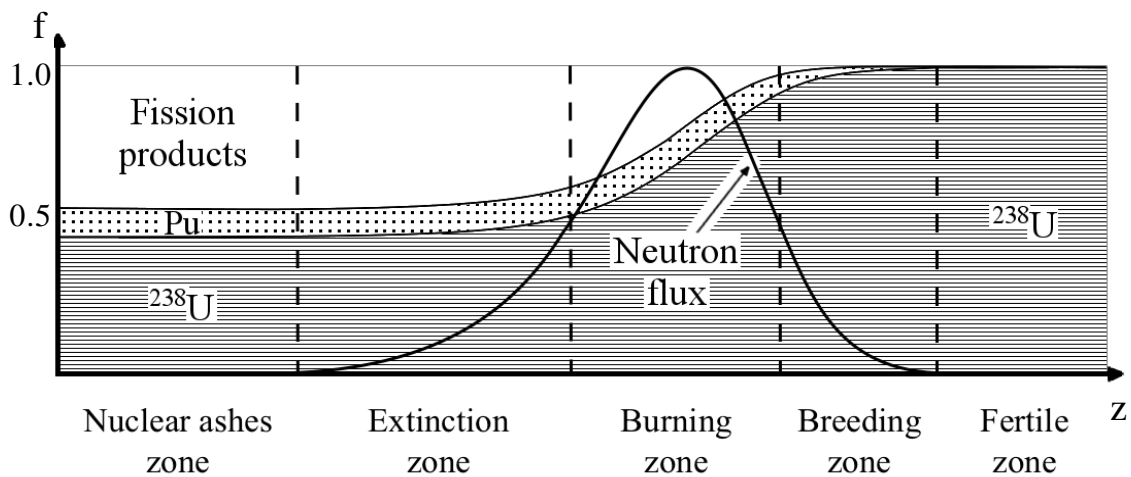
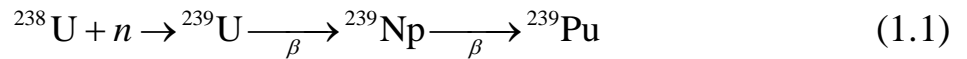


Рис. 1.1 Розповсюдження хвилі ядерного горіння (зліва направо) у середовищі заповненому U-238.  $f$  – об’ємна частка паливних нуклідів: U-238 (область заповнена горизонтальними лініями), плутоній (область заповнена точками) та продукти ядерного поділу (біла область). Суцільна чорна лінія – нормований на одиницю потік нейтронів. Форми розподілів отримані з розрахунків одновимірної моделі

Л. П. Феоктістов розглядав напів-нескінченний простір заповнений U-238. З відкритого боку паливо опромінювалося нейтронами, після чого, в наслідок реакції радіаційного захоплення нейтрону ( $n, g$ ), утворювався U-239, який після двох бета-розпадів перетворюється на Pu-239, поділ якого є основним джерелом нейтронів у цьому реакторі.



Після того, як концентрація Pu-239 досягне певного значення, опромінена зона стане новим джерелом нейтронів, та буде опромінювати наступний шар сировинного U-238. У цьому випадку для концентрації плутонію можна записати наступний вираз:

$$\frac{dN_{\text{Pu}}}{dt} = \nu n \left( \sigma_{a8} N_8 - (\sigma_a + \sigma_f)_{\text{Pu}} N_{\text{Pu}} \right) \quad (1.2)$$

де  $N_{\text{Pu}}$  – концентрація плутонію;  $\nu$  – швидкість нейтронів;  $n$  – концентрація нейтронів;  $\sigma_{a8}$  – переріз поглинання нейтронів U-238;  $N_8$  – концентрація U-238;  $\sigma_{a,f}$  – перерізи поглинання та поділу Pu-239.

Прирівнюючи похідну за часом в рівнянні (1.2) до нуля, він знайшов вираз для рівноважної концентрації Pu-239, до якої прямує система:

$$\tilde{n}_{\text{Pu}} = \frac{\sigma_{a8}}{(\sigma_a + \sigma_f)_{\text{Pu}}} N_a \quad (1.3)$$

Ще одним важливим параметром реактору є критична концентрація плутонію  $n_c$ . Якщо  $N_{\text{Pu}} > n_c$ , то система надкритична і можливе утворення ланцюгової реакції, якщо  $N_{\text{Pu}} < n_c$ , то система підкритична і потік нейтронів в такій системі швидко загасає з часом. Значення  $n_c$  Л. П. Феоктістов отримав з рівняння балансу нейтронів у такому мультиплікуючому середовищі:

$$\frac{dn}{dt} = \nu n N \left( (\nu - 1) \sigma_{f\text{Pu}} N_{\text{Pu}} - \sum_i \sigma_{ai} N_i \right) \quad (1.4)$$

Звідки, прирівнюючи похідну за часом до нуля можна отримати критичну концентрацію плутонію, при якій реактор знаходиться у істинно критичному режимі зі сталою концентрацією нейтронів у системі, а від того зі сталим рівнем енерговиділення:

$$n_{\text{Pu}} = n_c = \frac{\sum_i \sigma_{ai} N_i}{(\nu - 1) \sigma_{f\text{Pu}}} \quad (1.5)$$

За енергетичним спектром нейтронів ядерні реактори поділяються на дві основні категорії: реактори на теплових нейтронах і реактори на швидких нейтронах. У випадку, коли реактор працює на теплових нейтронах, для відповідних перерізів ядерних реакцій виконується співвідношення  $\tilde{n}_{Pu} < n_c$ , тобто рівноважна концентрація плутонію (1.3) буде менша за критичну (1.5), тому ланцюгова реакція в такій системі не можлива. Для реакторів на швидких нейтронах можуть бути реалізовані умови, коли рівноважна концентрація плутонію буде перевищувати критичну концентрацію  $\tilde{n}_{Pu} > n_c$ . На перший погляд це створює умови для неконтрольованого зростання потужності реактора. Однак, тут треба враховувати суттєві особливості реактора, що працює в режимі ХЯГ. В такому реакторі в будь-який момент часу, на відміну від звичайних ядерних реакторів, відсутній запас реактивності. Ця особливість зумовлена тим фактом, що характерний термін напрацювання таких нуклідів визначається напівперіодом  $\beta$ -розпаду проміжного нукліду Np-239 (~2.4 доби) з утворенням плутонію, а характерний часовий масштаб розвитку ланцюгової реакції, що забезпечує вигоряння плутонію в такій системі  $\tau = l/v_n \sim 10^{-8}$  сек. є на багато порядків менший. Таким чином, будь-який надлишок плутонію буде миттєво вигорати, і такий реактор буде автоматично підтримуватися у ідеально критичному стані. Саме така різниця у швидкості напрацювання та вигоряння нуклідів, що поділяються, забезпечує так звану «внутрішню безпеку» реактора з ХЯГ на рівні фундаментальних фізичних принципів.

Для теоретичного дослідження явища, Л. П. Феоктістов використовував спрощену одновимірну стаціонарну модель в системі координат пов'язаній з рухом хвилі. При розрахунках враховувалось три елемента: Pu-239, U-238 та U-239. Він розв'язував систему рівнянь дифузії нейтронів та вигоряння елементів, у наближенні однієї енергетичної групи, з припущенням що всі перерізи поглинання рівні. Л. П. Феоктістов довів, що в його моделі хвиля існує, і може існувати при використанні Th-U паливного циклу, проте також було вказано на проблему значного виділення тепла.

## 1.2 Розрахунки В. Я. Голдіна та Д. Ю. Аністратова

В. Я. Голдін та Д. Ю. Аністратов [14] значно удосконалили підхід Л. П. Феоктістова. В своїх дослідженнях вони використовували 16 ізотопів, що поділяються та три групи продуктів поділу. Для опису процесів поділу нейтронних ядер, які відбуваються у реакторі, що працює в режимі ХЯГ, автори розв'язували рівняння переносу нейтронів разом з рівняннями кінетики та рівняннями вигорання у наближенні однієї ефективної групи. Для осереднення перерізів використовувалася функція розподілу потоку, яка була отримана при розв'язанні багатогрупової задачі на критичні параметри початкового стану.

Для опису реактору зручно використовувати реактивність  $\rho$  або пов'язаний з нею показник часу  $\lambda$ . Цей параметр вводиться з припущенням, що можна відокремити залежність функції потоку нейтронів від часу як:

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r})e^{\lambda t} \quad (1.6)$$

Підставляючи цей вираз у нестационарну систему дифузійних рівнянь, з урахуванням запізнених нейтронів, можливо знайти рівняння для визначення  $\lambda$ , скалярного та векторного потоків. Параметр власного часу реактору можна визначити з рішення для нестационарних рівнянь транспорту та кінетики нейтронів:

$$\lambda = \frac{d}{dt} \left( \ln \left( \int_G \psi d\vec{r} \right) \right) \quad (1.7)$$

де  $G$  – область рішень задачі.

В. Я. Голдін та Д. Ю. Аністратов розв'язували отримані нестационарні просторово-одновимірні рівняння за допомогою числових розрахунків. Автори дослідили зародження ХЯГ у двозонних гомогенних реакторних системах різної геометрії (плоскої, циліндричної та сферичної). Результати проведених розрахунків показали, що започаткована у зоні запалу, яка містить збагачений на 8% плутонієм U-238, ланцюгова ядерна реакція з часом поширюється у зону бридінгу, яка містить природній уран. Але приблизно

через рік після започаткування, ланцюгова реакція загасає так і не вийшовши на режим сталого розповсюдження ХЯГ в зоні бридінгу. Варто зазначити, що у вказаних роботах розрахунки проводилися без перерахування перерізів з врахуванням зміни спектру нейтронів у просторі та часі, що приводило до відносно швидкого загасання ХЯГ ще до виходу на сталий режим розповсюдження у цих розрахунках. Пізніше в роботі [17] було показано, що після усунення зазначеного прорахунку у моделі Гольдіна-Аністратова вихід на сталий режим розповсюдження ХЯГ в ній легко реалізується, принаймні, у випадку плоскої одновимірної геометрії реактора.

В своїх подальших роботах В. Я. Голдін з співавторами [15–17] зосередились на дослідженні запропонованого ними так званого «Саморегульованого нейтронно-ядерного режиму 2-го роду», який по суті є аналогом двозонної моделі реактора, яку вони досліджували в роботі [14], але без ХЯГ, при використанні спеціального початкового складу палива у цих зонах та мінімальному зовнішньому регулюванню реактивності.

### **1.3 Хвиля повільного ядерного горіння Е. Теллера**

У 1996 році Едвард Теллер зі співавторами [18] запропонували концепцію «повністю автоматичного реактора довгострокової кампанії», який працює в режимі хвилі повільного ядерного горіння (“Nuclear Deflagration Wave” [18]). З фізичної точки зору ця концепція ні чим не відрізняється від запропонованої раніше Л. П. Феоктістовим «нейтронно-подільної хвилі» [4, 5]. З точки зору технічної реалізації, група Е. Теллера пропонувала використання Th-U паливного циклу (замість U-Pu у Л. П. Феоктістова), а також схему автоматичного регулювання температури активної зони реактора та його потужності з використанням рідкого  ${}^6\text{Li}$  у якості ефективного поглинача нейтронів. Передбачалось, що при раптовому підвищенні температури теплоносія у активній зоні реактора, наприклад, при втраті обігу теплоносія у другому контурі охолодження (аварія типу ULONS), до активної зони по спеціальних каналах автоматично буде поступати рідкий  ${}^6\text{Li}$ , який

витісняється за рахунок процесу теплового розширення речовини у спеціальному резервуарі, який омивається теплоносієм. Поява  ${}^6\text{Li}$  в активній зоні сприятиме пригніченню цепної реакції поділу та зниженню температури теплоносія, що в свою чергу призведе до відповідного виходу поглинача з активної зони.

Комп'ютерне моделювання нейтрон-ядерних процесів у такому реакторі проводились з використанням програмного пакету TART95, заснованого на методі Монте-Карло. В якості сировинного ізотопу використовувався Th-232, а зона запалу була збагачена на 10 % U-235. При розрахунках враховувалось наявність в активній зоні декількох паливних ізотопів, конструкційних матеріалів, теплоносія (He), продуктів поділу та поглинача нейтронів ( ${}^6\text{Li}$ ).

На основі отриманих результатів, автори публікації [18] стверджували, що можливе існування режиму ХЯГ у торієвому реакторі потужністю 1 ГВт з радіусом активної зони не більше 1 м. При цьому, рівень вигорання палива знаходився в межах від 10 % до 50 %.

#### **1.4 Нова стратегія вигорання CANDLEX. Секімото**

У Токійському Технологічному Інституті під керівництвом Хіроші Секімото починаючи з 2001 року ведуться активні дослідження реактору, що працює в режимі ХЯГ, який вони називають CANDLE (Constant Axial Shape of Neutron Flux, Nuclide Densities and Power Shape During Life of Energy Production) [27–33]. Як і Л. П. Феоктістов свого часу, для суттєвого спрощення розрахункової моделі група Х. Секімото використовує перехід до супутньої системи координат за допомогою перетворення Галілея  $z' = z + Vt$ , у припущенні існування ХЯГ, що розповсюджується зі швидкістю  $V$  у зоні бридінгу, яка складається з урану-238. Фактично, це означає перехід від нестационарної задачі переносу нейтронів у мультиплікуючому середовищі до стаціонарної задачі на пошук власного значення, а саме швидкості хвилі, для чого Х. Секімото використовував ітераційну процедуру:

$$V^{(i+1)} = V^{(i)}V^{(i-1)} \frac{\Delta z_C^{(i)} - \Delta z_C^{(i-1)}}{\Delta z_C^{(i)}V^{(i)} - \Delta z_C^{(i-1)}V^{(i-1)}} \quad (1.8)$$

де  $\Delta z_C^{(i)} = z_C^{(i)} - z_C^{(i-1)}$  – зсув вершини розподілу нейтронного потоку. Для реалізації схеми необхідно влучно вгадати початкове значення  $V^{(1)}$  та  $V^{(2)}$ .

Отримані стаціонарні рівняння дифузії нейтронів розв’язувалися числовими методами у двовимірній циліндричній геометрії у наближенні 21 енергетичної групи. Значення перерізів реакцій для нейтронів брались з бібліотеки JENDL-3.2. При розрахунках враховувалось 20 нуклідів ланцюжка ядерних перетворень та 66 продуктів поділу. У числових розрахунках сировинним паливом вважався U-238, який займав циліндричний об’єм з довжиною 8 м та радіусом 2 м. Нейтронний потік був нормований на потужність у 3 ГВт. Варто зазначити, що потужність реактора у підході Х. Секімото фактично є зовнішнім параметром, який призначається та визначає швидкість ХЯГ. У даному випадку швидкість хвилі склала 4 см/рік.

В результаті моделювання були отримані двовимірні просторові розподіли потоку нейтронів та нуклідів у реакторі, який мав гомогенну активну зону та радіальний відбивач нейтронів. Максимальне вигоряння палива складало 40 %.

У подальших роботах групи Х. Секімото та його послідовників (дивись, наприклад [49–54]), які використовують цей підхід, розглядалися різноманітні варіанти реалізації «CANDLE стратегії», включно з її реалізацією для Th-U паливного циклу і навіть для реакторів на тепловий нейтронах, для чого доводилось використовувати попереднє збагачення зони бридінгу нуклідами, що поділяються, та гадоліній у якості вигоряючого поглинача нейтронів. Визнаючи значний внесок цих робіт у розвиток концепції ХЯГ, треба зазначити, що в цьому підході всі нестаціонарні процеси у реакторі враховуються лише на рівні процесів вигоряння паливних нуклідів, і тому така модель не дає змогу адекватно описувати перехідні процеси у такій системі та дослідити стійкість режиму ХЯГ.

### 1.5 Теоретичні розрахунки Хьюго ван Дама

Для дослідження ХЯГ Хьюго ван Дам [17–20] використовував одновимірне стаціонарне рівняння дифузії нейтронів з суттєвими модельними спрощеннями. Так для зменшення кількості рівнянь, замість рівнянь вигорання використовувалася функція вигорання  $k_{\infty}(\psi)$  та коефіцієнт зворотного зв'язку  $\gamma$  у якості вільних параметрів. Таким чином стало можливо аналітично дослідити одновимірну моделі ХЯГ, яка описується наступним рівнянням нейтронного балансу:

$$L_0^2 \frac{d^2\phi}{d\xi^2} + [k_{\infty}(\psi) - 1 + \gamma\phi]\phi = 0 \quad (1.9)$$

де  $\psi$  – флюенс;  $L_0$  – дифузійна довжина;  $\xi$  – координата у системі координат пов'язаній з рухом хвилі.

Для пошуку аналітичного рішення рівняння (1.9) Хьюго ван Дам обрав модельну, а саме параболічну, форму функції вигорання  $k_{\infty}(\psi)$  та певне значення коефіцієнту зворотного зв'язку  $\gamma$ . Незважаючи на простоту моделі, вона якісно описує деякі характерні властивості ХЯГ.

Так з отриманого аналітичного рішення випливає критерій існування хвилі ядерного горіння:

$$2k_{\max} + k_0 > 3, \quad \gamma < 0, \quad (1.10)$$

де  $k_{\max}$  та  $k_0$  – максимальне та початкове значення функції вигорання.

Швидкість такої хвилі пропорційна до максимального значення густини потоку, яка визначається коефіцієнтом зворотного зв'язку та функцією вигорання.

Окрім аналітичного розв'язання, Хьюго ван Дам проводив числові розрахунки для дослідження часової еволюції, та розв'язання для більш складних форм функції вигорання. У випадку часової еволюції автор провів аналіз характеристики запалу хвилі та можливості контролю потужності такого реактора. Було показано, що для утворення стабільної хвилі, необхідно

мати оптимальні параметри зовнішнього джерела нейтронів на початку роботи реактору. Контролювати потужність реактора можна за допомогою зміни коефіцієнту зворотного зв'язку. Значення глибини вигорання палива та швидкості хвилі залежать від вибору модельної функції вигорання.

### 1.6 Дослідження перехідних процесів у реакторі з ХЯГ у роботах С. П. Фоміна зі співавторами

Роботи, які виконуються харківською групою дослідників С. П. Фомін та інші [6, 34–41], спрямовані на дослідження питань ініціації та еволюції ХЯГ, а також перехідних процесів у такому реакторі та стійкості цього режиму. Для дослідження нейтронно-ядерних процесів, які відбуваються у реакторі з ХЯГ, розв'язувалася система нестационарних рівнянь дифузії нейтронів разом з рівняннями вигорання та ядерної кінетики попередників запізнілих нейтронів з використанням наближення 26 енергетичних груп. Відповідні перерізи процесів бралися з бібліотеки ядерних констант БНАБ [55, 56]. Для числових розрахунків використовувався оригінальний комп'ютерний код, який був розроблений авторами для цієї задачі. Розглядалась як одновимірна плоска, так і двовимірна циліндрична модель реактора з розбиттям на дві фізичні зони (зона запалу, та зона бридінгу).

Основні результати досліджень цієї групи отримані при використанні наближення радіального баклінгу (геометричного фактора) [57] при описі просторово-часової еволюції нейтронно-ядерних процесів в циліндричному реакторі [20, 22–25]. При цьому рівняння дифузії нейтронів має вигляд:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} D \frac{\partial \Phi}{\partial z} + DB_r^2 \Phi + \Sigma_a \Phi - (1 - \bar{\beta})(\nu_f \Sigma_f) \Phi = \sum_i \sum_l \lambda_l^i C_l^i \quad (1.12)$$

де  $\Phi$  – скалярний потік нейтронів;  $\Sigma_f$  та  $\Sigma_a$  – ефективні макроскопічні перерізи поділу та поглинання нейтронів;  $D = 1/3\Sigma_{tr}$  – коефіцієнт дифузії;  $\nu_f$  – середня кількість нейтронів на поділ;  $l$  – індекс ядер, що поділяються;  $C$  – концентрація ядер попередників нейтронів, що запізнюються та  $\lambda$  – постійна напіврозпаду ядер попередників нейтронів, що запізнюються.

На відміну від розв'язання задачі про ХЯГ у плоскій одновимірній геометрії, що характерно для більшості робіт на основі аналітичних підходів, використання наближення радіального баклінгу дає змогу якісно врахувати вплив таких важливих факторів, як поперечний витік нейтронів та радіус активної зони на основні параметри реактора, такі як потужність та швидкість розповсюдження ХЯГ. Порівняльний аналіз результатів розрахунків з використанням наближення радіального баклінгу та розрахунків у істинно двовимірній циліндричній геометрії, що представлений в роботі [38], показав їх збіг на рівні якісного описання поведінки ХЯГ з деякою (порядку 15 %) розбіжністю у кількісному описанні залежності швидкості розповсюдження ХЯГ і потужності реактора від радіусу активної зони та визначенні критичного радіусу реактора, менше якого утворення ХЯГ стає неможливим.

На основі проведеного в [38] аналізу було зроблено висновок про доцільність використання наближення баклінгу для якісного дослідження фізичних процесів у реакторі з ХЯГ, особливо нестационарних, завдяки значному (на порядок) зменшенню тривалості відповідних комп'ютерних розрахунків, порівняно з розрахунками для істинно двовимірної моделі. Серед недоліків використання наближення баклінгу, окрім зазначеної кількісної неточності, слід відзначити її нездатність адекватного урахування радіальної неоднорідності вигоряння компонентів палива, а також дослідження впливу на параметри ХЯГ радіального відбивача нейтронів.

Результати проведених групою С. П. Фоміна досліджень, виявили декілька важливих особливостей режиму ХЯГ. Насамперед, це наявність специфічного механізму негативного зворотного зв'язку за реактивністю, що забезпечує внутрішню безпеку реактора з ХЯГ. Існування цього механізму було доведено та детально проаналізовано в роботі [6] при проведенні спеціального дослідження стійкості сталого режиму ХЯГ у випадку різного роду зовнішніх утручань в роботу реактора. Так раптове підвищення нейтронного потоку, наприклад, в наслідок опромінення активної зони реактора зовнішнім джерелом нейтронів, миттєво призводить до додаткового

вигорання нуклідів, що поділяються, і реактор переходить у підкритичний стан зі швидким загасанням ланцюгової реакції та зупинкою вигорання паливних нуклідів. Не зважаючи на це, процес напрацювання нуклідів, що поділяються, ще деякий час продовжується за рахунок достатньо тривалого періоду напіврозпаду проміжних нуклідів (2.4 доби для  $\text{Np-239}$  у випадку  $\text{U-Pu}$  паливного циклу, або 27 діб для  $\text{Pa-233}$  у випадку  $\text{Th-U}$  циклу). Завдяки цьому, через деякий час реактор знов набуває критичність і ланцюгова реакція відновлюється. У випадку коли концентрації нуклідів, що поділяються, більше за її критичне значення для даної системи, стрімке зростання нейтронного потоку за рахунок тимчасової надкритичності веде до швидкого вигорання такого «надлишку» і поверненню реактора до критичного стану. Таким чином здійснюється автоматичний контроль критичності реактора у сталому режимі ХЯГ, а також її автоматичне відновлення в разі якогось зовнішнього втручання.

Використання розвинутого у роботах [6, 34–41] підходу на основі розв'язання нестационарної задачі дозволило також дослідити процес ініціалізації ХЯГ та оптимізувати початковий склад зони запалу для плавного запуску такого реактора [40], вивчити поведінку реактора під час вимушеної зупинки та наступного відновлення його роботи [41].

Важливим кроком у розвитку концепції ХЯГ була зроблена в роботі [6] пропозиція використання у такому реакторі змішаного торій-уранового палива. Проведені в цій роботі розрахунки не тільки довели таку можливість, але й показали значні переваги такого використання з точки зору регулювання щільності енерговиділення в активній зоні реактора та швидкості розповсюдження ХЯГ шляхом вибору первинного співвідношення частки  $\text{Th-232}$  і  $\text{U-238}$  у складі палива.

### **1.7 Дослідження стійкості ХЯГ В. М. Хотяїнцева зі співавторами**

Для вивчення залежності швидкості ХЯГ від параметрів реактору, В. М. Хотяїнцев та інші [42–45] використовували спрощену одновимірну

модель реактору з нескінченною довжиною та U-Pu паливним циклом. В своїх дослідженнях автори використовували рівняння дифузії з довільним коефіцієнтом зворотного зв'язку та ефективним параметром густини поглинач, разом з рівняннями вигорання, які враховують 7 нуклідів з ланцюга ядерних розпадів і один нуклід, який ефективно заміщує продукти розпаду. Автори також вивчали вплив температурних ефектів, без зазначення джерела ефекту, на швидкість розповсюдження хвилі ядерного горіння. Це робилося шляхом включення довільного температурного коефіцієнта у відповідні члени рівняння дифузії. Аналогічно підходу Л. П. Феоктістова, рішення вказаних систем рівнянь шукалося у формі стаціонарної хвилі, яка пересувається вздовж реактора нескінченної довжини.

Зважаючи на вищесказане, автори представили рівняння дифузії нейтронів у наступній узагальненій безрозмірній формі:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} + g\phi = 0, \quad g = \sum_i c_i N_i - p + \gamma w \phi \left( \sum_i c_{ai} N_i + p \right) \quad (1.11)$$

де  $N_i$  – безрозмірні щільності ядер, які знаходяться з рівнянь вигорання;  $c_i$  та  $c_{ai}$  – безрозмірні коефіцієнти, які відповідають перерізам поглинання та поділу;  $\gamma$  – безрозмірний параметр зворотного зв'язку обумовлений тепловими явищами;  $p$  – безрозмірна ефективна густина поглинач;  $w$  – безрозмірна швидкість хвилі.

Після інтегрування рівняння (1.11), автори отримали рівняння з яких вони визначили умови існування стаціонарного рішення для ХЯГ. За допомогою числових методів, для заданих параметрів реактора, можна розв'язання систему рівнянь дифузії разом з рівняннями вигорання, і отримати розподіли потоку та нуклідів. Розглядаючи граничний випадок малих значень  $w$  та використовуючи теорію збурень по цьому малому параметру, В. М. Хотянінцев та інші отримали аналітичні вирази для залежності швидкості хвилі від параметрів  $p$  та  $\gamma$ . В рамках цього наближення вони провели порівняльний аналіз двох різних механізмів зворотного зв'язку від

теплових ефектів та від ефекту вигорання палива, а також аналіз стійкості режиму ХЯГ в області низької швидкості хвилі  $w$ , де характеристика швидкості має роздвоєння, яке вони пояснюють нестабільністю Pu-241.

### **1.8 Роботи групи Ю. Я. Лелеко – В. В. Ганн – А. В. Ганн**

В роботах групи Ю. Я. Лелеко та інші [46, 47] розглядається концепція так званої стоячої хвилі ядерного горіння (СХЯГ) в нейтронно-мультиплікуючому середовищі. З точки зору фізики нейтрон-ядерних процесів, ця концепція є аналогом Феоктистівської хвилі ядерного горіння, що біжить, і така можливість згадувалась ще в роботах Л. П. Феоктистова [4, 5]. Суть цієї концепції полягає в тому, що замість самопідтримного процесу розповсюдження ХЯГ у нерухливому фертильному урані-238, рухомим вважається сам фертильний матеріал, причому саме зі швидкістю розповсюдження ХЯГ, так щоб зона активного ядерного горіння ставала нерухомою відносно корпусу реактора. З математичної точки зору, різниця між цими двома концепціями полягає лише в переході з системи спокою до системи координат, що рухається зі швидкістю ХЯГ. На погляд авторів цих робіт, така заміна може значно спростити конструкцію реактора по відношенню до випадку рухомої активної зони у традиційному підході ХЯГ. До того ж вважається, що дещо змінюючи швидкість руху «свіжого палива» (урану-238), можна буде регулювати глибину вигорання палива.

Суттєвою відмінністю розглядуваної в роботах [46, 47] концепції СХЯГ від самопідтримного процесу розповсюдження ХЯГ, при якому відсутня необхідність зовнішнього контролю реактивності реактора, є принципова необхідність «зовнішнього керування» у випадку СХЯГ, зокрема, керування швидкістю руху палива.

В роботах [46, 47] розглядаються реалізація концепції СХЯГ як у реакторі циліндричної, так і сферичної форми. У першому випадку, ХЯГ «рухається» у радіальному напрямку від осі циліндра, а паливо (урану-238), навпроти, до осі реактора, де відпрацьоване паливо безперервно видаляється з

реактора [46]. У випадку сферичної геометрії, ХЯГ рухається з центру сфери назовні, а паливо – з периферії до центру сферичного реактора, звідки його треба безперервно видаляти [47]. Якщо швидкість просування палива до центру в точності співпадає зі швидкістю розповсюдження ХЯГ, ми отримуємо СХЯГ.

У своєму циліндричному варіанті, ця концепція близька до концепції «стоячої хвилі» з періодичним «перетасуванням» твелів, що пропонується TerraPower [58–60]. Головна різниця між ними в тому, що у варіанті реактора [47] подача свіжого палива передбачається безперервною, в той час як в [58–60] для перестановки твелів необхідно зупинити реактор.

Математична модель розрахунків, яка використовується в роботах [46, 47] базується на розв'язанні одновимірного рівняння дифузії нейтронів разом з максимально спрощеною (до чотирьох основних компонентів) системою рівнянь вигорання компонентів палива ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  та продуктів поділу). Перехід від похідних координати (радіусу) і часу до інтегральної похідної флюенсу дозволив авторам цих робіт отримати аналітичні вирази у стаціонарному наближенні хвилі ядерного горіння для аналізу залежності радіального розподілу нейтронів у такому реакторі від параметрів задачі. Проведений аналіз показав можливість існування радіальної циліндричної та сферичної стоячих хвиль ядерного горіння при певних параметрах розглядуваної системи.

В цих роботах також було проведено порівняння отриманих аналітичних результатів з даними числового моделювання такого реактора з використанням коду MCNPX, яке показало їх непогану узгодженість. Такий потужний розрахунковий інструмент, як код MCNPX, який оснований на використанні методу Монте Карло для моделювання нейтрон-ядерних процесів у тривимірній геометрії, має широкі можливості урахування більш складного нуклідного складу активної зони реактора, включаючи не тільки розширений ланцюг ядерних перетворень компонентів палива та продуктів

поділу, але й обов'язкову присутність в активній зоні реактора теплоносія та конструкційних матеріалів. Суттєвою проблемою кодів на основі методу Монте Карло у порівнянні з детерміністськими підходами є необхідність набору великої статистики для отримання бажаної точності розрахунків.

### **1.9 Пілотний проєкт реактора TerraPower-1**

Як відмічалось на початку цього розділу у США у 2007 році за підтримки Білла Гейтса та інших було створено приватну компанію TerraPower з метою реалізації концепції “Traveling Wave Reactor” [48]. Пізніше було оголошено про створення її філії у КНР та приєднання до цього проєкту концерну Toshiba. Співробітниками цієї компанії було розроблено технічний проєкт пілотного реактора TerraPower-1 (TP-1) з планом його будівництва та запуску у 2026 році [60, 61].

В цьому реакторі концепція ХЯГ буде реалізована не в повному обсязі, тому що на даний момент не існує конструкційних матеріалів здатних витримувати такі радіаційні навантаження, які відповідають глибині вигорання палива порядку 40–50 %. Тому під час роботи реактора TP-1 передбачаються його періодичні зупинки для заміни кожухів твелів та послідовного «перетасування» паливних збірок з периферії до центру. Такі зупинки планується робити при напруженні певного рівня радіаційних дефектів в конструкційних матеріалах активної зони (а саме кожухів твелів), приблизно 200 зна (зміщення на атом), що є граничним значенням для існуючих на сьогодні матеріалів. Для цього доведеться використовувати звичайну систему керування реактором за допомогою контрольних стрижнів, що призводить до втрати однієї з основних переваг режиму ХЯГ, а саме, автоматичного контролю реактивності. Незважаючи на це, реалізація проєкту TP-1 стане першим В&В реактором у світі, який у якості основного палива буде використовувати збіднений уран, та важливим кроком у напрямку реалізації справжнього режиму ХЯГ у майбутньому за умов створення нових більш стійких матеріалів або використання інших конструктивних рішень.

## Висновки до розділу 1

Наведений вище огляд основоположних робіт з фізики явища ХЯГ та розвитку математичних підходів для його адекватного опису показує як широку географію цих досліджень, так і значну різноманітність методів що використовуються для цього різними дослідницькими групами. Порівняльний аналіз цих підходів дає змогу оцінити їх відносні переваги та недоліки, а також зробити вибір оптимальної математичної моделі для вирішення поставленої задачі, а саме, дослідження можливості керування потужністю реактора у режимі ХЯГ за допомогою радіального відбивача нейтронів.

Так використання аналітичних підходів для опису явища ХЯГ (див. [4, 5, 14–17, 19–26, 42–47]) дає змогу отримати в явному вигляді деякі функціональні залежності основних характеристик ХЯГ від параметрів системи. У той же час цей підхід має суттєві обмеження з точки зору адекватності моделі до реальної ситуації, маючи на увазі перехід до стаціонарної задачі, просторову одновимірність, відсутність залежності перерізів від енергії нейтронів (однорупове наближення), вимушене використання модельних параметрів для форми нейтронного потоку, реактивності, зворотного зв'язку і таке інше.

З іншого боку максимально реалістичним може бути підхід, що базується на Монте-Карло комп'ютерному моделюванню процесів у такому реакторі з використанням таких програмних продуктів, як MCNPX, SERPENT та інші [18, 46, 47]. В рамках такого підходу є можливість опису тривимірної системи з урахуванням складного нуклідного складу та низок ядерних перетворень. Суттєвим обмеженням використання цього підходу, як вже відмічалось, є необхідність набору великої статистики для отримання бажаної точності розрахунків, особливо, коли йдеться про моделювання нестаціонарних процесів з суттєвою (багато порядків) різницею характерних часових масштабів ядерних процесів, які визначають фізику явища ХЯГ, тобто, розвиток ланцюгової реакції (мікросекунди), запізнілі нейтрони (хвилини), напрацювання нуклідів, що поділяються (добы).

У цій ситуації найбільш придатним для вирішення поставленої у дисертації задачі виглядає у деякому сенсі компромісний варіант: детерміністський підхід, оснований на числовому розв'язанні рівнянь транспорту нейтронів одночасно з системою рівнянь вигорання палива та ядерної кінетики запізнілих нейтронів, який був розвинутий в роботах [34–41], та розглядався у розділі 1.6. Проведене дисертантом удосконалення цього підходу на основі дійсно двовимірної циліндричної геометрії багато-зонного гомогенного реактора з наявністю радіального відбивача нейтронів та з використанням багато-групового наближення (26 енергетичних груп) дозволило успішно вирішити поставлену задачу. Детальний опис математичної моделі, яка використовується для проведення зазначених досліджень представлена у наступному розділі дисертації.

Результати даного розділу наведені в публікації [9].

## РОЗДІЛ 2

### МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РЕАКТОРА З ХЯГ

Дослідження нестационарних процесів у ШР з ХЯГ ми будемо проводити на основі теоретичного підходу, який базується на використанні дифузійного наближення в теорії транспорту нейтронів у мультиплікуючому середовищі, яким є активна зона ядерного реактора. Основи цієї теорії були закладені ще в роботах О. І. Ахієзера і І. Я. Померанчука, які написали першу в світі монографію з теорії ядерних реакторів у далекому 1946 році, приймаючи участь у радянському ядерному проекті у складі Лабораторії № 1 (О. І. Ахієзер – Український фізико-технічний інститут, Харків) і Лабораторії № 3 (І. Я. Померанчук – Інститут теоретичної та експериментальної фізики, Москва). Окремі глави з цієї монографії були опубліковані у книзі [62], яка стала тоді підручником для перших радянських фізиків-ядерників, а в повному обсязі вона побачила світ лише після відкриття архівів та зняття грифу секретності [63]. Слід також зазначити, що О. І. Ахієзер був одним з ініціаторів розробки теорії явища ХЯГ в ННЦ ХФТІ і навіть встиг опублікувати декілька робіт за темою повільного ядерного горіння з використанням дифузійного підходу, але для систем з тепловим спектром нейтроїв [64–68].

Дифузійне наближення в теорії транспорту нейтронів широко використовується у нейтронних розрахунках різних моделей швидких реакторів (дивись, наприклад, [57] та посилання там). Підставою для можливості використання такого спрощеного підходу є те, що довжина вільного пробігу швидкого нейтрону є значно більшою за характерні розміри паливних стрижнів або каналів теплоносія. Таким чином, локалізовані у просторі спади або збільшення нейтронного потоку у всьому спектрі енергій є незначними, тому гомогенізація активної зони є достатньо хорошим наближенням. При цьому, розміри активної зони реактору значно більші за довжину вільного пробігу. В цій роботі, дифузійне наближення в теорії

транспорту нейтронів використовується для опису розповсюдження нейтронів у ШР при дослідженні явища ХЯГ.

Як відомо, перерізи нейтрон-ядерних процесів суттєво залежить від енергії нейтронів. Так перерізи поділу і захоплення нейтронів теплових енергії (долі еВ) приблизно на три порядки вищі за ті ж перерізи для нейтронів поділу з енергіями близько 1 МеВ. Тому при розрахунках нейтроніки теплових реакторів дуже часто достатньо розбити енергетичний спектр нейтронів на дві групи: теплові нейтрони та всі інші.

На відміну від теплових реакторів, у швидких реакторах, де більшість реакцій поділу і захоплення нейтрону відбувається у доволі широкому діапазоні енергій нейтронів з більш-менш близькими значеннями відповідних перерізів, дуже важливо більш детально враховувати енергетичний спектр нейтронів. У зв'язку з цим, багатогрупова теорія дифузії нейтронів займає важливе місце серед розрахункових методів, які використовуються для теоретичного аналізу ШР. Зважаючи на загальну потребу в детальному аналізі енергетичного спектру у швидких реакторах, в наших розрахунках макроскопічних перерізів використовувалася 26-групова бібліотека групових нейтронних констант, представлених в базі даних БНАБ [55, 56].

Нестационарне багатогрупове рівняння дифузії нейтронів у двовимірній геометрії  $(r, z)$ , на основі якого в дисертації проводиться теоретичне дослідження поведінки циліндричного ШР у режимі ХЯГ має вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v^g} \frac{\partial \Phi^g}{\partial t} + \nabla^2 \Phi^g + \left( \Sigma_a^g + \Sigma_{in}^g + \Sigma_{mod}^g - \Sigma_{in}^{g \rightarrow g} \right) \Phi^g - \Sigma_{mod}^{g-1} \Phi^{g-1} - \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{in}^{g' \rightarrow g} \Phi^{g'} - \\ - \chi_f^g \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_f)^{g'} \Phi^{g'} + \sum_j \chi_d^{gj} \sum_l \beta_l^j \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_f)_l^{g'} \Phi^{g'} - \sum_j \chi_d^{gj} \sum_l \lambda_l^j C_l^j = Q^g \end{aligned} \quad (2.1)$$

де,  $\Phi^g(r, z, t)$  – скалярний потік нейтронів у енергетичній групі  $g$  ;

$D^g = 1 / (3\Sigma_{tr}^g)$  – груповий коефіцієнт дифузії;

$\Sigma_a^g = \Sigma_c^g + \Sigma_f^g$ ,  $\Sigma_f^g$ ,  $\Sigma_c^g$ ,  $\Sigma_{in}^g$ ,  $\Sigma_{mod}^g$  та  $\Sigma_{tr}^g$  – макроскопічні перерізи: поглинання, поділу, радіаційного захоплення, непружного розсіяння, сповільнення та

транспорту нейтронів у групі  $g$ , відповідно;

$\Sigma_{in}^{g' \rightarrow g}$  – макроскопічний переріз непружного розсіяння нейтронів для переходу з групи  $g'$  до групи  $g$ ;

$\chi_f^g$  – спектр нейтронів поділу;

$\nu_f^g$  – середнє число нейтронів групи  $g$  з одиничного акту поділу ядра;

$v^g$  – групова швидкість нейтронів;

$\beta_l^j$ ,  $C_l^j$  і  $\lambda_l^j$  – частка запізнєлих нейтронів, концентрація і постійна розпаду ядер-попередників у  $j$ -тій групі для  $l$ -го нукліду, що поділяється;

$\chi_d^{g,j}$  – енергетичний спектр запізнєлих нейтронів для  $j$ -тої групи попередників (припускається, що енергетичні спектри запізнєлих нейтронів ідентичні для всіх нуклідів, що поділяються [57]);

$Q^g(r, z, t)$  – об'ємне джерело нейтронів у групі  $g$ .

Явище ХЯГ є суттєво нелінійним фізичним процесом за рахунок безперервних змін, які відбуваються з нуклідним складом середовища під дією потоку нейтронів, що призводить до важливих змін відповідних макроперерізів, коефіцієнту дифузії, спектру нейтронів і інших параметрів системи. Тому водночас з багатогруповим рівнянням дифузії нейтронів, треба розв'язувати систему рівнянь вигорання компонентів палива, а також систему рівнянь ядерної кінетики для попередників запізнєлих нейтронів.

Впливом температурних ефектів на данному етапі наших досліджень ми нехтуємо у зв'язку з відсутністю суттєвого впливу доплеровського ефекту негативного зворотнього зв'язку для реактора з досить жорстким спектром нейтронів при використанні металічного палива та важкометалічного теплоносія, які розглядаються в цій роботі (див., наприклад, [57]). Ефекти локального теплового розширення паливних та інших елементів конструкції активної зони реактора в наших розрахунках з використанням гомогенного

наближення якісно компенсуються додаванням відповідної величини пористості палива (див., також [68]). Проте ефект негативного зворотнього зв'язку за реактивністю типу «напрацювання-вигорання» [39, 40], який є важливішою характерною рисою режиму ХЯГ, і про який йшла мова у попередньому розділі, присутній в наших розрахунках автоматично. Врахування температурних ефектів зворотного зв'язку і аналіз їх впливу на поведінку реактора в режимі ХЯГ виходить за рамки даної роботи.

Далі у цьому розділі коротко представлена теоретична модель розрахунків з використанням концепції радіального баклінгу та ефективного багатогрупового наближення, яка використовувалась для оптимізації процесу запуску реактора з ХЯГ, а також більш детально описана істинно багатогрупова двовимірна модель розрахунків нейтрон-ядерних процесів у ЩР з ХЯГ при використанні радіального відбивача нейтронів, яка використовувалась для отримання основних результатів дисертаційної роботи.

## 2.1 Концепція радіального баклінгу

За основу розрахунків на першій стадії досліджень, а саме оптимізації запуску реактора з ХЯГ, береться нестационарне дифузійне рівняння переносу нейтронів (2.1), у якому з метою значного пришвидшення числових розрахунків робиться суттєве спрощення задачі шляхом пониження її розмірності. Для цього застосовується концепція радіального баклінгу, або геометричного фактору (див., наприклад, [57]). З математичної точки зору ця концепція відповідає використанню наближення розділення просторових змінних, а саме двовимірний скалярний потік нейтронів у циліндричному реакторі представляється у вигляді добутку радіальної та аксіальної складових потоку:  $\Phi^g(r, z, t) = \Phi_r^g(r, t) \cdot \Phi_z^g(z, t)$

При використанні такого припущення, рівняння (2.1) розпадається на два рівняння: одне для радіальної складової скалярного потоку нейтронів, яке має рішення у вигляді функції Бесселя нульового порядку  $\Phi_r^g(r, t) \sim J_0(B_r r)$ ,

де  $B_r$  – коефіцієнт баклінгу (див., наприклад, [57]), та інше – для аксіальної складової  $\Phi_z^g(z, t)$ .

Додаткове спрощення задачі полягає в тому, що для розв'язання нестационарного багатогрупового рівняння (2.1) тут використовується так званий ефективний багатогруповий підхід, який було розвинуто раніше у роботах [37, 39, 40]. Суть цього підходу полягає у використанні багатогрупових перерізів ядерних процесів при розв'язанні стаціонарної задачі на критичний стан реактора на кожному кроці часової сітки, а потім багатогрупові перерізи за стандартною процедурою усереднення [55, 56] зводяться до одногрупових. При цьому еволюція аксіальної складової нейтронного потоку описується вже одногруповим нестационарним дифузійним рівнянням, яке за використання концепції радіального баклінгу може бути записане у вигляді:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} D \frac{\partial \Phi}{\partial z} + DB_r^2 \Phi + \Sigma_a \Phi - (1 - \bar{\beta})(\nu_f \Sigma_f) \Phi = \sum_l \sum_i \lambda_l^i C_l^i + Q(z, t) \quad (2.2)$$

де,  $\Phi = \Phi_z(z, t)$  – аксіальна складова скалярного потоку нейтронів;

$\Sigma_\alpha(z, t) = \sum_j \sigma_\alpha^j(z, t) N_j(z, t)$  – макроскопічні перерізи ядерних процесів типу  $\alpha$  ( $\alpha = a, f$  відповідає реакціям поглинання та поділу);

$\sigma_\alpha^j(z, t)$  – відповідні ефективні одногрупові мікроскопічні перерізи для  $j$ -го нукліду (в ефективному багатогруповому підході вони залежать від аксіальної координати  $z$  і часу  $t$ );

$N_j(z, t)$  – концентрація  $j$ -го нукліду в точці  $z$ ;

$D = 1/(3\Sigma_{tr})$  і  $v$  – одногрупові коефіцієнт дифузії і швидкість нейтрона;

$\Sigma_{tr}$  – макроскопічний транспортний переріз;

$\bar{\beta} = \sum_l \beta_l (\nu_f \Sigma_f)_l / \sum_l (\nu_f \Sigma_f)_l$  – ефективна частка запізнілих нейтронів;

$\beta_l = \sum_i \beta_l^i$ ,  $\beta_l^i$ ,  $C_l^i$  і  $\lambda_l^i$  – частки запізнілих нейтронів, концентрація і постійні розпаду ядер-попередників у  $i$ -тій групі для  $l$ -го ядра, що поділяється.

Коефіцієнт баклінгу брався у вигляді:  $B_r = 2.405 / (R + \delta_r)$ , де довжина екстраполяції, для якої обирається значення  $\delta_r = 20$  см, відповідає так званій економії відбивача для випадку наявності товстого радіального відбивача з важкого матеріалу (U, Pb) [38]. Величина  $Q(z,t)$  у рівнянні (1.1) описує зовнішнє джерело нейтронів, яке вводиться для започаткування режиму ХЯГ у даному ШР.

Заміна радіальної складової Лапласіану  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D^s \frac{\partial \Phi^s}{\partial r}$  у двовимірному рівнянні дифузії нейтронів (2.1) на член  $DB_r^2 \Phi$  у одновимірному рівнянні (2.2) для аксіальної складової нейтронного потоку, яке отримане за використання концепції баклінгу, з фізичної точки зору, відповідає додаванням рівномірного за радіальною координатою додаткового поглинання нейтронів, величина якого відповідає величині радіального витoku нейтронів при розв'язанні радіальної задачі.

При моделюванні еволюції режиму ХЯГ цей метод є приблизним внаслідок нехтування радіальною неоднорідністю вигорання палива в ШР, а у випадку задачі на критичні параметри для початкової збірки ШР виконується точно. Проведене в [38] порівняння результатів, які були отримані при використанні концепції баклінгу, з розрахунками в точній двовимірній циліндричній моделі показало хороший якісний збіг з описом поведінки ШР у моделі з баклінгом і лише невеликі кількісні відмінності (приблизно 15 %) у характеристиках режиму ХЯГ (критичний радіус ШР, потужність реактора та швидкість розповсюдження ХЯГ), що є прийнятним для дослідження фізичних процесів у реакторі з ХЯГ.

При розв'язанні системи диференціальних рівнянь, що описують моделювання запуску хвилі з середини реактора, беручі до уваги повну аксіальну симетрію цієї задачі відносно площини  $z = 0$ , при числових розрахунках розглядалася тільки одна половина реактора для  $0 \leq z \leq L$ .

Для нейтронного потоку у рівнянні (2.2) при  $z = 0$  (центр реактора) задається «дзеркальна» гранична умова, що відповідає симетрії системи, а на правому торці реактора ( $z = L$ ) – умова для вільної границі:

$$\left. \frac{\partial}{\partial z} \Phi(z, t) \right|_{z=0} = 0, \quad \left( \Phi + 2D \frac{\partial}{\partial z} \Phi \right) \Big|_{z=L} = 0. \quad (2.3)$$

### 2.1.1 Схема числових розрахунків

Згаданий ефективний багатогруповий підхід до числового розв'язання одногрупового дифузійного рівняння (2.2) полягає у перерахунку ефективних одногрупових перерізів протягом кампанії ШР за наступним методом. На кожному часовому шарі розв'язується точна багатогрупова задача на критичні параметри для поточної конфігурації ШР з композицією, що змінюється відповідно до рівнянь вигорання ядерного палива. Детальний опис цієї процедури міститься в роботах [37, 39, 40]. При цьому функції розподілу багатогрупового потоку нейтронів обчислювалися в 26-груповому наближенні, а необхідні для цього багатогрупові константи бралися з бібліотеки нейтронних даних БНАБ [55,56]. Ефективні одногрупові перерізи розраховуються за методикою усереднення групових перерізів (див. [38]) зі знайденими багатогруповими потоками і підправляються на кожному кроці часової сітки відповідно до спектра нейтронів у кожній точці  $z$ .

## 2.2 Двовимірна модель циліндричного реактора

Опишемо математичну модель, яка була використана для числового моделювання еволюції часово-просторових розподілів нейтронного потоку та концентрацій компонентів металевого ядерного палива U-Pu циклу у ШР циліндричної форми, що працює в режимі ХЯГ. Схематична будова цього реактора показана на Рис. 2.1. У даному реакторі ХЯГ має розповсюджуватися вздовж осі циліндра (аксіальний напрямок Oz).

Розглядувана тут конфігурація реактору є симетричним відносно центральної площини ( $z = 0$ ) і складається з трьох зон двох типів. З лівого і

правого боків циліндра містяться дві однакові гомогенні зони бридінгу (зона 2), які займають основний об'єм реактора і заповнені сировинним ізопоном  $^{238}\text{U}$  у якості палива. У центрі реактора розташована початкова зона запалу (зона 1), яка містить сировинне паливо  $^{238}\text{U}$ , яке збагачене плутонієм (приблизно 10 %) зі звичайним ізопопним складом:  $^{239}\text{Pu}:^{240}\text{Pu}:^{241}\text{Pu}:^{242}\text{Pu} = 0.70:0.22:0.05:0.03$  (див., наприклад, [57]). У даному варіанті моделі вважається, що ланцюгова реакція започатковується за допомогою об'ємного джерела нейтронів  $Q$  у зоні запалу. Таким джерелом нейтронів, зокрема, може бути спонтанний поділу головним чином  $^{240}\text{Pu}$  та  $^{242}\text{Pu}$ .

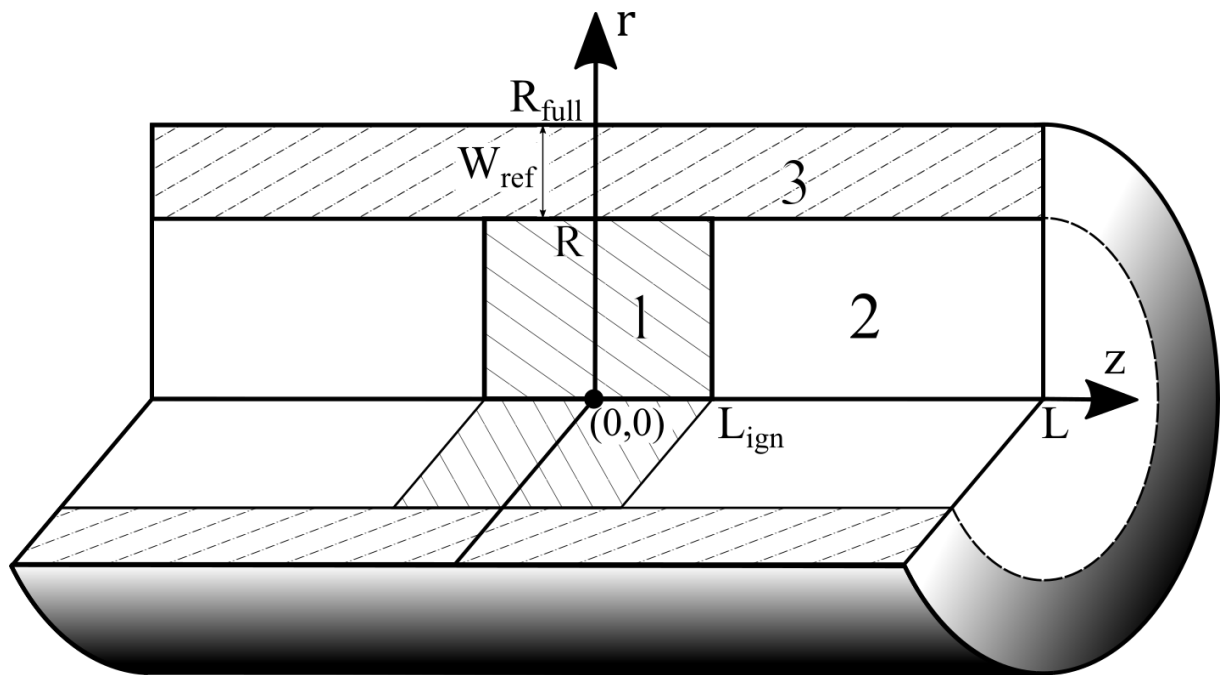


Рис. 2.1 Схема циліндричного ШР з радіальним відбивачем

Описані зони 1 та 2 радіуса  $R$ , що містять паливо, оточені радіальним відбивачем нейтронів (зона 3) товщини  $W_{\text{ref}}$ . При проведенні числового моделювання у розрахунках враховується наявність як у зоні запалу, так і у зонах бридінгу конструкційного матеріалу Fe та теплоносія (евтектичний стоп Pb-Bi), для яких обираються певні реалістичні значення об'ємних часток, близькі до параметрів існуючих ШР. Радіальний відбивач нейтронів складається зі стопу Pb-Bi та конструкційного матеріалу Fe.

У двовимірному дифузійному підході розрахунки просторово-енергетичних розподілів потоку нейтронів в критичному ШР виконуються за допомогою розв'язання такої системи двовимірних багатогрупових дифузійних рівнянь переносу нейтронів для циліндричної геометрії:

$$\frac{1}{v^g} \frac{\partial \Phi^g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r V_r^g + \frac{\partial}{\partial z} V_z^g + \left( \Sigma_a^g + \Sigma_{in}^g + \Sigma_{mod}^g - \Sigma_{in}^{g \rightarrow g} \right) \Phi^g - \sum_{mod}^{g-1} \Phi^{g-1} - \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{in}^{g' \rightarrow g} \Phi^{g'} - \frac{1}{k_{eff}^g} \chi_f^g \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_f)^{g'} \Phi^{g'} + \quad (2.4)$$

$$+ \sum_j \chi_d^{gj} \sum_l \beta_l^j \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_f)_l^{g'} \Phi^{g'} - \sum_j \chi_d^{gj} \sum_l \lambda_l^j C_l^j = Q^g$$

$$V_r^g = -D^g \frac{\partial \Phi^g}{\partial r}, \quad (2.5)$$

$$V_z^g = -D^g \frac{\partial \Phi^g}{\partial z} \quad (2.6)$$

Тут,  $\Phi^g(r, z, t)$  та  $V_r^g(r, z, t)$  і  $V_z^g(r, z, t)$  – скалярний потік та радіальна і аксіальна складові векторного потоку нейтронів у енергетичній групі  $g$ ;  $k_{eff}$  – ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів.

Число груп запізнілих нейтронів зазвичай приймається рівним шести (див., наприклад, [57]).

У рівнянні (2.4) при розв'язанні нестационарної еволюційної задачі треба покласти  $k_{eff} = 1$ , а у випадку стаціонарної задачі на власні значення  $k_{eff}$  (пошук критичних параметрів початкової збірки ШР) треба покласти  $\partial \Phi^g / \partial t = 0$ ,  $\beta_l^j = 0$ ,  $C_l^j = 0$ ,  $Q_g = 0$ .

Як і у випадку розв'язання задачі з використанням концепції баклінгу, враховується симетрія задачі відносно площини  $z = 0$ , і при розв'язанні системи двовимірних багатогрупових дифузійних рівнянь (2.4)–(2.6) розглядається тільки одна половина реактора для  $0 \leq z \leq L$ . Для нейтронного

потоків при  $z = 0$  (центр реактора) задається гранична умова, що відповідає симетрії системи, а на правому торці ( $z = L$ ) – умова для вільної границі:

$$\left. \frac{\partial}{\partial z} \Phi^g \right|_{z=0} = 0, \quad \left. (\Phi^g - 2V_z^g) \right|_{z=L} = 0. \quad (2.7)$$

Умови для центральної осі циліндричного ШР та зовнішньої поверхні радіального відбивача беруться у вигляді:

$$V_r^g(0, z) = 0; \quad \Phi^g(R + W_{ref} + \delta_r^g, z) = 0, \quad (2.8)$$

де  $R$  – радіус циліндричних зон ШР, що містять паливо,  $W_{ref}$  – товщина радіального відбивача та  $\delta_r^g = 0.71/\Sigma_{tr}^g(R + W_{ref}, z)$  – так звана радіальна довжина екстраполяції для групи з номером  $g$  (див., наприклад, [57]). При розв’язанні нестационарної задачі ці граничні умови виконуються для кожного моменту часу, а також слід задати певний розподіл початкового нейтронного потоку  $\Phi_0^g(r, z)$  в момент часу  $t = 0$ . Оскільки початкова збірка ШР складається з різних аксіальних і радіальних зон, то на границях між зонами мають виконуватися умови неперервності скалярного і векторного потоків нейтронів.

### 2.2.1 Схема числових розрахунків

Для числового розв’язання системи рівнянь (2.4)–(2.6) використовується так звана консервативна різницева схема, в якій обирається двовимірний шаблон в циліндричній системі координат (див. Рис. 2.2), який є елементом відповідної прямокутної сітки  $\{r_i, z_k; 1 \leq i \leq N_r, 1 \leq k \leq N_z\}$ . Тут індекси  $i$  та  $k$  використовуються для нумерації вузлів сітки у радіальному та аксіальному напрямках. Вузловим точкам  $(r_i, z_k)$  (кружки на Рис. 2.2) приписуються значення відповідних макроскопічних перерізів  $\Sigma_\alpha^g(i, k)$  і потоків нейтронів  $\Phi_{i,k}^g$ , а серединам відповідних інтервалів  $(r_{i+1/2}, z_k)$  і  $(r_i, z_{k+1/2})$  (радіальні та аксіальні півцілі вузли, хрестики на Рис. 2.2) – значення векторних токів  $V_{r,i+1/2,k}^g$  і  $V_{z,i,k+1/2}^g$  відповідно. Відзначимо, що границі по  $r$  і  $z$  відповідають

півцільим вузловим точкам:  $r_{1/2} = 0$ ,  $r_{N_r+1/2} = R_{tot} \equiv R + W_{ref}$ ,  $z_{1/2} = 0$  і  $z_{N_z+1/2} = L$ , а границі між різними фізичними зонами проходять через вузлові точки. Довжину інтервалів між вузлами на осі  $z$  позначимо  $h_k = z_{k+1} - z_k$ , а на осі  $r - d_i = r_{i+1} - r_i$ . У нестационарній задачі ця розрахункова сітка застосовується на кожному часовому шарі (для заданого моменту часу  $t_n$ ).

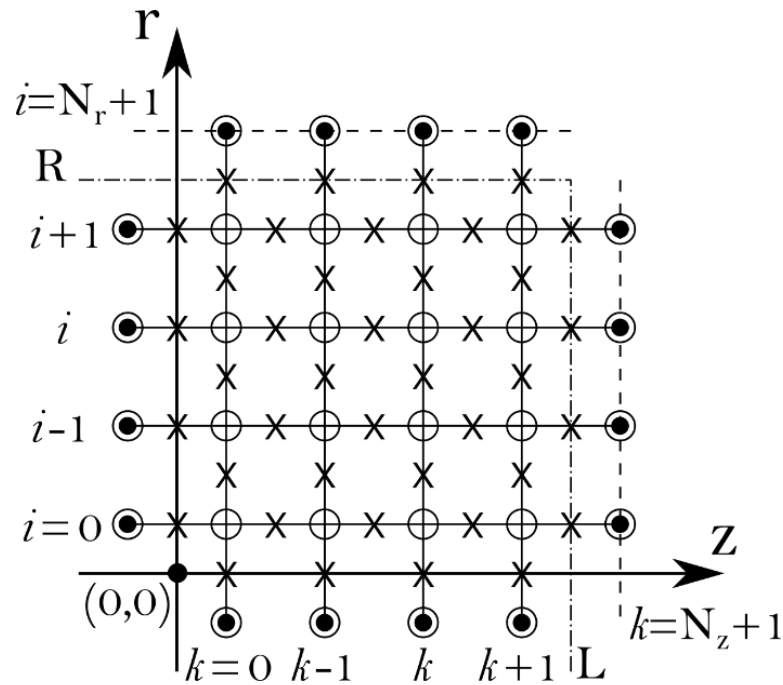


Рис. 2.2 Двовимірний шаблон прямокутної сітки в циліндричній системі координат

Рівняння (2.5) інтегруємо по  $r$  на інтервалах  $(r_i, r_{i+1})$ , а рівняння (2.6) по  $z$  на інтервалах  $(z_k, z_{k+1})$ . Оскільки коефіцієнти в рівняннях (2.4)–(2.6) визначаються відповідними макроскопічними перерізами, неперервними на цих інтервалах, знаходимо

$$V_{r,i+1/2,k}^g = \frac{D_{i+1/2,k}^g}{d_i} (\Phi_{i,k}^g - \Phi_{i+1,k}^g), \quad (2.9)$$

$$V_{z,i,k+1/2}^g = \frac{D_{i,k+1/2}^g}{h_k} (\Phi_{i,k}^g - \Phi_{i,k+1}^g). \quad (2.10)$$

Для пошуку критичних параметрів ШР (тобто при  $\partial\Phi^g/\partial t = 0$ ) рівняння (2.4) треба інтегрувати по елементу об'єму  $dV = r dr dz$  на інтервалах

$(r_{i-1/2}, r_{i+1/2})$  і  $(z_{k-1/2}, z_{k+1/2})$ . Ураховуючи неперервність нейтронних потоків на границях фізичних зон і вважаючи макроскопічні перерізи в об'ємі вказаної комірки постійними, записуємо інтегральний закон збереження числа нейтронів у вигляді:

$$-a_{z,ik}^g \Phi_{i,k-1}^g + (b_{z,ik}^g + b_{r,ik}^g) \Phi_{i,k}^g - c_{z,ik}^g \Phi_{i,k+1}^g = a_{r,ik}^g \Phi_{i-1,k}^g + c_{r,ik}^g \Phi_{i+1,k}^g + S_{i,k}^g, \quad (2.11)$$

Тут коефіцієнти  $a_{z,ik}^g$ ,  $c_{z,ik}^g$ ,  $a_{r,ik}^g$ ,  $c_{r,ik}^g$  у внутрішніх точках збірки ШР дорівнюють:

$$a_{z,ik}^g = \frac{D_{i,k-1}^g}{h_{k-1}} v_r^i, \quad c_{z,ik}^g = \frac{D_{i,k+1}^g}{h_k} v_r^i, \quad b_{z,ik}^g = a_{z,ik}^g + c_{z,ik}^g + \bar{\Sigma}_{ik}^g / 2 \quad (2.12)$$

$$a_{r,ik}^g = \frac{r_{i-1/2} D_{i-1,k}^g}{d_{i-1}} v_z^k, \quad c_{r,ik}^g = \frac{r_{i+1/2} D_{i+1,k}^g}{d_i} v_z^k, \quad b_{r,ik}^g = a_{r,ik}^g + c_{r,ik}^g + \bar{\Sigma}_{ik}^g / 2 \quad (2.13)$$

де  $\bar{\Sigma}_{ik}^g = \Sigma_{\alpha,ik}^g v_r^i v_z^k$ ,  $\Sigma_{\alpha}^g = \Sigma_a^g + \Sigma_{in}^g + \Sigma_{mod}^g - \Sigma_{in}^{g \rightarrow g}$  і введені інтервали  $v_z^k = z_{k+1/2} - z_{k-1/2}$ ,  $v_r^i = (r_{i+1/2}^2 - r_{i-1/2}^2) / 2$ .

У рівнянні (2.11) визначено джерело нейтронів у групі  $g$  як

$$S_{ik}^g = \left[ (1/k_{eff}) \chi_f^g \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_{f,ik})^{g'} \Phi_{ik}^{g'} + \Sigma_{mod,ik}^{g-1} \Phi_{ik}^{g-1} + \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{in,ik}^{g' \rightarrow g} \Phi_{ik}^{g'} \right] v_r^i v_z^k. \quad (2.14)$$

Для врахування граничних умов (2.8) на осі та на бічній поверхні циліндра вводяться фіктивні вузли  $r_0 = -d_1 / 2$  і  $r_{N_r+1} = R + W_{ref} + \delta_r^g$ , що дає:

$$a_{r,1k}^g = 0, \quad c_{r,N_r,k}^g = 0, \quad b_{r,1k}^g = c_{r,1k}^g + \bar{\Sigma}_{ik}^g / 2, \quad b_{r,N_r,k}^g = a_{r,N_r,k}^g + \frac{R + W_{ref}}{d_{N_r}} D_{N_r,k}^g v_z^k + \bar{\Sigma}_{N_r,k}^g / 2 \quad (2.15)$$

$$(d_{N_r} = \frac{1}{2} d_{N_r-1} + \delta_r^g).$$

Для граничних умов (2.7) на аксіальних границях розглядуваної області також вводяться фіктивні точки  $z_0 = -h_1 / 2$  і  $z_{N_z+1} = L + h_{N_z} / 2$ , що дає такі вирази

$$a_{z,i1}^g = 0, \quad c_{z,iN_z}^g = 0, \quad b_{z,i1}^g = c_{z,i1}^g + \bar{\Sigma}_{i1}^g / 2, \quad (2.16)$$

$$b_{z,iN_z}^g = a_{z,iN_z}^g + \frac{2D_{i,N_z}^g}{4D_{i,N_z}^g + h_{N_z}} v_r^i + \bar{\Sigma}_{iN_z}^g / 2.$$

Для коефіцієнтів рівняння (2.11) для вузлів на границях фізичних зон легко знайти вирази, аналогічні наведеним в (2.12), (2.13), але треба враховувати відмінність макроскопічних перерізів у суміжних зонах.

Якщо у системі алгебраїчних рівнянь (2.11) праву частину вважати заданою, то лівій частині системи відповідає тридіагональна матриця, і така система може бути розв'язана за допомогою ефективних прямих методів (див., наприклад, [69, 70]). Використовуючи це, розв'язання системи (2.11) можна шукати за допомогою певної ітераційної процедури.

Для пошуку ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів  $k_{eff}$  визначимо величину, яка описує джерело нейтронів поділу в ШР:

$$F = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{k=1}^{N_z} \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_{f,ik})^{g'} \Phi_{i,k}^{g'} v_z^k v_r^i. \quad (2.17)$$

При розв'язанні цієї задачі використовується ітераційна процедура, подібна до описаної в [57], яка забезпечує збіжність ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів  $k_{eff}$  і розподілів скалярних потоків  $\Phi_{ik}^g$ . У нульовому наближенні задається певний початковий розподіл  $\Phi_{ik}^{g(0)}$  для підстановки у вирази в правій частині системи рівнянь (2.11) і для знаходження  $F^{(0)}$  для величини (2.17), а також значення  $k_{eff}^{(0)} = F^{(0)}$ . Нові значення потоків  $\Phi_{ik}^{g(l)}$  на  $l$ -тій ітерації визначаються із системи рівнянь (2.11) за такої схеми: спочатку для кожної групи  $g$  та визначених на попередній ітерації значень  $\Phi_{ik}^{g(l-1)}$  та  $k_{eff}^{(l-1)}$  проводяться внутрішні ітерації за допомогою методу подвійної прогонки [69, 70] у  $z$ -напрямку послідовно для всіх значень радіуса  $r_i$ . Ці ітерації припиняються при досягненні заданої точності розрахунків  $\Phi_{ik}^g$ . Знайдені таким чином розподіли потоку  $\Phi_{i,k}^{g(l)}$  використовуються для розрахунків нових

значень  $F^{(l)}$ ,  $S_{i,k}^{g(l)}$ , а також  $k_{eff}^{(l)}$  за допомогою співвідношень:  $k_{eff}^{(l)} = k_{eff}^{(l-1)} \lambda^{(l)}$ ,  $\lambda^{(l)} = F^{(l)} / F^{(l-1)}$ . Вказана ітераційна процедура обривається при виконанні критерію збіжності  $|1 - \lambda^{(l)}| < \varepsilon$ , де  $\varepsilon$  – задана точність розрахунку  $k_{eff}$ . При виборі конфігурації початкової збірки розглядуваного реактора підбираються такі значення її параметрів, які забезпечують умови близькості до критичного стану:  $k_{eff} \approx 1$ .

Таким чином, розв'язання розглядуваної нестационарної багатогрупової дифузійної задачі переносу нейтронів в циліндричному ШР з урахуванням ефектів вигорання паливних компонентів та запізнених нейтронів звелось до відшукування числових розв'язань нелінійного дифузійного рівняння (2.4) з коефіцієнтами, нелінійна залежність яких від шуканого потоку нейтронів і часу визначається рівняннями вигорання паливних елементів.

Консервативну різницеву схему для системи нестационарних дифузійних рівнянь (2.4) будуємо на основі неявної різницевої процедури Кранка–Ніколсона [71]. Ця симетрична за часом схема характеризується безумовною стійкістю при будь-якому співвідношенні між просторовими і часовими кроками і є єдиною неявною схемою, що має апроксимацію другого порядку точності по  $d_i$ ,  $h_k$  і  $\tau$ . Інтегруючи рівняння (2.4) по елементу об'єму  $rdrdz$  на інтервалах  $(r_{i-1/2}, r_{i+1/2})$  і  $(z_{k-1/2}, z_{k+1/2})$ , а також по часовому інтервалу  $(t, t + \tau)$ , знаходимо цю різницеву схему у такій формі

$$\begin{aligned}
 -a_{z,ik}^g \hat{\Phi}_{i,k-1}^g + (b_{z,ik}^g + b_{r,ik}^g + 2 / (v^g \tau)) \hat{\Phi}_{ik}^g - c_{z,ik}^g \hat{\Phi}_{i,k+1}^g = a_{r,ik}^g \hat{\Phi}_{i-1,k}^g + c_{r,ik}^g \hat{\Phi}_{i+1,k}^g + \\
 + \hat{a}_{z,ik}^g \Phi_{i,k-1}^g - (\hat{b}_{z,ik}^g + \hat{b}_{r,ik}^g - 2 / (v^g \tau)) \Phi_{ik}^g + \hat{c}_{z,ik}^g \Phi_{i,k+1}^g + \hat{a}_{r,ik}^g \Phi_{i-1,k}^g + \hat{c}_{r,ik}^g \Phi_{i+1,k}^g + \\
 + \hat{S}_{ik}^g + S_{ik}^g + \hat{W}_{ik} + W_{ik} + \hat{Q}_{ik}^g + Q_{ik}^g, \quad (2.18)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_{ik}^g = \left[ \chi_f^g \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_{f,ik})^{g'} \Phi_{ik}^{g'} - \sum_l \chi_{dl}^g \beta_l \sum_{g'=1}^G (v_f \Sigma_{f,ik})_l^{g'} \Phi_{ik}^{g'} + \right. \\
 \left. + \sum_{mod,ik}^{g-1} \Phi_{ik}^{g-1} + \sum_{g'=1}^{g-1} \sum_{in,ik}^{g' \rightarrow g} \Phi_{ik}^{g'} \right] v_r^i v_z^k \quad (2.19)
 \end{aligned}$$

$$W_{ik} = \sum_l \chi_{dl}^g \lambda_l C_{l,ik}. \quad (2.20)$$

У рівняннях (2.18) коефіцієнти  $a_{z,ik}^g, b_{z,ik}^g, c_{z,ik}^g, a_{r,ik}^g, b_{r,ik}^g, c_{r,ik}^g$  і  $\hat{a}_{z,ik}^g, \hat{b}_{z,ik}^g, \hat{c}_{z,ik}^g, \hat{a}_{r,ik}^g, \hat{b}_{r,ik}^g, \hat{c}_{r,ik}^g$  для попереднього та нового часових шарів визначаються формулами, аналогічними (2.12), (2.13) і (2.15), (2.16).

Аналогічно випадку задачі на критичні параметри реактора, значення нейтронного потоку на новому часовому шарі  $\hat{\Phi}_{ik}^g$  знаходяться шляхом розв'язання системи алгебраїчних рівнянь (2.18) за допомогою подвійної прогонки в аксіальному напрямку послідовно для всіх значень радіуса  $r_i$ . Ця процедура повторюється, доки здійснювані ітерації не забезпечать задану точність розрахунків нейтронного потоку. У якості початкового розподілу нейтронного потоку  $\Phi_0^g(r_i, z_k)$  в момент часу  $t = 0$  обирається потік нейтронів  $\Phi_{ik}^g$ , попередньо знайдений з розв'язання задачі на критичні параметри для початкової збірки і нормований на певну малу абсолютну величину.

Усі числові розрахунки проводилися у наближенні 26 енергетичних груп нейтронів з використанням групових констант, що бралися з бібліотеки ядерних даних БНАБ (див. [55,56]).

### 2.3 Зміна компонентного складу палива

Дослідження просторово-часової еволюції режиму ХЯГ у розглядуваному ШР вимагає спільного розв'язання системи нестационарних двовимірних багатогрупових дифузійних рівнянь переносу нейтронів (2.4)–(2.6), рівнянь вигорання та напрацювання паливних нуклідів, і рівнянь кінетики для попередників запізнілих нейтронів. З часом у ШР відбувається зміна компонентного складу палива відповідно до ланцюжка ядерних перетворень. Схема перетворень для U-Pu циклу, яка використовувалася при розрахунках, зображена на Рис. 2.3.

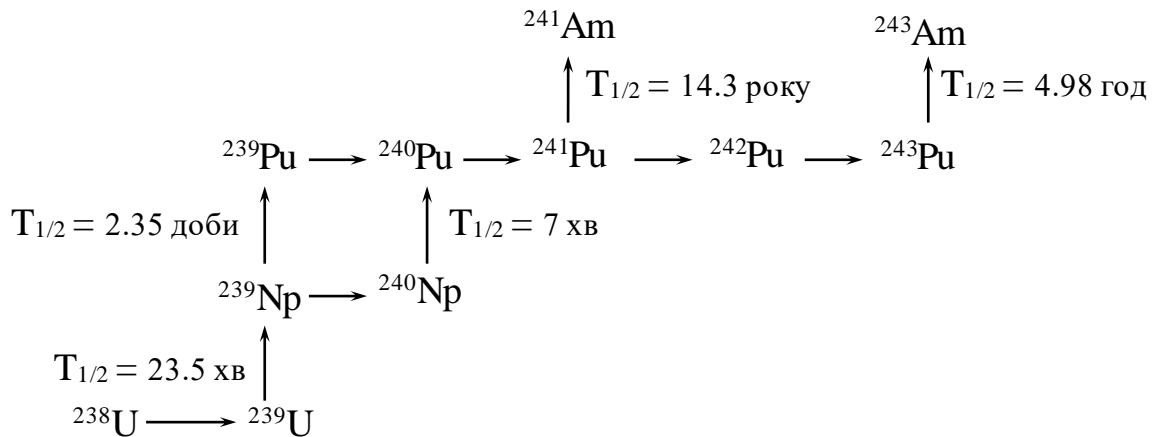


Рис. 2.3 Ланцюжок ядерних перетворень для U-Pu паливного циклу

При цьому не враховуються проміжні ядра  ${}^{240}\text{Np}$  і  ${}^{243}\text{Pu}$ , які мають відносно малий період напіврозпаду, і вважається, що  ${}^{239}\text{Np}$  і  ${}^{242}\text{Pu}$  після захвату нейтрона миттєво перетворюються на  ${}^{240}\text{Pu}$  і  ${}^{243}\text{Am}$ . Таким чином, до основного ланцюжка перетворень включаються 10 ядер, нумерація яких при записі рівнянь вигорання палива наведена в Табл. 2.1. Такими, що поділяються, вважаються п'ять ядер з номерами 1, 3, 4, 5, 6, 7. Пара уламків, що утворюється у кожному акті поділу, в наших розрахунках розглядається як одне ядро, позначене FP [56].

Таблиця 2.1

Нумерація ядер ланцюжка перетворень U-Pu циклу

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ядро	${}^{238}\text{U}$	${}^{239}\text{U}$	${}^{239}\text{Np}$	${}^{239}\text{Pu}$	${}^{240}\text{Pu}$	${}^{241}\text{Pu}$	${}^{242}\text{Pu}$	${}^{243}\text{Am}$	${}^{241}\text{Am}$	FP

Зміна концентрацій ядер цього ланцюжка перетворень описується рівняннями Бейтмана [72]

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = - \left( \sum_g \sigma_{a1}^g \Phi^g \right) N_1, \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial N_l}{\partial t} = - \left( \sum_g \sigma_{al}^g \Phi^g + \Lambda_l \right) N_l + \left( \sum_g \sigma_{c(l-1)}^g \Phi^g + \Lambda_{(l-1)} \right) N_{(l-1)} + \delta_{l5} \sum_g \sigma_{c3}^g \Phi^g N_3, \quad (l = 2 \div 8) \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial N_9}{\partial t} = \Lambda_6 N_6, \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial N_{10}}{\partial t} = \sum_{l=1,4,5,6,7} \left( \sum_g \sigma_{fl}^g \Phi^g \right) N_l, \quad (2.24)$$

де

$\sigma_{al}^g = \sigma_{cl}^g + \sigma_{fl}^g$ ,  $\sigma_{cl}^g$ ,  $\sigma_{fl}^g$  – групові мікроскопічні перерізи поглинання, радіаційного захоплення нейтрона і поділу для ядра з номером  $l$  у групі  $g$ ;

$\Lambda_l = \ln 2 / T_{1/2}^l$  – постійна  $\beta$ -розпаду ядра з номером  $l$  і  $T_{1/2}^l$  – відповідний період напіврозпаду;

$\delta_{l5}$  в (2.22) – символ Кронекера.

Відмінними від нуля вважаються постійні  $\Lambda_2$ ,  $\Lambda_3$  і  $\Lambda_6$ , а  $\Lambda_4 = \Lambda_5 = \Lambda_7 = \Lambda_8 = 0$ . У даній схемі нехтується вигоранням ядер  $^{239}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$  ( $\sigma_{a2}^g = \sigma_{a8}^g = \sigma_{a9}^g = 0$ ), оскільки зменшення їхніх концентрацій за рахунок реакцій поглинання є малим у порівнянні з врахованими процесами. Не враховується також зміна уламків поділу при поглинанні ними нейтронів. У початковий момент часу задаються значення концентрацій цих ядер  $N_l(r, z, t = 0) = N_{0l}(r, z)$ , що відповідають початковій збірці даного реактора.

#### 2.4 Рівняння для попередників запізнілих нейтронів

При дослідженні просторово-часової поведінки ШР необхідно ураховувати запізнілі нейтрони, які можуть відігравати суттєву роль у перехідних процесах. Якщо потік  $\Phi^g$  слабо змінюється за характерний час розпаду попередників запізнілих нейтронів, можна використовувати рівняння кінетики ядер-попередників у наближенні однієї еквівалентної групи у вигляді:

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} = -\lambda_l C_l + \beta_l \sum_{g=1}^G (v_f \Sigma_f)_l^g \Phi^g, \quad (2.25)$$

де  $\lambda_l = \beta_l / \sum_j (\beta_l^j / \lambda_l^j)$ ,  $\beta_l = \sum_j \beta_l^j$ . Для концентрацій ядер-попередників треба також задати певні початкові розподіли  $C_l(r, z, t = 0) = C_{0l}(r, z)$ . У дифузійному рівнянні (1) у наближенні однієї еквівалентної групи ядер-попередників два останніх члени у лівій частині слід записати у формі

$$\sum_l \chi_{dl}^g \beta_l \sum_{g'=1}^G (\nu_f \Sigma_f)_{l'}^{g'} \Phi^{g'} - \sum_l \chi_{dl}^g \lambda_l C_l,$$

де спектр запізнілих нейтронів має вигляд  $\chi_{dl}^g = \sum_j \chi_d^{gj} \beta_l^j / \beta_l$ .

## Висновки до розділу 2

В цьому розділі детально описані теоретичні моделі та методи числових розрахунків, які використовувалися при виконанні дисертаційної роботи.

Розвинуто теоретичний підхід, який дозволяє зробити адекватне врахування наявності в реакторі радіального відбивача нейтронів, шляхом введення до розрахункової моделі додаткових радіальних зон та відповідних граничних умов для вузлів, які знаходяться між радіальними зонами. Це відкриває можливості для проведення досліджень впливу характеристик радіального відбивача нейтронів, таких як його склад та розміри, на параметри ХЯГ, а також для з'ясування можливості керування потужністю та деякими іншими параметрами реактора з ХЯГ за допомогою радіального відбивача нейтронів змінної ефективності.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях [7, 8].

### РОЗДІЛ 3

## ОПИС КОМПЛЕКСУ КОМП'ЮТЕРНИХ ПРОГРАМ ДЛЯ МОДЕЛЮВАННЯ ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ У ШРЗ ХЯГ

Аналітичне розв'язання наведеної у попередньому розділі системи рівнянь, головним з яких є рівняння дифузії нейтронів (2.1), а саме нестационарне нелінійне рівняння другого порядку в частинних похідних у двовимірному просторі циліндричної геометрії (радіальна та аксіальна координати) неможливе навіть при використанні одногрупового наближення по енергіях нейтронів. Використання багатогрупового підходу (в нашому випадку 26-групового наближення), що необхідно для більш адекватного урахування залежності відповідних перерізів та інших ядерних констант від енергії нейтронів, означає 26-кратне збільшення числа відповідних рівнянь нейтронної дифузії, вигорання паливних нуклідів (2.21) – (2.24) та ядерної кінетики попередників запізнілих нейтронів (2.25) у розглядуваній системі рівнянь.

Задача числового розв'язання зазначеної вище системи диференціальних рівнянь на основі комп'ютерних розрахунків суттєво ускладнюється ще й тією обставиною, що за формування хвилі ядерного горіння та її еволюцію відповідають фізичні процеси, часові масштаби яких відрізняються на багато порядків. Так характерний час життя швидкого нейтрона у такій системі під час розвитку ланцюгової ядерної реакції становить частки мікросекунд. Водночас, характерний час появи запізнілих нейтронів, які відіграють важливу роль у загальному нейтронному балансі при перехідних нестационарних процесах у системі становить від часток секунд до десятків секунд. Найважливішим параметром для самопідтримного процесу хвилі ядерного горіння є напрацювання нуклідів, що поділяються. Для уран-плутонієвого паливного циклу ефективний час напрацювання визначається головним чином періодом напіврозпаду проміжного нукліда нуптунія-239, який дорівнює 2.35 доби, тобто приблизно 200 тисяч секунд. При розгляданні торій-уранового

циклу цей параметр ще на порядок більший – 27 діб. Реакторна кампанія циліндричного реактора 5-метрової довжини, як показують попередні розрахунки, становить десятки років, а це вже мільярди секунд. Таким чином, для проведення числових розрахунків при дослідженні нестационарних процесів у реакторі з хвилею ядерного горіння, таких як ініціалізація режиму ХЯГ, його стійкість до різного роду збурень у системі, можливість керування потужністю реактора та таке інше, необхідно враховувати фізичні процеси, характерні часові масштаби яких відрізняються на декілька порядків.

На даний момент, існує декілька різних сертифікованих програмних пакетів для розрахунку кінетики нейтронів в реакторах [73]. Зазвичай, такі програмні пакети орієнтовані на розрахунки критичності системи, або моделювання перехідних процесів та оцінки безпеки реакторів при їх проєктуванні та експлуатації [74]. Оскільки у звичайних реакторах не передбачається досягнення великих значень глибини вигорання палива, а часткове перевантаження палива відбувається кожні 1–2 роки [57], то в них не відбувається суттєвих змін розподілу паливних нуклідів, і для отримання необхідних результатів достатньо провести розрахунки для декількох часових станів реактора. В такому випадку, практичними вважаються розрахунки, які з достатньою точністю виконуються в межах однієї години [75] для одного стану системи.

У випадку нестационарних розрахунків кількість станів реактора, які необхідно буде розрахувати залежить від обраного часу роботи реактора і часовим інтервалом між станами. На значення максимального інтервалу часу між розрахунками, який забезпечує обрану точність, можуть впливати декілька обставин, таких як рівень нейтронного потоку, геометрія активної зони реактора та її нуклідний склад.

В реакторі з хвилею ядерного горіння, де період реактора визначається, головним чином, напівперіодом утворення плутонію (~2.35 діб), такий інтервал не повинен перевищувати 2.35 діб, а для більш коректних розрахунків, – 0.23 діб (тобто 1/10 від періоду реактора). Якщо враховувати,

що реактор з хвилею горіння може працювати, в нашому випадку, без перезавантаження палива, впродовж 50 років, то мінімальна кількість моментів часу, для яких необхідно проводити розрахунки, може сягати 80000. Ця оцінка стосується опису еволюційних процесів у такому реакторі при сталому режимі розповсюдження ХЯГ, коли зміни компонентного складу активної зони реактора обумовлені процесами вигорання-напрацювання нуклідів, що поділяються.

Для дослідження ініціалізації режиму ХЯГ, а також його стабільності під впливом внутрішніх збурень або зовнішнього втручання, зокрема, керування потужністю такого реактора, то, як відзначалося вище, часовий інтервал у послідовних кроках при числових розрахунках повинен бути на багато порядків зменшено, а відповідно зростає і кількість часових кроків. Для забезпечення можливості дослідження нестационарних процесів, що суттєво відрізняються за часовим масштабом, ми використовуємо змінний часовий шаг з відповідним контролем точності розрахунків при цих змінах. Зміна часового кроку при числових комп'ютерних розрахунках відбувається автоматично шляхом його дроблення або укрупнення у відповідності до швидкості змін нейтронного потоку в системі та за умов забезпечення заданої точності розрахунків.

Таким чином, жодний з існуючих стандартних комп'ютерних кодів, що використовується для моделювання процесів у звичайних реакторах не може бути напряму використаний для вирішення задачі, яка поставлена у дисертаційній роботі.

В цьому розділі описується комплекс комп'ютерних програм, які були розроблені та оптимізовані для моделювання нестационарних нейтрон-ядерних процесів у швидкому реакторі з хвилею ядерного горіння при наявності декількох фізичних зон (зони запалу, бридінгу та радіального відбивача нейтронів), а також для он-лайн контролю та візуалізації отриманих результатів. За основу була взята програма для розрахунків хвилі ядерного горіння, яка розроблялася в ННЦ «ХФТІ».

### 3.1 Програма FANTENS-2D

Для виконання поставлених у дисертації задач, викладений у попередньому розділі двовимірний багатогруповий дифузійний підхід було реалізовано в оригінальному комп'ютерному чисельному коді FANTENS-2D (FAst Neutron Transport in Evolving Nuclear Systems of 2-Dimensional cylindrical geometry) шляхом його суттєвої модернізації з доданням можливості врахування наявності в конструкції циліндричного ШР радіального відбивача нейтронів. Код розроблялася на програмній мові Fortran [76–78], оскільки це одна з найшвидших [79] на даний час мов для розв'язання чисельних задач.

#### 3.1.1 Підготовка початкових розподілів нуклідів та визначення макроперерізів

Для розв'язання задачі задається двовимірна ортогональна сітка (див. Рис. 2.2) розмірами  $N_z$  на  $N_r$ , які включають в себе вузли зон  $N_z^{1,2,3\dots n_{zz}}$  та  $N_r^{1,2,3\dots n_{zr}}$ , де  $n_{zz}$  та  $n_{zr}$  відповідні кількості інтервалів, на які розбиваються сторони сітки, і які відповідають зазначеним раніше фізичним зонам. Виходячи з заданої сітки, визначається сітка з півцілими вузлами. Ці параметри записуються в файл результатів Results.dat у текстовому форматі, який можна читати без використання спеціальних програм.

За допомогою спеціальної підпрограми задається відповідний початковий розподіл елементів по вузлам сітки. Такий розподіл розраховується виходячи з таких параметрів як, об'ємні частки компонентів палива з урахуванням рівня збагачення та пористості, об'ємні частки теплоносія та конструкційних матеріалів.

Мікроскопічні перерізи нейтронно-ядерних реакцій завантажуються програмою з зовнішніх файлів, це дає змогу підключати різні бібліотеки ядерних даних, без зміни програми та зменшує кількість потенційних помилок, обумовлених ручним записом нейтронно-ядерних даних до програми. За заданими розподілами елементів та завантаженими мікроскопічними перерізами в кожному цілому вузлі розраховуються

макроскопічні перерізи, а в кожному півцілому вузлі визначаються коефіцієнти дифузії нейтронів.

### 3.1.2 Задача на критичні параметри системи

На початковому етапі вирішується стаціонарна задача на критичність системи, тобто проводиться пошук відповідного складу та розмірів фізичних зон реактора, які б забезпечували близькість ефективного коефіцієнту розмноження нейтронів  $k_{\text{eff}}$  до одиниці, що відповідає шуканому сталому режиму розповсюдження ХЯГ. Це також дозволяє отримати розподіл потоку нейтронів по об'єму реактора, який у подальшому буде використовуватися у якості початкового стану при розв'язанні нестационарної еволюційної задачі. Пошук відбувається за допомогою ітераційного методу пошуку власних значень рівняння (2.11) описаного в попередньому розділі.

Для того, щоб виключити розходження рішення та зменшити кількість ітерацій необхідно обрати найбільш наближений до рішення розподіл потоку нейтронів. Тому, початковий розподіл скалярного потоку нейтронів задається виходячи з розподілу збагачення палива плутонієм, з урахуванням витоку та безперервності потоку нейтронів. Блок-схема описаного етапу наведена на Рис. 3.1.

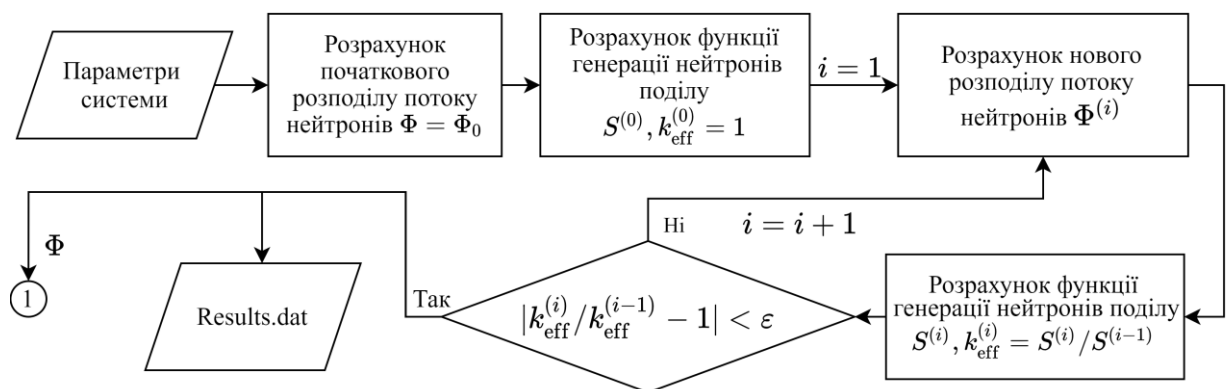


Рис. 3.1 Блок схема розрахунку ефективного коефіцієнту розмноження нейтронів

Ітерації виконуються до досягнення заданої точності. Після закінчення ітерації, їх кількість, та результат розрахунків записуються у файл виводу

результатів Results.dat. Типові значення деяких параметрів роботи програми вказані в Таблиці 3.1.

Таблиця 3.1

**Типові значення деяких параметрів роботи програми**

Назва параметру	Значення
Довжина реактора $L$	500 см
Радіус активної зони $R$	112 см
Товщина відбивача $W_{\text{ref}}$	60 см
Кількість вузлів розрахункової сітки на осі	260
Кількість вузлів розрахункової сітки по радіусу	75
Початковий часовий крок $\Delta t_0$	$10^{-13}$ доби
Часовий крок під час стаціонарного режиму $\Delta t$	$1.5 \cdot 10^{-2}$ доби
Точність розрахунку $k_{\text{eff}}$	$10^{-6}$
Розрахований час роботи реактора	30 років
Реальний час розрахунків	1.5 тижні
Об'єм згенерованих даних	15 ГБ

### 3.1.3 Моделювання еволюції хвилі ядерного горіння

Отриманий на попередньому етапі розподіл потоку нейтронів нормується так, щоб потужність реактора мала задане значення. Після цього, починаються розрахунки зміни потімку нейтронів з часом. Перший часовий крок  $\Delta t_0$  береться мінімальним ( $10^{-13}$  доби), і з кожною наступною часовою ітерацією часу змінюється: збільшується вдвічі, якщо збільшення часового кроку не призводить до порушення наперед заданої точності розрахунків, або вдвічі зменшується, якщо зміна потоку з таким часовим кроком перебільшує обраний ліміт. Для цього на кожній часовій ітерації проводиться три розрахунки: два послідовних розрахунки з одинарним часовим кроком, та один розрахунок з подвійним кроком (в обох варіантах однаковий початковий момент часу). Виходячи з різниці між отриманими результатами часовий крок,

або зменшується, або збільшується, або залишається незмінним, якщо він досяг встановленого максимального значення.

Під час кожного часового кроку за процедурою, описаною у попередньому розділі, знаходяться значення потоку нейтронів у наступний момент часу. Разом з цим, розв'язуються рівняння вигорання та утворення попередників нейтронів, що запізнюються. Блок-схема описаного процесу наведена на Рис. 3.2.

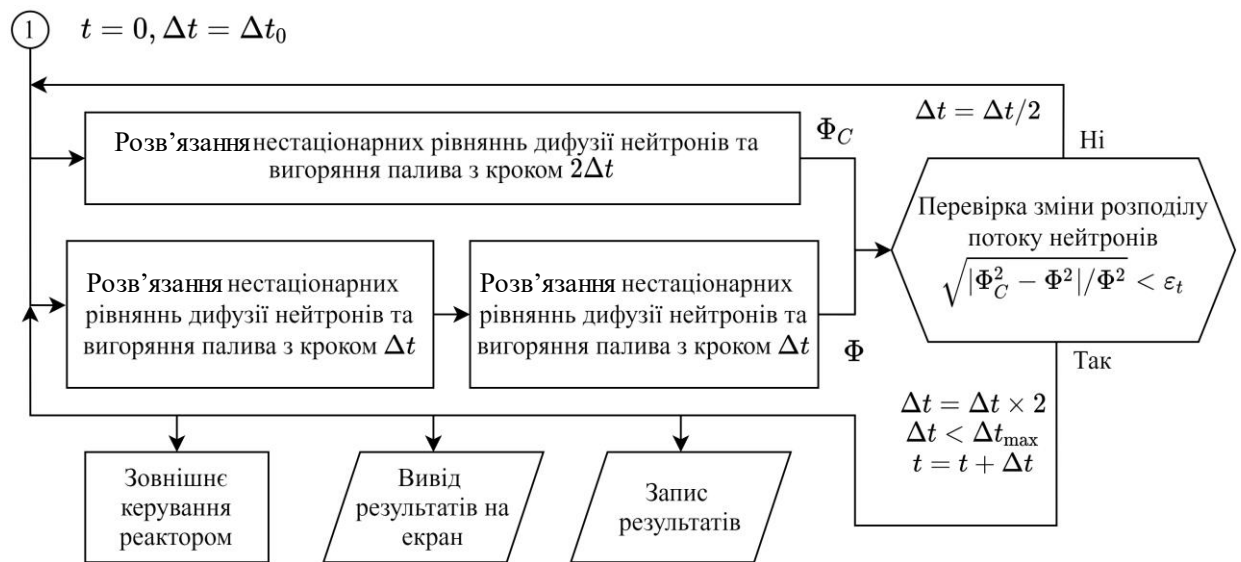


Рис. 3.2 Блок схема розрахунку еволюції хвилі ядерного горіння

Через певну кількість часових ітерацій проводиться розрахунок потужності реактора та запис певних параметрів для цього часового моменту: об'ємний розподіл підсумованих по енергетичним групам потоку нейтронів, об'ємні розподіли нуклідів, розподіл щільності енерговиділення, розподіл продуктів поділу. Час від часу проводиться запис розподілу потоку нейтронів для кожної енергетичної групи. Для економії часу та пам'яті жорсткого диску використовується не відформатований запис даних до відповідних файлів.

Для поточної візуалізації та он-лайн контролю розрахунків в програмі ініціалізується графічна оболонка, за допомогою якої, як видно на Рис. 3.3 на екран виводяться значення аксіальних розподілів потоку нейтронів, плутонію та урану-238 разом, окремо плутонію, а також зміни потужності реактора з

часом, крім того у текстовому вікні виводяться значення розрахункового моменту часу, часовий крок, відносна зміна потоку нейтронів та потужність реактора.

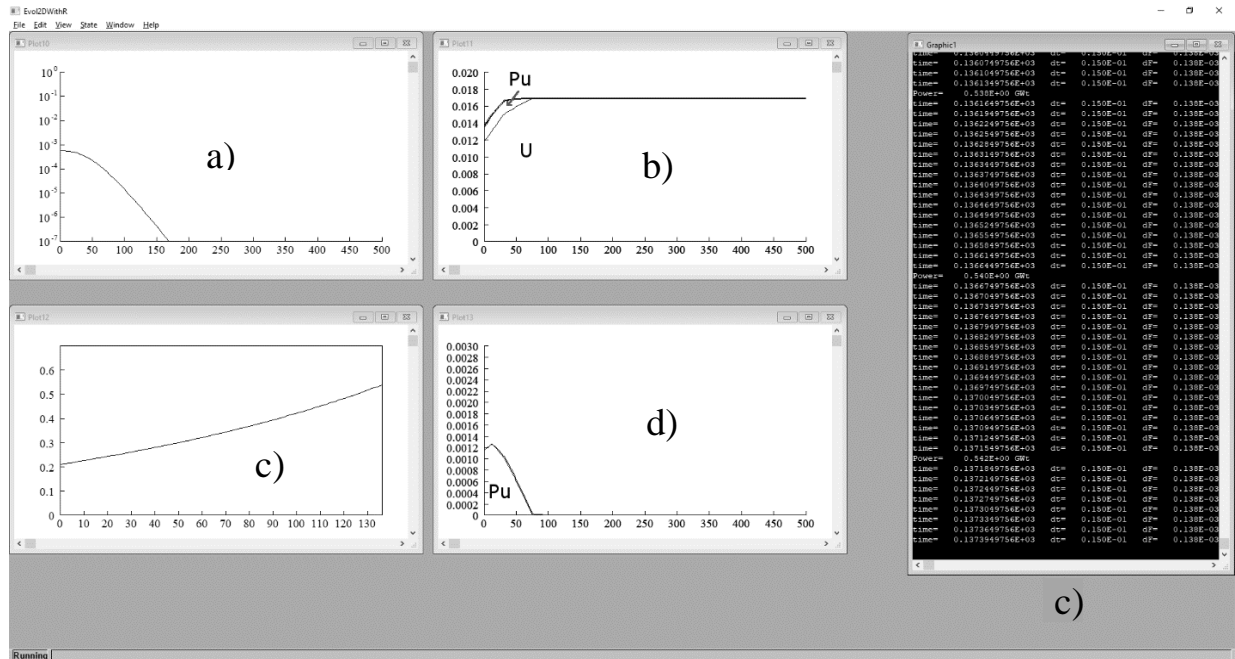


Рис. 3.3 Графічне вікно програми FANTENS2D. а) Розподіл потоку нейтронів на осі реактора; б) Кумулятивний розподіл потоку плутонію та урану на осі реактора; в) Зміна потужності реактора з часом (в днях); д) Розподіл абсолютної концентрації плутонію на осі реактора; е) Текстове вікно програми. Значення розподілів задаються у внутрішніх одиницях вимірювання

Типовий час моделювання одного проходження ХЯГ вздовж циліндричного реактора 5 метрової довжини з відповідними розрахунковими параметрами, які вказані в таблиці 3.1, складає приблизно 1.5 тижні при використанні процесора AMD Ryzen 5 1600, 3.2 GHz (шість ядер) Таким чином, співвідношення часу моделювання до часу роботи реактора дорівнює 1:1000, що дає змогу проводити дослідження перехідних процесів у реакторі з ХЯГ та стійкості цього режиму за прийнятний час.

### 3.2 Тестування програмного комплексу

З метою тестування розробленого програмного комплексу було проведено розрахунки  $k_{\text{eff}}$  в рамках участі у Координаційному дослідницькому проєкті МАГАТЕ «Контрольні розрахунки нейтроники щодо стартових тестів Китайського Експериментального Швидкого Реактора» (CRP IAEA «Neutronics Benchmark CEFR Start-up Tests»). Результати розрахунків  $k_{\text{eff}}$  для реактора CEFR, які були отримані іншими виконавцями Проєкту з 16 країн світу при використанні стандартних сертифікованих детерміністичних комп'ютерних кодів, таких як PARCS v27, DIF3D, VARIANT, KIKO3DMG, FARCOB, WIMS 11, а також результати наших розрахунків, отриманих за допомогою коду FANTENS-2D (лінія КІПТ), представлені на Рис. 3.4. Порівняння цих результатів вказує на досить добре узгодження між нашими результатами та результатами інших груп.

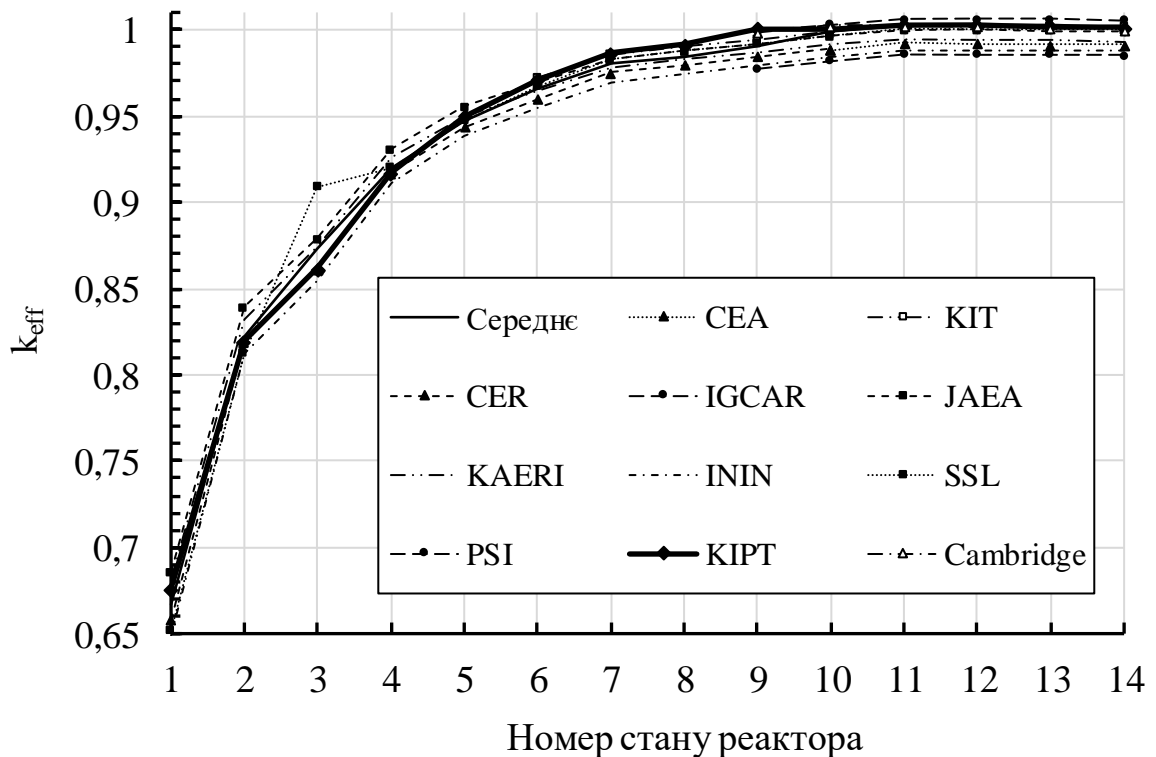


Рис. 3.4 Результати розрахунків  $k_{\text{eff}}$  для реактора CEFR

### 3.3 Програми для візуалізації отриманих результатів

Для аналізу отриманих результатів необхідно трансформувати файли даних у зручний для сприйняття формат, зазвичай це таблиці даних та графіки величин, які розраховувалися у різноманітних формах та перетвореннях. В плані візуалізації та представлення даних дуже популярною є мова програмування Python [80], яка має значну бібліотеку для побудови графіків та текстового представлення даних [81].

Оскільки, при роботі програми, дані зберігаються у не відформатованому вигляді, яка може бути прочитана лише програмою написаною на Fortran, то для перекладу даних у вигляд, який сприймається мовою програмування Python була написана окрема програма. Об'єм не відформатованих даних може сягати декількох гігабайт, і враховуючи те, що переведення даних у відформатований вигляд значно збільшує їх об'єм, у програмі передбачено вибір періодичності з якою вибираються дані, які необхідно переформатувати.

У процесі проведення досліджень шляхом комп'ютерного моделювання значної кількості різноманітних конфігурацій реактора накопичується великий об'єм цифрової інформації. Ручна обробка такої інформації займає велику кількість часу, тому був розроблений, та втілений в програмній мові Python алгоритм, який автоматично обробляє та візуалізує отримані дані. Це не лише значно зменшує час обробки отриманої інформації, але й дозволяє привести графіки різного типу до одного вигляду, що полегшує їх порівняння та аналіз представлених даних.

Не оброблені дані представлені двовимірними масивами, які показують розподіли різних параметрів реактора у кожний заданий момент часу. Для найбільш наочного представлення цих даних використовуються два вигляди: двовимірний, з кольоровим відображенням значення заданої величини, та у вигляді тривимірної поверхні, які показано на Рис. 3.5. Графіки, зображені на Рис. 3.5, будуються автоматично. При необхідності змінити кут ізометричної проєкції, як на графіки такого типу можуть бути модифіковані вручну.

Побудова двовимірних графіків для окремих моментів часу дає наочне уявлення про процес розповсюдження ХЯГ в об'ємі реактора. Для зручного аналізу часової еволюції таких важливих інтегральних характеристик, таких як інтегральний потік нейтронів, потужність реактора та швидкість розповсюдження хвилі ядерного горіння використовувалися звичайні графічні представлення даних.

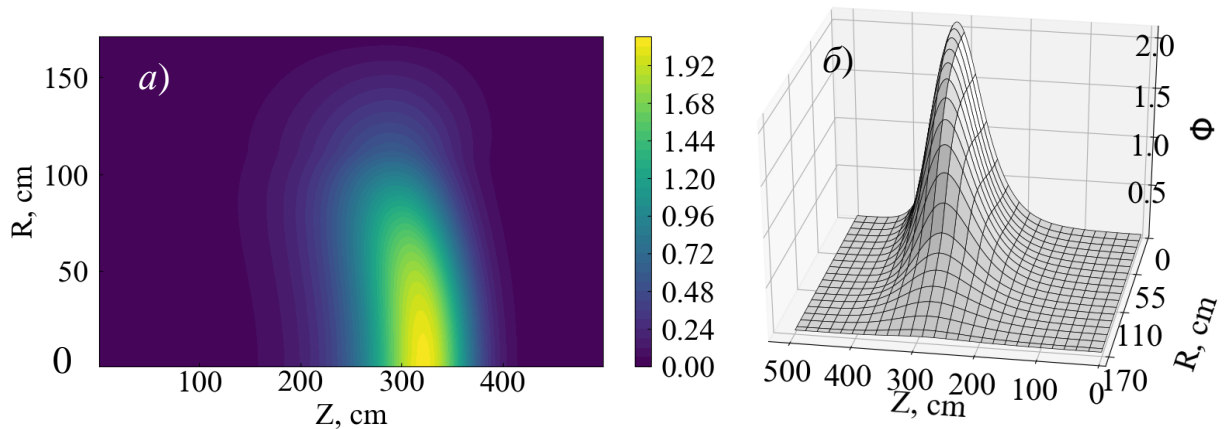


Рис. 3.5 Представлення двовимірних розподілів на графіках: а) площиною з контурами різного кольору для різних значень функції, б) тривимірною поверхнею. У даному випадку, представлений розподіл потоку нейтронів

Потужність реактора та інтегральний потік нейтронів розраховуються за наступними формулами:

$$P = \int p dV = 2\pi \int r^2 p dr dz \quad (3.1)$$

$$F = \int \Phi dV = 2\pi \int r^2 \Phi dr dz \quad (3.2)$$

де  $p$  – це щільність енерговиділення реактора в одиницю часу.

Один з варіантів таких графіків наведений на Рис. 3.6. На графіках видно стабільного розповсюдження хвилі ядерного горіння в проміжку, приблизно, між 12 та 20 роками, та етапи започаткування і загасання ХЯГ. З цих графіків, в залежності від інформації яка нас цікавить, обираються моменти часу для яких ми будемо двовимірні графіки.

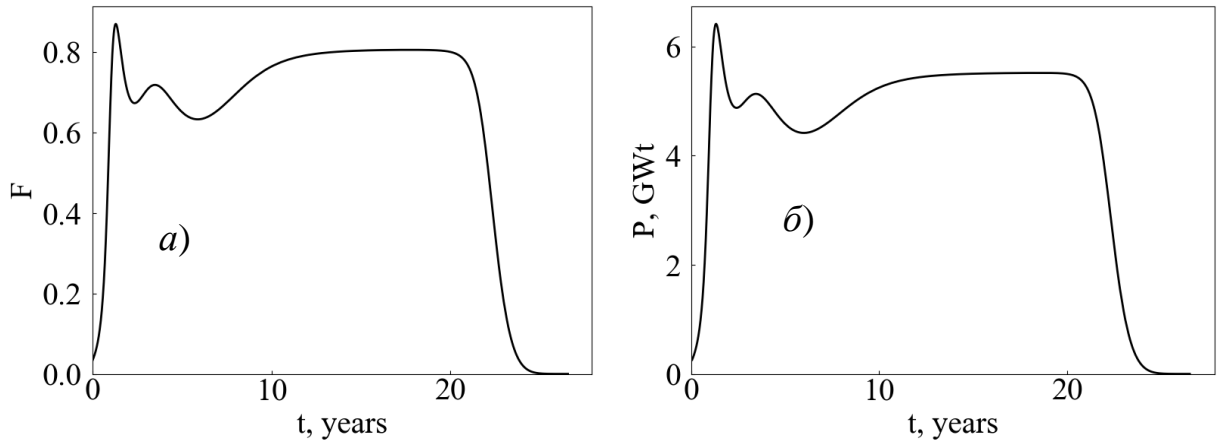


Рис.3.6 Приклад інтегральних характеристик роботи реактора. Залежність інтегрального потоку (*a*) та потужності (*б*) від часу (роки)

Для більш детального аналізу деяких особливостей хвилі ядерного горіння зручно використовувати одновимірні графіки Рис. 3.7, де вісь ординат відповідає функції, а вісь абсцис – або радіусу, або аксіальної вісі реактора. На Рис. 3.7а показано розподіли потоку нейтронів в різні моменти часу. При такій візуалізації, по зміні максимального значення потоку нейтронів та його положення, можна визначити наскільки рух хвилі є рівномірним та стаціонарним. На графіку 3.7б зображена радіальна залежність потоку нейтронів у різні моменти часу, тут значення положення на осі  $Z$  для кожного моменту часу відповідає положенню максимуму потоку нейтронів. З цього графіка визначається зміна радіальної форми потоку нейтронів з часом. Оскільки значні зміни, у стаціонарному режимі роботи, протягом роботи не спостерігались, то в розділах з результатами роботи такі графіки не наводяться. Для дослідження радіальних перерізів для кожного моменту часу будуються графіки подібні до Рис. 3.7в, на якому зображені форми потоку нейтронів у певний момент часу в залежності від координати  $Z$  для різних значень  $R$ . З цього графіку можна визначити наскільки потік нейтронів в периферії «відстає» від потоку нейтронів на осі реактора.

Ще однією важливою характеристикою хвилі ядерного горіння є швидкість її розповсюдження. Для визначення швидкості руху хвилі ядерного

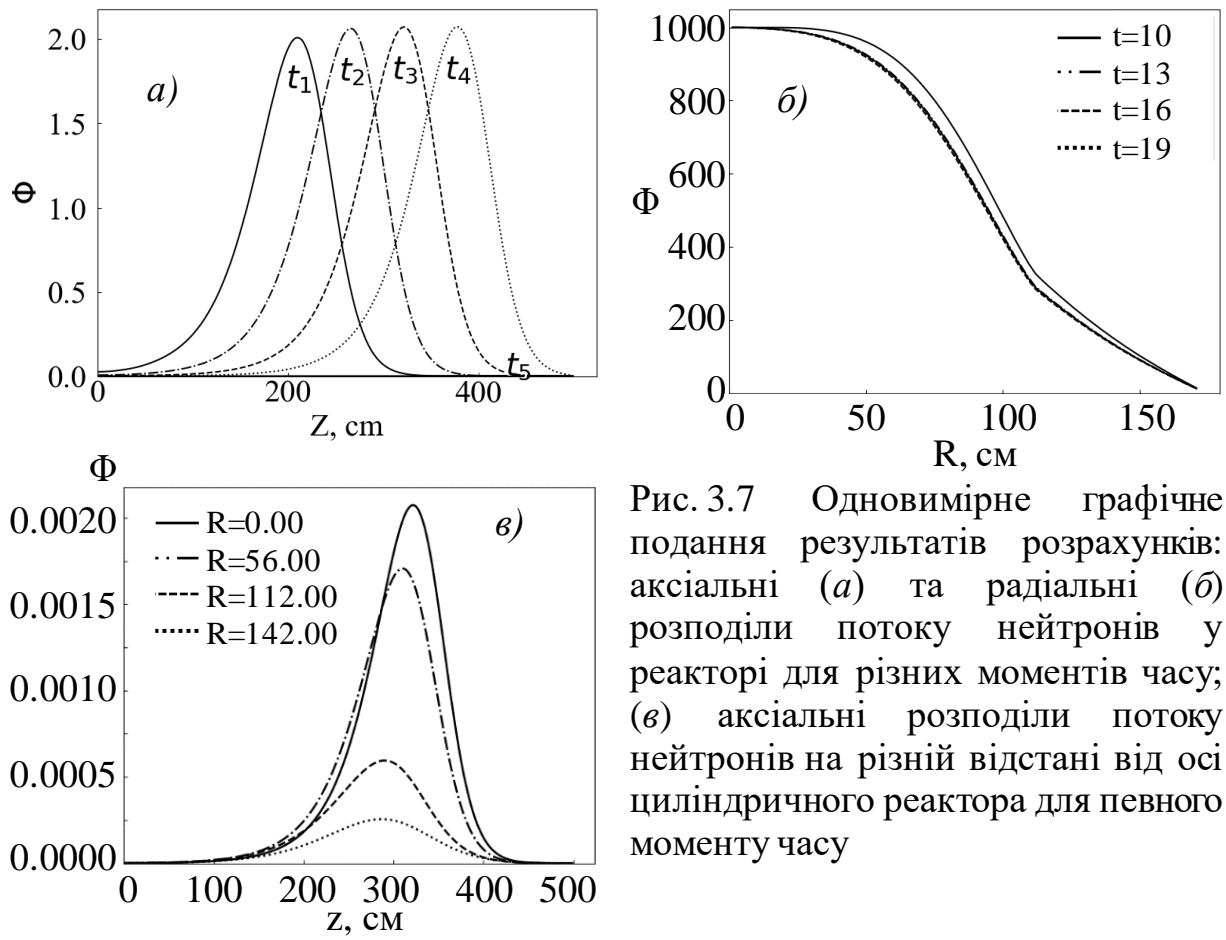


Рис. 3.7 Одновимірне графічне подання результатів розрахунків: аксіальні (а) та радіальні (б) розподіли потоку нейтронів у реакторі для різних моментів часу; (в) аксіальні розподіли потоку нейтронів на різній відстані від осі циліндричного реактора для певного моменту часу

горіння необхідно визначити її положення. Для цього використовувався розподіл нейтронного потоку або потужності реактора, адже, на відміну від розподілів елементів по об'єму, вони мають чітко виражений максимум та різко зменшуються (як видно на Рис. 3.5а, 3.7а) при віддаленні від нього. Враховуючи незмінність форми хвилі у стаціонарному режимі розповсюдження ХЯГ, достатньо аналізувати розподіл потоку нейтронів на осі реактора. Зазвичай, достатньо слідкувати за пересуванням максимуму розподілу, але в даному випадку значення функцій потоку нейтрону записуються у дискретній формі, тому можуть виникати випадки, коли положення максимуму у наступний момент часу зміщується у зворотному напрямку і виникає ілюзія від'ємної швидкості. Такого ефекту можна позбутися, якщо для розрахунку швидкості брати положення максимуму на більш віддалених моментах часу, але при цьому втрачається певна інформація. Тому в роботі використовувався підхід, за якого миттєве положення хвилі

розраховується як положення «центру мас», де маса це значення потоку нейтронів, за формулою:

$$z_c = \frac{\sum_i \Phi_i z_i}{\sum_i \Phi_i} \quad (3.3)$$

Такий метод дає змогу з дискретного набору значень, з достатньою точністю визначити положення хвилі ядерного горіння. По відомій залежності  $z_c(t)$  шляхом диференціювання за часом знаходиться швидкість руху хвилі.

### Висновки до розділу 3

З метою дослідження впливу радіального відбивача нейтронів на характеристики перспективного швидкого реактора, що працює в режимі хвилі ядерного горіння, проведено суттєву модифікацію та оптимізацію комплексу програм FANTENS-2D для моделювання нейтрон-ядерних процесів у такому реакторі. Ця модернізація включала перехід до використання декількох фізичних зон, зокрема радіальних, з можливістю зміни компонентного складу цих зон безпосередньо під час розповсюдження ХЯГ, що відкриває можливість дослідження можливості керування потужністю реактора з ХЯГ без втручання в активну зону реактора, а також провести оптимізацію основних параметрів радіального відбивача нейтронів для поліпшення характеристик режиму ХЯГ. Тестування розробленого комп'ютерного коду проведене шляхом участі у міжнародному проєкті МАГАТЕ «Neutronics Benchmark CEFR Start-up Tests» показало узгодженість отриманих нами результатів щодо розрахунків  $k_{\text{eff}}$  з результатами, отриманих при використанні сертифікованих комп'ютерних кодів.

Створені комп'ютерні програми для он-лайн контролю, візуалізації та аналізу отриманих даних. Такий комплекс програм значно зменшив час та систематизував набір графічних зображень для аналізу отриманих результатів.

Основні положення цього розділу викладені у публікації [8].

## РОЗДІЛ 4

### ОПТИМІЗАЦІЯ ЗОНИ ЗАПАЛУ ТА ПОШУК СЦЕНАРІЮ ПЛАВНОГО ЗАПУСКУ РЕАКТОРА З ХЯГ

Для суттєвого скорочення тривалості числових комп'ютерних розрахунків при аналізі числових варіантів компонентного складу та структури зони запалу реактора з метою пошуку оптимальних її параметрів при ініціалізації режиму ХЯГ, у розрахунках перехідних нейтрон-ядерних процесів при запуску такого реактора на першому етапі досліджень ми використовували наближення радіального баклінгу. Як вже відмічалось у Розділі 2 дисертації, використання концепції радіального баклінгу дозволяє точно враховувати поперечний витік нейтронів, який є одним з найголовніших факторів, що впливають на умови існування режиму ХЯГ, але не дозволяє врахувати радіальну неоднорідність вигорання палива. Тим не менш, основні закономірності ядерних фізичних процесів у реакторі з ХЯГ при використанні концепції баклінгу описуються достатньо адекватно, хоча й з деякою числовою похибкою, порядку 15 %, як показав порівняльний аналіз, виконаний в роботі [38]. Урахування додаткових можливостей при оптимізації структури зони запалу, що пов'язані з використанням її радіальної неоднорідності будуть розглянуті у наступному розділі цієї дисертації.

В роботах [34–41] розглядався спрощений сценарій запуску ШР, у якому розповсюдження ХЯГ у зоні бридінгу, заповненій сировинними ізотопами, ініціюється за допомогою зовнішнього потоку нейтронів, що опромінює торцеву границю ШР, де розташована зона запалу (початкова активна зона) з паливом, збагаченим плутонієм. При цьому у ряді робіт (див. [34–37]) використовувалася проста зона запалу з однорідним нуклідним складом. Суттєвим недоліком такого спрощеного сценарію запуску ШР було надмірне зростання енерговиділення у зоні запалу на початковій стадії ініціювання самопідтримного режиму ХЯГ, зумовлений відсутністю на цій стадії роботи реактора достатньої кількості продуктів поділу, які поглинають нейтрони і тим

самим пригнічують ланцюгову ядерну реакцію після напрацювання достатньої їх кількості в області активного ядерного горіння. Саме напрацювання продуктів поділу на фоні зменшення концентрації фертильного нукліду U-238 відповідає за встановлення рівноважного сталого режиму розповсюдження ХЯГ з певним рівнем потужності енерговиділення. Тому виникла задача пошуку можливостей ініціювання режиму ХЯГ у ШР з прийнятними значеннями густини та повної величини енерговиділення без небезпечного зростання потужності в зоні запалу під час запуску такого реактора.

Подальші дослідження ШР з режимом ХЯГ довели можливість придушення початкового сплеску потужності за допомогою використання зони запалу зі спеціальною структурою [40, 41]. Проте розглядувана в цих роботах схема запуску ШР потоком нейтронів, що падає на зовнішню поверхню реактора, не виглядає раціональною і є доволі абстрактною, враховуючи, що застосована інтенсивність потоку була досить значною ( $j_{ex} \sim 10^{12} \text{ n}/(\text{cm}^2 \text{ c})$ ), а джерело цього потоку не конкретизувалося.

Проблема плавного запуску реактора з ХЯГ розглядалася раніше також в роботі [29], але в цій роботі, як відзначалося у Розділі 1 цієї дисертації, вирішувалася задача на пошук власного значення швидкості хвилі сталого режиму розповсюдження ХЯГ, тобто вирішувалася фактично стаціонарна задача. Використання такого підходу, однак, робить принципово неможливим дослідження перехідних нестаціонарних процесів у такому реакторі при ініціюванні ХЯГ.

Більш прийнятним видається сценарій, де режим ХЯГ ініціюється за допомогою початкової реакторної активної зони (зони запалу) у центрі ШР, що зокрема відповідає схемі, розглянутій Е. Теллером у [18]. Також бажано, щоб можна було почати самопідтримну ланцюгову реакцію у початковій реакторній активній зоні за допомогою джерела нейтронів малої інтенсивності, яке неважко реалізувати на практиці. При цьому найбільш важливою проблемою залишається запобігання надмірному початковому

зростанню нейтронного потоку й енерговиділення і усунення інших суттєвих варіацій потужності ШР при ініціюванні розглядуваного режиму ХЯГ.

Тому на даному етапі роботи вивчалася можливість оптимізації процесу започаткування режиму ХЯГ, розглядаючи сценарій запуску ШР такого типу за допомогою зони запалу, яка розташована в центрі реактора і ініціює розповсюдження ХЯГ вздовж осі циліндричного реактора одночасно по обидва боки від зони запалу. Будемо також шукати оптимальні параметри такої зони запалу, які б забезпечили запуск такого ШР з плавним виходом на стаціонарний режим розповсюдження ХЯГ без значних варіацій потужності реактора.

Розглянута у другому розділі циліндрична модель перспективного ШР, який працює у режимі ХЯГ, та відповідна схема числових розрахунків реалізується на основі розробленого в ННЦ ХФТІ оригінального пакету комп'ютерних програм FANTENS-B, що був модернізований для моделювання еволюції режиму ХЯГ при запуску даного ШР за допомогою дії активної зони запалу, розташованої у центрі реактора, і для оптимізації процесу запуску. Цей числовий код дає змогу моделювати з необхідною точністю початкові перехідні процеси при започаткуванні режиму ХЯГ у цьому ШР.

Розробка оптимальної методики запуску режиму ХЯГ у ШР з паливом U-Pu циклу значною мірою базувалася на результатах попередніх розрахунків просторово-часової еволюції ХЯГ для різних варіантів параметрів реактора, які відповідають різним композиціям такого ШР (див., наприклад, [40, 41]). Для об'ємних часток складових ШР були обрані такі ж значення, як у [40, 41]: палива –  $F_{\text{fuel}}=44\%$ , конструкційного матеріалу Fe –  $F_{\text{Fe}}=20\%$  і теплоносія Pb-Bi –  $F_{\text{cool}}=36\%$ , частка пор у паливі 20 %. Ці значення є близькими до складу реальних ШР з металевим паливом U-Pu циклу.

Була проведена низка числових розрахунків режиму ХЯГ, щоб забезпечити значення потоку нейтронів, густини енерговиділення та

швидкості хвилі на стаціонарній стадії цього режиму у ШР з паливом U-Pu циклу, прийнятні з практичної точки зору, і в результаті обрані такі базові геометричні розміри ШР: довжина половинної секції  $L = 500$  см і радіус циліндра  $R = 103$  см (див. Рис. 2.1).

При виборі конфігурації початкової збірки ШР із зоною запалу спочатку розв'язувалася задача на критичні параметри для забезпечення початкового стану, близького до критичного ( $k_{eff} \approx 1$ ). Потім для знайденої початкової збірки проводилося моделювання ініціювання та розповсюдження ХЯГ у даному ШР. Спочатку для перевірки було розглянуто ШР з простою однорідною зоною запалу. Як і варто було очікувати, для такого запалу і у випадку розташування у центрі ШР має місце надмірне зростання нейтронного потоку і потужності ШР на початковій стадії, що показано нижче. Далі розглядалася задача вибору оптимізованої композиції зони запалу, яка б забезпечила прийнятну початкову стадію роботи ШР на основі саморегульованого перебігу еволюції режиму горіння, тобто плавний вихід потужності реактора на рівень, який відповідає сталому режиму розповсюдження ХЯГ. Очевидно, що для цього необхідно з максимальною можливою точністю імітувати стан активної зони ХЯГ у її сталому режимі розповсюдження за всіма основними параметрами, а саме, просторовими розподілами нейтронного потоку, паливних нуклідів та продуктів поділу. Тому структуру оптимізованої зони запалу в центрі ШР слід шукати у формі, близької до структури активної зони сталого режиму ХЯГ, знаходячи адекватну (з точки зору макроперерізів поглинання нейтронів) заміну відсутнім на стадії започаткування ХЯГ продуктам поділу шляхом додавання до зони запалу поглинача нейтронів (у нашому випадку  $^{181}\text{Ta}$ ) зі спеціальним аксіальним розподілом, який імітує розподіл продуктів поділу у ХЯГ.

Виходячи з цих основних принципів побудови оптимізованої зони запалу, було проведено моделювання започаткування режиму ХЯГ у ШР з U-Pu паливом для великої кількості можливих варіантів параметрів зони

запалу з метою оптимізації її структури. На основі проведеного аналізу запропоновано певну конфігурацію оптимізованого запалу для даного ШР з U-Pu паливом, яка відображена на Рис. 4.1в. Результати комп'ютерного моделювання запуску режиму ХЯГ у ШР як зі спрощеним однорідним, так і знайденим оптимізованим запалом, наведені на Рис. 4.1–4.3.

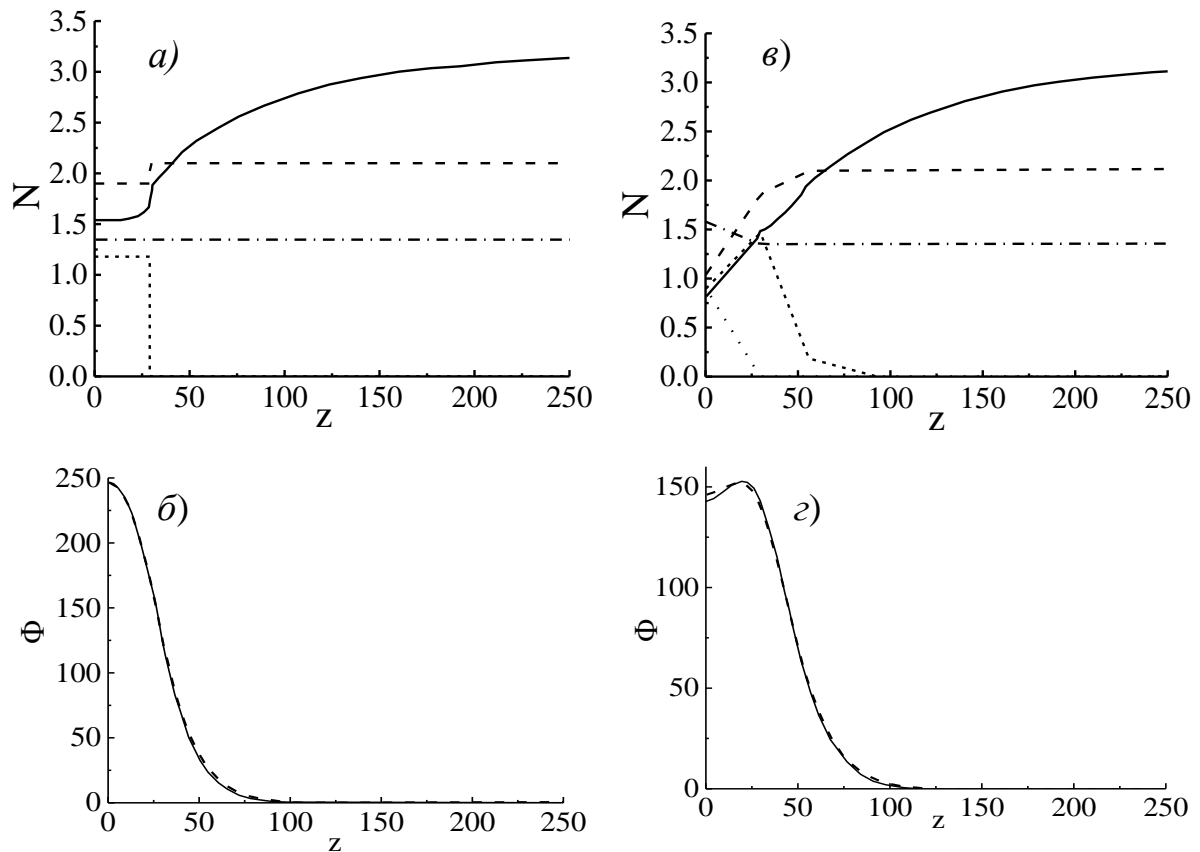


Рис. 4.1 Початкові конфігурації ШР з U-Pu паливом зі спрощеною однорідною (а, б) і оптимізованою (в, з) зонами запалу ( $z$  в см). Аксіальні розподіли (а, в) – концентрацій  $N$  ( $10^{21}$  см $^{-3}$ ):  $^{238}\text{U}$  (штрихова крива), Pb-Bi (штрих-пунктирна) і  $^{181}\text{Ta}$  (точкова) поділені на 8, а також початкової (короткі штрихи) і рівноважної (суцільна крива) концентрацій  $^{239}\text{Pu}$ ; (б, з) – нейтронного потоку  $\Phi$  ( $10^{12}$  n/(см $^2$  с)), нормованого на середнє енерговиділення 20 Вт/см $^3$ , суцільна крива – 26-груповий розрахунок, штрихова – ефективне багатогрупове наближення

На Рис. 4.1 показані аксіальні розподіли основних характеристик композиції для обраних початкових конфігурацій ШР. У випадку простої

однорідної зони запалу знайдений для неї аксіальний розмір був  $L_{ig} = 28.98$  см, а концентрація плутонію у ній дорівнює 10 %, що менше рівноважної концентрації  $N_{eq} = \sigma_{c1} N_1 / (\sigma_{f4} + \sigma_{c4})$  (див., наприклад, [34]), яка визначається як концентрація  $^{239}\text{Pu}$ , до якої паливо асимптотично прямує при постійному опроміненні потоком нейтронів [4, 5]. Структура оптимізованого запалу описується формулами:

$$N_4 = N_f \left[ e_1 + z(e_2 - e_1) / L_{ig} \right], \quad 0 < z < L_{ig}, \quad (4.1)$$

$$F_{\text{fuel}}^{(ig)}(z) = F_{\text{fuel}} \left[ u_1 + (1 - u_1) z / L_{ig} \right], \quad 0 < z < L_{ig}, \quad (4.2)$$

$$N_4 = N_f \left[ (e_2 - e_3)(L_{ig} + \Delta - z) / \Delta + e_3 \right], \quad L_{ig} < z < L_{ig} + \Delta, \quad (4.3)$$

$$N_4 = N_f e_3 (L_{ig} + \Delta + \Delta_2 - z) / \Delta_2, \quad L_{ig} + \Delta < z < L_{ig} + \Delta + \Delta_2. \quad (4.4)$$

Вміст плутонію в запалі змінюється за лінійним законом (4.1), де  $N_f$  – концентрація ядер палива у зоні бридінгу, а коефіцієнти  $e_1$  і  $e_2$  характеризують збагачення палива. Об'ємна частка палива в запалі (4.2) зменшена ( $u_1 < 1$ ) і змінюється лінійно так, щоб вміст  $^{238}\text{U}$  давав значення  $N_{eq}$ , близькі до концентрації  $^{239}\text{Pu}$  у цій зоні (див. Рис. 4.1в), а звільнений об'єм частково заповнюється  $^{181}\text{Ta}$  (відносна частка  $F_{\text{Ta}}$ ), який застосовується як поглинаючий матеріал у ШР [57] і імітує наявність продуктів поділу на зворотному боці фронту хвилі, а решта ( $1 - F_{\text{Ta}}$ ) – додатковою кількістю стопу Рb-Ві. У зоні бридінгу біля запалу додано збагачений шар, у якому вміст плутонію спадає за лінійним законом (4.3). Введення поглинача  $^{181}\text{Ta}$  в запалі і додаткового збагаченого шару (4.3) приводить до того, що максимум критичного розподілу потоку нейтронів (див. Рис. 4.1в) зсунувся до границі запалу  $z = L_{ig}$ , а значна частка цього розподілу тепер припадає на область формування фронту хвилі у зоні бридінгу, на відміну від випадку однорідного запалу, де максимум критичного потоку є при  $z = 0$ . Далі у зоні бридінгу додано шар (4.4) з невеликим збагаченням палива плутонієм, що лінійно

спадає, який має збільшити швидкість ХЯГ поблизу зони запалу і усунути значний спад потужності ШР перед виходом на стаціонарну стадію (див. [40]). З аналізу еволюції ХЯГ були знайдені значення параметрів оптимізованого запалу:  $L_{ig} = 29.55$  см,  $e_1 = 0.076$ ,  $e_2 = 0.122$ ,  $u_1 = 0.572$ ,  $F_{Ta} = 0.70$ ,  $\Delta = 26.4$  см,  $e_3 = 0.0160$ ,  $\Delta_2 = 40.0$  см. Зазначимо, що на Рис. 4.1б,  $z$  сумарний по 26 групах потік нейтронів, практично співпадає з потоком, знайденим в ефективному багатогруповому наближенні, що свідчить про достатню точність цього наближення.

Розглянемо результати моделювання еволюції ХЯГ у ШР U-Pu циклу з початковими критичними конфігураціями, показаними на Рис. 4.1. Для простоти вважалося, що початкове джерело нейтронів  $Q$  у рівнянні (2.2) діє протягом деякого часу  $t_{off}$  у шарі  $L_{ig} - \Delta_Q < z < L_{ig}$  шириною  $\Delta_Q = 10$  см, де є постійним по  $z$ . Для схеми з однорідним запалом без будь-якого регулювання для здійснення стабільного запуску ШР довелося взяти досить значну інтенсивність джерела  $Q \approx 10^7$   $n/(см^3 \text{ с})$ , яке діяло  $t_{off} = 100$  діб. Для оптимізованого запалу початкове нейтронне поле виводиться на потрібний рівень за допомогою регулятора з додатковим  $^{181}\text{Ta}$  у зоні запалу. Початковий стан ШР вибирається з невеликою позитивною реактивністю,  $\rho \sim 10^{-3}$ , і система приводиться у підкритичний стан введенням поглинаючого регулятора. При запуску ШР цей поглинач повільно виводиться до досягнення заданого рівня нейтронного поля (приблизно його рівень у ХЯГ). Концентрація  $^{181}\text{Ta}$  регулятора змінюється так:

$$N_{Ta}(t) = N_{Ta}^{(0)}(T - t) / T. \quad (4.5)$$

У розрахунках бралися такі значення:  $N_{Ta}^{(0)} = 2.4 \cdot 10^{20}$   $см^{-3}$ ,  $T = 300$  діб. У схемі з оптимізованим запалом удається здійснити запуск ШР з джерелом невеликої інтенсивності  $Q \approx 5 \cdot 10^2$   $n/(см^3 \text{ с})$ , яке неважко реалізувати на практиці, з часом дії  $t_{off} = 350$  діб. На Рис. 4.2 наведено часові залежності потужності

енерговиділення половинної секції ШР  $P_I$  протягом початкового періоду кампанії. Для обраної композиції і розмірів ШР стаціонарна стадія режиму ХЯГ характеризується невеликою швидкістю хвилі (13.2 см/рік) і тривалою кампанією реактора (~28 років). Величина потужності половинної секції реактора  $P_I$  на стадії стаціонарної ХЯГ має прийнятне значення (~2.1 ГВт). На початку кампанії для ШР з однорідним запалом при формуванні

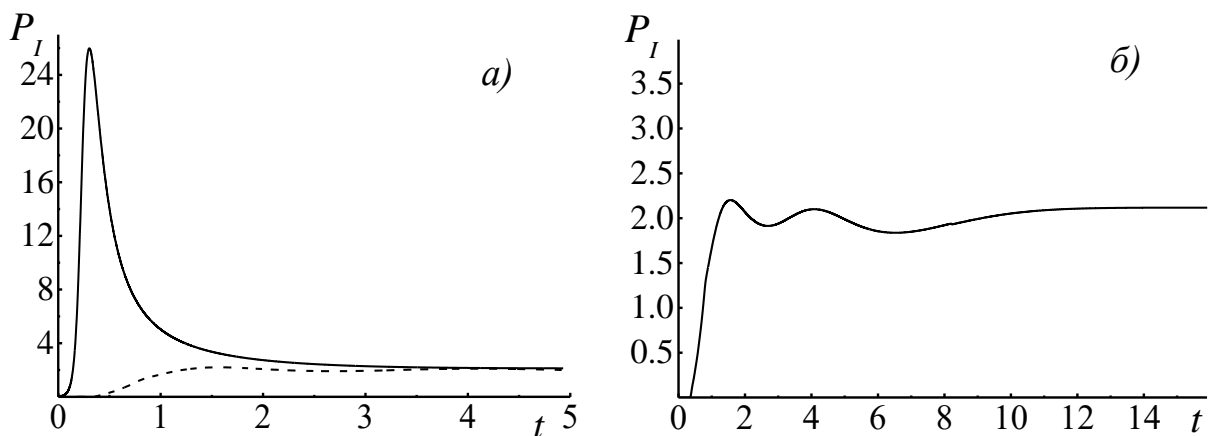


Рис. 4.2 Інтегральна по половині об'єму потужність  $P_I$  (ГВт) у залежності від часу  $t$  (роки) для ШР з U-Pu паливом з (а) простим однорідним і (б і штрихи на а) оптимізованим запалом, початкові конфігурації яких показані на Рис. 4.1а, б і 4.1в, г

поблизу зони запалу фронту ХЯГ, спостерігається неприйнятне зростання потужності ШР  $P_I$  до значень ~25 ГВт (див. Рис. 4.2а), що на порядок перевищує значення на стадії стаціонарної ХЯГ. Застосування оптимізованого запалу (див. Рис. 4.2б) дає змогу позбутися цього надмірного зростання потужності ШР. При цьому протягом декількох років при формуванні ХЯГ поблизу зони запалу перед остаточним виходом на стаціонарний режим спостерігаються помірні варіації потужності ШР (порядку  $\pm 10\%$ ). Можливо, що ці варіації можна усунути точнішою оптимізацією параметрів запалу, проте вони не є критичними і при необхідності можуть нівелюватися певним

механізмом регулювання потужності реактора відповідно до потреб, який ми тут не розглядаємо.

На Рис. 4.3 показано просторово-часову еволюцію розподілів нейтронного потоку і концентрації  $^{239}\text{Pu}$  у паливі на початку кампанії розглядуваних варіантів ШР U-Pu циклу з однорідним і оптимізованим запалами. Наведено аксіальні профілі цих величин для кількох початкових моментів часу ( $t_1-t_8$ ) роботи ШР через рівні проміжки (80 діб для простого та

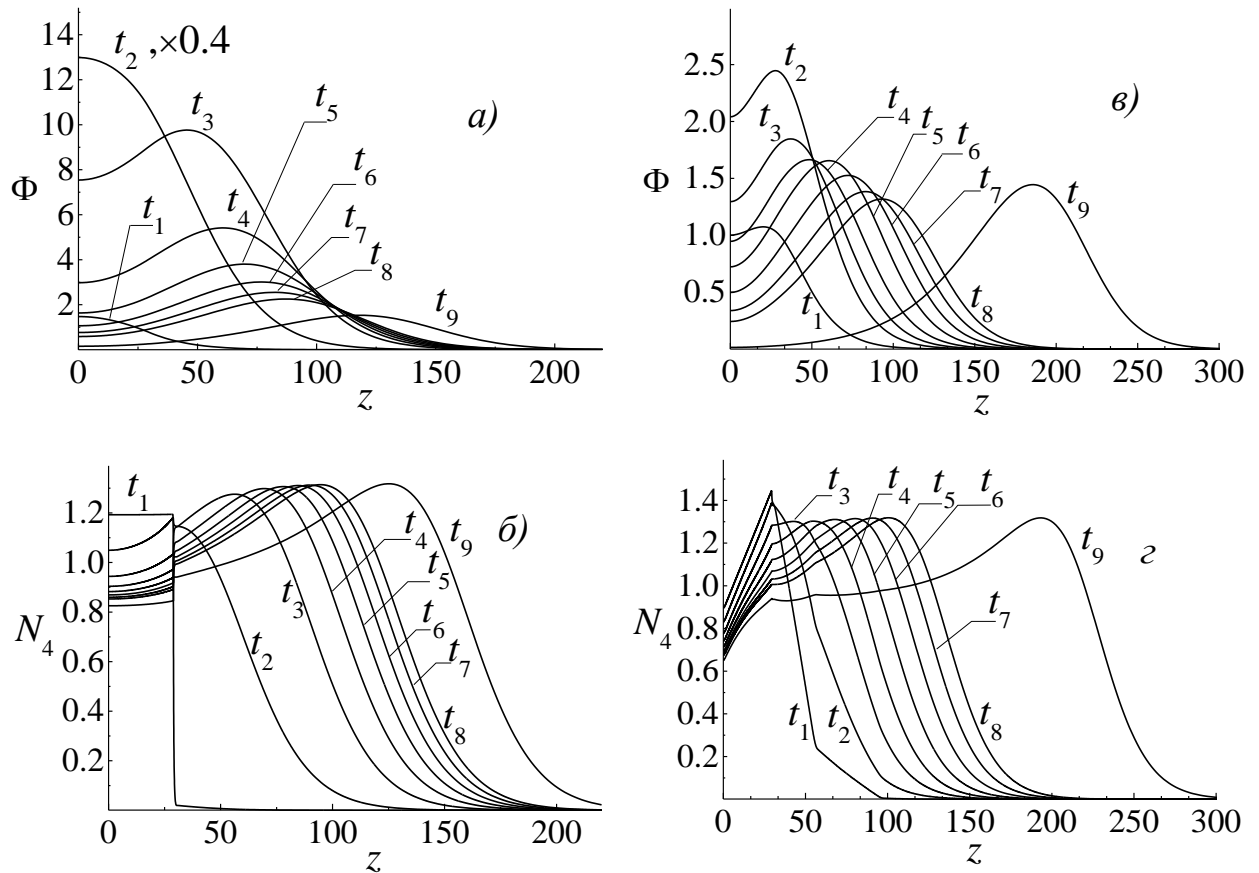


Рис. 4.3 Початкова еволюція ХЯГ ( $z$  в см) у ШР з U-Pu паливом з (а, б) однорідним і (в, г) оптимізованим запалом: потік нейтронів  $\Phi$  ( $\times 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) і концентрація  $N_4$  ( $\times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) для  $^{239}\text{Pu}$  для моментів часу: (а, б)  $t_1 = 40$ ,  $t_2 = 120$ ,  $t_3 = 200$ ,  $t_4 = 280$ ,  $t_5 = 360$ ,  $t_6 = 440$ ,  $t_7 = 520$ ,  $t_8 = 600$  і  $t_9 = 1300$  діб; (в, г)  $t_1 = 250$ ,  $t_2 = 550$ ,  $t_3 = 850$ ,  $t_4 = 1150$ ,  $t_5 = 1450$ ,  $t_6 = 1750$ ,  $t_7 = 2050$ ,  $t_8 = 2350$  і  $t_9 = 5000$  діб

300 діб для оптимізованого запалу), а також для моменту  $t_9$ , коли ХЯГ вийшла на сталий режим. Для простої зони запалу (див. Рис. 4.3, б) при  $t < 200$  діб (моменти  $t_1-t_3$ ) має місце занадто велике зростання потоку  $\Phi$  і відбувається

радикальна швидка перебудова профілю розподілу  $^{239}\text{Pu}$  у паливі, що формує фронт ХЯГ, а потім (моменти  $t_4-t_8$ ) поступово величина  $\Phi$  зменшується до рівня, близького до значення в ХЯГ, а максимум зсувається у зону бридінгу.

На відміну від цієї картини, у випадку оптимізованого запалу (див. Рис. 4.3*в, г*) немає надмірного зростання нейтронного потоку, а перебудова компонентного складу палива і формування фронту хвилі відбуваються плавно протягом інтервалу  $t_1-t_8$ , і максимум аксіального розподілу нейтронного потоку також поступово плавно зсувається в бік зони бридінгу. Режим ХЯГ тут формується повільніше, ніж у випадку простого запалу, але це є наслідком усунення надмірних значень потоку і не заважає використанню ШР на початковій стадії завдяки стабільності його потужності.

Варто відзначити, що запуск реактора з середини означає відсутність аксіального витоку нейтронів, і таким чином для запуску реактора з середини у зоні запалу необхідна менша кількість плутонію, ніж для запуску реактора з краю. За нашими розрахунками, для запуску реактора від зовнішнього джерела нейтронів необхідно 1.7 тон/ГВт Pu-239, в той час, як для запуску реактора від середини необхідно 1.5 тон/ГВт Pu-239.

#### **Висновки до розділу 4**

Проведено числове моделювання процесів у перспективному реакторі на швидких нейтронах (ШР) з металевим паливом U-Pu циклу, що працює у самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння (ХЯГ), з метою дослідження можливостей оптимізації запуску такого реактора. Розглянуто циліндричну модель ШР, у якому ХЯГ ініціюється за допомогою зони запалу в центрі ШР та розповсюджується вздовж аксіальної осі в обох напрямках від зони запалу.

Розрахунки проводилися за допомогою розробленого оригінального пакету комп'ютерних програм FANTENS-B, у якому реалізовано математичну модель даного ШР на основі дифузійного підходу шляхом розв'язання системи диференціальних рівнянь у часткових похідних, що включає нестационарне дифузійне рівняння переносу нейтронів, рівняння вигорання

компонентів палива для U-Pu циклу та рівняння ядерної кінетики для попередників запізнілих нейтронів, з використанням ефективного багатогрупового наближення і концепції радіального баклінгу.

Запропоновано оптимізований сценарій запуску режиму ХЯГ у ШР з паливом як U-Pu циклу, який дає змогу запобігти надмірному зростанню та іншим значним варіаціям потужності енерговиділення ШР перед виходом на стаціонарний режим ХЯГ. Знайдено відповідні варіанти композиції оптимізованої початкової активної зони запалу. У даному сценарії саморегульоване функціонування зони запалу ініціюється шляхом плавного виведення потоку нейтронів на початку запуску до оптимального рівня за допомогою простого танталового регулятора і джерела нейтронів малої інтенсивності. Детально розглянуто фізичні процеси на початковій стадії роботи ШР з паливом U-Pu циклу із запропонованим оптимізованим запалом.

Основні положення цього розділу викладені у публікації [7]

## РОЗДІЛ 5

### ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ЕФЕКТИВНОСТІ РАДІАЛЬНОГО ВІДБИВАЧА НЕЙТРОНІВ НА ПАРАМЕТРИ ХЯГ

У четвертому розділі з метою суттєвого прискорення комп'ютерних розрахунків при пошуках оптимальної структури зони запалу ШР з ХЯГ була використана спрощена математична модель, у якій поперечний витік нейтронів описувався за допомогою наближення радіального баклінгу [57]. При цьому, розрахунки проводились в ефективному багатогруповому дифузійному наближенні, в якому нестационарне одновимірне дифузійне рівняння розв'язується з використанням ефективних нейтрон-ядерних перерізів, усереднених за допомогою локальних групових нейтронних спектрів, що знаходяться з відповідної стаціонарної багатогрупової задачі на критичні параметри ШР для поточного моменту часу.

Недоліком розрахункової схеми з радіальним баклінгом є те, що таке наближене моделювання радіального витоку нейтронів призводить до нехтування ефектами неоднорідності вигорання компонентів палива у радіальному напрямку. Крім того, ця схема не дає змоги описувати систему з суттєво неоднорідним по радіусу складом, зокрема, при наявності радіального відбивача нейтронів. Тому для адекватного включення до розрахункової схеми радіального відбивача нейтронів необхідно розв'язувати задачу переносу нейтронів у розглядуваному циліндричному ШР в істинно двовимірній геометрії. Така двовимірна задача з використанням багато-групового підходу (26 енергетичних груп) була попередньо розглянута в роботі [38] для простої циліндричної моделі ШР з однією радіальною зоною без урахування наявності відбивача нейтронів. Порівняння результатів розрахунків з використанням цих двох підходів [37] і [38] показало, що спрощений підхід з використанням концепції радіального баклінгу та ефективного багатогрупового наближення забезпечує доволі правильний якісний опис розглядуваних процесів при еволюції режиму ХЯГ при певних кількісних розбіжностях з точним

двовимірним багатогруповим підходом [38]. Проте розрахунки у точному підході [38] потребують набагато більших обчислювальних ресурсів та часу. Тому в роботах [38–41] для аналізу різних перехідних процесів у реакторі, що працює у режимі ХЯГ, та дослідження стійкості цього режиму (див. [41]) використовувався спрощений підхід [37].

Даний етап роботи присвячений дослідженню впливу радіального відбивача нейтронів на характеристики режиму ХЯГ у циліндричному ШР з металевим паливом U-Pu циклу. Для адекватного опису суттєвої радіальної неоднорідності, обумовленої наявністю цього відбивача нейтронів, використовується підхід у двовимірній циліндричній геометрії, подібний до застосованого у роботі [38], проте суттєво перероблений з можливістю урахування декількох радіальних зон з різним складом. На цьому етапі роботи, на основі проведених розрахунків досліджується залежність потужності даного ШР з ХЯГ від ефективності (товщини) радіального відбивача.

У другому розділі був розвинутий оригінальний детерміністський підхід для опису нестационарних процесів, що відбуваються у ШР при започаткуванні ХЯГ і її розповсюдженні вздовж осі реактора. Цей підхід базується на чисельному розв'язанні нестационарного дифузійного рівняння переносу нейтронів у реакторному середовищі разом з рівняннями вигорання компонентів палива, а також рівняннями ядерної кінетики для попередників запізнілих нейтронів з використанням багатогрупових ядерних констант.

Для урахування наявності радіального відбивача нейтронів та дослідження його впливу на параметри та поведінку ХЯГ на основі описаного у другому розділі дисертації двовимірного багатогрупового дифузійного підходу було проведено суттєву модернізацію комп'ютерного числового коду FANTENS-2D (FAst Neutron Transport in Evolving Nuclear Systems 2-Dimensional cylindrical geometry) шляхом переходу до багатозонної схеми як у аксіальному, так і радіальному напрямках. За допомогою цього коду було проведено низку числових розрахунків, що описують поведінку основних

характеристик режиму ХЯГ для варіантів розглядуваного ШР з різними радіусами, які також відрізнялися товщиною радіального відбивача.

При проведенні цих розрахунків спочатку розв'язувалася стаціонарна задача на критичні параметри для визначення розмірів збагаченої плутонієм зони запалу, що забезпечують близький до критичного стан ШР ( $k_{eff} \approx 1$ ), придатний для започаткування режиму ХЯГ. Далі на основі знайдених конфігурацій критичного ШР проводилися розрахунки часової еволюції просторово-енергетичних розподілів нейтронного потоку при започаткуванні та розповсюдженні ХЯГ вздовж зони бридінгу та процесів вигорання та напрацювання паливних компонентів протягом кампанії реактора.

Об'ємні частки компонентів композиції ШР були обрані такими ж, як і у попередньому розгляді:  $F_{\text{пал.}} = 44\%$  для металевого уран-плутонієвого палива,  $F_{\text{Fe}} = 20\%$  для конструкційного матеріалу та  $F_{\text{cool}} = 36\%$  для Pb-Bi теплоносія. Об'ємна частка пор у паливі становила  $p = 0.2$ . Ці значення об'ємних часток приблизно відповідають складові реальних швидких реакторів.

Звісно, при розгляді питання про практичне втілення реактору з ХЯГ необхідно розглянути різні можливі варіанти реактора для якої проводяться розрахунки, як за типом використовуемого палива (металевий уран, U-Zr сплав, UF та інші), так і за типом теплоносія (Pb, Pb-Bi, Na або He), а також за конструкційними матеріалами активної зони. До цього, паралельно з моделюванням нейтронно-ядерних процесів, необхідно буде додати розрахунки термогідравліки такого реактора. Зрозуміло, що на останньому етапі проектування обраної конфігурації і при визначенні кінцевих параметрів реактора, такі розрахунки треба вести у трьохвимірній геометрії з урахуванням повних ланцюгів ядерних перетворень та використанням точних значень всіх ядерних констант та перерізів реакцій. На практиці для таких розрахунків використовують сертифіковані комп'ютерні коди, зазвичай із закритим доступом, розроблені на основі методу Монте Карло, наприклад, такі як

MCNP, SERPENT та інші. Однак, для досягнення необхідної точності числових розрахунків при використанні таких кодів необхідно мати достатньо велику статистику подій, що потребує дуже великого обсягу комп'ютерного часу, особливо коли йдеться про моделювання нестационарних перехідних процесів у реакторі. Тому на етапі вивчення фізичних особливостей режиму ХЯГ більш ефективним є використання детерміністського підходу, зокрема, викладеного у розділі 2 дисертації, та реалізованого у вигляді комп'ютерного коду FANTENS-2D, що описаний у розділі 3.

### 5.1 Оптимізація зони запалу в двовимірній моделі реактора

На Рис. 2.1 початкова активна зона схематично зображена як відрізок циліндру при  $-L_{\text{ign}} < z < L_{\text{ign}}$ , що відповідає простій зоні запалу з однорідним компонентним складом. Проте, як показано в роботах [35–37], використання такої спрощеної зони запалу за умов відсутності зовнішнього керування призводить до надмірного зростання нейтронного потоку та потужності ШР на стадії започаткування режиму ХЯГ, що є неприйнятним з практичної точки зору. Така поведінка реактора на цій стадії роботи пов'язана з відсутністю в активній зоні продуктів поділу, які виступають у ролі «стримувача» ланцюгової реакції на стадії сталого режиму ХЯГ. Ефекту надмірного початкового розгону реактора можна запобігти використовуючи оптимізовану зону запалу, що має складнішу неоднорідну структуру, як зокрема було показано у роботах [38, 40] на основі розрахунків у наближенні радіального баклінгу. Метою цього етапу досліджень було визначити оптимальний двовимірний розподіл елементів, який би забезпечив плавний вихід реактора у самопідтримний режим ХЯГ без використання зовнішнього джерела нейтронів.

Для моделювання запуску реактора зі спрощеною структурою зони запалу була обрана конфігурація циліндричного реактора з довжиною  $L = 500$  см і радіусом активної зони  $R = 112$  см з товщиною радіального відбивача  $W_{\text{ref}} = 70$  см. Такий вибір радіусу активної зони, який в даному

випадку є меншим за критичний радіус ШР з ХЯГ без радіального відбивача нейтронів, продиктований намаганням продемонструвати важливу функцію радіального відбивача нейтронів, властивості якого можуть суттєво впливати на тільки на конкретні параметри ШР, але й на саме існування режиму ХЯГ.

Під спрощеним запалом мається на увазі зона реактору  $0 < Z < L_{\text{ign}}$  ( $L_{\text{ign}} = 32$  см) збагачена плутонієм по всьому радіусу палива на 10 %, як зображено на Рис. 5.1а.

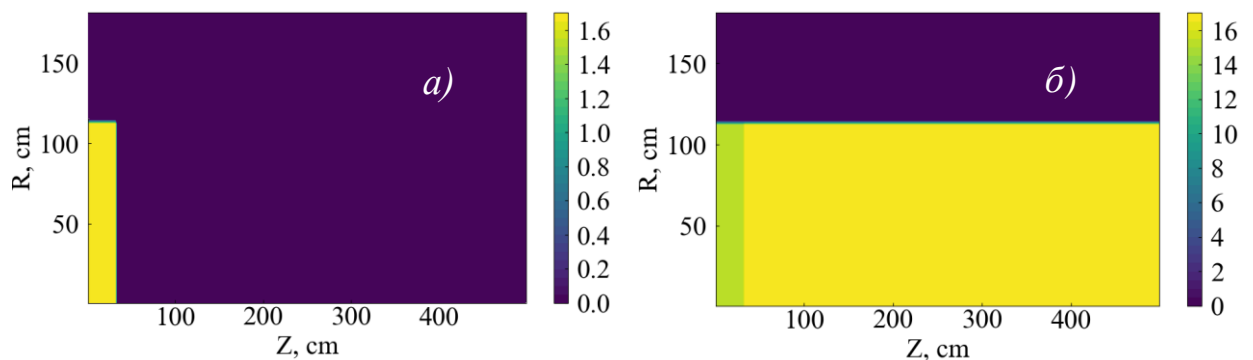


Рис. 5.1 Двовимірні розподіли складу спрощеної зони запалу: (а)  $N_{\text{Pu}}$  ( $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) – концентрація плутонію, (б)  $N_{\text{U}}$  ( $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) –  $^{238}\text{U}$

На Рис. 5.2а для обраної конфігурації швидкого реактора показана залежність потужності реактору від часу його роботи. Видно, що на початку роботи реактора потужність стрімко зростає, потім також швидко спадає і лише після того виходить на стаціонарний режим сталого розповсюдження ХЯГ з постійним рівнем потужності реактора. Таке відносно різке збільшення потужності є неприйнятним з практичної точки зору оскільки створює небезпеку розплавлення активної зони реактора. Наші розрахунки показують, що при використанні меншої концентрації плутонію у зоні запалу або при зменшенні її довжини режим ХЯГ не реалізується. Для усунення різкого зростання потужності на початку роботи реактора проведені розрахунки, де початковий розподіл нуклідів у зоні запалу був підібраний подібним до розподілу елементів в активній зоні ХЯГ при сталому режимі її розповсюдження. На Рис. 5.2б наведений приклад, розподілу плутонію, через

6 років роботи ШР, тобто після встановлення в ньому сталого режиму ХЯГ. Для імітації наявності продуктів поділу використовувався тантал у кількості, яка відтворює рівень поглинання нейтронів продуктами поділу в активній зоні реактора при сталому режимі ХЯГ.

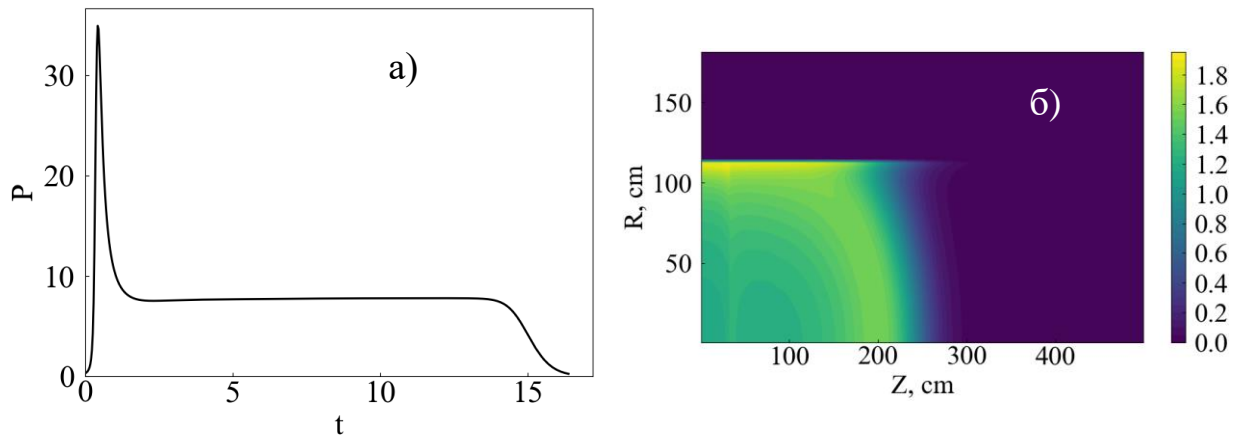


Рис. 5.2 Залежність потужності (ГВт) реактора з ХЯГ від часу (роки) при запуску зі спрощеним запалом (а); розподіл плутонію  $N_{Pu}$  ( $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) після 6 років роботи реактора (б)

Під час започаткування хвилі, на середині реактора відбувається утворення двох хвиль, які розповсюджуються у протилежних напрямках, але деякий час після запуску реактора підсилюють одна одну. Тому варто створити такі умови за яких, при започаткуванні хвилі, на близькій до центру реактора відстані збагачення плутонію було б достатньо для започаткування хвилі, проте вигорання палива швидше призводило б до зменшення потоку в центральній зоні ректору. По мірі просування хвилі від центру, вплив «сусідньої» хвилі буде зменшуватись, тому для формування самостійного режиму ХЯГ необхідна певна підтримка ядерних реакцій, які відбуваються в активній зоні. На Рис 5.2б видно, що потік нейтронів на периферії активної зони відстає від потоку нейтронів на осі реактора. Таким чином можна підтримувати ХЯГ використовуючи коротшу зону запалу за рахунок збагачення плутонієм області ближчої до радіальної поверхні активної зони, як показано на Рис. 5.3а.

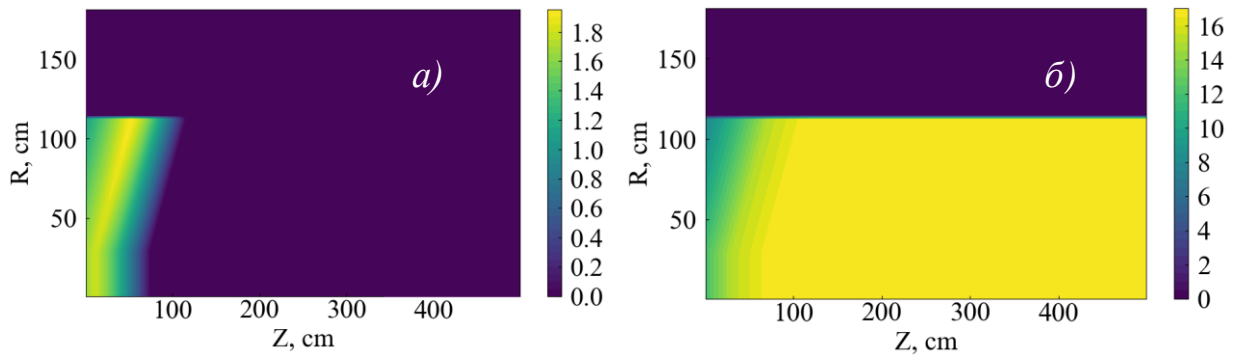


Рис. 5.3 Двовимірні розподіли компонентів палива «оптимізованого» запалу: а)  $N_{Pu}$  ( $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) – концентрація плутонію; б)  $N_U$  ( $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) – урану-238

Остаточна форма змісту плутонію та урану у зоні запалу, які дають оптимальний вихід потужності на початку роботи реактора показані на Рис. 5.3. Їх аксіальні розподіли в залежності від відстані від осі, зображені на Рис. 5.4.

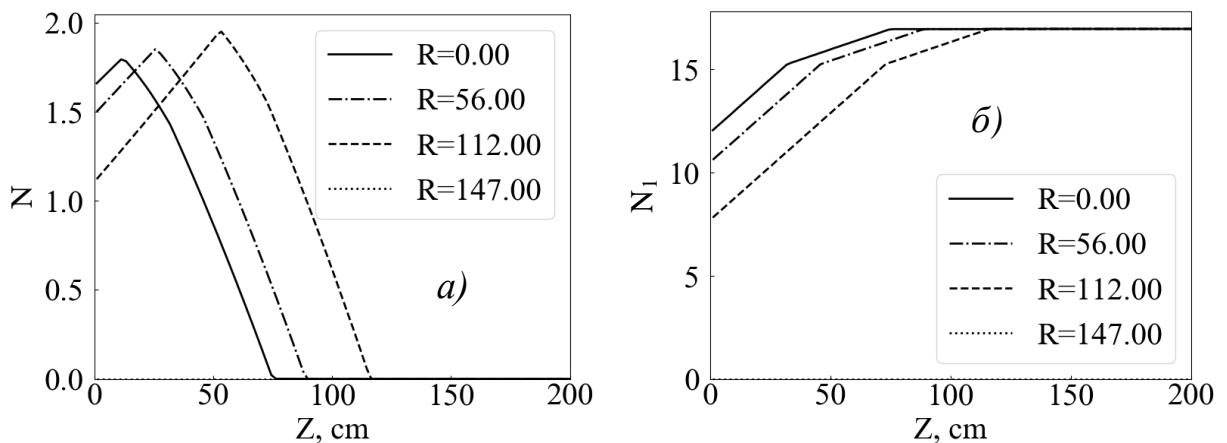


Рис. 5.4 Одновимірні розподіли «оптимізованого» запалу: а)  $N_{Pu}$  ( $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) – концентрація плутонію; б)  $N_U$  ( $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) – урану-238

Компонентний склад такого запалу описується наступними формулами:  
Для об'ємної долі урану відносно 44 відсотків палива:

$$F_U^{\text{vol}} = F_{U1} + (F_{U2} - F_{U1}) \frac{X_Z}{\Delta Z_{U1}}, \quad X_Z < Z_{U1}$$

$$F_U^{\text{vol}} = F_{U2} + (F_{U3} - F_{U2}) \frac{X_Z - Z_{U1}}{\Delta Z_{U2}}, \quad Z_{U1} \leq X_Z < Z_{U2}$$

$$F_U^{\text{vol}} = 1.0, \quad Z_{U2} \leq X_Z$$

Для долі плутонію відносно 10 відсоткового збагачення:

$$F_{\text{Pu}}^{\text{enr}} = F_{\text{Pu1}} + (F_{\text{Pu2}} - F_{\text{Pu1}}) \frac{X_Z}{\Delta Z_{\text{Pu1}}}, \quad X_Z < Z_{\text{Pu1}}$$

$$F_{\text{Pu}}^{\text{enr}} = F_{\text{Pu2}} + (F_{\text{Pu3}} - F_{\text{Pu2}}) \frac{X_Z - Z_{\text{Pu1}}}{\Delta Z_{\text{Pu2}}}, \quad Z_{\text{Pu1}} \leq X_Z < Z_{\text{Pu2}}$$

$$F_{\text{Pu}}^{\text{enr}} = 0.0, \quad Z_{\text{Pu2}} \leq X_Z,$$

де  $X_Z = Z, r \leq R_{\text{Ta}}; \quad X_Z = Z - \frac{r - R_{\text{Ta}}}{2}, Z > R_{\text{Ta}};$

$$F_{\text{Pu2}} = 0.96, r \leq R_{\text{Ta}}; \quad F_{\text{Pu2}} = 0.96 + 0.08 \frac{r - R_{\text{Ta}}}{R - R_{\text{Ta}}}, r > R_{\text{Ta}};$$

$$F_{U1} = 0.4, F_{U2} = 0.9, F_{U3} = 1.0 \quad F_{\text{Pu1}} = 1.0, \quad F_{\text{Pu3}} = 0.0$$

$$R_{\text{Ta}} = 30 \text{ cm}, \quad \Delta Z_{U1} = Z_{U1} = 82 \text{ cm}, \quad \Delta Z_{U2} = 43 \text{ cm}, \quad Z_{U2} = \Delta Z_{U1} + \Delta Z_{U2} = 125 \text{ cm},$$

$$\Delta Z_{U1} = Z_{U1} = 82 \text{ cm}, \quad \Delta Z_{U2} = 43 \text{ cm}, \quad Z_{U2} = \Delta Z_{U1} + \Delta Z_{U2} = 125 \text{ cm},$$

$$\Delta Z_{\text{Pu1}} = Z_{\text{Pu1}} = 62 \text{ cm}, \quad \Delta Z_{\text{Pu2}} = 63 \text{ cm}, \quad Z_{\text{Pu2}} = \Delta Z_{\text{Pu1}} + \Delta Z_{\text{Pu2}} = 125 \text{ cm}.$$

Об'єм, який залишився після зменшення кількості урану та плутонію, заповнюється танталом та залізом у співвідношенні Ta:Fe=0.85:0.15.

Така форма оптимізованого запалу, дає змогу позбавитися різкого зростання потужності на початку роботи реактора, та збільшити тривалість роботи реактора на одному завантаженні палива, як показано на Рис. 5.5. Проте, спостерігаються певні коливання потужності, до виходу реактору на стаціонарний режим. Режим ХЯГ тут формується повільніше, ніж у випадку простого запалу, але це є наслідком усунення надмірних значень потоку і не заважає використанню ШР на початковій стадії завдяки стабільності його потужності. Для повного усунення ефектів коливання потужності необхідно проводити глибший аналіз оптимізації зони запалу, або вводити активний контроль потужності.

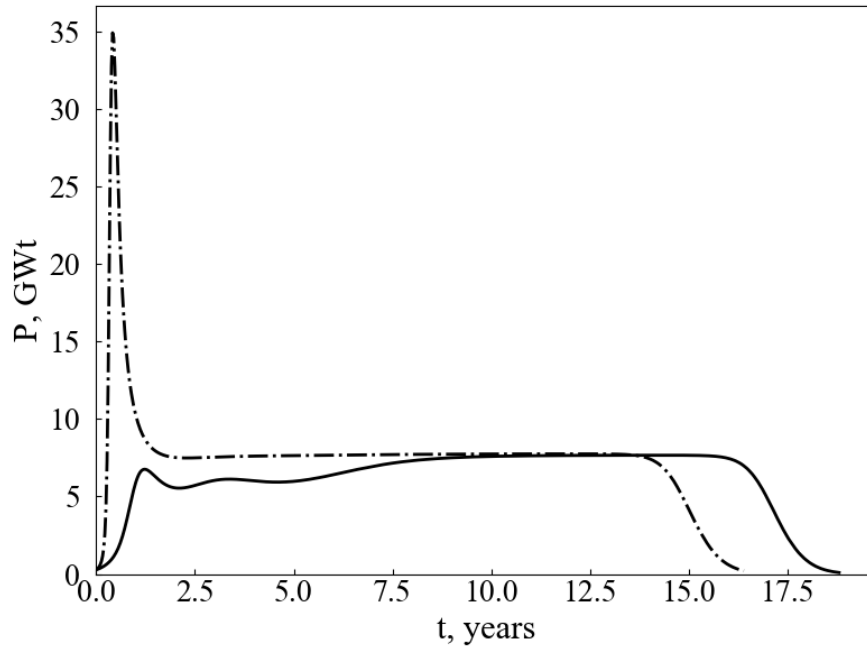


Рис. 5.5 Порівняння зміни потужності реактора з ХЯГ ( $P$ , ГВт) з часом ( $t$ , роки) при запуску зі спрощеним (штрих-пунктирна лінія) та оптимізованим запалом (суцільна лінія)

## 5.2 Спектральні характеристики нейтронного потоку

Під час руху хвилі вздовж зони бридінгу, в ній помітно змінюється ізотопний склад палива, в результаті чого змінюється також і спектр нейтронів. Для дослідження змін спектру нейтронів під час еволюції ХЯГ, у програмі закладена можливість поточного контролю так званих групових нейтронних потоків, тобто розподілів потоку нейтронів за об'ємом реактора для кожної енергетичної групи окремо. У розрахунках використовується наближення 26 енергетичних груп, структура яких наведена у таблиці 5.1.

Для спостереження за зміною спектру реактора, була обрана точка на осі реактора у положенні  $z = L/2$ , для якої записувалися розподіли потоку нейтронів для кожного моменту часу, від початку до кінця роботи реактора. Розподіл потоку нейтронів по групам, в обраній точці, у кожен момент часу показаний на Рис. 5.6.

В початковий момент часу основна частина хвилі ядерного горіння не досягнула обраної точки спостереження, тому спектр нейтронів, зображений

на малюнку в цей момент часу, обумовлений спонтанним поділом ядер палива і поглинанням ядрами складових частин реактору. По мірі наближення ХЯГ до обраної точки поступово напрацьовується плутоній, в якому кількість швидких нейтронів, що утворюються при реакції поділу, більша за кількість нейтронів, які поглинаються, в той же час зменшується кількість урану. У наслідок цього, спектр нейтронів стає більш жорстким, тобто зміщується у сторону більш високих енергій.

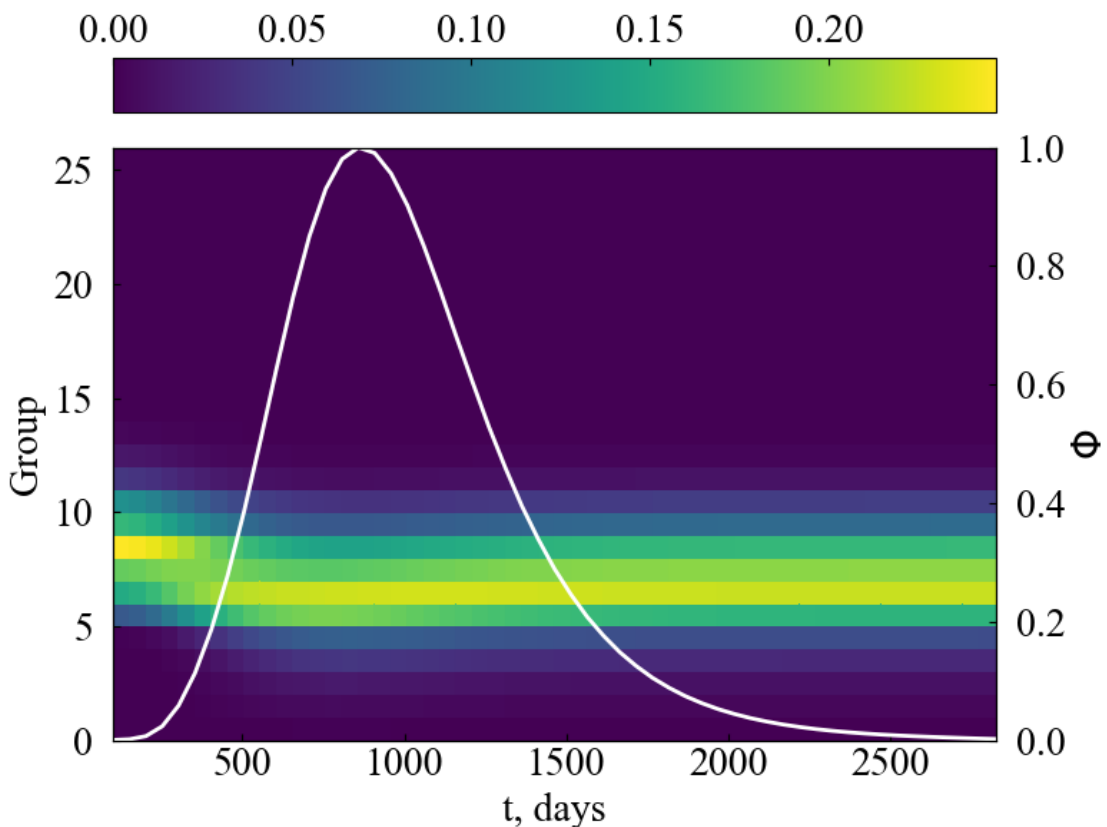


Рис. 5.6 Зміна спектру нейтронів у точці ( $z = L / 2, r = 0$ ) з часом (добі). По осі абсцис розташовані енергетичні групи: 1-ша група відповідає нейтронам з найвищою енергією (10.5 MeV), 26-та – відповідає нейтронам з найменшою енергією (0.0253 eV). Суцільна лінія – залежність інтенсивності просумованого по групах скалярного потоку від часу

Як видно на Рис. 5.6, з певного моменту часу спектр нейтронів набуває постійної форми і залишається незмінним доки основна частина хвилі проходить через обрану точку. Оскільки для моментів часу, коли інтенсивність

поток нейтронів має найбільш значну величину, спектр залишається незмінним, починаючи з певного часу, розрахунки можна проводити використовуючи перерізи реакцій осереднені за фіксованою формою спектру, яка відповідає сталому режиму розповсюдження ХЯГ.

Таблиця 5.1

### Структура енергетичних груп, які використовуються при розрахунках

Номер групи, g	$E_{\min}$ (MeV)	$E_{\max}$ (MeV)	Номер групи, g	$E_{\min}$ (MeV)	$E_{\max}$ (MeV)	Номер групи, g	$E_{\min}$ (MeV)	$E_{\max}$ (MeV)
1	10.5	6.5	10	4.65e-2	2.15e-2	19	4.65e-5	2.15e-5
2	6.5	4.0	11	2.15e-2	1.00e-2	20	2.15e-5	1.00e-5
3	4.0	2.5	12	1.00e-2	4.65e-3	21	1.00e-5	4.65e-6
4	2.5	1.4	13	4.65e-3	2.15e-3	22	4.65e-6	2.15e-6
5	1.4	0.8	14	2.15e-3	1.00e-3	23	2.15e-6	1.00e-6
6	0.8	0.4	15	1.00e-3	4.65e-4	24	1.00e-6	4.65e-7
7	0.4	0.2	16	4.65e-4	2.15e-4	25	4.65e-7	2.15e-7
8	0.2	0.1	17	2.15e-4	1.00e-4	26	2.15e-7	2.15e-9
9	0.1	4.65e-2	18	1.00e-4	4.65e-5	–	–	–

### 5.3 Залежність потужності реактора від товщини радіального відбивача нейтронів

Для запуску режиму ХЯГ у подальших розрахунках ми використовували оптимізовану зону запалу спеціальної конфігурації, яка була визначена вище і дозволяє уникнути згаданого надмірного зростання потужності ШР. Хоча в цих розрахунках на початковій стадії спостерігалися певні незначні варіації потужності, при необхідності вони можуть бути усунені шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів, що буде предметом дослідження у наступному розділі дисертації. Однак, у даному розділі ми зосередимось на дослідженні впливу товщини радіального відбивача нейтронів на характеристики сталого режиму ХЯГ, і тому стадію започаткування режиму ХЯГ залишимо за рамками розгляду.

Для обраних значень радіуса активної зони, що містить паливо (зони 1 і 2 на Рис. 2.1), було проведено декілька варіантів розрахунків процесу ядерного горіння в ШР з різними значеннями товщини радіального відбивача нейтронів. Вважається, що у радіальному відбивачі об'ємні частки Pb-Bi і Fe становлять 90 % і 10 % відповідно. У цих розрахунках ми вивчали можливість реалізації режиму ХЯГ та залежність потужності реактора від товщини використовуваного відбивача нейтронів. У якості прикладу на рис. 5.7–5.12 наведено результати проведених розрахунків основних характеристик ядерного горіння для деяких варіантів ШР.

На Рис. 5.7 показана часова еволюція аксіальних профілів (при  $r = 0$ ) нейтронного потоку та концентрації плутонію при розповсюдженні ХЯГ, для двох варіантів конфігурації ШР з довжиною циліндра  $L = 500$  см і радіусом активної зони  $R = 112$  см, які різняться значеннями товщини радіального відбивача –  $W_{\text{ref}} = 53$  та 60 см. Слід підкреслити, що при обраному значенні радіуса  $R$  при відсутності відбивача нейтронів ( $W_{\text{ref}} = 0$ ) режим ХЯГ не може бути реалізований.

На Рис. 5.7 можна побачити, що для обох розглядуваних товщин радіального відбивача  $W_{\text{ref}}$  в реакторі існує режим сталого розповсюдження ХЯГ. Після формування фронту хвилі горіння і встановлення сталого режиму ХЯГ положення максимуму потоку поступово зсувається вздовж зони бридінгу. Форма розподілу нейтронного потоку практично не змінюється з часом, при цьому режим сталого руху ХЯГ характеризується постійним рівнем потоку.

Збільшення товщини відбивача з 53 см до 60 см призводить до збільшення нейтронного потоку приблизно вдвічі. У стільки ж разів зростає і швидкість розповсюдження ХЯГ (порівняй Рис. 5.7а і 5.7б). Зміни в розподілі концентрації  $^{239}\text{Pu}$  при просуванні фронту хвилі вздовж осі ШР (дивись криві  $N_4(0, z)$  на Рис. 5.7) показують, що у кожний момент часу максимум у розподілі концентрації  $^{239}\text{Pu}$  розташований поблизу фронту ХЯГ. При цьому

рівень концентрації плутонію, що напрацьовується як в максимумі, так і після проходження хвилі, практично не змінюється для різних значень товщини радіального відбивача  $W_{\text{ref}}$  та відповідних значень нейтронного потоку.

На Рис. 5.8 наведено часові залежності теплової потужності ШР та швидкості розповсюдження ХЯГ для кількох значень товщини радіального відбивача нейтронів. Швидкість ХЯГ  $V$  визначається як швидкість зсуву максимуму скалярного потоку нейтронів вздовж осі  $z$ .

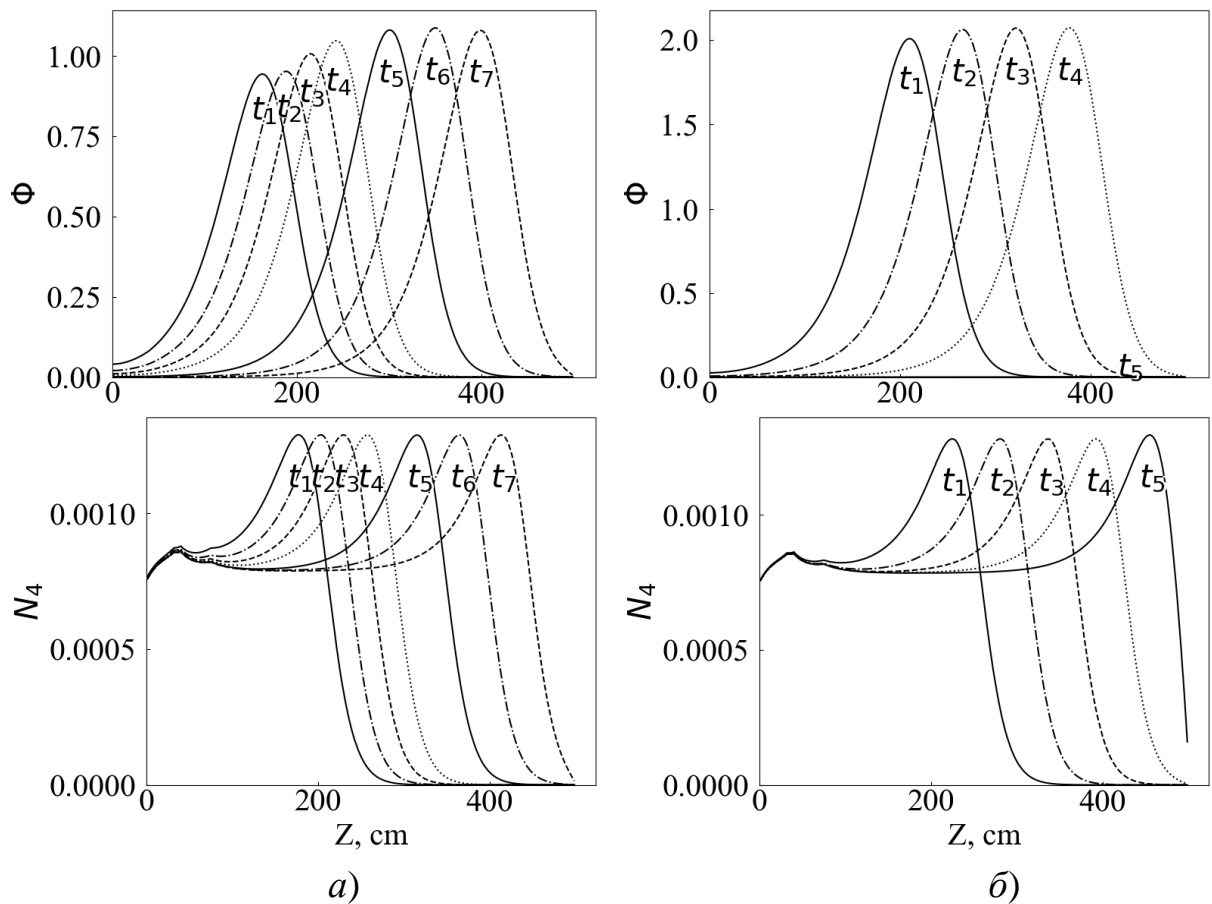


Рис. 5.7 Аксіальні профілі ХЯГ ( $z$  в см) на осі циліндра: сумарний по групах скалярний нейтронний потік  $\Phi(0, z)$  ( $\times 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ); концентрація  $^{239}\text{Pu}$   $N_4(0, z)$  ( $\times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ). а) Варіант ШР з  $W_{\text{ref}} = 53$  см; б) варіант ШР з  $W_{\text{ref}} = 60$  см для моментів часу  $t_1=10$ ,  $t_2=13$ ,  $t_3=16$ ,  $t_4=19$ ,  $t_5=25$ ,  $t_6=30$ ,  $t_7=35$  років

Криві на Рис. 5.8 (крім випадку  $W_{\text{ref}} = 50$  і  $W_{\text{ref}} = 51.5$  см) демонструють наявність тривалої стадії сталого режиму ХЯГ, яка закінчується при

досягненні хвилею краю реактора, де вона поступово загасає. При цьому тривалість кампанії реактора фіксованої довжини, яка суттєво залежить від швидкості розповсюдження ХЯГ, різниться для розглядуваних варіантів ШР. З Рис. 5.8 чітко видно суттєву залежність потужності і швидкості ХЯГ від товщини радіального відбивача, що доводить потенційну можливість регулювання потужності реактора в режимі ХЯГ за допомогою зміни ефективності відбивача, не втручаючись безпосередньо до активної зони реактора.

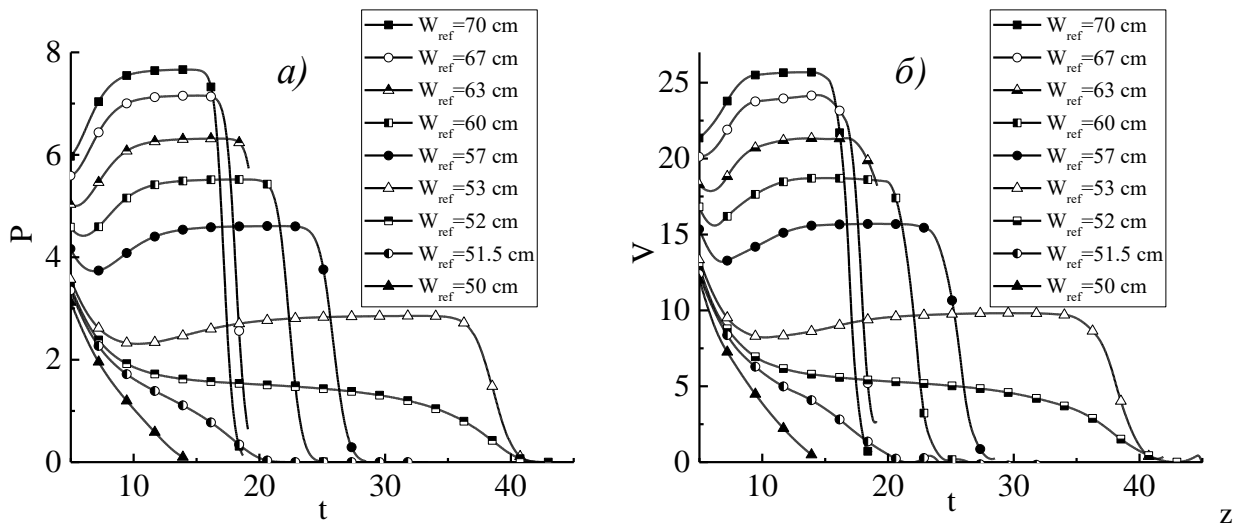


Рис. 5.8 Теплова потужність реактора  $P$  (ГВт) (а) і швидкість ХЯГ  $V$  (см/рік) (б) в залежності від часу  $t$  (роки) для різних значень товщини відбивача

Існує певна мінімальна (критична) товщина відбивача  $W_{\text{ref}}^{\text{crit}}$ , нижче якої сталий режим ХЯГ не реалізується для даної композиції та радіуса зони бридінгу. У такому випадку на Рис. 5.8 відповідає крива для значення  $W_{\text{ref}} = 51.5$  см.

Рис. 5.9 демонструє залежність потужності реактора на стадії сталого режиму ХЯГ від товщини радіального відбивача нейтронів  $W_{\text{ref}}$ . Крім існування критичної (мінімальної) товщини радіального відбивача нейтронів  $W_{\text{ref}}^{\text{crit}}$ , поведінка кривої потужності реактора на Рис. 5.9 показує, що при збільшенні товщини відбивача зростання потужності реактора уповільнюється, тобто при достатньо великих значеннях  $W_{\text{ref}}$  настає насичення

і потужність виходить на постійний (максимальний) рівень для даної конфігурації ШР.

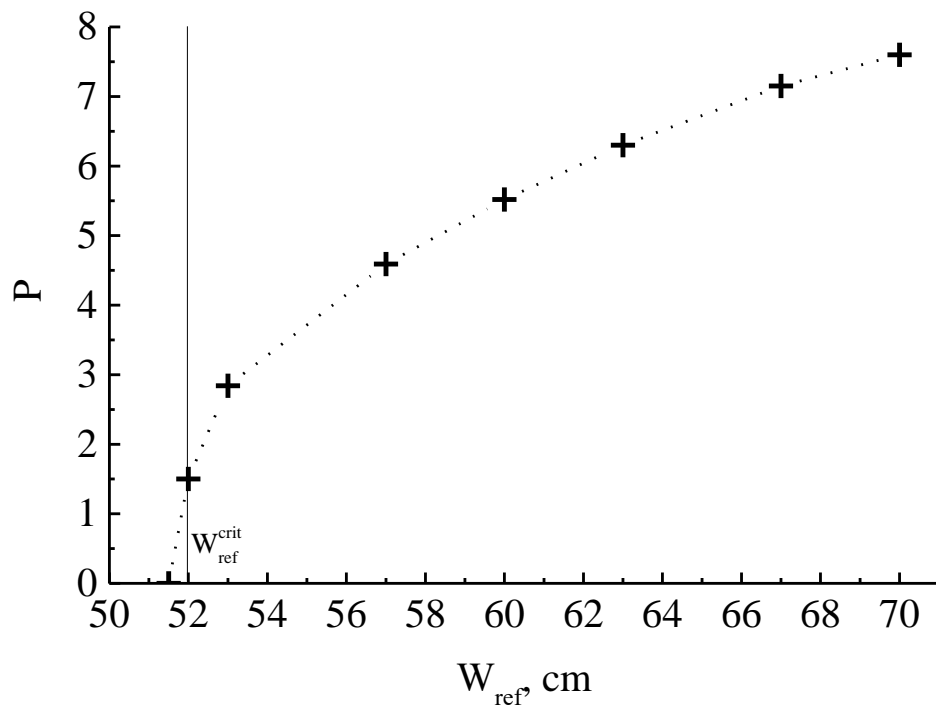


Рис. 5.9 Залежність потужності реактора  $P$  (ГВт) у сталому режимі ХЯГ від товщини радіального відбивача  $W_{ref}$  (см)

Широкий діапазон зміни потужності ШР з ХЯГ від  $P = 1.5$  до 8 ГВт у відповідь на зміну товщини (а, значить, ефективності) радіального відбивача, що демонструє Рис. 5.9, вказує на можливість використання цього ефекту для регулювання потужності реактора, що працює у самопідтримному режимі ХЯГ, шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів, тобто без втручання в активну зону реактора. При цьому зміну ефективності радіального відбивача нейтронів можна здійснювати за допомогою не тільки варіації його товщини, а також, наприклад, додаванням (або усуненням) до його складу матеріалу з високими значеннями перерізів поглинання нейтронів. Така можливість буде детально розглянута у наступному підрозділі дисертації.

Детальну інформацію про форму та часову еволюцію просторових розподілів нейтронного потоку та концентрацій нуклідів  $^{239}\text{Pu}$  і  $^{238}\text{U}$  у розглядуваному циліндричному ШР з радіусом зони бридінгу  $R = 112$  см і

обраній товщині радіального відбивача нейтронів  $W_{\text{ref}} = 60$  см дають двовимірні графіки цих величин, наведені на Рис. 5.10–5.12 для різних моментів часу від започаткування режиму ХЯГ у даному ШР.

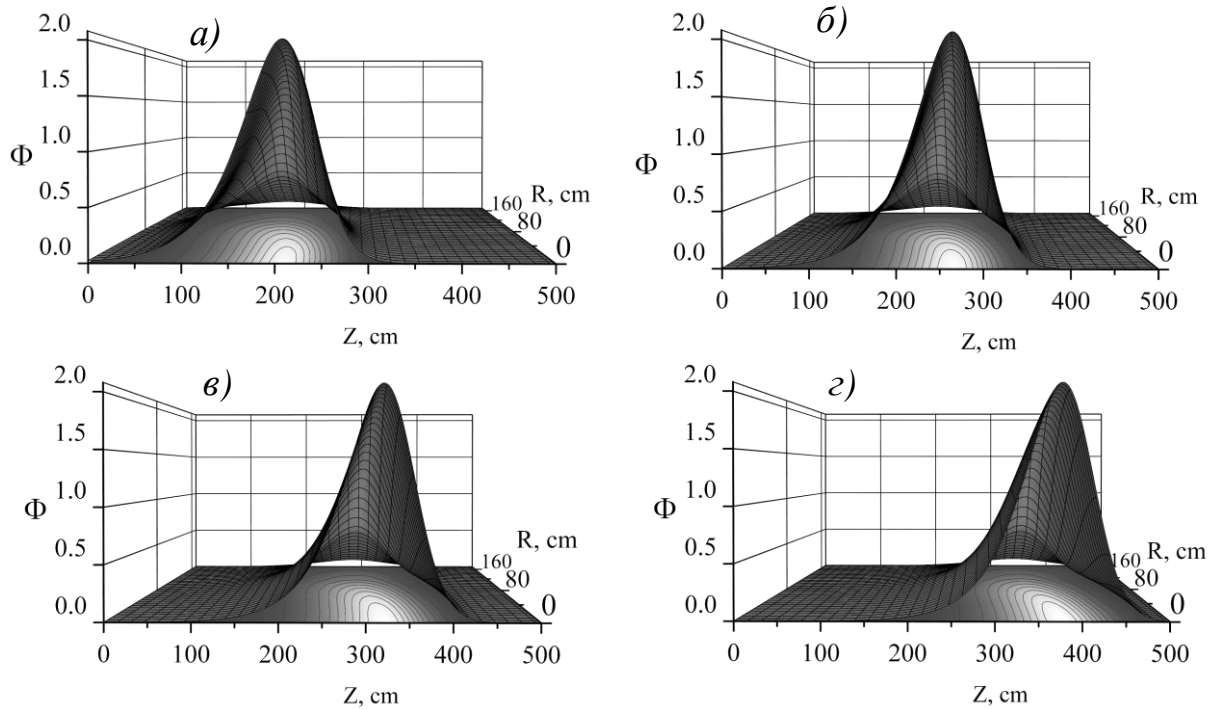


Рис. 5.10. Двовимірні розподіли сумарного по групах скалярного нейтронного потоку  $\Phi(r, z)$  ( $\times 10^{14} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) для варіанта ШР з радіусом зони бридінгу  $R = 112$  см і товщиною відбивача  $W_{\text{ref}} = 60$  см у моменти часу від започаткування режиму ХЯГ у даному ШР:  $t = 10$  років (а), 13 років (б), 16 років (в) та 19 років (г)

Характерною рисою радіальної залежності розподілу нейтронного потоку є його певне вигинання назад у периферійній області у порівнянні з розташуванням максимуму потоку на осі циліндра (див. Рис. 5.10).

Відзначимо, що позаду фронту ХЯГ залишкова концентрація плутонію, напрацьованого у процесі проходження хвилі, є мінімальною на осі реактора і має максимум біля циліндричної поверхні зони бридінгу на границі з радіальним відбивачем (див. Рис. 5.11). При цьому, на відміну від центральної області реактора (див. також Рис. 5.7), поблизу відбивача залишкова концентрація плутонію позаду хвилі мало відрізняється від його максимальної концентрації біля фронту хвилі. У розподілах плутонію, як і у розподілах

нейтронного потоку на Рис. 5.10, також спостерігається аналогічне вигинання фронту хвилі.

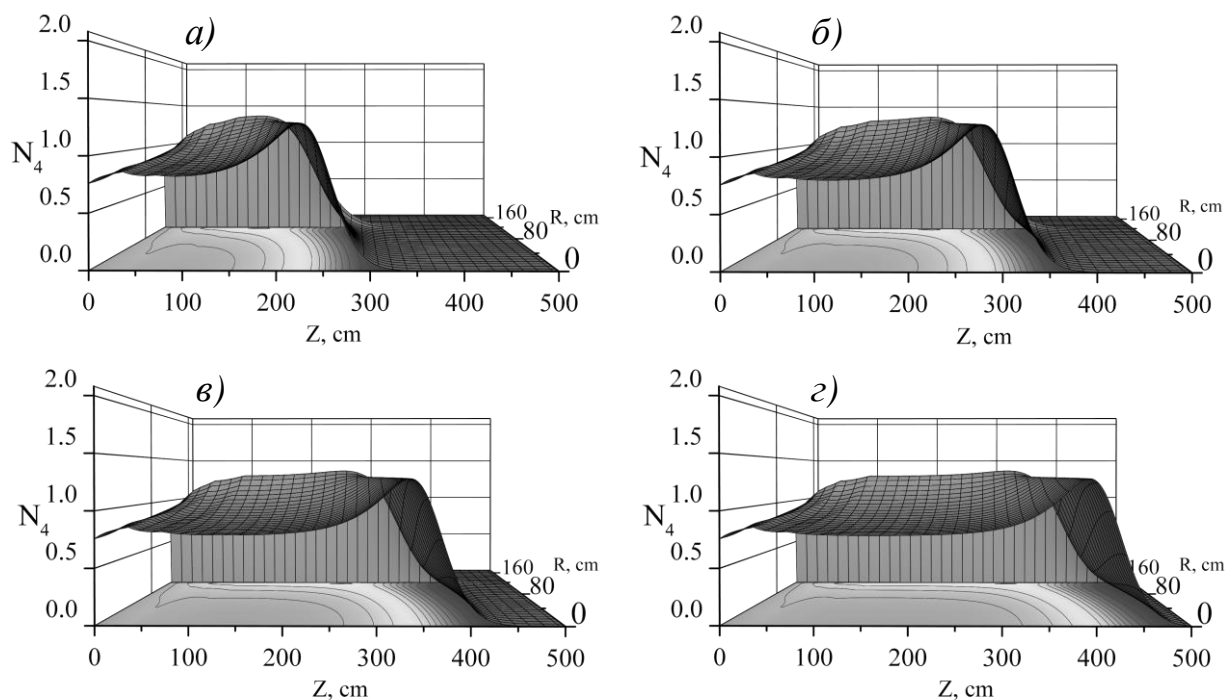


Рис. 5.11 Двовимірні розподіли концентрації  $N_4(r, z)$  ( $\times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) ізоотопу  $^{239}\text{Pu}$  для того ж варіанта ШР і у ті ж моменти часу, що на Рис. 5.10

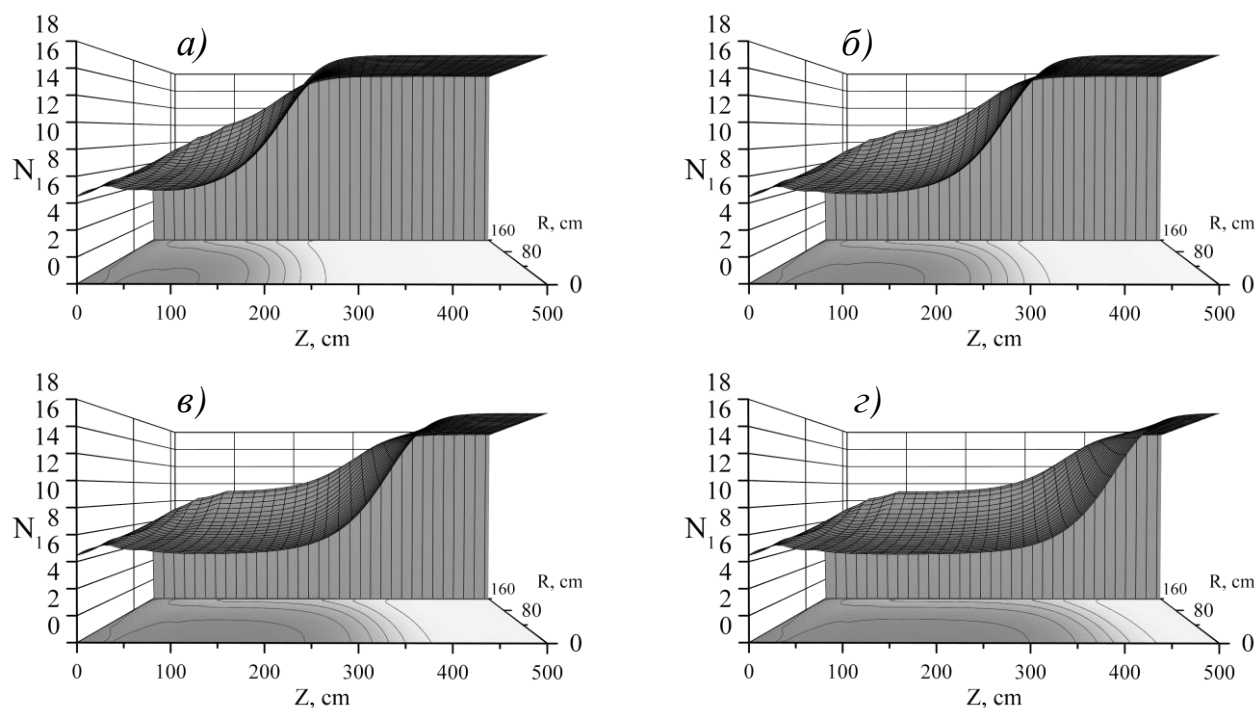


Рис. 5.12 Двовимірні розподіли концентрації  $N_{16}(r, z)$  ( $\times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) ізоотопу  $^{238}\text{U}$  для того ж варіанта ШР і у ті ж моменти часу, що на Рис. 5.10

Рис. 5.12 показує, що у розподілах концентрації сировинного ізотопу урану максимальна глибина вигорання  $^{238}\text{U}$  спостерігається на осі реактора, а з наближенням до відбивача рівень вигорання значно зменшується.

#### 5.4 Керування потужністю ШР з ХЯГ

Даний етап роботи присвячений дослідженню можливостей керування потужністю ШР, що працює у режимі ХЯГ, з паливом U-Pu циклу шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів, який складається головним чином з Pb-Bi стопу. В наших подальших розрахунках така зміна ефективності здійснюється за допомогою введення (або виведення) до зони радіального відбивача танталового поглинача нейтронів  $^{181}\text{Ta}$ . Проводиться аналіз поведінки реактора при змінах потужності та стійкість режиму ХЯГ при таких змінах. Досліджуються різні варіанти розглядуваного методу керування потужністю ШР з ХЯГ.

Комп'ютерний код FANTENS-2D, на даному етапі роботи був модернізований для задач моделювання перехідних процесів, що відбуваються у режимі ХЯГ при регулюванні потужності реактора за допомогою змінної ефективності радіального відбивача нейтронів, яка здійснюється шляхом зміни в ньому вмісту танталового ( $^{181}\text{Ta}$ ) поглинача нейтронів. Для забезпечення необхідної плавності регулювання у даному кодї реалізовано пропорційно-диференціальний метод керування поточними змінами вмісту танталу у відбивачі на основі контролю за рівнем потужності.

По-перше, були виконані розрахунки для визначення основних характеристик режиму ХЯГ для варіантів ШР з певними значеннями радіусу активної зони та товщини радіального відбивача нейтронів з різним рівнем вмісту поглинаючого матеріалу ( $^{181}\text{Ta}$ ), що призводить до різних значень потужності реактора. При цьому спочатку розв'язувалась задача на критичні параметри для визначення початкової конфігурації ШР, яка забезпечує близький до критичного стан, придатний для започаткування режиму ХЯГ.

Для знайдених конфігурацій критичного ШР проводилося моделювання еволюції просторово–енергетичних розподілів нейтронного потоку при започаткуванні та сталому розповсюдженні ХЯГ вздовж реактора та процесів еволюції просторових розподілів концентрацій паливних компонентів протягом кампанії реактора. При цьому був визначений вміст танталового поглинача у відбивачі для різних значень потужності реактора. Далі, на основі результатів цих розрахунків, нами було проведено моделювання перехідних процесів у ШР при здійсненні переходів з одного сталого стану розповсюдження ХЯГ до іншого сталого стану з іншим заданим рівнем потужності. Були розглянуті переходи як з пониженням, так і з підвищенням потужності і досліджена поведінка реактора при зміні стану, зокрема з точки зору забезпечення стійкості режиму ХЯГ.

#### **5.4.1 Пошук параметрів ШР з ХЯГ із заданим рівнем потужності**

Для проведення розрахунків при моделюванні процесів керування потужністю було обрано варіант конфігурації ШР з радіусом зони бридінгу  $R = 112$  см і товщини радіального відбивача нейтронів  $W_{ref} = 70$  см. Наші попередні розрахунки доводять, що таке значення  $R$  є дещо меншим за мінімальний (критичний) радіус, при якому сталий режим ХЯГ ще може бути реалізований у ШР при відсутності радіального відбивача. Обрана товщина відбивача  $W_{ref}$  забезпечує існування сталого режиму ХЯГ з доволі високим значенням потужності реактора порядку 8 ГВт, що теоретично робить можливим регулювання потужності такого ШР у доволі широкому діапазоні. Для конкретних розрахунків довжина циліндричного ШР обиралася  $L = 500$  см.

Вибір саме такої довжини реактора продиктований намаганням дослідити перехідні процеси у ШР з ХЯГ при примусових керованих змінах його потужності, стартуючи із істинно сталого режиму розповсюдження ХЯГ, тобто при  $\rho = 0$ . Для цього треба щоби фронт ХЯГ відійшов на достатню

відстань від зони запалу, щоб уникнути її впливу, тобто щоб система, яка працює в самопідтримному режимі ХЯГ «забула про початкові умови» при запуску реактора. Треба також, щоб при цьому залишалась ще достатньо велика відстань від фронту хвилі до торцевого кінця ШР, щоб уникнути впливу «відкритої границі» реактора причому на протязі достатнього проміжку часу для проведення зміни потужності реактора. Як видно з Рис. 5.10а (див. також Рис. 5.7б «верхній»), аксіальний «розмір» просторового розподілу нейтронного потоку  $\Phi(z)$  охоплює приблизно 3 метра з урахуванням «хвостів» розподілу. Таким чином, мінімальною довжиною реактора, при якій згадані вище умови напевно виконуються, є  $L = 500$  см. Дійсно, як видно з Рис. 5.7б «верхній» приблизно через 10–12 років після запуску реактора фронт ХЯГ досягає середини реактора ( $z \approx L/2$ ), де вже напевно реалізується сталий режим розповсюдження ( $\rho = 0$ ) та є певний час для проведення запланованих досліджень з керування потужністю такого ШР до того, коли ХЯГ дістанеться торцевого кінця реактора.

Проведене моделювання еволюції режиму ХЯГ в ШР з даними значеннями  $R$  та  $W_{ref}$  при додаванні різної кількості танталового поглинача у відбивачі дозволило знайти кілька варіантів сталого режиму ХЯГ з меншими значеннями потужності. Для пошуку значень концентрації танталу, яка забезпечила б задану потужність, використовувався пропорційно-диференціальний метод автоматичного керування системами, який дає змогу шукати необхідні, заздалегідь невідомі, значення параметрів (в даному випадку – концентрація танталу) для встановлення бажаного рівня потужності реактора. Такий метод керування реактора дозволяє плавно і без суттєвих варіацій потужності реактора виходити на заданий її рівень потужності за прийнятний проміжок часу.

Для нашого дослідження були обрані потужності реактора  $P = 3, 4$  та  $5$  ГВт. За допомогою метода пропорційно-диференціального керування, для обраних потужностей проводилися розрахунки розповсюдження хвилі

ядерного горіння. На початку роботи реактора автоматичний метод керування потужністю підлаштовував концентрацію танталу так, щоб вийти на заданий рівень потужності. Таким чином, поки хвиля ядерного горіння знаходилася відносно близько до зони запалу, концентрація танталу постійно змінювалась для компенсації впливу зони запалу.

Після встановлення сталого режиму ХЯГ концентрація танталу переставала змінюватись, що свідчило про відповідність даного значення концентрації танталу заданій потужності реактора. Так, розрахунки виявляють, що додавання  $^{181}\text{Ta}$  з відносною (стосовно вмісту Pb-Bi) об'ємною часткою  $F_{\text{Ta}} = 0.129\%$  призводить до сталого режиму ХЯГ з потужністю реактора  $P = 5$  ГВт, при  $F_{\text{Ta}} = 0.200\%$  – з потужність ШР становить  $P = 4$  ГВт, при  $F_{\text{Ta}} = 0.272\%$  –  $P = 3$  ГВт, при  $F_{\text{Ta}} = 0.327\%$  –  $P = 2$  ГВт.

Сталий режим ХЯГ характеризується певним значенням швидкості її руху, яка пропорційна рівню нейтронного потоку у хвилі (і відповідно рівню потужності реактора), і залежить від складу зони бридінгу, її радіуса та ефективності радіального відбивача. При цьому тривалість кампанії реактора, яка визначається швидкістю ХЯГ та його довжиною  $L$ , суттєво відрізняється для розглядуваних варіантів ШР з різною потужністю. Наприклад, при потужності  $P = 4$  ГВт реакторна кампанія ШР довжиною  $L = 500$  см триває приблизно 30 років.

На Рис. 5.13 наведені результати розрахунків двовимірних розподілів сумарного по групах нейтронного потоку (а) і концентрації плутонію-239 (б) та урану-238 (в) у ШР потужністю  $P = 4$  ГВт для моменту часу  $t = 4280$  діб від початку реакторної кампанії, коли фронт хвилі вже наближається середини розглядуваного реактора ( $z \approx L / 2$ ) і є одночасно достатньо віддаленим як від початкової зони запалу, так і від правого торця ШР.

Представлені на Рис. 5.13 двовимірні графічні поверхні, а також відповідні еквіпотенціальні шари щодо розподілів нейтронного потоку і

концентрації основних компонентів палива  $^{239}\text{Pu}$  та  $^{238}\text{U}$ , дають детальне уявлення про структуру ХЯГ на стадії її сталого розповсюдження.

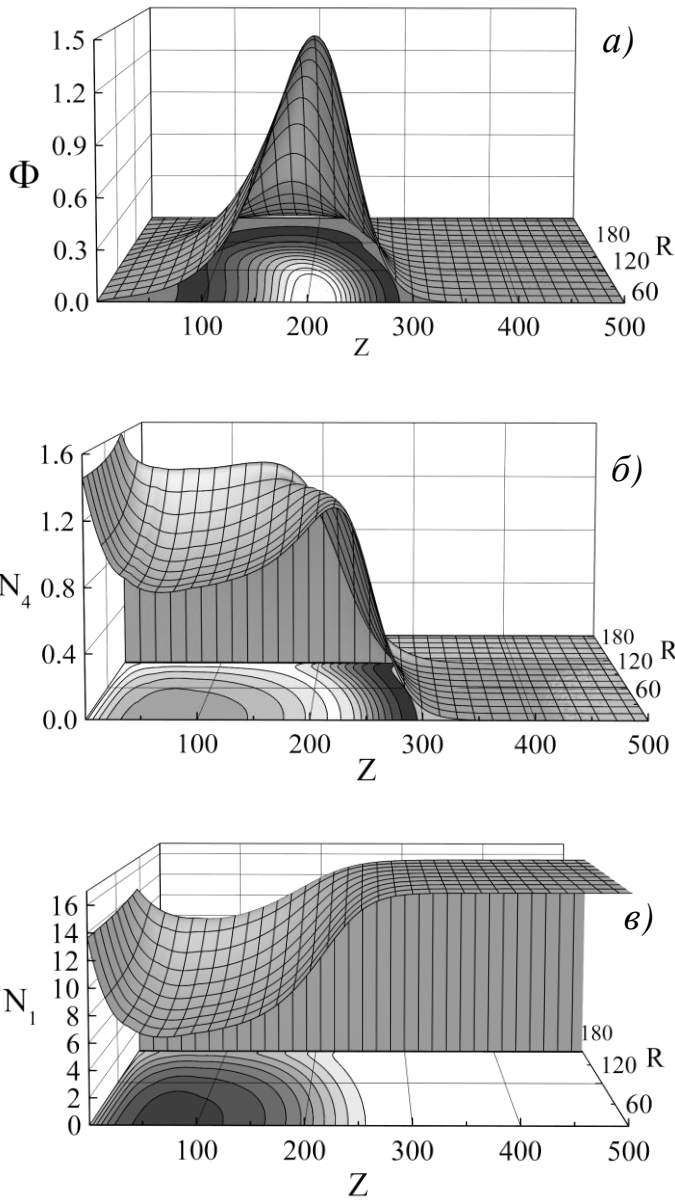


Рис. 5.13 Двовимірні розподіли скалярного нейтронного потоку  $\Phi(r, z)$  ( $\times 10^{14} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) (а) та концентрацій  $N_4(r, z)$  для  $^{239}\text{Pu}$  (б) та  $N_1(r, z)$  та  $^{238}\text{U}$  (в) ( $\times 10^{21} \text{см}^{-3}$ ) у ШР з радіусом зони бридінгу  $R = 112$  см і товщиною радіального відбивача нейтронів

$W_{ref} = 70$  см, який складається з Рb-Vi з додаванням  $^{181}\text{Ta}$  з об'ємною часткою 0.2% у момент часу  $t = 4280$  діб. Потужність ШР становить  $P = 4$  ГВт

#### 5.4.2 Пропорційно-диференційний метод керування потужністю реактора

Результати розрахунків еволюції ХЯГ, представлених у розділі 5.3 для низки варіантів ШР з різною товщиною радіального відбивача нейтронів та відповідно різним рівнем потужності вказують на можливість переходу між сталими режимами ХЯГ з різною потужністю реактора за допомогою керування ефективністю відбивача шляхом, наприклад, зміни вмісту в ньому

поглинаючого нейтрони матеріалу  $^{181}\text{Ta}$ , не втручаючись безпосередньо до активної зони реактора.

Так при необхідності зменшення потужності ШР з ХЯГ пропонується збільшення вмісту  $^{181}\text{Ta}$  у радіальному відбивачі нейтронів, що призводить до погіршення його ефективності та зниження рівня нейтронного потоку в активній зоні реактора. Відповідно, для збільшення потужності ШР необхідно буде знижувати вміст  $^{181}\text{Ta}$  у відбивачі. Ці зміни вмісту поглинача повинні виконуватися з певною швидкістю для забезпечення необхідної плавності переходу та запобігання небажаних коливань потужності реактора.

Для моделювання переходів від одного сталого режиму розповсюдження ХЯГ у розглядуваному ШР з певним рівнем потужності до іншого сталого режиму з іншим рівнем потужності нами було розроблено спеціальну процедуру, що базується на застосовуванні пропорційно-диференціального методу керування, який представляє собою модифікацію пропорційно-диференціального методу керування (див. [82]), який використовується при автоматичному керуванні системами. При цьому величина зміни відносної частки танталу  $\Delta F_{\text{Ta}}$  у відбивачі на даному часовому кроці  $\Delta t$  розрахунків нейтрон-ядерних процесів у ШР визнається такою формулою:

$$\Delta F_{\text{Ta}} = \Delta F_{\text{max}} [k_0 (P(t) - P_f) + k_1 P'(t)\Delta t + k_2 P''(t)\Delta t^2] \quad (5.1)$$

Перший (так званий пропорційний) член у формулі (5.1) визначається відмінністю поточної потужності  $P(t)$  від її бажаного значення  $P_f$ , а два інших (диференціальні) члени враховують поточну швидкість зміни потужності ШР. Параметр  $\Delta F_{\text{max}}$  визначає у формулі (5.1) загальний темп переходу, а також відіграє роль максимально можливої зміни відносної частки танталу на одному часовому кроці, так що  $\Delta F_{\text{Ta}} \leq \Delta F_{\text{max}}$ . Параметри  $k_0$ ,  $k_1$  і  $k_2$ , які характеризують внесок окремих членів у (5.1), підбираються емпіричним шляхом для забезпечення оптимального ходу зміни потужності. Була

розглянута низка варіантів даного методу з різними наборами значень параметрів у (5.1). Найбільш цікаві з розглянутих варіантів наведені у Табл. 5.2.

Таблиця 5.2

**Варіанти наборів параметрів для ПД методу (5.1)**

Варіант	dF1	dF2	dF2*	dF2**	dF5	dF10	dF20	dF100
$\Delta F_{\max}$	0.001	0.002	0.002	0.002	0.005	0.01	0.02	0.1
$k_0, \text{ГВт}^{-1}$	1	1	1	1	1	1	1	1
$k_1, \text{ГВт}^{-1}$	100	100	500	1000	100	100	100	100
$k_2, \text{ГВт}^{-1}$	1	1	1	1	1	1	1	1

**5.4.3 Керування потужністю реактора під час його роботи**

Перейдемо тепер до з'ясування можливості здійснення переходу з одного самопідтримного сталого режиму розповсюдження ХЯГ з певним рівнем потужності енерговиділення ШР до іншого сталого режиму, але з іншим рівнем потужності, причому безпосередньо під час роботи реактора.

Результати моделювання ходу зміни потужності ШР від  $P = 4 \text{ ГВт}$  до  $P = 3 \text{ ГВт}$  при застосуванні варіантів ПД методу керування, наведених у Табл. 5.2, подані на Рис. 5.14. Відповідний хід зміни відносної частки танталу  $F_{\text{Та}}$ , яка забезпечує пониження потужності з  $P = 4 \text{ ГВт}$  до  $P = 3 \text{ ГВт}$  для розглядуваних варіантів ПД методу, показаний на Рис. 5.15.

Проведені розрахунки доводять, що використання даного ПД методу керування для всіх розглядуваних тут варіантів параметрів дає змогу провести даний процес зменшення потужності без виникнення помітних коливань нейтронного потоку в активній зоні реактора і відповідних коливань потужності ШР. Проте для низки варіантів параметрів для даного методу керування спостерігаються певні тривалі варіації потужності перед виходом на потрібний сталий режим ХЯГ.

Треба відзначити, що знайдений нами найбільш привабливий варіант dF20, який дає найшвидший вихід на заданий рівень  $P = 3$  ГВт, одночасно дає змогу позбутися небажаних варіацій потужності, які виникають при використанні інших наборів параметрів (див. Рис. 5.14б). Характерною особливістю процесу пониження потужності за допомогою даного ПД методу є вельми значне початкове зростання вмісту поглинача, яке багаторазово перевищує необхідний вміст танталу у сталому режиму ХЯГ з  $P = 3$  ГВт і збільшується зі збільшенням параметра  $\Delta F_{\max}$  (темпу зміни). Після цього зростання вміст танталу  $F_{\text{Та}}$  поступово прямує до величини, що відповідає кінцевому сталому режиму.

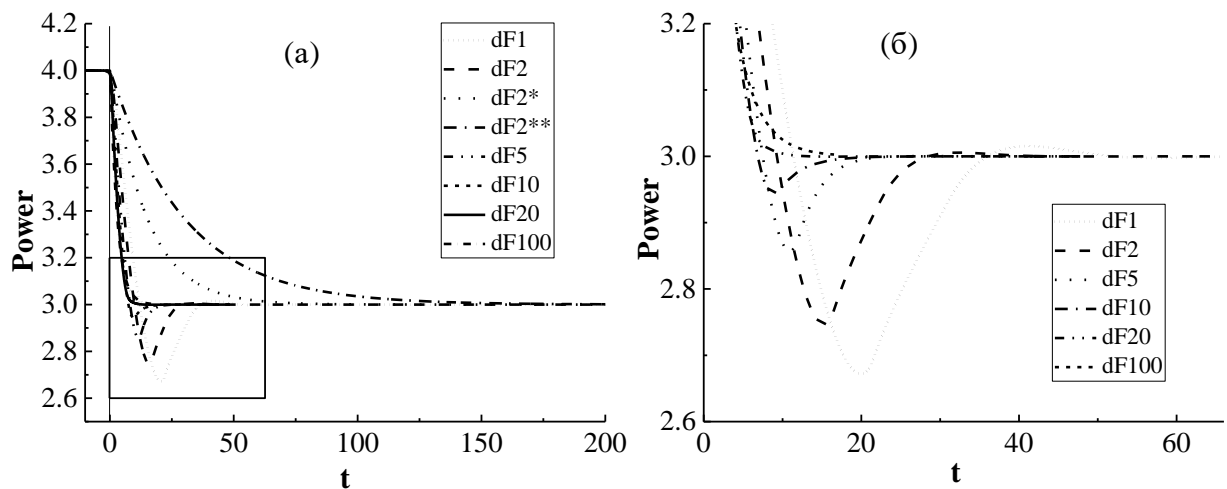


Рис. 5.14 а) Зміни потужності ШР  $P$  (ГВт) з часом  $t$  (доби) при переході від  $P = 4$  ГВт до  $P = 3$  ГВт для різних варіантів параметрів ПД методу керування (див. Табл. 5.2); б) те ж саме детальніше для області, позначеної на рисунку (а). Момент  $t = 0$  відповідає початку змін

На Рис. 5.16 наводяться результати моделювання процесу підвищення потужності ШР від  $P = 4$  ГВт до  $P = 5$  ГВт при застосуванні тих же варіантів ПД методу керування (див. Табл. 5.2). Графіки для зміни відносної частки танталу  $F_{\text{Та}}$ , яка забезпечує таке підвищення потужності для всіх цих варіантів ПД методу, показані на Рис. 5.17.

Результати проведених розрахунків доводять, що всі представлені тут варіанти ПД методу забезпечують процес підвищення потужності без помітних коливань нейтронного потоку та потужності ШР. На відміну від процесу пониження потужності, при її підвищенні для всіх розглядуваних варіантів не спостерігається також помітних тривалих варіацій потужності перед виходом на потрібний сталий режим ХЯГ (порівняйте Рис. 5.14 та 5.16). До того ж, при підвищенні потужності більшість застосованих варіантів ПД методу, за виключенням варіантів  $dF2^*$  і  $dF2^{**}$ , у яких значно збільшено коефіцієнт  $k_1$  при диференціальному члені у (5.1), дає дуже близький хід процесу переходу (див. Рис. 5.16 і 5.17).

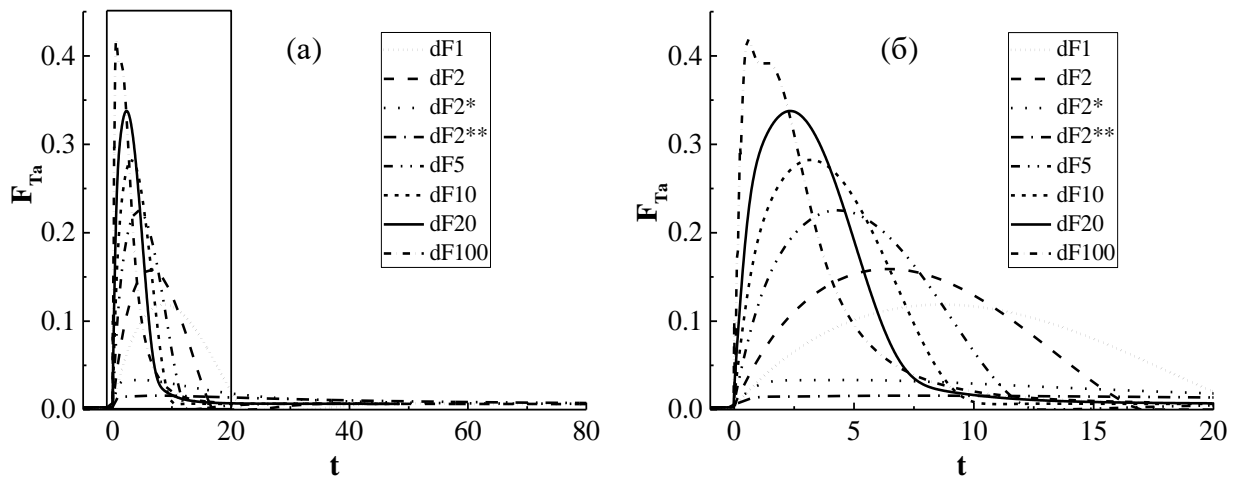


Рис. 5.15 *a)* Зміна об'ємної частки танталу  $F_{Ta}$  у відбивачі з часом  $t$  (добы) при пониженні потужності ШР від  $P=4$  ГВт до  $P=3$  ГВт для різних варіантів параметрів ПД методу керування (Табл. 5.2); *б)* те ж саме детальніше для області, позначеної на рисунку (*a*). Момент  $t=0$  відповідає початку зміни.

Такі відмінності процесу підвищення потужності ШР з ХЯГ від процесу її пониження обумовленні принциповими відмінностями ходу ПД керування вмістом танталового поглинача нейтронів у радіальному відбивачі. У процесі підвищення потужності для всіх наведених варіантів ПД методу спочатку відбувається дуже швидке повне усунення  $^{181}\text{Ta}$  з радіального відбивача, так що подальше збільшення ефективності відбивача стає неможливим.

Далі відбувається зростання потужності реактора у самоузгодженому режимі протягом доволі тривалого часу (декілька десятків діб, див. Рис. 5.16а), який не залежить від обраного темпу керування  $\Delta F_{\max}$  і визначається властивостями режиму ХЯГ у даному ШР. Коли потужність досягає заданого значення  $P = 5$  ГВт, знову включається процес керування, і розпочинається додавання танталового поглинача до радіального відбивача нейтронів (див. Рис. 5.17) для того, щоб зупинити подальше зростання потужності. При цьому початкове відносно швидке збільшення вмісту  $^{181}\text{Ta}$ , не досягнувши характерного для сталого режиму з  $P = 5$  ГВт значення  $F_{\text{Ta}} = 0.129\%$ , змінюється вельми повільним зростанням  $F_{\text{Ta}}$ , так що вихід на стале значення відбувається протягом тривалого часу.

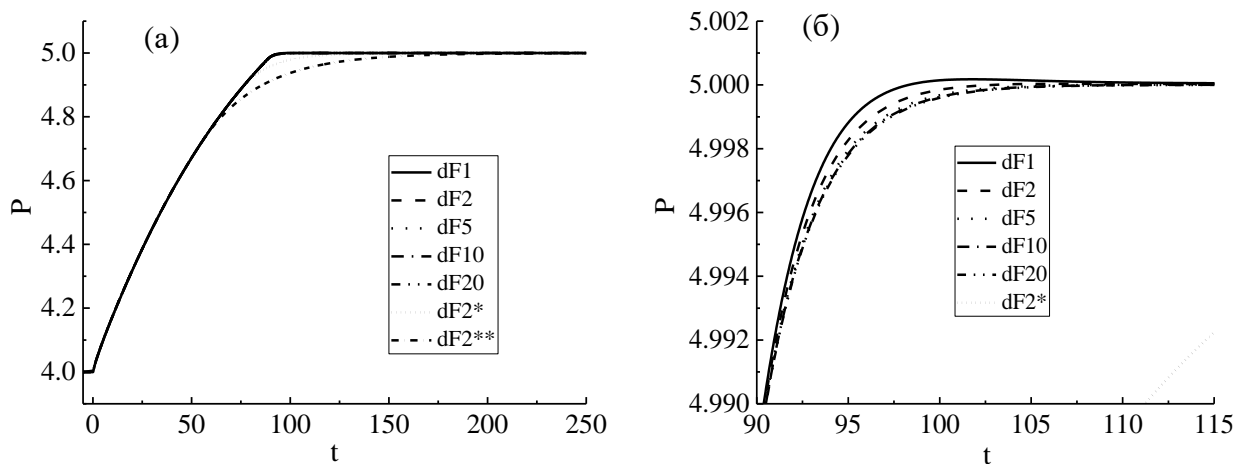


Рис. 5.16 а) Зміна теплової потужності ШР  $P$  (ГВт) з часом  $t$  (добы) від 4 ГВт до 5 ГВт для різних варіантів параметрів ПД методу керування (див. Табл. 5.2, криві dF1, dF2, dF5, dF10, dF20 в масштабі рисунка співпадають); б) те ж саме детальніше для області, де криві найбільше різняться. Момент  $t = 0$  відповідає початку зміни

Причину цих явищ пояснює Рис. 5.18, де зміна об'ємної частки танталу порівнюється з відповідними змінами інтегрального за об'ємом реактора потоку  $\Phi_{\text{int}}$ , а також зваженого вмісту плутонію

$$N_{4, \text{ave}} \equiv \int d^3 r N_4(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) / \int d^3 r \Phi(\mathbf{r})$$

На Рис. 5.18 видно, як зростає потік нейтронів у ШР у проміжок часу, коли танталовий поглинач у радіальному відбивачі повністю відсутній. Під час цього процесу відбувається зменшення вмісту плутонію в області активного ядерного горіння за рахунок переважання процесу вигорання плутонію над процесом його напрацювання з проміжних нуклідів, який відстає від вигорання приблизно на 2.4 доби і відповідає рівню потоку, нижчому за поточний. При чому це призводить до дещо надмірного зменшення вмісту плутонію в області активного горіння порівняно зі сталим режимом при  $P = 5$  ГВт. Саме тому вихід ШР на задану потужність відбувається при меншому вмісті плутонію у ШР та танталу у відбивачі і відповідно більшому рівні нейтронного потоку, ніж у сталому режимі ХЯГ при  $P = 5$  ГВт. З плином часу, поступово відбувається зменшення впливу виниклого відхилення стану реактора та вихід на сталий режим ХЯГ з відповідними значеннями параметрів.

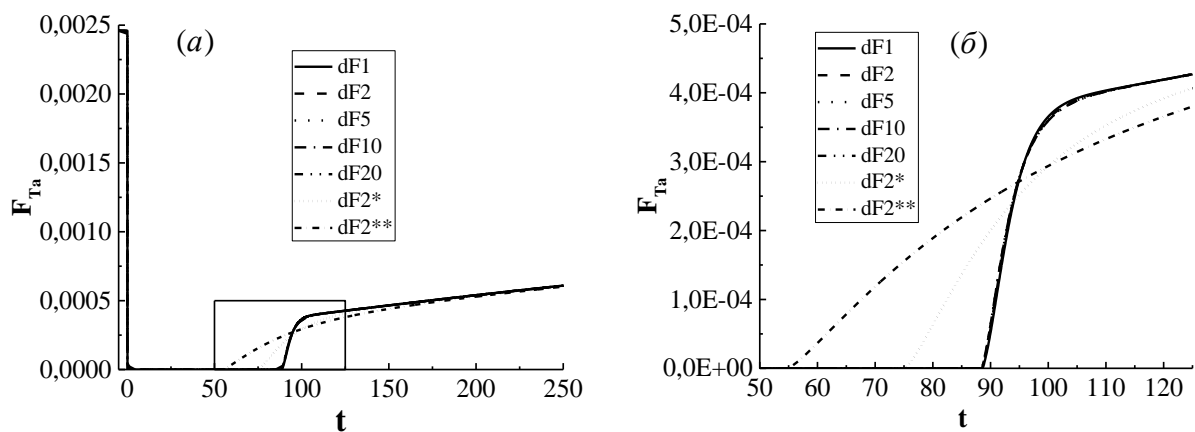


Рис. 5.17 *a)* Зміна об'ємної частки танталу  $F_{\text{Ta}}$  у відбивачі з часом  $t$  (доби) при підвищенні потужності ШР від 4 ГВт до 5 ГВт для різних варіантів параметрів ПД методу керування (Табл. 5.2); *б)* те ж саме детальніше для області, позначеної на рисунку (а)

На закінчення доцільно провести порівняння особливостей поведінки реактора з ХЯГ при зниженні його потужності з  $P = 4$  ГВт до рівня  $P = 3$  ГВт

та при підвищенні до рівня  $P = 5$  ГВт, яке ми наводимо на Рис. 5.19 для знайденого оптимального варіанту ПД методу керування dF20. На Рис. 5.19 чітко видно вельми суттєву відмінність у тривалості переходу на задану потужність для цих двох випадків: значно повільніший перехід при збільшенні потужності обумовлено наявністю тривалого періоду ( $\sim 90$  діб) самоузгодженої перебудови режиму ХЯГ без зовнішнього керування танталовим регулятором, тоді як при зниженні потужності є можливість здійснити потрібний перехід за значно коротший проміжок часу за допомогою значного зменшення ефективності відбивача шляхом введення великої кількості танталу, хоча і в цьому випадку залишається необхідність підлаштування самоузгодженого режиму ХЯГ до змін, що відбуваються, яке не дозволяє пришвидшити цей перехід.

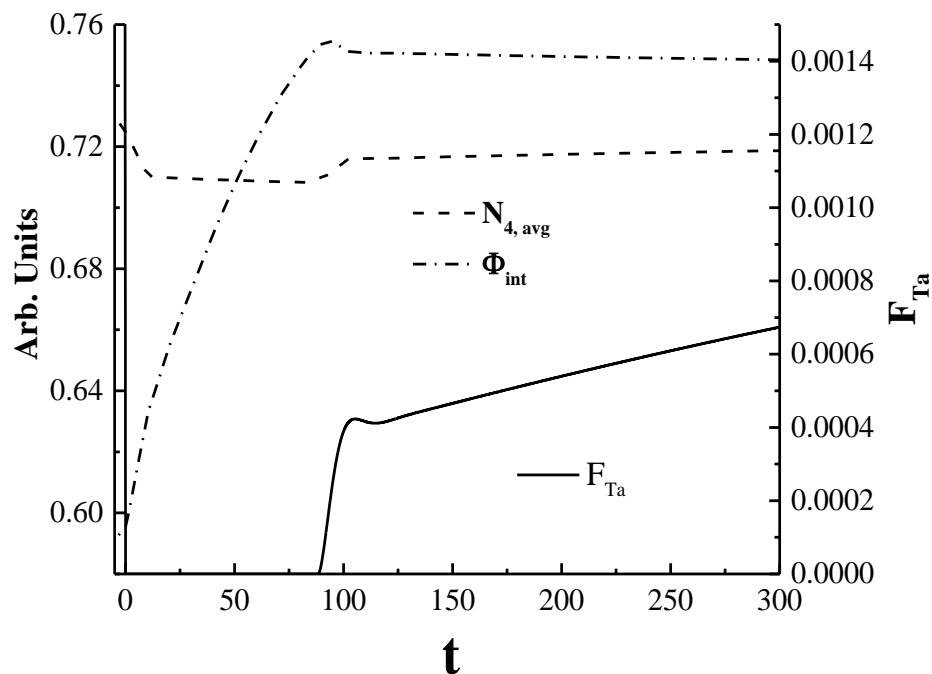


Рис. 5.18 Зміна об'ємної частки танталу  $F_{Ta}$  у відбивачі з часом  $t$  (доби) при підвищенні потужності ШР від  $P = 4$  ГВт до  $P = 5$  ГВт та відповідні зміни інтегрального потоку і зваженого вмісту плутонію-239,  $\Phi_{int}$  і  $N_{4,ave}$  (обидва у відносних одиницях)

Таким чином, наведені на Рис. 5.14–5.19 результати моделювання процесів зміни потужності ШР з ХЯГ за допомогою поглинаючого регулятора у радіальному відбивачі нейтронів демонструють, що такий метод керування дає змогу проводити як зменшення, так і підвищення потужності реактора у досить широкому діапазоні без виникнення нестійкостей у вигляді значних коливань нейтронного потоку в активній зоні реактора. Проте розрахунки доводять, що специфіка режиму хвилі ядерного горіння, яка полягає у самоузгодженому перебігу процесів вигорання та напрацювання плутонію, накладає певні обмеження на темп змінення потужності реактора, особливо при її підвищенні.

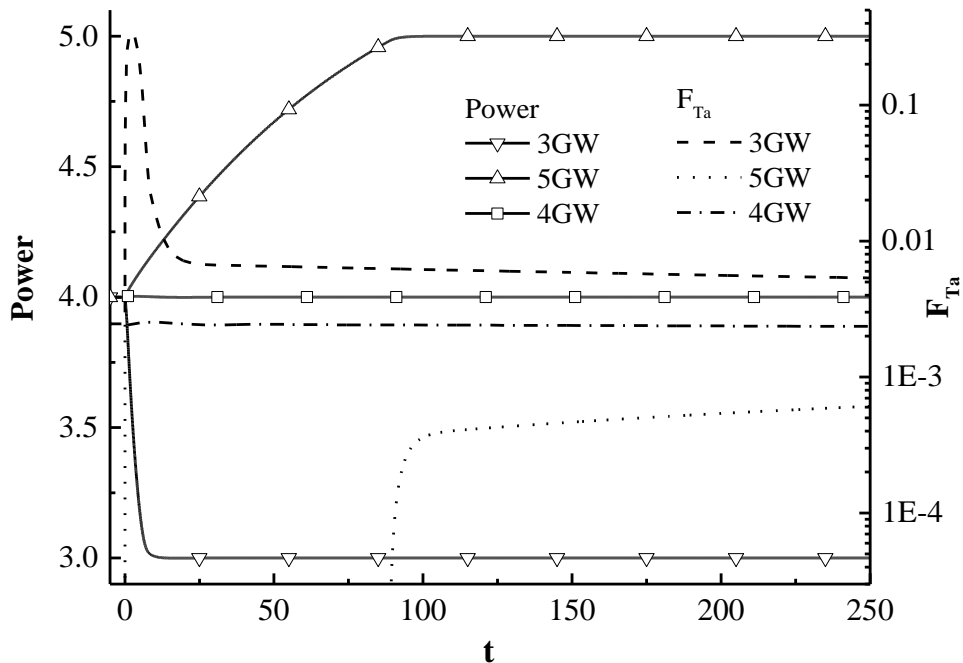


Рис. 5.19 Порівняння процесів зміни потужності ШР з ХЯГ від  $P = 4$  ГВт до  $P = 3$  ГВт та від  $P = 4$  ГВт до  $P = 5$  ГВт, а також відповідних змін об'ємної частки танталу  $F_{Ta}$  у радіальному відбивачі для оптимального варіанту керування dF20

### Висновки до розділу 5

На основі комп'ютерного моделювання просторово-часової еволюції ХЯГ на стадії її започаткування знайдено оптимальну структуру та склад зони

запалу для забезпечення плавного запуску реактора та запобігання надмірному зростанню його потужності на цій стадії. Розрахунки проводилися за допомогою оригінальних комп'ютерних кодів FANTENS-B та FANTENS-2D.

Проведено тестування оновленого комп'ютерного коду FANTENS-2D шляхом розрахунків ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів у процесі заправки палива при запуску Китайського Експериментального Швидкого Реактора (CEFR) та їх порівняння з результатами розрахунків інших учасників Координаційного дослідницького проєкту МАГАТЕ «Контрольні розрахунки нейтроніки щодо стартових тестів Китайського Експериментального Швидкого Реактора», отриманих при використанні сертифікованих детерміністичних комп'ютерних кодів, таких як PARCS v27, DIF3D, VARIANT, KIKO3DMG, FARCOB, WIMS 11. Проведене порівняння результатів показало їх хорошу узгодженість.

Створено програму для он-лайн аналізу та візуалізації результатів розрахунків безпосередньо під час моделювання нейтрон-ядерних процесів у реакторі з ХЯГ, що дозволило суттєво підвищити ефективність проведення відповідних сеансів комп'ютерного моделювання.

Доведено можливість використання спонтанного поділу ізотопів плутонію в зоні запалу у якості внутрішнього джерела нейтронів для запуску реактора і започаткування режиму ХЯГ без застосування зовнішніх нейтронних джерел.

Проведено аналіз змін нейтронного спектру при проходженні ХЯГ через певну область реактора. Показано, що при цьому нейтронний спектр помітно жорсткішає в наслідок зміни нуклідного складу у цій області при проходженні хвилі.

Шляхом моделювання нейтрон-ядерних процесів у ШР за допомогою модернізованого комп'ютерного коду FANTENS-2D проведено дослідження впливу товщини радіального відбивача нейтронів на потужність та інші характеристики реактора з ХЯГ. Знайдені двовимірні просторові розподіли нейтронного потоку та концентрацій паливних нуклідів, сформованих

внаслідок їхнього вигорання та напрацювання, як функції часу для різних значень товщини відбивача.

Розроблено пропорційно-диференціальний алгоритм керування потужністю реактора в режимі ХЯГ шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів за допомогою регулювання вмісту танталового ( $^{181}\text{Ta}$ ) поглинача нейтронів у його складі. Показано, що використання цього алгоритму дозволяє забезпечити плавність зміни поточної потужності ШР, уникаючи її суттєвих варіацій.

На прикладі перспективного ШР, що працює у самопідтримному режимі ХЯГ, з металевим паливом U-Pu циклу та теплоносієм у вигляді евтектичного стопу Рb-Vi доведено можливість регулювання потужності реактора шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів, який складається зі стопу Рb-Vi та конструкційного матеріалу Fe, при введенні (або виведенні) до його складу танталового ( $^{181}\text{Ta}$ ) поглинача нейтронів.

Показано, що у розглядуваному ШР з радіусом  $R=112$  см для радіального відбивача з товщиною, більшою за певне критичне значення  $W_{\text{ref}} \approx 52$  см стає можливою реалізація сталого режиму ХЯГ. Збільшення товщини відбивача приводить до доволі швидкого зростання швидкості просування ХЯГ та величини потужності даного ШР, проте при достатньо великих значеннях  $W_{\text{ref}}$  настає насичення і потужність виходить на постійний (максимальний) рівень для даного ШР. При цьому при зміні товщини радіального відбивача  $W_{\text{ref}}$  від 52 до 70 см, потужність реактора  $P$  змінювалась приблизно від  $P=1.5$  до  $P=8$  ГВт. Швидкість розповсюдження хвилі зростає пропорційно потужності реактора, а відповідна тривалість реакторної кампанії зменшується у тій же пропорції. Так при  $W_{\text{ref}}=53$  см кампанія реактора довжиною  $L=500$  см триває близько 40 років. Проте ступінь вигорання палива в сталій ХЯГ, який перевищує 50 % на осі реактора (причому практично горить  $^{238}\text{U}$ ), а також рівень напрацювання плутонію (приблизно 8 % від

початкової маси  $^{238}\text{U}$ ), залишаються незмінними для всіх розглянутих варіантів ШР.

Проведено детальний аналіз поведінки реактора при використанні запропонованого пропорційно-диференціального методу регулювання потужності. Доведено, що даний метод дає змогу проводити як зменшення, так і підвищення потужності реактора у досить широкому діапазоні без виникнення нестійкостей у вигляді значних коливань нейтронного потоку в активній зоні реактора. Показано, що перехід до підвищеної потужності реактора проходить значно повільніше, ніж до пониженої, що обумовлено необхідністю напрацювання додаткової кількості нуклідів, що поділяються, у цьому випадку.

Основні положення цього розділу викладені у публікації [8].

## ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

**Дисертаційна робота присвячена** розробці фізичних основ перспективної концепції реактора на швидких нейтронах (ШР), що працює у самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння (ХЯГ).

**Метою роботи** було теоретичне дослідження можливості керування потужністю ШР у режимі ХЯГ за допомогою зміни ефективності радіального відбивача нейтронів. Дослідження проводилося шляхом моделювання просторово-часової еволюції нейтрон-ядерних процесів у циліндричному ШР з металевим паливом U-Pu паливного циклу та свинець-вісмутівим евтектичним стопом у якості теплоносія та основного матеріалу відбивача нейтронів.

Для моделювання таких процесів використовувався детерміністський підхід, заснований на числовому розв'язанні задачі транспорту нейтронів у мультиплікуючому середовищі, компонентний склад якого безперервно змінюється самоузгодженим чином за рахунок ядерних перетворень, що описуються відповідними рівняннями вигорання паливних нуклідів. Застосована математична модель базується на системі нелінійних диференціальних рівнянь, яка містить у собі нестационарні рівняння дифузії нейтронів у реакторному середовищі, рівняння вигорання компонентів палива та рівняння ядерної кінетики для ядер-попередників запізнілих нейтронів. Залежність відповідних перерізів від енергії нейтронів урахувалась шляхом використання багатогрупових ядерних констант у рамках 26-ти групового наближення.

Досліджувалися два варіанти зміни ефективності відбивача нейтронів: за рахунок зміни його товщини або шляхом введення танталового ( $^{181}\text{Ta}$ ) поглинача нейтронів. У першому випадку розрахунки проводилися для кожної товщини відбивача нейтронів окремо. У другому випадку зміна концентрації танталу у відбивачі нейтронів відбувалася безпосередньо під час роботи реактора.

**Для досягнення поставлених цілей були виконані наступні завдання:**

1. Проведено аналіз наукової літератури за тематикою досліджень, за результатами якого було виявлено низку невирішених актуальних питань за даною проблемою, сформульовано головні задачі дисертаційної роботи та зроблено вибір адекватного математичного апарату для розв'язання цих задач.

2. Проведено пошук оптимальної структури та складу зони запалу для плавного запуску реактора та запобігання надмірному зростанню його потужності при започаткуванні режиму ХЯГ. При цьому моделювання просторово-часової еволюції ХЯГ при її просуванні вздовж аксіального напрямку у гомогенному циліндричному швидкому реакторі проводилося за допомогою комп'ютерного коду FANTENS-B, який базується на використанні концепції радіального баклінгу (геометричного фактора). Це дозволило значно (на порядок) скоротити час відповідних комп'ютерних розрахунків для аналізу великої кількості варіантів композиції та структури зони запалу реактора з ХЯГ у порівнянні з аналогічними розрахунками в істинно двовимірній моделі.

3. Розроблено математичну модель багатозонного циліндричного ШР у істинно двовимірній циліндричній геометрії для адекватного урахування наявності радіального відбивача нейтронів та його впливу на нейтрон-ядерні процеси у реакторі з ХЯГ. Проведено відповідне вдосконалення коду FANTENS-2D для моделювання розповсюдження ХЯГ за наявності радіального відбивача нейтронів змінної ефективності.

4. Шляхом моделювання нейтрон-ядерних процесів у ШР за допомогою модернізованого комп'ютерного коду FANTENS-2D проведено дослідження впливу товщини радіального відбивача нейтронів на потужність та інші характеристики реактора з ХЯГ. Знайдені двовимірні просторові розподіли нейтронного потоку та концентрацій паливних нуклідів, сформованих внаслідок їхнього вигоряння та напрацювання, як функції часу для різних значень товщини відбивача.

5. Розроблено пропорційно-диференціальний алгоритм керування потужністю реактора в режимі ХЯГ шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів за допомогою регулювання вмісту танталового ( $^{181}\text{Ta}$ ) поглинача нейтронів у його складі. Використання цього алгоритму дозволяє забезпечити плавність зміни поточної потужності ШР, уникаючи можливих її осциляцій.

6. Доведено можливість використання спонтанного поділу ізотопів плутонію, якими збагачене уранове паливо в зоні запалу для забезпечення критичності початкової збірки розглядуваного ШР, у якості внутрішнього джерела нейтронів для запуску реактора і започаткування режиму ХЯГ без застосування інших зовнішніх нейтронних джерел.

7. Шляхом участі у Координаційному дослідницькому проєкті МАГАТЕ «Контрольні розрахунки нейтроніки щодо стартових тестів Китайського Експериментального Швидкого Реактора» проведено тестування оновленого комп'ютерного коду FANTENS-2D. Порівняння результатів розрахунків, здобутих за його допомогою, з результатами вимірювань ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів у процесі заправки палива при запуску Китайського Експериментального Швидкого Реактора (CEFR), а також з результатами розрахунків, які були отримані іншими учасниками цього проєкту з 16 країн світу при використанні стандартних сертифікованих детерміністичних комп'ютерних кодів, таких як PARCS v27, DIF3D, VARIANT, KIKO3DMG, FARCOB, WIMS 11, показало їх хорошу узгодженість.

8. Створено програму для он-лайн аналізу та візуалізації результатів розрахунків безпосередньо під час моделювання нейтрон-ядерних процесів у реакторі з ХЯГ за допомогою коду FANTENS-2D. Це дозволило суттєво підвищити ефективність проведення відповідних досліджень в умовах довгострокових (сотні годин) сеансів моделювання.

### **У дисертаційній роботі отримані наступні нові результати:**

1. Вперше шляхом моделювання нейтрон-ядерних процесів у багатозонному швидкому реакторі з металевим паливом U-Pu циклу та Pb-Bi евтектичним стопом у якості теплоносія та радіального відбивача нейтронів доведено можливість існування самопідтримного режиму хвилі ядерного горіння (ХЯГ) у циліндричному реакторі з радіусом активної зони, меншим за його критичне значення при використанні радіального відбивача нейтронів відповідної товщини. Знайдено критичну (мінімальну) товщину радіального відбивача нейтронів, яка забезпечує існування режиму ХЯГ при заданому радіусі активної зони. Моделювання проводилося на основі використання удосконаленого комп'ютерного коду FANTENS-2D.

2. Вперше запропоновано метод керування потужністю перспективного швидкого реактора, що працює у самопідтримному режимі ХЯГ, шляхом зміни ефективності радіального відбивача нейтронів без втручання в активну зону реактора.

3. Вперше розроблено пропорційно-диференціальний алгоритм керування потужністю реактора з ХЯГ, що забезпечує плавність змін потужності у достатньо широких межах (гігавати), уникаючи можливих її осциляцій.

4. Виявлено важливу особливість керування потужністю реактора з ХЯГ, а саме: збільшення потужності реактора відбувається значно повільніше, ніж її примусове зменшення, що пов'язано з відсутністю запасу реактивності у такому реакторі у кожний момент часу при сталому режимі розповсюдження хвилі та поступовому самоузгодженому підвищенню концентрації нуклідів, що поділяються, при збільшенні ефективності радіального відбивача нейтронів.

Запропоновано оптимізований склад та структуру зони запалу, а також сценарій плавного запуску швидкого реактора з металевим паливом U-Pu циклу, що дає змогу запобігти надмірному зростанню та варіаціям потужності реактора при започаткуванні режиму хвилі ядерного горіння порівняно з рівнем його потужності у сталому режимі розповсюдження хвилі.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Nuclear Power in a Clean Energy System. / IEA. Paris, 2019. URL: <https://www.iea.org/reports/nuclear-power-in-a-clean-energy-system> (Last accessed: 10.05.2020)
2. Malovytsia M. S., Pismenetskiy S. A., Hrushch G. S., Shchus O. P. Change of quality of a radioactive waste under long store terms // East European Journal of Physics. 2018. Vol. 5, No. 2. P. 62–67. DOI: 10.26565/2312-4334-2018-2-08
3. Behaviour of Spent Power Reactor Fuel during Storage: IAEA-TECDOC // International Atomic Energy Agency. Vienna, 2019. URL: <https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/TE-1862web.pdf> (Last accessed: 10.05.2020)
4. Feoktistov L. P. An analysis of a concept of a physically safe reactor // Preprint IAE-4605/4. 1988.
5. Феоктистов Л. П. Нейтронно-делительная волна // Доклады академии наук СССР. 1989. Т. 309. С. 864–867.
6. Fomin S. P., Fomin O. S., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Specific Mechanism of Negative Reactivity Feedback in the Nuclear Burning Wave Reactor // Topical Issues in Fast Reactors and Related Fuel Cycles: FR-13 Conference, 4–7 March 2013: proc. Vienna, 2013. Paper IAEA-CN-199-457. Paris, 2014. P. 333–343. URL: [http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/SupplementaryMaterials/P1665CD/Track3\\_Safety.pdf](http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/SupplementaryMaterials/P1665CD/Track3_Safety.pdf) (Last accessed: 10.05.2020)
7. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Optimization of ignition zone of advanced fast reactor, working in nuclear burning wave mode // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2019. Vol. 121, Iss. 3. P. 80–85. URL: [https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT\\_2019\\_3/article\\_2019\\_3\\_80.pdf](https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2019_3/article_2019_3_80.pdf) (Last accessed: 10.05.2020)
8. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Influence of the radial neutron reflector efficiency on the power of fast

nuclear-burning-wave reactor // *Annals of Nuclear Energy*. 2020. Vol. 148. Art. 107699. DOI: 10.1016/j.anucene.2020.107699

9. Malovytsia M. S., Fomin A. S., Fomin S. P. Nuclear burning wave concept and theoretical approaches for its description // *East European Journal of Physics*. 2020. No. 3. P. 62–72. URL: <https://periodicals.karazin.ua/eejp/article/view/16180> (Last accessed: 05.09.2020)

10. Feinberg, S. M. // *Nuclear power plants: Record of Proceedings, Session B-10 of International Conference on the Peaceful Uses for Atomic Energy, 1–13 Sept. 1958, Geneva, United Nations. Geneva, 1958. Vol. 9(2). P. 447.*

11. Fuchs K., Hessel H. The possibilities for the operation of a natural uranium breeder reactor without fuel element preparation. // *Kernenergie (East Germany)*. 1961. Vol. 4. P. 619–623.

12. Atefi B., Driscoll M. J., Lanning D. D. An evaluation of the Breed/Burn fast reactor concept. Massachusetts, USA, 1979. 295 P. Report MITNE-229.

13. Slesarev J. S., Stukalov V. A., Subbotin S. A. Problems of development of fast reactors self-provision without fuel reprocessing // *Atomkernenenergie-Kerntechnik*. 1984. Vol. 45. P. 58–60.

14. Гольдин В. Я., Анистратов Д. Ю., Реактор на быстрых нейтронах в саморегулируемом нейтронно-ядерном режиме // *Математическое моделирование*. 1995. Т. 7(10). С. 12–32.

15. Гольдин В. Я., Пестрякова Г. А., Трощев Ю. В., Аристова Е. Н. Исследование саморегулируемого нейтронно-ядерного режима 2-го рода в быстром реакторе // *Математические модели и вычислительный эксперимент*. 1998. № 4. С. 33–38.

16. Гольдин В. Я., Пестрякова Г. А., Трощев Ю. В., Аристова Е. Н. Быстрый реактор на оксидном уран-плутониевом топливе в саморегулируемом режиме // *Атомная энергия*. 2003. Т. 94(3). С. 184–190.

17. Anistratov D. Y., Gol'din V. Ya. Multilevel Quasidiffusion Methods for Solving Multigroup Neutron Transport k-Eigenvalue Problems in One-Dimensional Slab Geometry // *Nuclear Science and Engineering*. 2011. Vol. 169(2), P. 111–132.

DOI: 10.13182/NSE10-64

18. Teller E., Ishikawa M., Wood L. Completely automated nuclear reactors for long-term operation // ICENES'96, 24–28 June 1996 : proc. Obninsk, Russia, 1996. P. 151–158.

19. Van Dam H. Self-Stabilizing criticality waves // Ann. Nucl. Energ. 2000. Vol. 27. P. 1505–1521. DOI: 10.1016/S0306-4549(00)00035-9

20. Van Dam H. The self-stabilizing criticality wave reactor // Tenth International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES), Sept. 24–28, 2000 : proc. Petten, The Netherlands, 2000. P. 188–197.

21. Van Dam H. Long-term control of excess reactivity by burnable particles // Annals of Nuclear Energy. 2000. Vol. 27. P. 733–743.

22. Van Dam H. Flux distributions in stable criticality waves // Ann. Nucl. Energ. 2003. Vol. 30. P. 1495–1504. DOI: 10.1016/S0306-4549(03)00098-7

23. Seifritz W. Solitary burn-up waves in a multiplying medium // Kerntechnik. 2000. Vol. 65(5–6). P. 261–264. URL: <https://inis.iaea.org/search/searchsinglerecord.aspx?RN=32009962> (Last accessed: 10.05.2020)

24. Chen X.-N., Maschek W. Transverse buckling effects on solitary burn-up waves. // Ann. Nucl. Energ. 2005. Vol. 32(12). P. 1377–1390. DOI: 10.1016/j.anucene.2005.01.012

25. Chen X.-N., Kiefhaber E., Maschek W. Neutronic model and its solitary wave solutions for CANDLER reactor // ICENES'2005, 21–26 August 2005 : proc. Brussels, Belgium, 2005. URL: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.529.1560&rep=rep1&type=pdf> (Last accessed: 10.05.2020)

26. Chen X.-N., Kiefhaber E., Zhang D. Fundamental solution of nuclear solitary wave // Energ. Convers. Manag. 2012. Vol. 59. P. 40–49. DOI: 10.1016/j.enconman.2012.02.005

27. Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y. CANDLER: the new burnup strategy // Nucl. Sci. Technol. 2001. Vol. 139, P. 306–317. DOI: 10.13182/NSE01-01

28. Sekimoto H. Application of CANDLE BURNUP strategy for future nuclear energy utilization // Prog. Nucl. Energ. 2005. Vol. 47(1–4), P. 91–98. DOI: 10.1016/j.pnucene.2005.05.007

29. Sekimoto H., Miyashita S. Startup of «Candle» burnup in fast reactor from enriched uranium core // Energ. Conv. Manag. 2006. Vol. 47(17). P. 2720–2780. DOI: 10.1016/j.enconman.2006.02.007

30. Sekimoto H., Udagawa Y. Effects of fuel and coolant temperatures and neutron fluence on CANDLE burnup calculation // J. Nucl. Sci. Technol. 2012. Vol. 43(2). P. 189–197. DOI: 10.1080/18811248.2006.9711081

31. Sekimoto H., Natata A. «CANDLE» burnup regime after LWR regime // Prog. Nucl. Energ. 2008. Vol. 50(2–6). P. 109–113. DOI: 10.1016/j.pnucene.2007.10.012

32. Sekimoto H., Yan M. Y. Design study on small CANDLE reactor // Energ. Conv. Manag. 2008. Vol. 49(7). P. 1868–1872. DOI: 10.1016/j.enconman.2007.12.015

33. Sekimoto H., Nagata A. Performance optimization of the CANDLE reactor for nuclear energy sustainability // Energ. Conv. Manag. 2010. Vol. 51(9). P. 1788–1791. DOI: 10.1016/j.enconman.2009.12.045

34. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Investigation of self-organization of the non-linear nuclear burning regime in fast neutron reactors // Annals of Nuclear Energy. 2005. Vol. 32. P. 1435. DOI: 10.1016/j.anucene.2005.04.001

35. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Fast reactor based on the self-sustained regime of nuclear burning wave // Nuclear Science and Safety in Europe. 2006. P. 239–251. DOI: 10.1007/978-1-4020-4965-1

36. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Self-sustained regime of nuclear burning wave in U-Pu fast reactor with Pb-Bi coolant // Problems of Atomic Science and Technology. 2007. Vol. 3, Iss. 1. P. 156–163. URL:

[https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT\\_2007\\_3/article\\_2007\\_3\\_156.pdf](https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2007_3/article_2007_3_156.pdf)  
(Last accessed: 10.05.2020).

37. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Initiation and propagation of nuclear burning wave in fast reactor // *Progress in Nuclear Energy*. 2008. Vol. 50(2–6), P. 163. DOI: 10.1016/j.pnucene.2007.10.020

38. Fomin S. P., Fomin A. S., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Safe Fast Reactor Based on the Self-Sustained Regime of Nuclear Burning Wave // *Int. Conf. «Global 2009»*, 2009 : proc. Paris, France, 2009. Paper 9456. URL: [https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:40092311](https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:40092311) (Last accessed: 10.05.2020).

39. Fomin S. P., Fomin O. S., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Nuclear burning wave in fast reactor with mixed Th-U fuel // *Prog. Nucl. Energy*. 2011. Vol. 53(7), P. 800–805. DOI: 10.1016/j.pnucene.2011.05.004

40. Fomin O. S., Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Nuclear burning wave reactor: smooth start-up problem // No 1041 *Journal of Kharkiv National University. Physical series «Nuclei, Particles, Fields»*. 2013. Vol. 58(2). P. 49–56. URL: <https://periodicals.karazin.ua/eejp/article/view/13512>

41. Fomin O. S., Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Transient processes in the nuclear burning wave reactor // *Int. Conf. «Global 2015»*, 2015 : proc. Paris, France, 2015. Paper 5254.

42. Khotyayintsev V. M., Pavlovych V. M., Khotyayintseva O. M. // *Int. Conf. «Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance» (PHYSOR 2010)*, 9–14 May 2010 : proc. Pittsburgh, USA, 2010.

43. Павлович В. Н., Хотяинцев В. Н., Хотяинцева Е. Н. Физические основы реактора на волне ядерного горения // *Ядерна фізика та енергетика*. 2008. № 2(24). С. 39–48.

44. Павлович В. М., Хотяїнцев В. М., Хотяїнцева О. М. Реактор на хвилі ядерного горіння: управління параметрами хвилі // *Атомна енергетика. Ядерна фізика та енергетика*. 2010. Т. 11, № 1. С. 49–56.

45. Khotyayintsev V. M., Aksonov A. V., Khotyayintseva O. M.,

Pavlovych V. M., Gulik V., Tkaczyk A.H. Velocity characteristic and stability of wave solutions for a candle reactor with thermal feedback // *Annals of Nuclear Energy*. 2015. Vol. 85. P. 337–345. DOI: 10.1016/j.anucene.2015.04.044.

46. Leleko Yu. Y., Gann V. V., Gann A. V. Nuclear reactor on cylindrical standing burning wave with an external negative reactivity feedback // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2017. Vol. 108, Iss. 2(108). P. 138–143. URL: [https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT\\_2017\\_2/article\\_2017\\_2\\_138.pdf](https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2017_2/article_2017_2_138.pdf)

47. Leleko Yu. Y., Gann V. V., Gann A. V. Spherical standing burning wave with external automatic reactivity control // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2019. Vol. 123, Iss. 5. P. 18–24. URL: [https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT\\_2019\\_5/article\\_2019\\_5\\_18.pdf](https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2019_5/article_2019_5_18.pdf)

48. Hejzlar P., et al. TerraPower, LLC Traveling Wave Reactor Development Program Overview. // *Nuclear Engineering and Technology*. 2013. Vol. 45(6). P. 731–744. DOI: 10.5516/NET.02.2013.520

49. Okawa T., Sekimoto H. Design Study on Pb-208 Cooled CANDLE Burning Reactors toward Practical Application for Future Nuclear Energy Source // *Progress in Nuclear Energy*. 2011. Vol. 53(7). P. 886–890. DOI: 10.1016/j.pnucene.2011.05.015

50. Su'ud Z., Sekimoto H. The prospect of gas cooled fast reactors for long life reactors with natural uranium as fuel cycle input // *Annals of Nuclear Energy*. 2013. Vol. 54, P. 58–56. DOI: 10.1016/j.anucene.2012.09.014

51. Suud Z., Sekimoto H. Conceptual Design Study of Small 400 MWt Pb-Bi Cooled Modified Candle Burn-Up Based Long Life Fast Reactors // *Advanced Materials Research*. 2014. Vol. 983. P. 353–356. DOI: 10.4028/www.scientific.net/amr.983.353

52. Liem P. H., Tran H.-N., Sekimoto H. Burnup performance of small-sized long-life CANDLE high temperature gas-cooled reactors with U-Th-Pa fuel // *Annals of Nuclear Energy*. 2016. Vol. 91. P. 36–47. DOI: 10.1016/j.anucene.2016.01.001

53. Widiawati N., Suud Z., Irwanto D., Sekimoto H. Neutronic Comparison Study Between Pb(208)-Bi and Pb(208) as a Coolant In The Fast Reactor With Modified CANDLE Burn up Scheme // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1090 Art. 012071. DOI: 10.1088/1742-6596/1090/1/012071

54. Widiawati N., Su'ud Z., Irwanto D., Permana S, Sekimoto H. Neutronic Analysis of Lead208-Bismuth Eutectic-Cooled Modified CANDLE Reactor with Core Geometry Variations // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1493. Art. 012010. DOI:10.1088/1742-6596/1493/1/012010

55. Абагян Л. П., Базаянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты: Справочник. Москва : Энергоиздат, 1981. 233 с.

56. Абагян Л. П., Базаянц Н. О., Бондаренко И. И., Николаев М. Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Москва : Атомиздат, 1964. 139 с.

57. Waltar A. E., Todd D. R., Tsvetkov P. V. Fast Spectrum Reactors. Boston, USA, 2012. DOI: 10.1007/978-1-4419-9572-8

58. Zhang D., Chen X.-N., Gabrielli F., et al. Numerical studies of radial fuel shuffling in a traveling wave reactor // Int. Conf. «Global 2011», 2011 : proc. Makuhari, 2011. URL: [https://www.researchgate.net/publication/274614851\\_Numerical\\_Studies\\_of\\_Radial\\_Fuel\\_Shuffling\\_in\\_a\\_Travelling\\_Wave\\_Reactor](https://www.researchgate.net/publication/274614851_Numerical_Studies_of_Radial_Fuel_Shuffling_in_a_Travelling_Wave_Reactor)

59. Zhang D., Chen X.-N., Gabrielli F., Rineiski A., Maschek W. Numerical Studies of Axial Fuel Shuffling // Fusion Science and Technology. 2012. Vol. 61(1T). P. 287-292, DOI: 10.13182/FST12-A13434

60. Kuwagaki K., Nishiyama J., Obara T. Concept of Stationary Wave Reactor with Rotational Fuel Shuffling // Nuclear Science and Engineering, 2018. Vol. 191(2). P. 178–186. DOI: doi.org/10.1080/00295639.2018.1463744

61. Gilleland J., Petroski R., Weaver K. The Traveling Wave Reactor: Design and Development // Engineering. 2016. Vol. 2. P. 88–96. DOI: 10.1016/J.ENG.2016.01.024

62. Ахиезер А., Померанчук И. Некоторые вопросы теории ядра. Москва–Ленинград : ОГИЗ, 1948. 320 с.
63. Ахиезер А., Померанчук И. Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов). Москва : ИздАТ, 2002. 368 с.
64. Ахиезер А. И., Белозоров Д. П., Рофе-Бекетов Ф. С., Давыдов Л. Н., Спольник З. А. К теории распространения цепной ядерной реакции в диффузионном приближении // Ядерная Физика. 1999. Т. 62, № 9. С. 1567–1575.
65. Akhiezer A. I., Belozorov D. P., Rofe-Beketov F. S., Davydov L. N., Spolnik Z. A. On the theory of propagation of chain nuclear reaction // Physica A. 1999. V. 273. P. 272–285.
66. Akhiezer A. I., Belozorov D. P., Rofe-Beketov F. S., Davydov L. N., Spolnik Z. A. The velocity of slow nuclear burning in the two-group approximation // Problems in Atomic Science and Technology, Ser. Nuclear Physics. 2001. Vol. 6, Iss. 2. P. 276–278.
67. Akhiezer A. I., Khizhnyak N. A., Shulga N. F., Pilipenko V. V., Davydov L. N. Slow nuclear burning // Problems in Atomic Science and Technology, Ser. Nuclear Physics. 2001. Vol. 6, Iss. 2. P. 272–275.
68. Palmiotti G., Salvatores M., Assawaroongruengchot M. Innovative Fast Reactors: Impact of Fuel Composition on Reactivity Coefficients // Int. Conf. on Fast Reactors, FR09, December 2009: proc. Kyoto, Japan, 2009. URL: <https://indigitallibrary.inl.gov/sites/sti/sti/4502642.pdf> (Last accessed: 10.05.2020)
69. Калиткин Н. Н. Численные методы. Москва : Наука, 1978, 512 с.
70. Potter D. Computational Physics. John Wiley&Sons, London - New York - Sydney - Toronto, 1973.
71. Crank J., Nicolson P. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type // Cambridge Philos. Soc. 1947 : proc. Cambridge, United Kingdom, 1947. Vol. 43, P. 50.
72. Bateman H. The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations // Cambridge Philos. Soc. June, 1910 :

proc Cambridge, United Kingdom, 1910. Vol. 15, P. 423–427. URL: [https://archive.org/details/cbarchive\\_122715\\_solutionofasystemofdifferential1843](https://archive.org/details/cbarchive_122715_solutionofasystemofdifferential1843) (Last accessed: 10.05.2020)

73. Computer Program Services. Nuclear Energy Agency. URL: <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/list> (Last accessed: 20.05.2020)

74. Verification and Validation of Software Related to Nuclear Power Plant Instrumentation and Control: Technical Reports Series No. 384 / IAEA. Vienna, 1999.

75. Nakagawa M., Mori T. Whole Core Calculations of Power Reactors by Use of Monte Carlo Method // Journal of Nuclear Science and Technology. 1993. Vol. 30(7), P. 692–701. DOI: 10.1080/18811248.1993.9734535

76. Немнюгин С., Стесик О. Современный Фортран. Самоучитель. Санкт-Петербург : «БХВ-Петербург», 2004. 496 с.

77. Рыжиков Ю. И. Программирование на Фортране Powerstation для инженеров. Практическое руководство. Санкт-Петербург : «БХВ-Петербург», 2000. 161 с.

78. Бартенев О. В. Современный Фортран. Москва : Диалог-МИФИ, 2000. 449 с.

79. Aruoba S. B., Fernández-Villaverde J. A comparison of programming languages in macroeconomics // Journal of Economic Dynamics and Control. 2015. Vol. (58). P. 265–273. DOI: 10.1016/j.jedc.2015.05.009

80. van Rossum G., Drake F. L. Python Reference Manual. PythonLabs. Virginia, USA, 2001. URL: <http://www.python.org>

81. Ari N., Ustazhanov M. Matplotlib in python. // 11<sup>th</sup> International Conference on Electronics, Computer and Computation (ICECCO), 29 Sept. – 1 Oct. 2014: proc. Abuja, 2014. P. 1–6. DOI: 10.1109/ICECCO.2014.6997585.

82. Дорф Р., Бишоп Р. Современные системы управления. Москва : Лаборатория Базовых Знаний, 2002. 832 с.

**ДОДАТОК А**  
**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**  
**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати**  
**дисертації**

*Публікації у наукових фахових виданнях України, які входять до міжнародних наукометричних баз:*

1. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Optimization of ignition zone of advanced fast reactor, working in nuclear burning wave mode // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2019. No. 3 (121). P. 80–85. (Scopus, WoS).

<https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85069430222&origin=resultslist>  
[https://apps.webofknowledge.com/InboundService.do?product=WOS&Func=Frame&DestFail=http%3A%2F%2Fwww.webofknowledge.com&SrcApp=RRC&locale=en\\_US&SrcAuth=RRC&SID=E5tyNnZiGcFjSGQvy71&customersID=RRC&mode=FullRecord&IsProductCode=Yes&Init=Yes&action=retrieve&UT=WOS%3A000472902100012](https://apps.webofknowledge.com/InboundService.do?product=WOS&Func=Frame&DestFail=http%3A%2F%2Fwww.webofknowledge.com&SrcApp=RRC&locale=en_US&SrcAuth=RRC&SID=E5tyNnZiGcFjSGQvy71&customersID=RRC&mode=FullRecord&IsProductCode=Yes&Init=Yes&action=retrieve&UT=WOS%3A000472902100012)

*(Особистий внесок здобувача: удосконалення математичної моделі та комп'ютерної програми числових розрахунків для оптимізації зони запалу, проведення розрахунків та отримання результатів, їх аналіз. Участь у написанні тексту статті).*

2. Malovytsia M. S., Fomin A. S., Fomin S. P. Nuclear burning wave concept and theoretical approaches for its description // East European Journal of Physics. 2020. No. 3. P. 62–72. (Scopus, WoS).

<https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85089539090&origin=resultslist>  
[https://apps.webofknowledge.com/InboundService.do?product=WOS&Func=Frame&DestFail=https%3A%2F%2Fwww.webofknowledge.com&SrcApp=RRC&locale=en\\_US&SrcAuth=RRC&SID=E5tyNnZiGcFjSGQvy71&customersID=RRC&mode=FullRecord&IsProductCode=Yes&Init=Yes&action=retrieve&UT=WOS%3A000560913800008](https://apps.webofknowledge.com/InboundService.do?product=WOS&Func=Frame&DestFail=https%3A%2F%2Fwww.webofknowledge.com&SrcApp=RRC&locale=en_US&SrcAuth=RRC&SID=E5tyNnZiGcFjSGQvy71&customersID=RRC&mode=FullRecord&IsProductCode=Yes&Init=Yes&action=retrieve&UT=WOS%3A000560913800008)

*(Особистий внесок здобувача: аналіз наукової літератури за темою обзору, написання статті).*

***Публікація у періодичному науковому виданні іншої держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку (видання входить до міжнародних наукометричних баз):***

3. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Influence of the radial neutron reflector efficiency on the power of fast nuclear-burning-wave reactor // Annals of Nuclear Energy. 2020. Vol. 148. Art. 107699. DOI: 10.1016/j.anucene.2020.107699 (Scopus, WoS, Сполучене Королівство Великої Британії та Північної Ірландії).

<https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-85087929386&origin=resultslist>  
[https://apps.webofknowledge.com/InboundService.do?product=WOS&Func=Frame&DestFail=https%3A%2F%2Fwww.webofknowledge.com&SrcApp=RRC&locale=en\\_US&SrcAuth=RRC&SID=E5tyNnZiGcFjSGQvy71&customersID=RRC&mode=FullRecord&IsProductCode=Yes&Init=Yes&action=retrieve&UT=WOS%3A000568756900020](https://apps.webofknowledge.com/InboundService.do?product=WOS&Func=Frame&DestFail=https%3A%2F%2Fwww.webofknowledge.com&SrcApp=RRC&locale=en_US&SrcAuth=RRC&SID=E5tyNnZiGcFjSGQvy71&customersID=RRC&mode=FullRecord&IsProductCode=Yes&Init=Yes&action=retrieve&UT=WOS%3A000568756900020)

*(Особистий внесок здобувача: удосконалення математичної моделі та комп'ютерної програми для адекватного врахування наявності радіального відбивача нейтронів шляхом впровадження багатозонної двовимірної моделі ШР, пошук оптимізованої зони запалу, розробка пропорційно-диференціального алгоритму керування потужністю ШР, отримання результатів та їх аналіз. Підготовка графічного матеріалу та участь у написанні тексту статті).*

### **Наукові праці апробаційного характеру**

4. Маловиця М. С. Концепція реактору на швидких нейтронах з рухомим відбивачем // Актуальні проблеми сучасної фізики : Студентська наукова конференція з прикладної фізики, 25 листопада 2016 р. : тези доп. Харків, 2016. С. 36–37.

5. Маловиця М. С., Пилипенко В. В., Фомин А. С., Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Оптимізація зони запала реактора бегущей волни //

Ядерно-физические методы в области атомной энергетики, промышленности и медицины : XVI Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 20–23 марта 2018 г. : тез. докл. Харьков, 2018. С. 48.

6. Маловица М. С., Пилипенко В. В., Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Управление мощностью реактора бегущей волны с помощью радиального рефлектора нейтронов // Ядерно-физические методы в области атомной энергетики, промышленности и медицины : XVII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 26–29 марта 2019 г. : тез. докл. Харьков, 2019. С. 53.

7. Маловица М. С., Фомин С. П., Вплив товщини рефлектора нейтронів на потужність реактора, що працює в режимі хвилі ядерного горіння // Проблеми сучасної ядерної енергетики : XV Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених та фахівців, 13–15 листопада 2019 р. : тези доп. Харків, 2019. С. 27.

8. Маловица М. С., Кирдин А. И., Пилипенко В. В., Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Управление мощностью реактора бегущей волны путём изменения эффективности отражателя нейтронов // Ядерно-физические методы в области атомной энергетики, промышленности и медицины : XVIII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 24–27 марта 2020 г. : тез. докл. Харьков, 2020. С. 94.