

НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

Черніцький Сергій Віцентійович

УДК 621.039.55:004.42.5.514

ДИСЕРТАЦІЯ

**КІНЕТИКА НЕЙТРОНІВ ПІДКРИТИЧНОГО ШВИДКОГО ГІБРИДНОГО
РЕАКТОРА ТА ТЕРМОЯДЕРНОГО ДЖЕРЕЛА НЕЙТРОНІВ НА ОСНОВІ
КОМБІНАЦІЇ СТЕЛАРАТОРА ТА ВІДКРИТОЇ ПАСТКИ**

01.04.21 – радіаційна фізика та ядерна безпека.

Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

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

Науковий керівник: Моїсеєнко Володимир Євгенович, кандидат фізико-
математичних наук, старший науковий співробітник.

Харків – 2019

АНОТАЦІЯ

Черніцький С.В. «Кінетика нейтронів підкритичного швидкого гібридного реактора та термоядерного джерела нейтронів на основі комбінації стеларатора та відкритої пастки». – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук зі спеціальності 01.04.21 – радіаційна фізика та ядерна безпека. – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут». – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут». – Харків, 2019.

У дисертаційній роботі методом числового моделювання розв'язане конкретне наукове завдання – розроблено, створено та досліджено фізичну модель підкритичного реактору та нейтронного джерела на базі плазмової системи стеларатор-пробкотрон (комбінація стеларатора та відкритої пастки), проведено нейтронні розрахунки для моделі підкритичного швидкого реактора ядерно-термоядерного гібрида на основі комбінації стеларатора та відкритої пастки, а також для моделі термоядерного джерела нейтронів. Оскільки реактор підкритичний, підтримання його роботи відбувається за рахунок зовнішнього термоядерного джерела нейтронів. Як плазмовий пристрій гібридний реактор має складну конструкцію, однак закладена у ньому можливість розміщувати всі забезпечуючі плазмовий розряд вузли та діагностичне обладнання поза активною зоною ядерного реактора, де нейтронні потоки невеликі, істотно полегшує технічне завдання його розробки. Параметри плазми, необхідні як для дослідницької, так і для промислової установки, лежать у межах сучасних технічних можливостей.

У роботі представлені результати розрахунків комп'ютерним кодом MCNPX кінетики нейтронів моделі швидкого підкритичного ядерного реактора, керованого термоядерним джерелом нейтронів. Ця система гібридного реактора може використовуватись для зменшення кількості довгоживучих трансуранових

елементів, що входять у склад відпрацьованого ядерного палива теплових ядерних реакторів. Зокрема, фізичне обґрунтування вибору системи для зменшення кількості довгоживучих радіоактивних відходів дозволило розробити компактну розрахункову модель підкритичного реактору, що задовольняє поставленим цілям.

Вперше розроблено та досліджено компактну компоновку підкритичного ядерного реактора, вбудованого у стелараторно-пробкотроний ядерно-термоядерний гібрид. Проведено розрахунки і фізично обґрунтовані розміри складових частин моделі, щоб забезпечити заданий ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів (k_{eff}) на рівні 0.95. Це значення одержане завдяки корегуванню розміру активної зони реактора (бланкету) у радіальному напрямі. Таким чином, товщина активної зони обрана 27.8 см, довжина – 3 м. Активна зона у розрахунковій моделі складається у об'ємному співвідношенні з гомогенної суміші: ядерного палива TRU-10Zr – 14%, сталі типу HT-9 – 10.3% та евтектики свинцю та вісмуту (ЕСВ) – 69.5%. Довжина основної частини реактора складає 4 м. Матеріалом палива є цирконієвий сплав (TRU-10Zr), який складається з трансуранових елементів з включенням 10 мас.% цирконію. Ізотопний склад урану і трансуранових елементів відповідає усередненому складу відпрацьованого ядерного палива атомних станцій після вилучення з нього ^{238}U . У якості теплоносія вибрана евтектика свинцю та вісмуту. Свинець виступає як підсилювач потоку швидких нейтронів за рахунок порогової реакції розмноження нейтронів (наприклад $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207}\text{Pb}$). Вісмут і свинець мають температуру плавлення 271 °С та 327 °С відповідно, однак евтектичний сплав свинець-вісмут плавиться при температурі 125 °С. Це знижує ризики застигання цього сплаву як теплоносія у контурі реактора у порівнянні з чистим свинцем. Крім того, вісмут і свинець мають низький перетин захоплення нейтронів.

Вперше показана можливість захисту надпровідних магнітів, які використовуються для створення конфігурації магнітного поля для підтримки плазми, від нейтронного потоку, який виходить за межі системи, що моделюється. Для цього проведені розрахунки потужності нейтронного потоку за межами

реактора і запропонований варіант зменшення цієї потужності до прийняттого рівня. Для цього у модель підкритичного реактора додано зовнішній захисний шар реактора, який складається із гомогенної суміші 60:40 об.% нержавіючої легованої сталі S30467 типу 304B7 і води. Сталь містить 1.75 мас.% природного бору. Це так звана борована сталь, яка використовується для поглинання уповільнених водою нейтронів. Товщина захисту – 25 см. Результати розрахунків показують, що повна потужність, за рахунок виходячих нейтронів, яка може виділитися у магнітних котушках, що оточують реактор, не перевищуватиме значення 5.7 кВт з урахуванням інтенсивності нейтронного джерела 6×10^{18} нейтронів у секунду. Цю потужність обов'язково необхідно враховувати при розрахунку охолодження магнітних котушок, адже на кожен джоуль прийшовшого до магніту ззовні тепла потрібно витратити 500 джоулів на роботу криогенної камери. Саме тому завдання зниження нейтронного потоку за межами підкритичного ядерного реактора є одним із пріоритетних.

Запропонована фізично обґрунтована компоновка вузлів підкритичного реактора, при якій тритій можна напрацьовувати всередині самої системи, оскільки одним з важливих завдань, при роботі термоядерної установки, є напрацювання тритію, без якого неможливе існування плазмового джерела нейтронів. Для цих цілей також була розрахована концентрація ${}^6\text{Li}$ у тій частині гібридного реактора, а саме, у радіальному відбивачеві, у якому йде процес відтворення тритію. Товщина радіального відбивача у моделі вибрана 30 см. Радіальний відбивач моделювався як однорідна суміш сталі НТ-9 і сплаву $\text{Li}17\text{Pb}83$ з об'ємною часткою кожного 70 і 30% відповідно. З одного боку, радіальний відбивач служить для повернення частини нейтронів до активної зони реактора, а з іншого використовується для відтворення тритію. Оптимальним місцем для відтворення тритію є зона відразу за бланкетом. Це пов'язано з тим, що нейтрони, які залишають активну зону реактора, відразу вступають у взаємодію з літієм для напрацювання тритію. Таким чином, з однієї сторони відбувається напрацювання тритію, а з другої – зменшується навантаження на зовнішню радіальну зону захисту, яка розташована за зоною відтворення тритію.

Розрахунки показали, що коефіцієнт напрацювання тритію дорівнює 1.75 у розрахунку на один термоядерний нейтрон при збагаченні ${}^6\text{Li}$ – 20%. Це значення більше, ніж кількість, яка необхідна для самозабезпечення термоядерного джерела. Враховуючи втрати, коефіцієнт напрацювання тритію має приблизно дорівнює 1.3. Це значення досягається зменшенням збагачення ${}^6\text{Li}$ до 15%, що підтверджується розрахунками за допомогою коду MCNPX.

Проведено розрахунки і показано теплове навантаження на модель першої стінки термоядерного гібридного реактора. Цей розрахунок є важливим тому, що однією з технологічних проблем, яка стосується будь-якої концепції термоядерного реактора є пошкодження першої стінки, викликані одночасно як нейтронним опроміненням, так і тепловим навантаженням від плазми. Матеріал першої стінки представляє собою сталь типу HT-9 товщиною 3 см. Цей матеріал разом з вольфрамом розглядався у якості складової частини першої стінки експериментального термоядерного реактора ITER. Розрахунок показав, що повне теплове навантаження еквівалентно середньому значенню 0.45 МВт/м^2 з максимальною величиною 0.5 МВт/м^2 . Це нижче від передбачуваного навантаження майбутніх термоядерних установок, яке, як очікується, буде більше, ніж 1 МВт/м^2 . Додатковою проблемою першої стінки є радіаційні ушкодження під дією нейтронного потоку. Ці ушкодження викликають погіршення механічних властивостей матеріалу, зокрема, за рахунок окрихчення і розпухання. Радіаційні пошкодження у матеріалі характеризуються кількістю сукупного числа зсувів на атом (ЗНА). Проведені розрахунки показують, що перша стінка може накопичувати близько 30 ЗНА під час безперервної роботи установки протягом 365 днів. Передбачається, що матеріал першої стінки (сталь HT-9) може витримати 150 ЗНА, що дає підстави стверджувати, що перша стінка гібридного реактора може прослужити понад 5 років.

Вперше показана можливість зменшення кількості трансуранових елементів, які накопичуються у відпрацьованому ядерному паливі у процесі роботи теплових реакторів і багаторазового його довивалювання. Такий сценарій поводження з трансурановими елементами можливий всередині замкнутого

паливного циклу, при якому ядерне паливо з гібридного реактору вилучається та переробляється. Після вилучення з цього палива продуктів поділу, воно знову повертається у бланкет. Розрахунки показали, що в ідеальному випадку зменшення кількості мінорних актинідів у гібридній установці буде еквівалентна кількості, яка напрацьовується на декількох реакторах типу ВВЕР-1000. Тут слід зазначити, що у результаті розрахунків не включено поступове зменшення нейтронного потоку за рахунок падіння величини коефіцієнта ефективного розмноження нейтронів, яке буде неминучим у процесі роботи реактора. Таким чином, можна сказати, що один гібридний реактор буде випалювати трансуранові елементи, як мінімум, з одного ядерного реактора типу ВВЕР-1000. Що стосується продуктів поділу, то у паливній композиції вони відсутні. Це пов'язано з тим, що їх сумарна радіотоксичність приблизно через 200 років падає до рівня природного урану. У той же час активність актинідів (трансуранових елементів) зберігається протягом декількох сот тисяч років. Таким чином можна зробити висновок про те, що у першу чергу потрібно вирішити проблему зі зменшенням кількості трансуранових елементів.

Показана можливість створення моделі термоядерного джерела нейтронів, яка представляє собою спрощену модель термоядерного гібридного реактора без бланкета з ядерними матеріалами. Проведено розрахунки теплового та радіаційного навантажень нейтронів на першу стінку термоядерного джерела. Показано, що ці навантаження істотно нижче, ніж у разі підкритичного реактора ядерно-термоядерного гібрида. Це пов'язано з тим, що відсутня частка нейтронів з бланкету, що спрощує процес експлуатації першої стінки термоядерного джерела нейтронів. Повне теплове навантаження, яке вноситься у першу стінку буде дорівнює 6.1 МВт. Це еквівалентно значенню 0.24 МВт/м^2 . З розрахунків також впливає, що перша стінка буде накопичувати не більше 4.9 ЗНА протягом 365 днів безперервної роботи установки. Це означає, що при таких пошкодженнях першу стінку установки не доведеться міняти протягом всього терміну служби термоядерного джерела нейтронів.

Результати нейтронних розрахунків моделі швидкого підкритичного ядерного реактора, керованого термоядерним джерелом нейтронів, представлених у дисертаційній роботі, підтверджують, що даний тип установок може істотно зменшити кількість довгоживучих радіоактивних трансуранових елементів, тим самим допомогти у вирішенні однієї з головних проблем ядерної енергетики – поводження з відпрацьованим ядерним паливом.

Ключові слова: підкритичний ядерний реактор, термоядерне джерело нейтронів, теплове навантаження, перша стінка реактору, радіаційні ушкодження, MCNPX.

Список публікацій, у яких опубліковано основні результати дисертації:

1. Moiseenko V.E., Kotenko V.G., Chernitskiy S.V., Ågren O., Noack K., Lesnyakov G.G, Shapoval A.N., Stadnik Yu.S., Kovtun A.P., Hagnestål A., Voitsenya V.S., Garkusha I.E. Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Thermonuclear fusion*. 2013. V.36, № 1. P. 44-57.
2. Chernitskiy S.V., Noack K., Moiseenko V.E., Ågren O., Abdullayev A. Neutronic calculations of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Transactions of Fusion Science and Technology*. 2013. V. 63, № 1T. P. 322-324.
3. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (18)*. 2012. №6(82). P.58-60.
4. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E. Static neutronic calculation of a subcritical transmutation stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Annals of Nuclear Energy*. 2014, V. 72, № 1. P. 413-420.
5. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. Minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (21)*. 2015. №1(95). P. 20-23.
6. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. A fuel cycle for minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (23)*. 2017. №1(107). P. 36-39.

7. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a fusion neutron source // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (19)*. 2013. №1(83). P. 61-63.
8. Chernitskiy S.V., Gann V.V., Ågren O. Static neutronic calculation of a fusion neutron source // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (20)*. 2014. №6(94). P. 12-15.
9. Moiseenko V.E., Kotenko V.G., Chernitskiy S.V., Ågren O., Noack K., Stadnik Yu.S., Kovtun A.P., Voitsenya V.S., Garkusha I.E., Dovgalyuk S.I. Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid, Physical and Technical Aspects of Volume Source of Neutrons for Materials Science, Technology Research and Problem Solving Nuclear Energy (VNS-5), Russia, Zvenigorod, June 4-8 (2012), Book of abstracts, P. 56-61, (участь в обговоренні).
10. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the Alushta International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Alushta (Crimea), September 17-22 (2012), Book of abstracts, P. 74, (доповідач).
11. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. Minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkov, September 15-18 (2014), Book of abstracts, P 25, (доповідач).
12. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Ågren O. A fuel cycle for minor actinides burning in a Stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkiv, September 12-15 (2016), Book of abstracts, P. 64, (доповідач).
13. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Агрэн О., Ноак К., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты гибридного реактора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. 10 Курчатовская молодежная научная школа, Россия, Москва, 23-26 октября (2012), Сборник аннотаций, С. 155, (доповідач).

14. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты подкритического реактора-трансмутатора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. V Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, Россия, Москва (ФИАН), 10-15 ноября (2013), Сборник трудов, С. 138, (доповідач).
15. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты концепции гибридного реактора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. 11-я Курчатовская молодежная научная школа, Россия, Москва, 12-15 ноября (2013), Сборник аннотаций, С. 195, (доповідач).
16. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a fusion neutron source, at the Alushta International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Alushta (Crimea), September 17-22 (2012), Book of abstracts, P. 73, (доповідач).
17. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Gann V.V., Ågren O. Static neutronic calculation of a fusion neutron source, at the International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkov, September 15-18 (2014), Book of abstracts, P. 26, (доповідач).

ABSTRACT

Chernitskiy S.V. «Neutronic kinetics of a subcritical fast hybrid reactor and a thermonuclear neutron source based on a combination of a stellarator and an open trap». – Research Project, Manuscript copyright.

Thesis for the scientific degree of the candidate of physical and mathematical sciences by specialty 01.04.21 – radiation physics and nuclear safety. – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology». – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology». – Kharkiv, 2019.

In the dissertation work the method of numerical simulation solves a specific scientific problem – the physical model of the subcritical reactor and the neutron source based on the plasma system of the supercritical reactor and the neutron source (a combination of a stellarator and an open trap) was developed, created and investigated. Neutron calculations for the model of a subcritical thermonuclear fusion-fission hybrid based on the combination of a stellarator and an open trap, and for a model of a fusion source of neutrons are carried out. Since the reactor is subcritical, maintenance of its work is due to the external fusion neutron source. As a plasma device, the hybrid reactor has a complex design, but it allows it to accommodate all the plasma discharging nodes and diagnostic equipment outside the active zone of the nuclear reactor where neutron fluxes are small, which greatly facilitates the technical task of its development. Plasma parameters, both for research and for industrial installations, lie within the framework of modern technical capabilities.

The dissertation research presents the results of calculations by the computer code MCNPX of the kinetics of neutrons of a model the fast subcritical nuclear reactor controlled by a thermonuclear neutron source. This system of a hybrid reactor can be used to reduce the number of long-lived transuranium elements that make up the spent nuclear fuel of thermal nuclear reactors. In particular, the physical justification for choosing a system to reduce the amount of long-lived radioactive waste allowed to develop a compact calculation model for a subcritical reactor that meets its goals.

A compact computational model of a subcritical reactor built into a Stellarator part of a fusion-fission hybrid is developed. The calculations were made and the dimensions of the component parts of the model were selected to provide the effective neutron multiplication factor (k_{eff}) at the level of 0.95. This value was obtained by adjusting the size of the active zone of the reactor (blanket) in the radial direction. Thus, the thickness of the active zone was chosen 27.8 cm, length – 3 m. The active zone in the calculation model consists of the volume ratio of the homogeneous mixture: nuclear fuel TRU-10Zr – 14%, steel type HT-9 – 10.3% and eutectic lead and bismuth (LBE) – 69.5%. The length of the main part of the reactor is 4 m. The fuel is zirconium alloy (TRU-10Zr), which consists of transuranium elements with the inclusion of 10 wt.% zirconium. The isotopic composition of uranium and transuranium elements corresponds to the average composition of spent nuclear fuel at nuclear power plants after the removal of ^{238}U from it. The eutectic of lead and bismuth was chosen as a coolant. Lead acts as an amplifier of a fast neutron flux due to the threshold reaction of neutron multiplication (for example $^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207}\text{Pb}$). Bismuth and lead have a melting point of 271 °C and 327 °C respectively, but an eutectic lead-bismuth alloy melts at 125 °C. This reduces the risk of clinging this alloy as a coolant in the reactor circuit as compared to pure lead. In addition, bismuth and lead have a low intersection of neutron capture.

The possibility of protecting the superconducting magnets used to configure the magnetic field to support the plasma from the neutron flux going beyond the modeling system is shown. To do this, calculations of the neutron flux power outside the reactor were performed and the proposed option to reduce this power to an acceptable level. To this end, an external protective layer of the reactor, consisting of a homogeneous mixture of 60:40 vol% stainless steel alloy S30467 type 304B7 and water, was added to the subcritical reactor model. Steel contains 1.75% by weight of natural boron. This is the so-called fisted steel, which is used to absorb neutrons slowed by water. The thickness of the protection zone was chosen 25 cm. The estimates predict that the power released with neutrons from the reactor to surrounding space is 9.4×10^{-16} W per fusion source neutron. Thus, the total power delivered into the magnetic coils, which surround

the reactor mantle, would not exceed the value of 5.7 kW for a neutron source of intensity 6×10^{18} neutrons per second. This power must be included into calculating the cooling of magnetic coils, because for every Joule, the external heat coming to the magnet needs to spend 500 Joule for the work of the cryogenic chamber. That is why the task of reducing the neutron flux outside the subcritical nuclear reactor is one of the priorities.

The arrangement of nodes of a subcritical reactor was proposed, in which tritium can be produced within the system itself, since one of the important tasks in the operation of the thermonuclear installation is the reproducing of tritium without which the existence of a plasma source is impossible. For these purposes, a concentration of ${}^6\text{Li}$ was also calculated in that part of the hybrid reactor, namely the radial reflector, where the process of reproduction of tritium is going on. The thickness of the radial reflector in the model was chosen 30 cm. The radial reflector was modeled as a homogeneous mixture of steel HT-9 and alloy Li17Pb83 with a volume fraction of each 70 and 30% respectively. On the one hand, the radial reflector return part of the neutrons to the reactor core, and on the other can be used to reproduce tritium. The good place to reproduce tritium is the area after the blanket. This is due to the fact that the neutrons leaving the reactor core immediately enter into interaction with lithium for the tritium production. Thus, on the one hand, there is the tritium breeding, and on the other, the load on the external radial protection zone decreases, which is located behind the zone of tritium reproduction. Calculations have shown that the rate of production of tritium equals 1.75 per one thermonuclear neutron at ${}^6\text{Li}$ enrichment – 20%. This value is greater than the amount required for self-propagation of the fusion source. Taking into account the losses, the tritium breeding ratio (TBR) is approximately equal to 1.3. This value is achieved by reducing the enrichment of ${}^6\text{Li}$ to 15%, which is confirmed by the MCNPX calculations.

The calculations are carried out and the thermal load on the model of the first wall of the thermonuclear hybrid reactor is shown. This calculation is important because one of the technological problems related to any concept of a thermonuclear reactor is the damage to the first wall caused both by neutron irradiation and by the thermal load

from the plasma. The material of the first wall is a steel of type HT-9 with thickness of 3 cm. This material, together with tungsten, was considered as part of the first wall of the experimental thermonuclear reactor ITER. The calculation showed that the total thermal load is equivalent to an average of 0.45 MW/m^2 with a maximum value of 0.5 MW/m^2 . This is lower than the expected load of future thermonuclear installations, which is expected to be more than 1 MW/m^2 . An additional problem of the first wall is the radiation damage caused by the action of the neutron flux. These damage cause deterioration of mechanical properties of the material, in particular due to embrittlement and swelling. Radiation damage in the material is characterized by number of displacement per atom (DPA). The calculations made in the MCNPX program show that the first wall can accumulate about 30 DPA during the continuous operation of the installation for 365 days. It is assumed that the material of the first wall (steel HT-9) can withstand 150 DPA, which gives grounds to assert that the first wall of the hybrid reactor can serve more than 5 years.

The possibility of reducing the number of transuranium elements accumulated in spent nuclear fuel during the operation of thermal reactors and its repeated combustion is shown. Such a scenario of handling of transuranium elements is possible within a closed fuel cycle, in which nuclear fuel from a hybrid reactor is removed and processed. After removing the fission products nuclear fuel again returns to the blanket. Calculations have shown that in the ideal case, the reduced number of minor actinides in a hybrid installation will be equivalent to the amount generated by several WWER-1000 reactors. It should be noted here that the result of calculations does not include the gradual reduction of the neutron flux due to the fall of the magnitude of the coefficient of effective neutron multiplication, which will be inevitable during the operation of the reactor. Thus, it can be said that one hybrid reactor will burn transuranium elements from at least one WWER-1000 nuclear reactor. As for the products of separation, they are absent in the fuel composition. This is due to the fact that their total radiotoxicity in about 200 years falls to the level of natural uranium. At the same time, the activity of actinides (transuranium elements) is stored for several hundred thousand years. Thus,

we can conclude that in the first place it is necessary to solve the problem with the decrease in the number of transuranium elements.

The possibility of creating a model of a fusion neutron source is presented, which is a simplified model of a thermonuclear hybrid reactor without a blanket with nuclear materials. Calculations of heat and radiation loads of neutrons on the first wall of the fusion source are carried out. It is shown that these loads are significantly lower than in the case of a fusion-fission hybrid reactor. This is due to the absence of a fraction of neutrons from the blanket, which simplifies the operation of the first wall of the fusion neutron source. The total thermal load that is introduced in the first wall will be 6.1 MW. This is equivalent to 0.24 MW/m². It also follows from the calculations that the first wall will accumulate no more than 4.9 DPA for 365 days of continuous operation of the installation. This means that in case of such damage, the first wall of the installation will not have to be changed during the lifetime of the fusion neutron source.

The results of the neutron calculations of the model of a fast subcritical nuclear reactor controlled by the fusion neutron source presented in the dissertation work confirm that this type of installations can significantly reduce the number of long-lived radioactive transuranium elements, thus helping to solve one of the major problems of nuclear energy – handling spent nuclear fuel.

Key words: subcritical nuclear reactor, fusion neutron source, thermal load, reactor first wall, radiation damage, MCNPX.

ЗМІСТ

	Стор.
ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	18
ВСТУП.....	20
РОЗДІЛ 1. АНАЛІЗ ЛІТЕРАТУРНИХ ДАНИХ.....	28
1.1. Особливості ядерної енергетики.....	28
1.2. Ядерний реактор.....	30
1.3. Виникнення трансуранових елементів.....	33
1.4. Проблема відпрацьованого ядерного палива.....	33
1.5. Підкритичний ядерний реактор, керований прискорювачем.....	40
1.6. Термоядерний синтез, його проблеми та перспективи.....	45
1.7. Термоядерний гібридний реактор.....	46
1.8. Висновки до розділу 1.....	47
РОЗДІЛ 2. НЕЙТРОННА МОДЕЛЬ ПІДКРИТИЧНОГО ГІБРИДНОГО РЕАКТОРУ ТА ДЖЕРЕЛА ТЕРМОЯДЕРНИХ НЕЙТРОНІВ.....	49
2.1. Опис комп'ютерного коду MCNPX	49
2.2. Нейтронна модель підкритичного гібридного реактору	52
2.3. Нейтронна модель термоядерного джерела нейтронів	72
2.4. Висновки до розділу 2.....	76
РОЗДІЛ 3. ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПІДКРИТИЧНОГО РЕАКТОРУ.....	80

3.1. Спектр нейтронів у активній зоні реактора.....	80
3.2. Розподіл нейтронних полів по об'єму реактора та енерговиділення у активній зоні реактора.....	84
3.3. Ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів і потужність реактора.....	86
3.4. Частка запізнілих нейтронів.....	90
3.5. Радіальний витік нейтронів з реактора.....	91
3.6. Теплове навантаження та радіаційні пошкодження першої стінки реактора.....	94
3.7. Радіаційні пошкодження першої стінки реактора при опроміненні гамма-квантами.....	101
3.8. Радіаційні пошкодження антен високочастотного нагрівання плазми.....	106
3.9. Напрацювання тритію.....	107
3.10. Вигорання мінорних актинідів.....	108
3.11. Повторне вигорання мінорних актинідів.....	114
3.12. Висновки до розділу 3.....	119

РОЗДІЛ 4. КОМПЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДЖЕРЕЛА

ТЕРМОЯДЕРНИХ НЕЙТРОНІВ.....	122
4.1. Радіальний витік нейтронів.....	122
4.2. Спектр нейтронів у області першої стінки.....	123
4.3. Навантаження на першу стінку.....	125
4.4. Радіаційні пошкодження першої стінки.....	127
4.5. Висновки до розділу 4.....	128

ВИСНОВКИ.....	130
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	133
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	148
ДОДАТОК Б.....	151
ДОДАТОК В.....	156

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

МАГАТЕ	Міжнародне агентство з атомної енергетики
$K_{\text{эф}}$	Ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів
MCNPX	Monte Carlo N-Particle eXtended code – програмний код для моделювання фізичних процесів методом Монте-Карло
ККД	Коефіцієнт корисної дії
ВВЕР	Водо-водяний енергетичний реактор
АЕС	Атомна електростанція
БЗТ	Блок захисних труб
ТК	Температурний контроль
СУЗ	Система управління захистом
КНВ	Канал нейтронних вимірів
ТВЗ	Тепловиділяюча збірка
РАВ	Радіоактивні відходи
ВЯП	Відпрацьоване ядерне паливо
ВАВ	Високоактивні відходи
ТРУ	Трансуранові елементи
БН	Швидкий натрієвий реактор
ADS	Accelerator driven system
ЦЕРН	Європейський центр ядерних досліджень
ITER	Проект міжнародного експериментального термоядерного реактора
IFMIF	The International Fusion Material Irradiation Facility
НВЧ	Надвисокочастотне випромінювання
ВЧ	Високочастотне випромінювання
ГТР	Гібридний термоядерний реактор
ЕСВ	Евтектика свинця і вісмута
PWR	Pressurized water reactor – реактор з водою під тиском

ЗНА	Зміщення на атом
ПВА	Первинно вибитий атом
ФНП	Флюенс нейтронного потоку

ВСТУП

Актуальність теми. Використання органічного палива – нафти, вугілля і газу для потреб енергетики стикається з низкою проблем і обмежень. Легкодоступні запаси його швидко зменшуються. Доцільно зберегти вугілля, нафту та газ як цінну сировину для інших галузей промисловості.

Динаміка споживання енергії у світовій економіці показує, що частка витрат в енергетичній сфері буде зростати. Це пов'язано з необхідністю переходити до розробки все більш глибоких і тонких пластів вугілля шахтного залягання, підвищення вимог до захисту навколишнього природного середовища та людини. За попередніми оцінками запасів нафти та газу, які у даний час складають сировинну основу базової енергетики, вистачить на найближчі 30 – 50 років [1, 2]. Розвідані запаси вугілля можуть продовжити вік вуглеводневої енергетики ще на 200 – 300 років. Окрім того, використання органічного палива, і особливо, вугілля, створює значні екологічні проблеми, зокрема стимулює парниковий ефект.

Нетрадиційні або альтернативні джерела енергії [3] (сонячна енергія, енергія вітру, геотермальна енергія і т.д.) вносять вклад у світову енергетику у розмірі декількох відсотків. Найбільш швидкими темпами росте використання енергії вітру, на другому місці – геотермальні станції. Ці види енергії є низькоконцентрованими і вимагають відчутних матеріальних витрат.

Потенціал вітрової енергії у світі значний, однак вона має деякі обмеження, пов'язані з переривчастим у часі виробництвом енергії, а також через нерівномірний розподіл швидкості вітру по території землі. При виробництві вітрової енергії необхідно підтримувати значні резервні потужності для забезпечення енергією у періоди високого зросту її споживання або при низьких швидкостях вітру. Навпаки, у періоди низького попиту і високих швидкостей вітру потрібні додаткові витрати на зберігання надлишкової енергії.

Також у світі ведуться роботи і по впровадженню сонячних енергетичних установок. До недоліків виробництва сонячної енергії, як і вітрової, відноситься

уривчастість виробництва. Частково проблеми з видобутку сонячної енергії вирішуються безпосереднім підключенням установок у єдину енергетичну систему. Також слід зазначити, що у короткостроковій і середньостроковій перспективі сонячна енергія не зможе внести помітний внесок у світове виробництво енергії.

Відносно ядерної енергетики, то вона як у найближчі десятиліття, так і у доступному для огляду майбутньому буде вносити значний вклад у забезпеченні енергією потреб людства. Але з використанням ядерної енергетики виникає ряд проблем. Однією з цих проблем є поводження з відпрацьованим ядерним паливом. Аналіз літературних джерел показує, що у світі немає єдиної стратегії щодо поводження з відпрацьованим ядерним паливом. Тому одне із основних завдань наукових досліджень у цій галузі є розробка технологій щодо зменшення кількості довгоживучих актинідів і продуктів поділу, які знаходяться у відпрацьованому ядерному паливі та визначають його радіоактивність.

Таким чином, актуальною є задача по розробці методів і створення установок для утилізації довгоживучих мінорних актинідів і продуктів поділу у відпрацьованому ядерному паливі. У дисертаційній роботі розглянуто одне з можливих рішень щодо поводження з відпрацьованим ядерним паливом і зменшення кількості довгоживучих мінорних актинідів. Цим рішенням виступає підкритичний ядерний реактор з плазмовим джерелом високоенергетичних нейтронів, паливо для якого зроблене із відпрацьованого ядерного палива теплових ядерних реакторів. Підкритичність ядерного бланкету (активної зони) реактора забезпечує безпечну експлуатацію установки.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.
Дисертаційна робота виконана в Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України відповідно до планів науково-дослідних робіт:

1. Тема № Х-5-3 (2013 – 2015) на виконання наукової роботи за проектом: Розробка та впровадження нового методу діагностики плазми на основі багаточастотної надвисокочастотної рефлектометрії на установці Ураган-

2М і утримання плазми в комбінованій магнітній конфігурації стелараторів з відкритою пасткою для моделювання нейтронного джерела підкритичної гібридної системи «ядерний поділ-синтез», № д/р 0113U006380.

2. Тема № Х-2-210 (2011 – 2012) на виконання наукової роботи за проектом: Розробка концептуального проекту трансмутаційного підкритичного швидкого ядерного реактора з термоядерним нейтронним джерелом на базі стеларатора і пропозицій щодо необхідних експериментальних досліджень.
3. Тема № Х-4-3 (2016 – 2018) на виконання наукової роботи за проектом: «Генерування потужних потоків плазми для радіаційно-пучкового впливу на перспективні матеріали ядерної і термоядерної енергетики. Вдосконалення концепції ядерно-термоядерного гібриду на основі швидкого ядерного бланкету і комбінації стеларатора та пробкотрона», № д/р 0116U006132.
4. Тема № III-3-16 (2016 – 2020) на виконання наукової роботи за проектом: Дослідження високочастотного утворення та нагріву плазми, що утримується у тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу та в комбінованій магнітній конфігурації «стеларатор-пробкотрон», № д/р 0116U006160.
5. Координаційно-дослідницький проект МАГАТЕ F1.30.15 (2012 – 2016): Концептуальна розробка стаціонарного компактного термоядерного джерела нейтронів.
6. Міжнародний проект «Спільні дослідження термоядерного джерела на швидких нейтронах», який включено до переліку проектів, що реалізуються в рамках Угоди про наукове співробітництво між Національною академією наук України і Польською академією наук на 2015-2017 роки, затвердженому Розпорядженням НАН України від 15.12.2014 р № 793.

У зазначених вище роботах дисертант виступав у якості виконавця.

Мета і задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є розробка, створення та дослідження фізичної моделі новітньої концепції ядерної частини підкритичного реактору та нейтронного джерела на базі недавно запропонованої плазмової системи стеларатор-пробкотрон [4] (комбінація стеларатора та відкритої пастки).

Для досягнення цієї мети необхідно вирішити наступні задачі:

- Провести фізичне обґрунтування вибору компактного реактора, який буде керуватись зовнішнім джерелом термоядерних нейтронів з енергією 14.1 MeV.
- Показати можливість досягнення відповідного значення ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів (k_{eff}) на рівні 0.95-0.98 для підкритичного реактора.
- Провести розрахунки величини нейтронного витоку за межі зовнішньої оболонки реактора і джерела нейтронів.
- Запропонувати та фізично обґрунтувати спосіб зниження витоку нейтронів через плазмову частину гібридного реактору.
- Дослідити можливість відтворення тритію всередині підкритичного реактора в кількості, яка відповідає потребам термоядерного плазмового джерела.
- Провести розрахунки радіаційних пошкоджень першої стінки підкритичного реактора і термоядерного джерела нейтронів як однієї з найбільш вразливих частин установки.
- Дослідити елементи паливного циклу відпрацьованого ядерного палива для запропонованої моделі підкритичного реактора.

Об'єктом дослідження є термоядерний гібридний реактор і джерело термоядерних нейтронів на основі комбінації стеларатора і відкритої пастки.

Предмет дослідження – процеси за участю нейтронів у концептуальних моделях підкритичного реактора-трансмутатора і термоядерного джерела нейтронів.

Методи дослідження. При розв'язанні зазначених задач використовувалися добре апробовані методи радіаційної фізики, ядерної фізики, фізики плазми та

методи числового моделювання. Для дослідження транспортування частинок через речовину використовувався 3-вимірний комп'ютерний код MCNPX.

Наукова новизна одержаних результатів. При виконанні дисертаційної роботи за допомогою числового моделювання вперше отримані наступні результати:

- ✓ Проведено фізичне обґрунтування вибору компактної моделі підкритичного ядерного реактора, вбудованого у стелараторно-пробкотроний ядерно-термоядерний гібрид.
- ✓ Показана можливість досягнення значення ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів (k_{eff}) на рівні 0.95 для моделі підкритичного реактора.
- ✓ За допомогою числового моделювання показано, що потужність нейтронного витоку за межі зовнішньої оболонки реактора і джерела нейтронів не перевищує 5.7 кВт та 0.25 кВт відповідно, що робить досліджуваний ядерно-термоядерний гібрид конкурентоспроможним.
- ✓ Фізично обґрунтований спосіб зниження витоку нейтронів через плазмову частину гібридного реактору, що забезпечує зменшення нейтронного потоку в 10 раз. Для цього з двох торцевих частин були поставлені зони з борованою водою.
- ✓ Продемонстрована можливість напрацювання тритію в достатній кількості всередині самої системи. Показано, що коефіцієнт напрацювання тритію становить 1.3, що повністю задовольняє потреби плазмового джерела.
- ✓ Проведені розрахунки радіаційних пошкоджень першої стінки підкритичного реактора і термоядерного джерела нейтронів, які становлять 30 та 4.9 ЗНА у рік відповідно.
- ✓ Фізично обґрунтована можливість випалювання трансуранових елементів з відпрацьованого ядерного палива в кількості, яка напрацьовується в 2-х реакторах типу ВВЕР-1000 та їх довипалювання в рамках замкненого паливного циклу.

Практичне значення одержаних результатів. Концептуальна модель термоядерного гібридного реактора може бути використана в якості основи для

розробки проекту дослідницької, а в подальшому і промислової установки по трансмутації відпрацьованого ядерного палива (зменшення кількості довго живучих радіоактивних відходів). Ця установка може служити проміжним етапом на шляху створення повномасштабної термоядерної енергетики. Крім того, цей гібридний реактор буде суттєвим доповненням до традиційної ядерної енергетики.

Джерело термоядерних нейтронів є необхідним для матеріалознавчих досліджень, для реалізації керованого термоядерного синтезу.

Особистий внесок здобувача наявний у всіх опублікованих працях [5-21] згідно з поставленими науковим керівником задачами, а саме: аналіз літературних джерел; проведення числових розрахунків; спільно зі співавторами проведення аналізу отриманих результатів; опрацювання результатів; підготовка результатів до друку, написання статей та тез доповідей на конференції за метою дисертації.

В роботах [5, 13, 17, 18] дисертантом було проведено моделювання компактного гібридного підкритичного ядерно-термоядерного реактору. Запропоновано фізично обґрунтований спосіб зниження нейтронного потоку через плазмову частину гібридного реактору.

В роботах [6, 7, 14, 19] здобувачем проведені числові розрахунки та спільний із співавторами аналіз отриманих результатів дослідження витіку нейтронного потоку через зовнішню радіальну поверхню реактора, а також через плазмову його частину. Показано, що додатковий захист у торцевій частині реактору на порядок зменшує витік нейтронного потоку.

В роботі [8] здобувачем проведені числові розрахунки та спільний із співавторами аналіз наступних результатів: використання односторонньої та двосторонньої інжекції нейтральних атомів, спектр нейтронів у активній зоні підкритичного реактору, теплове та радіаційне навантаження на першу стінку, розподіл енерговиділення у активній зоні реактору, а також радіаційне навантаження на антени високочастотного нагріву плазми у разі їх використання.

В роботах [9, 10, 15, 16] дисертантом виконано числові розрахунки швидкості вигорання трансуранових елементів з відпрацьованого ядерного

палива. Встановлено, що один гібридний підкритичний реактор може випалювати трансуранові елементи з відпрацьованого ядерного палива двох теплових ядерних реакторів типу ВВЕР-1000.

В роботах [11, 20] дисертантом було проведено моделювання термоядерного джерела нейтронів та разом із співавторами обговорено фізичні принципи роботи установки.

В роботах [12, 21] здобувачем проведені числові розрахунки та спільний із співавторами аналіз наступних результатів: спектр нейтронів у зоні першої стінки реактору, теплове та радіаційне навантаження на першу стінку. Показано, що радіаційне навантаження на першу стінку плазмового джерела нейтронів дорівнює 4.9 ЗНА, а теплове навантаження – 0.24 МВт/м². Ці значення значно нижчі критичних показників.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи були представлені та отримали позитивний відгук на міжнародних конференціях і молодіжних наукових школах, у числі яких: Всероссийский семинар (с участием иностранных ученых): «Физические и технические аспекты объемного источника нейтронов для материаловедческих, технологических исследований и решения задач ядерной энергетики». Звенигород, Россия, 2012 [13]; 9th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS 2012) and 3rd International Workshop on Plasma Material Interaction Facilities for Fusion (PMIF 2012). Tsukuba, Japan, 2012; International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion. Alushta, Ukraine, 2012 [14, 20]; 10 Курчатовская молодежная научная школа. Москва, Россия, 2012 [17]; V Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики. Москва, Россия, 2013 [18]; 11 Курчатовская молодежная научная школа. Москва, Россия, 2013 [19]; International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion. Kharkiv, Ukraine, 2014 [15, 21]; International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion. Kharkiv, Ukraine, 2016 [16];

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковано 8 статей у

спеціалізованих фахових наукових виданнях, що задовольняють вимогам до публікацій, на яких ґрунтується дисертаційна робота [5-12]. З них 3 статті [5, 6, 8] опубліковано у спеціалізованих фахових наукових виданнях іноземних держав (Росія, США, Великобританія). Всі 8 статей опубліковано у виданнях, що включені до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science. 9 робіт опубліковано у збірниках наукових праць, у матеріалах та тезах доповідей на наукових конференціях [13-21].

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, чотирьох розділів основного тексту з висновками, загальних висновків, переліку використаних літературних джерел із 139 найменувань та трьох додатків. Повний обсяг дисертації становить 157 сторінок, які включають 25 рисунків та 12 таблиць.

РОЗДІЛ 1

АНАЛІЗ ЛІТЕРАТУРНИХ ДАНИХ

1.1. Особливості ядерної енергетики

Ядерна енергетика у світі розвивається, особливо активно йде цей процес в Японії, Кореї, Китаї та Індії. У останніх двох країнах потреба у електроенергії зростає настільки швидко, що виникає питання вже про швидкість виробництва ядерного палива (збагаченого урану та плутонію) для завантаження нових реакторів.

Основною особливістю атомної енергетики є величезна, у порівнянні з органічним паливом, теплотворна здатність ядерного палива. Для виробництва енергії 1 МВт·добу потрібно всього лише 1.2 г ізоотопу ^{235}U . При порівнянні енергетичних еквівалентів органічного та ядерного палива можна зробити висновок, що кілька грамів ізоотопу ^{235}U приблизно рівні одній тонні нафти (точніше $4 \text{ г. } ^{235}\text{U} \approx 1 \text{ т. нафти}$).

Друга особливість полягає у тому, що наявних ресурсів урану при нинішніх тенденціях енергоспоживання вистачить приблизно на 10000 років [22] (за песимістичними оцінками). Крім того, на Землі є ще запаси торію, обсяг яких, за оцінками, можна порівняти з запасами урану, або навіть у декілька разів більше [23].

Однак отримати величезну енергію ядерного палива і перетворити її у зручну форму електричної енергії, причому з високим коефіцієнтом корисної дії (ККД), досить складно. Для цього потрібен надійний і безпечний ядерний реактор з високою щільністю енерговиділення. Для забезпечення роботи ядерного реактора потрібен надійний і безпечний ядерний комплекс, який включає у себе підприємства ядерного паливного циклу, машинобудівні підприємства з виробництва енергетичного обладнання, власне атомні електростанції, тощо. Якщо у якості прикладу взяти водо-водяні енергетичні реактори під тиском (ВВЕР) [24, 25, 26], які у даний час складають основу світової ядерної енергетики, то для досягнення прийнятної величини ККД потрібне складне енергетичне

обладнання, роботу якого має забезпечувати велика кількість допоміжних систем, систем безпеки і т.п.

Необхідно пам'ятати, що атомні енергетичні станції (АЕС) є дуже специфічними енергетичними джерелами, оскільки у процесі роботи у них накопичується та утримується велика кількість радіоактивних речовин. У разі виходу цих речовин за встановлені межі АЕС у кількостях, що перевищують допустимі норми і межі, може статися радіаційне ураження персоналу та населення, а також забруднення навколишнього середовища.

Аварії на АЕС Три-Майл-Айленд [27] у 1979 р і на Чорнобильській АЕС у 1986 р [28, 29] показали, наскільки серйозними можуть бути ці загрози. Після цих аварій питання безпеки при проектуванні, будівництві та експлуатації АЕС стали особливо важливими для атомної енергетики.

У таблиці 1.1 [30] представлені плани розширення ядерної енергетики в країнах, де у даний час експлуатуються АЕС.

Таблиця 1.1

Положення в країнах з діючими АЕС (за станом на 2014 рік).

Категорія	Країни
Будують новий(і) енергоблок(и)	Аргентина, Бразилія, Індія, Китай, Пакистан, Республіка Корея, Російська Федерація, Словаччина, США, Україна, Фінляндія, Франція, Японія
Відновлено раніше припинене будівництво	Аргентина, Бразилія, Словаччина, США, Україна
Ведуть будівництво нового(их) блоку(ів) і планують/пропонують будівництво подальших	Індія, Китай, Пакистан, Республіка Корея, Російська Федерація, США, Фінляндія
Не ведуть будівництво блоків, але мають плани/пропозиції по будівництву нового(их) блоку(ів)	Вірменія, Болгарія, Угорщина, Ісламська Республіка Іран, Канада, Литва, Румунія, Великобританія, Чеська Республіка, Швеція, Південна Африка
Тверда політична лінія на те, щоб не будувати нових блоків і/або закрити існуючі блоки	Бельгія, Німеччина, Іспанія, Швейцарія

1.2. Ядерний реактор

Величезна енергія, яка знаходиться у ядрах атомів, може бути вивільнена при здійсненні двох процесів – поділ ядер важких елементів і синтез ядер легких елементів. Пристрій, у якому здійснюється контрольована самопідтримуюча ланцюгова реакція поділу ядер важких елементів (наприклад, урану або плутонію) називається ядерним реактором. При повному поділі 1 кг ^{235}U вивільняється енергія, рівна $8 \cdot 10^{13}$ Дж [31]. Поділ ядер відбувається у результаті поглинання цими ядрами нейтронів з наступним утворенням двох уламків поділу. Слід зазначити, що основним природнім елементом, що ділиться у данному типі реакторів, є ^{235}U , оскільки він має великий перетин поділу для теплових нейтронів.

Ядерний реактор типу ВВЕР-1000 складається з наступних важливих елементів: ядерне паливо, сповільнювач і відбивач нейтронів, теплоносій, регулюючі системи, внутрішні реакторні конструкції, корпус, біологічний захист. Центральна частина ядерного реактора, включаючи паливо, сповільнювач і органи регулювання, утворює активну зону, через яку прокачується теплоносій. За способом розміщення палива розрізняють гетерогенні та гомогенні реактори. У першому випадку ядерне паливо у вигляді окремих елементів, виготовлених зі сплавів, розташовано у певному порядку по всьому об'єму активної зони. Ці елементи називаються тепловиділяючими елементами і мають різну форму і розміри.

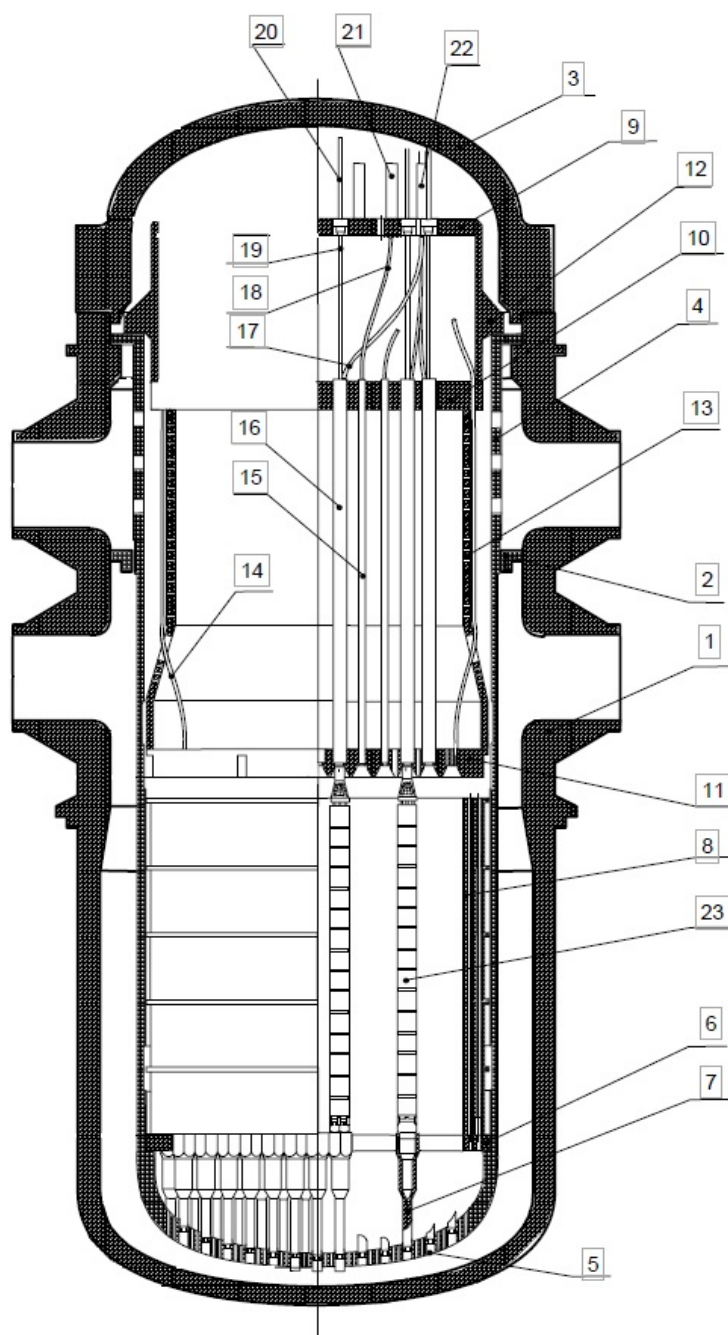


Рис.1.1. Реактор та основні внутрішньокорпусні пристрої.

1 - корпус реактору; 2 - роздільне кільце; 3 - кришка реактору; 4 - циліндрична перфорована обичайка шахти; 5 - еліптичне перфороване днище шахти; 6 - гранований пояс шахти з дистанціонуванняю решіткою; 7 - опорний стакан; 8 - вигорodka активної зони; 9 - верхня (дистанціонування) плита блоку захисних труб (БЗТ); 10 - середня плита БЗТ; 11 - нижня (опорна) плита БЗТ; 12 - опорний бурт БЗТ; 13 - циліндрична перфорована обичайка БЗТ; 14 - чохол температурного контролю (ТК) або каналу нейтронних вимірювань (КНВ); 15 -

захисна труба системи внутрішнього реакторного контролю; 16 - захисна труба системи управління захистом (СУЗ); 17 - чохол ТК; 18 - чохол КНВ; 19 - захисна труба СУЗ; 20 - штанга приводу СУЗ; 21 - стійка енерговиділення; 22 - стійка ТК; 23 - ТВЗ (паливна касета).

На рисунку 1.1. представлені основні внутрішньокорпусні пристрої ядерного реактора ВВЕР-1000. При цьому зроблені деякі спрощення:

- не представлені верхній блок і патрубки кришки реактора
- опорні стакани, касети, захисні труби та інші повторювані одиниці для зручності представлені не повністю.

У разі гомогенного реактору паливо у ньому зі сповільнювачем та теплоносієм представляє однорідну (гомогенну) суміш у вигляді розчинів або розплавів, рівномірно розподілених у об'ємі активної зони.

Нейтрони у активній зоні реактора утворюються при поділі ядер. Для створення більш сприятливих умов протікання самопідтримуючої ланцюгової реакції поділу, нейтрони з високою енергією (0.5 ... 10 МеВ), які утворюються у реакторах на теплових нейтронах, сповільнюються до теплових енергій (менше 1 еВ) за допомогою сповільнювача, що представляє собою речовину з малою атомною масою (наприклад вода). У реакторах на швидких нейтронах, у яких для поділу використовуються нейтрони високих енергій, сповільнювач відсутній.

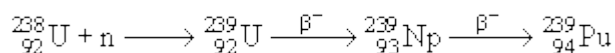
Активна зона реактора оточена відбивачем, призначеним для зменшення витоку нейтронів. У реакторах на теплових нейтронах він виконаний з тих же матеріалів, що і сповільнювач. Практично в усіх сучасних реакторах відведення тепла з активної зони здійснюється шляхом передачі його циркулюючому через активну зону теплоносію. Управління процесом розподілу здійснюється шляхом зміни величини реактивності за допомогою регулюючих систем.

Залежно від енергії нейтронів, що викликають поділ ядер, реактори поділяються на реактори на швидких нейтронах, на теплових і на проміжних нейтронах. У реакторах на швидких нейтронах основна частина ділень викликається нейтронами з енергією більше 0.1 МеВ, а на теплових – менше 1 еВ [32].

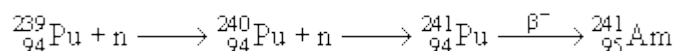
1.3. Виникнення трансуранових елементів

Трансуранові елементи (трансурани) – радіоактивні хімічні елементи, розташовані у періодичній системі елементів Д.І. Менделєєва за ураном, тобто з атомним номером вище 92.

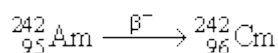
Ядерні реактори з великою щільністю потоку нейтронів дозволяють отримувати трансуранові елементи шляхом послідовного захоплення нейтронів. Хімічні елементи з атомними номерами $Z = 93$ і 94 були отримані у результаті опромінення нейтронами урану ^{238}U [33]. У результаті β^- – розпаду ізоотопу ^{239}U ($Z = 93$) утворюється ізоотоп непунію ^{239}Np ($Z = 93$), який потім, розпадаючись, утворює ізоотоп плутонію ^{239}Pu ($Z = 94$):



Шляхом опромінення нейтронами у ядерному реакторі ізоотопу ^{239}Pu виникає елемент америцію з $Z = 95$ [34-37]:



При цьому також утворюється ізоотоп ^{242}Cm у результаті β^- -розпаду ^{242}Am :



Таким чином можливо дійти до елементів з атомними номерами $Z = 97 - 98$. Ланцюжок обривається на ізоотопі ^{252}Cf ($Z = 98$), оскільки утворений у результаті захоплення нейтронів ізоотоп ^{253}Cf є β^- – випромінювачем і з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 17.8$ дня перетворюється у ізоотоп ^{253}Es , який розпадається з випусканням α -частинок ($T_{1/2} = 20.4$ дня).

1.4. Проблема відпрацьованого ядерного палива

Після бурхливого розвитку ядерної фізики і технології у першій половині двадцятого століття здавалося, що процеси поділу, які відбуваються у ядерних реакторах і синтезу легких ядер у термоядерних установках забезпечать людство практично невичерпним джерелом дешевої та досить безпечної енергії. До кінця століття стало ясно, що термоядерна енергетика все ще далека від створення промислових установок, а атомна, при всіх своїх перевагах, несе у собі певні

небезпеки, і одна з них – радіоактивні відходи (РАВ). Утилізація відпрацьованого ядерного палива (ВЯП) у даний час є однією з основних глобальних проблем людства.

Як відомо, крім плутонію, у ядерних реакторах напрацьовуються інші елементи (таблиця 1.2) При цьому найбільше виникає мінорних актинідів: нептунію, америцію та кюрію. Деякі ізотопи цих елементів досить небезпечні, через те що у них виникають процеси самовільного розподілу, що може викликати можливість ланцюгового процесу, що, зокрема, дозволяє виготовляти невеликі за обсягом ядерні заряди, що потенційно можуть бути використані терористами.

Таблиця 1.2

Концентрація актинідів у ВЯП енергетичних реакторів, г/т U.

Нуклід	^{235}U	^{236}U	^{238}U	^{238}Pu	^{239}Pu	^{240}Pu	^{244}Cm	^{241}Am	^{243}Am
ВВЕР-440	12700	4280	942000	75.6	5490	1980	14.8	517	69.3
ВВЕР-1000	12300	5730	929000	126	5530	2420	31.7	616	120
РБМК-1000	2940	2610	962000	68.6	2630	2190	5.66	293	73.8

Перетворення ізотопів плутонію і довгоживучих актинідів у короткоживучі радіонукліди або навіть у стабільні ізотопи за допомогою опромінення у реакторі або на прискорювачі можна розглядати як привабливу ідею, що дозволяє вирішити проблему їх знешкодження. Для її здійснення необхідно розробити спосіб вилучення з високоактивних відходів фракції актинідів, а також відповідний реактор або прискорювач. Ще перспективніше – взагалі відмовитися від будь-яких процесів виділення, у тому числі – процесу хімічного відділення плутонію. Існують сучасні технологічні схеми швидких реакторів, які випалюють паливо, включаючи ^{238}U , на 50 - 60% без його переробки, проте ці схеми ще далекі від реалізації [38, 39]. Існує процедура, коли з палива відділяються продукти поділу, а трансуранові елементи – без розбивки на компоненти – знову повертаються до активної зони реактора. Вивчено безперервні режими, при яких

на вхід подається ^{238}U , а на виході виникає прогоріле більш ніж на половину паливо.

Під реакторною трансмутацією розуміють «перепалювання» найбільш небезпечних радіонуклідів у полі інтенсивного нейтронного опромінення. Трансмутація, як метод знешкодження радіоактивних відходів, включає у себе не тільки їх ядерне спалювання, але й комплекс інших заходів, у тому числі радіохімічних. Принциповими питаннями трансмутації малих (мінорних) актинідів у області радіохімії, що безпосередньо впливають на перспективи реалізації цього методу, є втрати мінорних актинідів при переробці опромінених мішеней і частота їх повторного використання, що визначає дозові навантаження на устаткування і персонал. Зазначені параметри залежать від ядерно-фізичного способу спалювання актинідів, тому їх оцінка може служити економічно обґрунтованим аргументом при виборі того чи іншого напрямку трансмутації.

Незважаючи на значну кількість концепцій трансмутації і запропонованих для їх реалізації пристроїв, основне фізичне завдання полягає у виборі нейтронного спектра – переважно швидкого або теплового, хоча у рамках кожного з цих підходів жорсткість спектра може помітно змінюватися. Сьогодні найбільш реальними вважаються два шляхи – спалювання небажаних нуклідів у спеціалізованих швидких реакторах за умови підвищення жорсткості нейтронного спектра у порівнянні з енергетичними, або створення пристроїв з високою щільністю потоку теплових нейтронів. Технічно перший варіант є більш простим і економічно вигідним, оскільки заснований на удосконаленні вже існуючих швидких реакторів. Привабливість же високопоточних теплових перепалювачів полягає у можливості попутної трансмутації ряду довгоживучих продуктів поділу, в основному ^{99}Tc і ^{129}I .

З точки зору радіохімії два цих способи розрізняються головним чином за ступенем вигорання мішеней, що надходять на переробку. Фактором, що лімітує вигорання, є радіаційна стійкість реакторних матеріалів, що лежить для більшості з них у межах накопиченого флюенса 10^{23} - 10^{24} см⁻². Досягнуте у даний час вигорання палива швидких реакторів не перевищує 20%. Однак мішені, які

містять мінорні актиніди, є набагато більш небезпечним об'єктом у порівнянні зі стандартним паливом і опромінюватимуться більш жорстким нейтронним спектром. Тому у швидких трансмутаційних реакторах, що проектуються, заплановане вигорання актинідних мішеней не перевищить 5%. У пристроях з щільністю теплового потоку більше ніж $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ з флюенсом 10^{23} см^{-2} вигорання може становити понад 90% хоча необхідність такого високого ступеня випалювання мінорних актинідів за одну кампанію є дискусійною. Це пов'язано з експотенціальним падінням швидкості спалювання нуклідів при збільшенні вигорання, для підтримки якої потрібні додаткові організаційно-технічні заходи, а також з відносно високою вартістю нейтронів, частина з яких буде марно витрачатися на активацію утворених продуктів поділу.

Відпрацьоване ядерне паливо – це вивантажене з ядерних реакторів паливо після 3-4 років його експлуатації. Складність поводження з ВЯП викликана високою радіоактивністю, що досягає мільйонів кюрі на тонну, значним виділенням тепла після вивантаження з реактора, наявністю у складі відпрацьованого палива значної кількості речовин, що діляться. Серйозну небезпеку становить також токсичність деяких радіонуклідів, що містяться у складі ВЯП.

Потужність дози є однією з основних характеристик ВЯП. Приблизно на 95% потужність дози обумовлена гамма-випромінюванням продуктів поділу, решта припадає на частку накопичених актинідів. Найбільший внесок у дозу вносять короткоживучі ізотопи цирконію, ніобію, молібдену, техніцію, рутенію, родію, йоду, ксенону, цезію, барію, лантану, церію та празеодіма. Потужність дози помітно зменшується з часом, що минув після опромінення палива у реакторі. Через три роки вона становить приблизно 1/600 частину від щойно вивантаженого палива. Аналогічно змінюється з часом сумарна активність продуктів поділу, хоча спад цієї величини більш повільний. Спочатку активність ВЯП визначається короткоживучими осколками поділу, а після декількох сотень років зберігання – актинідами.

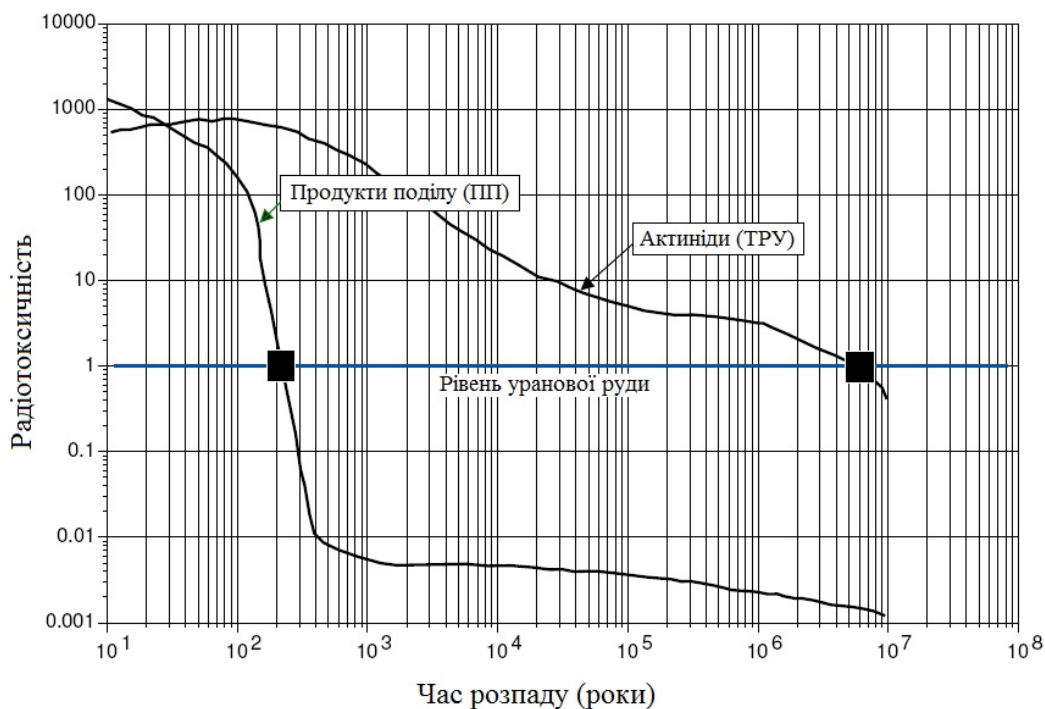


Рис.1.2. Радіотоксичність продуктів поділу та актинідів у ВЯП.

На рисунку 1.2 представлені діаграми токсичності для накопичених у ВЯП актинідів і продуктів поділу [40]. Видно, як було сказано вище, що у перший час основну небезпеку несуть продукти поділу, сумарна активність яких приблизно через 200 років падає до рівня природного урану. У той же час активність актинідів (так званих трансуранових елементів) зберігається протягом декількох сот тисяч років [41]. Переробка ВЯП з видаленням урана і плутонія істотно зменшує цей термін до кількох десятків тисяч років, а якщо витягти усі актиніди, то активність залишившихся радіоактивних речовин знизиться до прийнятного рівня за 200-300 років. Таким чином, з усього вищесказаного можна зробити висновок про те, що у першу чергу потрібно вирішити проблему зі зменшенням кількості трансуранових елементів.

ВЯП більшості реакторів не переробляється і його відносять до радіоактивних відходів. Радіоактивні відходи – це ядерні матеріали та радіоактивні ізотопи, подальше використання яких не передбачається. Таким чином, в усіх країнах з ядерною енергетикою використовується так званий відкритий ядерний паливний цикл, де паливо після вивантаження з реактора зберігається у басейні витримки (протягом 5-10 років) для зменшення

залишкового енерговиділення. Воно не переробляється, а відправляється на тимчасове зберігання.

На сьогоднішній день у світі існує декілька концепцій щодо поводження з відпрацьованим ядерним паливом. Однією з передових і досконалих технологій є захоронення ВЯП у геологічних формаціях землі. Глибоко під землею будується сховище, де всі радіоактивні відходи будуть знаходитися до зниження їх радіоактивності до прийняттого рівня. Однак даний підхід має цілий ряд недоліків, які потрібно враховувати. По-перше, будівництво таких сховищ пов'язане зі значними фінансовими витратами. Крім того, у самому сховищі повинна безперервно і безвідмовно працювати система енергозабезпечення. На сховищі Юкка-Маунтін (США), ємністю 70000 т. ВЯП, було виділено ~ 96 млрд. доларів. Тобто вартість поводження з ВЯП становить ~ 1370 \$/кг тільки капітальних витрат, не враховуючи транспортних і експлуатаційних. Якщо врахувати, що завантаження блоку ВВЕР-1000 складає ~ 80 т UO₂ (~ 70 т урана) і вартість цього завантаження ~ 94 млн. доларів, то вартість свіжого палива обходиться ~ 1175 \$/кг. Таким чином, поводження з ВЯП коштує дорожче свіжого палива. При цьому ситуація з основним сховищем ВЯП США в Юкка-Маунтін така, що ємність цього сховища буде перевищена вже до середини XXI століття, а значить, Сполученим Штатам необхідно вже зараз вибрати стратегію щодо поводження з ВЯП. Звідси можна зробити висновок, що при широкому використанні сучасних АЕС на базі традиційних технологій, основними витратами у експлуатаційному циклі АЕС будуть витрати на поводження з відпрацьованим ядерним паливом, забезпечення режиму нерозповсюдження ядерних матеріалів і витрати на виведення з експлуатації блоків, які відпрацювали свій ресурс [42]. Це неминуче призведе до істотного подорожчання електроенергії.

Крім того, захоронення ВЯП являє собою не просто позбавлення від якогось сміття, оскільки у його складі містяться цінні хімічні елементи, при вийманні яких можна отримати чималу економічну вигоду [43].

Деякі країни з розвиненою ядерною енергетикою (Великобританія, Росія, Франція, Японія) у тому чи іншому вигляді здійснюють переробку ВЯП, виділення урану, плутонію і виготовлення з перероблених матеріалів паливних елементів, їх повторне використання у легко-водяних реакторах. Але все це мала частина у порівнянні зі світовим накопиченням ВЯП. Тому основним варіантом утилізації відпрацьованого ядерного палива у світі є тимчасові сховища з терміном зберігання 50 років і можливістю продовження до 100 років. Це так зване «відкладене рішення», при якому мається на увазі, що у майбутньому технології зроблять крок вперед і майбутні покоління зможуть вирішити проблему поводження з ВЯП.

Основним варіантом для зменшення кількості трансуранових елементів пропонуються реактори на швидких нейтронах. Саме з використанням швидкого спектра нейтронів у енергетичних установках і пов'язують зменшення концентрації ТРУ, іншими словами його випалювання. Це можливо або при поділі актинідів швидкими нейтронами, або їх перехід у більш стабільні елементи за рахунок реакції захоплення нейтрона. Однак реактори на швидких нейтронах ще недостатньо опрацьовані з технологічної точки зору у порівнянні з традиційними тепловими реакторами. Це пов'язано з тим, що на даний момент немає достатньо стійких конструкційних матеріалів, які могли б витримати великі дозові навантаження від нейтронного потоку у активній зоні реактора. Тут слід згадати не дуже вдалий досвід експлуатації таких реакторів на швидких нейтронних, як Фенікс і Суперфенікс (Франція) [44]. У швидких ректорах недостатня кількість запізнілих нейтронів, що зменшує керованість установки [45, 46]. Швидкі реактори з рідкометалевим теплоносієм (наприклад, натрій) мають позитивний пустотний коефіцієнт реактивності, який також є недоліком реактора з точки зору ядерної безпеки. У цих реакторах Доплерівський ефект [47] грає значно меншу роль, у порівнянні з реакторами на теплових нейтронах, оскільки розширення резонансних піків у ^{238}U не призводить до більшого поглинання резонансних нейтронів, що призводить до зниження рівня ядерної безпеки у разі аварійних ситуацій, таких як підвищення температури ядерного палива у реакторі.

З урахуванням цього у спектрі швидких реакторів бажано мати значну частку низькоенергетичних нейтронів з енергією у діапазоні 0.1-10 кеВ. Це призводить до того, що середня енергія нейтронів у швидкому реакторі буде не вище 200 кеВ, що не дозволяє, зокрема, трансмутувати цілий ряд актинідів у тому сенсі, що вони напрацьовуються швидше, ніж випалюються. Більш того швидкі реактори, як і всі типи традиційних ядерних реакторів, мають загальний і непереборний недолік, який обумовлений необхідністю наявності у активній зоні ядерного реактора надкритичної маси ізотопів. З усього вищесказаного випливає, що ТРУ можуть бути лише добавкою у паливо для швидких реакторів. Наприклад, у реактор БН-800 (швидкий натрієвий), який у даний час експлуатується у Росії, частина зони зарезервована для молодших актинідів для їх трансмутації [48, 49]. Але у такому випадку та частина елементів, для яких потрібна трансмутація, буде незначна.

На даний час є ще один діючий реактор на швидких нейтронних у Росії БН-600 (на Білоярській АЕС) і вважається, що такі реактори мають велике майбутнє. Перш за все, у реакторі на швидких нейтронах немає сповільнювача. У зв'язку з цим у якості ядерного палива використовується не ^{235}U , а ^{239}Pu і частково ^{238}U , який може ділитися від швидких нейтронів. Плутоній необхідний для забезпечення критичності реактору, яку не може забезпечити один ^{238}U .

Додатково до цього слід також згадати про такий процес, як отруєння активної зони реактора [50, 51]. Отруєнням активної зони реактора називають процес накопичення короткоживучих нуклідів (наприклад ^{135}Xe і ^{149}Sm) з високим перетином поглинання, які активно беруть участь у непродуктивному захопленні нейтронів (отруюють нейтронний баланс реактора). Явище отруєння активної зони яскраво виражено тільки у теплових реакторах (в реакторах на проміжних нейтронах воно слабке, а у реакторах на швидких нейтронах не існує взагалі).

1.5. Підкритичній ядерний реактор, керований прискорювачем

Однією з головних перешкод щодо зменшення кількості ВЯП на основі технології швидких реакторів є недостатня кількість швидких нейтронів у активній зоні самого реактора. Це обумовлено тим, що у швидкому реакторі

єдине джерело нейтронів для підтримки ланцюгової реакції поділу та для трансмутації. У результаті основна частка нейтронів, отриманих у ланцюговій реакції поділу, йде на її ж підтримку. На трансмутацію актинідів нейтронів залишається вкрай мало.

Вихід нейтронів у ділящому середовищі різко зростає при переході до енергій значно вище 1 МеВ. Це можливо досягти за допомогою постійного «підсвічування» ділящого середовища нейтронами великої енергії, що генеруються зовнішнім джерелом. У якості такого джерела можна використовувати термоядерну реакцію (наприклад, дейтерій-тритієву), що створює потік нейтронів з енергією 14 МеВ [52-54].

Іншим методом отримання нейтронів великої енергії є використання для «підсвічування» ділящого середовища пучка високоенергетичних іонів з прискорювача, шляхом конвертації їх у мішені у потік нейтронів [52-54]. Такий спосіб отримання нейтронів отримав назву електроядерних технологій (англ. – accelerator driven system) [55]. Загальна схема такої установки представлена на рисунку 1.3.



Рис.1.3. Загальна схема електроядерної технології.

Ідея електроядерної технології, або як ще її називають – «електрояда»,

вперше була висловлена ще у 50-ті роки [52]. Основним її призначенням у той час розглядалося напрацювання плутонію для виробництва ядерної зброї. Так само розглядалися можливості створення на базі електроядерної технології підкритичних (безпечних) ядерних енергетичних реакторів [53].

Електроядерна технологія комплексна, технічно і фізично вона складніша, ніж традиційна реакторна технологія, оскільки об'єднує у собі технології як фізики високих енергій, так і реакторну фізику, не кажучи вже про масу інших пов'язаних прикладних наукових дисциплін. Саме з причин технологічного та економічного характеру ця технологія на практиці реалізована не була.

Інтерес до електроядерної технології віродив Нобелівський лауреат Карло Руббіа (Італія), у недавньому минулому генеральний директор ЦЕРНу (Швейцарія). Незважаючи на явну протидію «реакторної спільноти» йому вдалося створити досить сильну групу однодумців, результатом роботи якої стало відродження проекту «Підсилювача Енергії» - «Energy Amplifier» (EA). По суті своїй пропозиції Руббіа – це повернення до підготовленої раніше (1960-80 рр.) схеми підкритичного швидкого реактора, керованого прискорювачем. З точки зору фахівців, головна перевага ідеї Руббіа укладена у зміні головної парадигми електроядерної технології – один прискорювач обслуговує кілька теплових реакторів, на нову парадигму – один прискорювач – один реактор [55]. Зміна парадигми дозволила знизити на порядок вимоги до току прискорювача до $\sim 10\text{-}30$ мА, що, на тлі досягнутих прискорювальною технікою параметрів, виглядало цілком реалістично. У результаті дослідження фізичних аспектів електроядерного способу отримання енергії сьогодні активно проводяться у лабораторіях різних наукових центрів. Дослідники сконцентровані на таких напрямках: створення прискорювача, розробка реакторного блоку, розробка складного мішеневого комплексу, розробка вкрай напруженого вікна введення пучка у мішений комплекс, роботи по конструкційним матеріалам і теплоносію, розробка та вдосконалення теоретичних моделей і методів розрахунку. На даний час здійснюються великі національні проекти створення демонстраційних прототипів промислових ADS у Японії (JPARC) [56], США (RACE) [57, 58] і спільний

європейський проект EUROTRANS [59, 60]. Основним завданням всіх цих прототипів є демонстрація можливостей з трансмутації довгоживучих трансуранових елементів і осколків поділу відпрацьованого ядерного палива, хоча і першочерговим завданням є показати можливість створення такого складного комплексу.

У Росії комплексні експериментальні та розрахунково-теоретичні роботи у області електроядерної технології з 1960-х років проводяться у Об'єднаному Інституті Ядерних Досліджень (Дубна) за участю вчених і фахівців багатьох провідних науково-технічних організацій Росії, Білорусі та багатьох інших країн - учасниць. Протягом ряду останніх років роботи з вивчення трансмутації довгоживучих відходів, у першу чергу, ^{129}I та молодших актинідів ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am проводяться у рамках міжнародного проекту ОІЯД «Енергія плюс трансмутація» на пучках нуклотрона у Лабораторії фізики високих енергій ім. В. Й. Векслера і О. М. Балдіна [61-63].

У Харківському фізико-технічному інституті (Україна) у 2016 році завершено будівництво підкритичної збірки, яка буде керуватися прискорювачем електронів. Після введення у експлуатацію однією з головних цілей дослідження буде завдання, пов'язане з трансмутацією актинідів [64].

Комплекс класичного електрояда, що виробляє енергію, є гібридом підкритичного швидкого реактора і зовнішнього джерела нейтронів. Зовнішнім джерелом нейтронів є нейтроноутворююча мішень обмеженого розміру, як правило, 20x60 см, що розміщується у центрі підкритичної активної зони, у яку від прискорювача по протонопроводу через вікно вводу поступає вузький протонний пучок з енергією 1 ГеВ. Стартова підкритичність активної зони знаходиться у діапазоні 0.95-0.98, у тому числі і за рахунок невеликої кількості запального ^{235}U . При цьому спектр нейтронів у активній зоні формується нейтронами поділу з середньою енергією ~ 2 МеВ і з максимальною енергією близькою до 10 МеВ, але середня енергія сумарного спектра нейтронів у електроядерній установці виявляється значно нижчою, ніж 2 МеВ. Схема електроядерної установки: прискорювач – нейтроноутворююча мішень –

підкритичний реактор, що усуває можливість закритичної аварії, створена у якості альтернативи реакторам на швидких нейтронах. Передбачається, що при розміщенні у активній зоні, поряд з ^{235}U (як «запального» палива), мінорних актинідів, відбуватиметься їх поступове вигорання.

Тут важливо відзначити суттєву концептуальну перевагу електроядерних установок перед традиційними реакторами на швидких нейтронах. Крім природної безпеки за рахунок підкритичної активної зони, у ADS можна реалізувати більш жорсткий спектр нейтронів. Це дозволяє з різною ефективністю, але зменшити кількість всіх мінорних актинідів. Стверджується також, що при розміщенні за межами активної зони осколків поділу урана і плутонія, буде можливо організувати їх часткову трансмутацію (зменшення кількості) за рахунок реакції радіаційного захоплення $A(n, \gamma)B$.

Хоча електроядерні системи активно обговорюються у науковому співтоваристві, є ряд проблем і обмежень з їх реалізацією. Питання взаємодії підкритичного реактора і електроядерного джерела нейтронів до сих пір не розглядалося через великі складнощі, що виникають при постановці такого завдання і його вирішенні. Очевидно, що для успішного впровадження електроядерних схем необхідно, щоб вони органічно поєднувалися з технологічними і конструктивними схемами сучасних активних зон реакторів. Ставити завдання про створення та відпрацювання принципово нових конструкцій і технологій промислових енергетичних реакторних установок спеціально для реалізації електроядерної схеми можливо тільки при обґрунтуванні і демонстрації комплексу переконливих переваг такої схеми, а також при демонстрації шляхів вирішення всіх специфічних чисто електроядерних проблем.

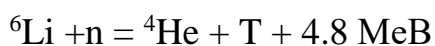
Можна зробити висновок, що серйозні фізико-технічні і технологічні проблеми, що виникають навіть на концептуально-дослідному рівні, не дозволяють говорити про електрояд як про основу широкомасштабної ядерної енергетики і рішення проблем з ВЯП, принаймні на сьогоднішній день.

1.6. Термоядерний синтез, його проблеми і перспективи

У основі термоядерної енергетики лежать реакції синтезу легких ядер, у яких енергія на нуклон, що виділяється, перевищує енергію, що вивільняється при поділі важких ядер. Серед багатьох можливостей синтезу першочерговий практичний інтерес представляє злиття ядер важких ізотопів водню – дейтерія і тритія – у реакції:



Основний енергетичний вихід цієї реакції припадає на нейтрони, а на ядра гелію, що утворюються – тільки 20% енергії. Очевидно, що у проектах термоядерних реакторів повинні бути передбачені заходи щодо захисту першої стінки і її відновленню, оскільки саме вона є першим бар'єром на шляху високоенергетичних нейтронів. Термоядерний дейтерій-тритієвий цикл можна здійснити тільки при відтворенні тритію. Оскільки період напіврозпаду тритію дорівнює 12.4 роки, він відсутній на Землі. Для його отримання використовується реакція нейтронів – продуктів синтезу – з літієм:



Таким чином, фактично паливом для термоядерного реактора, що використовує дейтерій-тритієвий синтез, служать дейтерій і літій. Поширеність цих елементів у природі достатня, щоб говорити про достатню кількість їх запасів. Керований термоядерний синтез може бути досягнутий при виконанні умови (критерій Лоусона):

$$nT\tau_e \geq 10^{20} \text{ сек} \cdot \text{кеВ/м}^3,$$

де n – кількість частинок у 1 м^3 , T – температура іонної компоненти плазми (біля 100 млн. градусів), τ_e – час утримання енергії у плазмі (секунди). Ця умова є основою внутрішньої безпеки термоядерного реактора: у режимі стаціонарної роботи плазма повинна бути ізольована від стінки реактора, причому будь-яке порушення термоізоляції веде до миттєвого охолодження і зупинки реакції.

Термоядерний синтез можна здійснити при використанні інших реакцій, які проходять без утворення нейтронів, наприклад:



Але для здійснення такої реакції сучасні технології ще не готові.

Існує декілька основних типів термоядерних установок, які описані у додатку Б

1.7. Термоядерний гібридний реактор

Гібридні термоядерні реактори (ГТР), у яких енергія і матеріали, які діляться (або трансмутація ВЯП), виробляються за рахунок одночасно протікаючих у них термоядерних і ядерних реакцій, активно обговорювалися практично з моменту початку робіт по термоядерним системам різного призначення у середині минулого століття. Детальний аналіз ГТР був виконаний у 70-ті роки минулого століття і найбільш повно відображений у збірнику [83]. Ідея гібридного реактора обговорюється вже близько 50 років, але тільки у даний час на неї звернули увагу. Традиційно у запропонованих ГТР на плазмову частину покладалося завдання виробництва максимально можливої кількості термоядерних нейтронів. Нейтрони високої енергії, що народжуються у реакції D+T, повинні були у глибоко підкритичному гібридному бланкеті ($k_{\text{eff}} \ll 1$), що містить сировинний ізоотоп ${}^{238}\text{U}$, розмножитися у 4-5 разів і виробити енергію $\sim 200 \text{ MeV}$ на один поділ ядра урану. З урахуванням витрат трохи більше одного нейтрона, необхідного для відтворення тритію, у гібридному бланкеті передбачалося напрацювати також 3-4 ядра плутонію на один первинний термоядерний нейтрон. Звідси випливало, що головна роль гібридного реактора у глобальній енергетиці повинна складатися у максимально можливому напрацюванні ізоотопів для подальшого ефективного їх використання у якості штучного палива у промислових ядерних реакторах. Однак внаслідок підвищеної уваги (перш за все у США) до проблеми нерозповсюдження матеріалів і технологій, придатних для створення ядерної зброї, а також після важких аварій на атомних електростанціях, включаючи найбільшу з них на Чорнобильській АЕС у 1986 р, термоядерне співтовариство втратило інтерес до гібридних системам як

до пристроїв, які можуть використовуватись для напрацювання вторинного ядерного палива.

Інтенсивні дослідження були зосереджені на «чистому» термоядерному реакторі без матеріалів, що діляться. Привабливою особливістю термоядерного реактора є відсутність проблеми, пов'язаної з нерозповсюдженням ядерних матеріалів, і помітно меншу кількість радіонуклідів, що утворюється у процесі отримання енергії. Це можливо за умови успішної розробки і використанні малоактивуваних конструкційних матеріалів, таких, як ферритні сталі і ванадієві сплави, які характеризуються відносно більш коротким періодом часу, необхідним для дезактивації, і швидким розпадом радіонуклідів у природних умовах.

Незважаючи на значний прогрес у області розробки «чистих» термоядерних систем, дослідження останніх років об'єктивно свідчать про те, що все ще потрібно вирішити багато завдань. Однак усвідомлення необхідності продовження науково-дослідної та конструкторсько-технологічної стадії для систем термоядерного синтезу привели до повернення інтересу до ГТР [84]. Використання такої технології має суттєві переваги: значно знижуються вимоги до ефективності термоядерної частини установки (одне з ключових труднощів для чистих термоядерних систем у даний час), швидкі термоядерні нейтрони можуть бути використані для часткової трансмутації довгоживучих ізотопів з відпрацьованого ядерного палива у менш шкідливі, а також у легко утилізуємих короткоживучих ізотопів. Інший важливий фактор – у гібридному реакторі реакція поділу підтримується тільки за рахунок зовнішнього (термоядерного) джерела нейтронів, що робить його безпечним.

1.8. Висновки до розділу 1

У даному розділі був зроблений огляд літературних даних основних процесів, що протікають у ядерному реакторі. Розглянуто процес утворення довгоживучих радіоактивних елементів у відпрацьованому ядерному паливі, яке вивантажується з ядерних реакторів атомних станцій. Описано проблему

поводження з таким відпрацьованим ядерним паливом, методи його зберігання протягом тривалого часу, а також недоліки цих методів. Розглянута можливість зменшення кількості довгоживучих радіоактивних елементів (основна частка припадає на трансуранові елементи) у різних енергетичних установках, а саме: швидких реакторах; теплових реакторах; підкритичних ядерних енергетичних установках, що керуються прискорювачами; термоядерних реакторах типу ТОМАКАК та СТЕЛАРАТОР. Показано недоліки та проблеми, що виникають при створенні та експлуатації кожного типу реакторів.

Обґрунтована доцільність створення гібридного ядерно-термоядерного реактора на основі комбінації стеларатора та відкритої пастки у якості установки для зменшення кількості довгоживучих ядерних відходів. Сформульовано низку задач, які необхідно було розв'язати, і які були успішно вирішені у дисертаційній роботі.

РОЗДІЛ 2

НЕЙТРОННА МОДЕЛЬ ПІДКРИТИЧНОГО ГІБРИДНОГО РЕАКТОРУ ТА ДЖЕРЕЛА ТЕРМОЯДЕРНИХ НЕЙТРОНІВ

У даному розділі описані розроблені автором дисертації числові моделі підкритичного гібридного реактору та джерела термоядерних нейтронів для компютерного коду MCNPX.

2.1. Комп'ютерний код MCNPX

Комп'ютерний код MCNPX [85] призначений для моделювання кінетики різного виду частинок (в тому числі і нейтронів). Застосування монтекарлівського коду MCNPX дозволяє вирішувати задачу переносу нейтронів від джерела до точки реєстрації виходячи з фундаментальних принципів взаємодії випромінювання з речовиною. Базуючись на методі Монте-Карло, MCNPX дозволяє вирішити безліч завдань: з безперервним спектром енергій нейтронів, у 3D геометрії, із залежністю від часу (нестационарні задачі), завдання з різними комбінаціями частинок (нейтрон/фотон/електрон). Енергія нейтронів лежить у діапазоні від 10^{-11} MeV до 20 MeV. Обчислення ефективного коефіцієнту розмноження нейтронів (k_{eff}) для розмножуючих середовищ – ще одна з основних можливостей MCNPX. Неоднорідні (а для нейтронів і однорідні) рівняння переносу різного типу іонізуючих випромінювань вирішуються аналоговими і неаналоговими методами Монте-Карло з використанням перетинів для різних реакцій, що містяться у бібліотеках оцінених ядерних даних, або отриманих на їх основі. Геометричний модуль дозволяє моделювати, практично без спрощень, будь-які системи у тривимірній геометрії. Це незаперечна перевага даного коду.

Реєструвати частинки можливо різними способами: у об'ємі, при проходженні через поверхню, у детекторі і т.д. Для цього використовуються відповідні розрахункові функціонали. Обчислюються різні функціонали потоку, визначені як інтеграли потоку з заданими ваговими функціями у реєстраційних

зонах, реєстраційних об'єктах і у композиції у цілому. Джерела нейтронів можуть мати практично довільні просторовий, енергетичний та кутовий розподіли.

У світовій практиці для розрахунків флюенса, швидкості накопичення флюенса, спектра нейтронів, в основному, використовуються два типи кодів, які розраховують рівняння переносу нейтронів методом дискретних ординат [86] (S_n – метод) и методом Монте-Карло [87].

Методи Монте-Карло істотно відрізняються від детерміністичних методів переносу. Детерміністські методи (найбільш поширений метод – метод дискретних ординат) вирішують рівняння переносу для частинок, усереднених по траєкторії. Монте-Карло, навпаки, не вирішує явного рівняння. Результати знаходять за допомогою розігрування траєкторій окремих частинок з подальшим усереднення. Усереднення розіграних траєкторій окремих частинок, згідно центральної граничної теореми, дає середню траєкторію частинок, що знаходяться у деякому фазовому об'ємі. Результат, отриманий методом Монте-Карло, представляє набір чисел, конкретних значень величин, які зажадав розрахувати дослідник.

Метод Монте-Карло найкращим чином підходить для вирішення складних нестационарних задач у тривимірному просторі. Цей метод застосовується для моделювання різних процесів, що носять статистичний характер (наприклад, взаємодія нейтронів у середовищі). Сукупність окремих подій, що носять статистичний характер, становить повну картину процесу, що відбувається. За розподілом ймовірностей окремих подій можна судити про процес у цілому. У загальному випадку, моделювання виконується за допомогою комп'ютера, оскільки кількість розіграних подій, необхідних для задовільного описання процесу, вкрай велика.

У завданнях перенесення частинок прийоми Монте-Карло найбільш близькі до реальності. Суть методу полягає у відстеженні кожної частинки, яка залишила джерело, від народження до зникнення (поглинання, витоку і т.д.). Розігрування подій засноване на генерації випадкових чисел. Використовуючи дані

перенесення, можливо відстежити місце знаходження частинки на кожному етапі її історії.

Можливості за заданням властивостей джерела дозволяють точно описати його характеристики, не вдаючись до редагування програми (джерело у кодї прописується окремим блоком). Джерело може бути задане у вигляді різних параметрів, таких як енергія, час, місце і напрямок, геометрія джерела. Приклади простих і більш складних джерел наведені у **додатку В**.

Комп'ютерний код MCNPX використовує бібліотеки ядерних і атомних даних. Основні джерела ядерних даних – Evaluated Nuclear Data File (ENDF) і Activation Library (ACTL). Ці дані зібрані у Ліверморі (Livermore, CA, USA) і підтвержені у Applied Nuclear Science Group у Лос-Аламосі (Los Alamos, New Mexico). Перевірені дані перетворені кодом NJOY у формат, який використовується MCNPX. У розрахунках для оцінки щільності потоку нейтронів слід використовувати нейтронні перетини з бібліотеки ENDF / В не нижче 6-ої версії. Це пов'язано з тим, що у більш ранніх версіях бібліотек нейтронних перерізів ENDF / В-IV і нижче йде недооцінка флюенса нейтронного потоку за рахунок неправильного уявлення мікроскопічного перетину для заліза [88-90]. Було показано, що оновлені дані мікроскопічного перетину для заліза [91] забезпечують більш точне зменшення нейтронного потоку через нього. Ці дані включені у бібліотеку нейтронних перерізів ENDF / В-VI. Також при розрахунках таким кодом, як MCNPX, відпадає необхідність додаткової підготовки бібліотек з багатогруповим наближенням, оскільки у розрахунках використовується безперервний спектр.

Нормовані на початкову частинку результати, одержані програмою MCNPX, виводяться у вихідному файлі числом R , що стоять на другому місці після основного результату. R – наближене значення відносної похибки, визначене як відношення стандартного відхилення до наближеного середнього значення. У MCNPX необхідні значення для оцінки похибки, результат і його 2-ий момент розраховуються після кожної розіграної події. При розрахунку R буде пропорційно $1/\sqrt{N}$, де N – число змодельованих подій. Таким чином, щоб в два

рази зменшити R , необхідно у чотири рази збільшити N . У деяких розрахунках R може рости зі збільшенням числа подій N і такі розрахунки є невірними.

2.2. Нейтронна модель підкритичного гібридного реактору

В описаному у роботі [92] стелараторно-пробкотронному ядерно-термоядерному гібридному реакторі нейтрони генеруються у дейтерій-тритієвій плазмі, що утримується у системі стелараторного типу. Стеларатор забезпечує стаціонарну роботу пристрою (протягом року або більше) і порівняно добре утримує теплу фонову максвелівську плазму. Незначна добавка гарячих іонів тритію у плазмі створюється за допомогою високочастотного (ВЧ) нагріву, або інжекції пучка швидких атомів. Оскільки високоенергетичні іони погано утримуються у стелараторах, у роботі [4] пропонується вбудувати у нього відкриту пастку невеликої довжини ($L \sim R$, де L - довжина пастки, а R - великий радіус) з пониженим магнітним полем (Рис. 2.1).

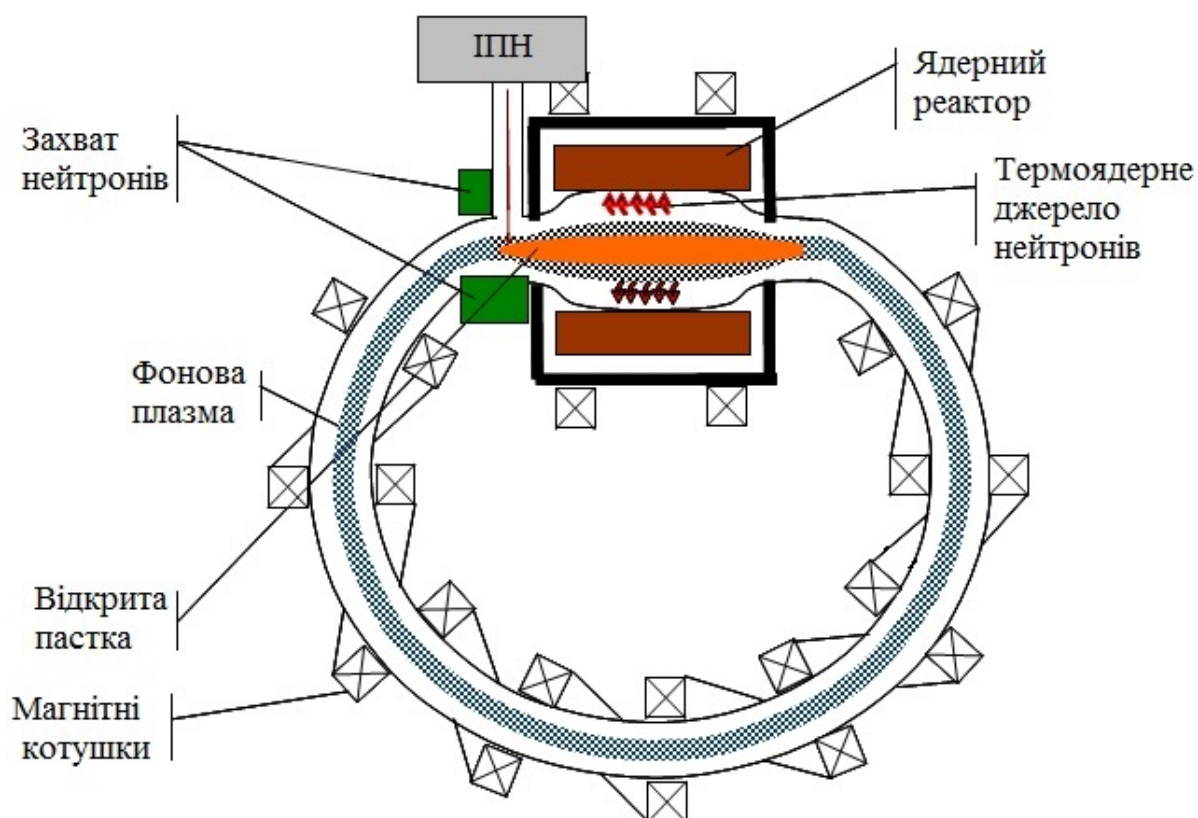


Рис. 2.1. Схема стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібрида (ІНН – інжекція пучка нейтралів).

Відкриті пастки – різновидність магнітних пасток для утримання термоядерної плазми у певному об'ємі простору, обмеженому у напрямку вздовж поля. На відміну від замкнутих пасток (токамаків, стелараторів), що мають форму тороїда, для відкритих пасток характерна лінійна геометрія, причому силові лінії магнітного поля перетинають торцеві поверхні плазми (з останньою обставиною і пов'язане походження терміна "відкрита пастка" – вони "відкриті" з торців). Крім того, у всіх відкритих пастках застосовуються ті чи інші способи затримати плазму від вильоту через кінці – і найпростіший тут – це різко посилити магнітне поле на кінцях (поставити магнітні "пробки" у вітчизняній термінології або "дзеркала" у західній), при цьому налітаючі заряджені частинки будуть, фактично, відпружинювати від дзеркал-пробок і тільки невелика частка плазми буде проходити крізь них і потрапляти у стелараторну частину установки.

Відкриті пастки мають ряд потенціальних переваг у порівнянні з замкнутими: вони простіше у інженерному відношенні, у них більш ефективно використовується енергія утримання плазми магнітним полем, легше вирішується проблема видалення з плазми важких домішок та продуктів термоядерної реакції, відкриті пастки можуть працювати у повністю стаціонарному режимі. Однак можливість реалізації цих переваг у термоядерному реакторі на основі відкритої пастки вимагає ще експериментальних доказів.

При нагріванні плазми пучком швидких атомів становить інтерес схема з інжекцією у області торця відкритої пастки. Інжекція пучка швидких атомів здійснюється по нормалі до магнітного поля у безпосередній близькості від краю реакторної частини (див. Рис. 2.1). Створена за допомогою інжекції швидких атомів популяція гарячих іонів має переважно поперечну кінетичну енергію. Через ефект захоплення неоднорідним магнітним полем гарячі іони локалізовані у пробкотронній частині пристрою. Така локалізація гарячих хлюпаючихся іонів дозволяє помістити зону генерації нейтронів всередину ядерного реактора (див. Рис. 2.1), який охоплює центральну частину відкритої пастки, і розмістити всі плазмові діагностики та пристрої для підтримки розряду поза ядерним реактором, де потік нейтронів невеликий. Однак сам ядерний реактор (бланкет) потрібно

оточувати відбивачем і захистом. Відбивач повинен використовуватися у цілях повернення частини нейтронів назад до активної зони реактора, а захист повинен забезпечувати достатній рівень зменшення нейтронного потоку, який виходить за межі реакторної установки.

У якості підкритичної збірки для стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібрида використана система, аналогічна збірці, описаній у роботах [4, 93]. Її основна особливість – наявність наскрізного осьового отвору, у якому знаходиться генератор термоядерних нейтронів – плазмовий шнур. Для такої системи розроблена циліндрично симетрична модель відносно горизонтальної осі, радіальна і осьова структури якої показані на рисунку 2.2.

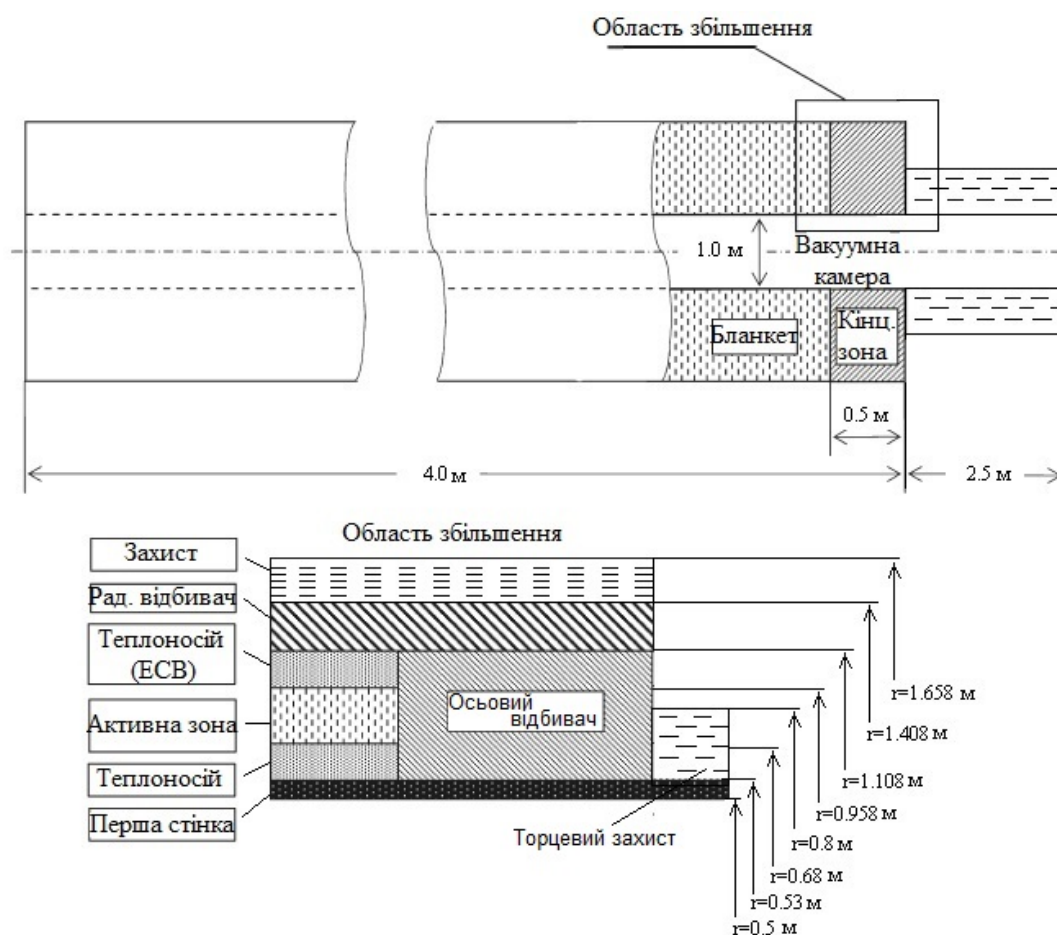


Рис. 2.2. Радіальна і осьова структура моделі гібридного реактора.

У вакуумній камері знаходиться дейтерій-тритієвий (D-T) плазмовий шнур, у якому генеруються 14-MeV термоядерні нейтрони за рахунок реакції $D + T = {}^4\text{He} (3.5 \text{ МэВ}) + n (14.1 \text{ МэВ})$. Основне завдання вакуумної камери –

створення вакууму по відношенню до навколишнього середовища, оскільки плазмовий розряд стартує у дуже розрідженому середовищі дейтерій-третія – порядку 10^{-8} атмосфер [94].

Внутрішній радіус вакуумної камери дорівнює 0.5 м. Такий радіус вакуумної камери потрібен для того, щоб у разі проведення будь-яких робіт забезпечити доступ до елементів першої стінки, товщина якої дорівнює 3 см. Матеріал першої стінки складається зі сталі типу HT-9 з масовою щільністю 7.7 г/см^3 . Цей матеріал разом з вольфрамом розглядався у якості складової частини першої стінки експериментального термоядерного реактора ITER, який у даний час знаходиться на стадії будівництва. Як правило, ферритно-мартенситні сталі мають високу теплопровідність, низький коефіцієнт термічного розширення, гарну високотемпературну міцність і, що найбільш важливо, дуже низьку швидкість набухання при нейтронних опромінюваннях [95, 96]. Ферритно-мартенситні сталі являються малоактивуємими (з бистрим спадом активності). Температурний діапазон застосування таких сталей обмежений знизу їх схильністю до низькотемпературного окрихчення (холодоломкості) з підвищенням температури крихкості при радіаційних впливах, а зверху обмежений рівнем тривалої міцності (жароміцності). Чудові термічні властивості і стабільність розмірів роблять сталь типу HT-9 одним з найбільш перспективних матеріалів для майбутніх ядерних і термоядерних систем, які, безсумнівно, будуть працювати при набагато більш високих температурах і у більш жорстких умовах опромінення, ніж сучасні легководні реактори [97]. Ізотопний склад сталі типу HT-9 узятий з ORNL Fusion materials data bank [98]. Для того щоб зменшити витік нейтронів і захистити першу стінку від нейтронів поділу була введена буферна зона між першою стінкою і активною зоною підкритичного реактора. Товщина цієї зони дорівнює 15 см і заповнена евтектикою свинцю та вісмуту (ЕСВ). ЕСВ складається із суміші 44.5 мас.% свинцю та 55.5 мас.% вісмуту і має щільність 10.17 г/см^3 [99]. Крім того свинець виступає як підсилювач потоку швидких нейтронів за рахунок порогової реакції розмноження нейтронів (наприклад

^{208}Pb ($n, 2n$) ^{207}Pb). Товщина буферної зони в 15 см вибрана з тих міркувань, що довжина вільного пробігу швидкого нейтрона у ЕСВ дорівнює цій величині.

Економічна сторона будь-якого реактору складає одне велике питання. Відомо, як важко оцінити загальну вартість будівництва і експлуатації атомних систем навіть таких відпрацьованих роками технологій, як реактори з водою під тиском. Це завдання суттєво ускладнюється, якщо мова йде про прототипи та перспективні системи, і прогноз за обсягом інвестицій стає майже неможливий. Непрямі вигоди, втім, величезні: це результати численних досліджень, прикладних і фундаментальних, за новими матеріалами, по паливу, нейтрона частина та термогідроліка. Для реакторів, які працюють при підвищених температурах, багато переваг дає використання у якості теплоносія саме рідкого металу. Висока точка кипіння, значна теплоємність і хороша теплопровідність у більшій чи меншій мірі притаманні рідким металам. Вісмут та свинець мають температуру плавлення $271\text{ }^{\circ}\text{C}$ та $327\text{ }^{\circ}\text{C}$ відповідно, однак евтектичний сплав свинець-вісмут плавиться при температурі $125\text{ }^{\circ}\text{C}$. Це знижує ризики застигання цього сплаву як теплоносія у контурі реактора у порівнянні з чистим свинцем. Крім того, вісмут і свинець мають низький перетин захоплення нейтронів. Це дає змогу підтримувати високу щільність високоенергетичного нейтронного потоку у активній зоні реактора. До того ж схему реактора спрощує сама хімічна природа рідкометалевого охолоджувача. Наприклад, не потрібні складні і дорогі проміжні системи, що відокремлюють теплоносій першого контуру від другого (води). Існуючі конструкції передбачають прямоточні парогенератори при високому тиску. Все це вказує на те, що ККД енергоблоку з подібною реакторною установкою може перевищити 40%. Висока температура кипіння свинцю усуває небезпеку локального кипіння охолоджувача. А це робить непотрібними заходи безпеки, що вживаються для інших видів охолоджувачів. Тобто система захищена характеристиками самого охолоджувача. Ще одна хороша перевага: тиск первинного рідкометалевого охолоджувача можна підтримувати близьким до атмосферного. Це усуває потребу у дорогій і часом вельми складній системі підтримки робочого тиску, яка необхідна наприклад у водо-водяних реакторах.

Так у реакторах ВВЕР-1000 тиск у корпусі підтримується на рівні 15.7 МПа, що створює додаткове навантаження на нього. При атмосферному тиску також спрощується конструкція басейнів теплоносія першого контуру і аварії, пов'язані з його втратами, стають малоімовірними. Все це чималі плюси і до безпеки системи, і до її економічних показників. І хоча як і раніше важко оцінити з прийнятною точністю витрати на будівництво гібридних систем, їх економічні переваги очевидні. Однак такий рідкий метал має деякі недоліки. Основна проблема такого теплоносія – корозійний вплив рідкого свинцю на конструкційні матеріали. Рідкий свинець просто розчиняє основні компоненти матеріалів. Нікель, хром, залізо розчиняються у рідкому свинці по-різному, але їх об'єднує те, що концентрація цих розчинених речовин у свинці з ростом температури збільшується. Найбільш важливий недолік використання вісмуту у якості теплоносія реактора пов'язаний з його активацією. У результаті нейтронної активації утворюється ^{210}Bi , з періодом напіврозпаду порядку 5 днів. У результаті розпаду утворюється ^{210}Po з періодом напіврозпаду 138 днів. Це α – випромінювач, що має високу токсичність і є однією з найбільш сильних фізіологічних отрут. Альфа-частинки, утворені при розпаді ядра, мають початкову кінетичну енергію у діапазоні 1.8 – 15 МеВ. При русі альфа-частинки у речовині, вона створює сильну іонізацію оточуючих атомів, і у результаті цього дуже швидко втрачає енергію. Енергії альфа-частинок, що виникають у результаті радіоактивного розпаду, не вистачає навіть для подолання мертвого шару шкіри, тому радіаційний ризик при зовнішньому опроміненні такими альфа-частками відсутній. Набагато більшу небезпеку для людини становлять α -частинки, що виникають при альфа-розпаді радіонуклідів, які потрапили всередину організму (зокрема, через дихальні шляхи). Досить мікроскопічної кількості α -радіоактивної речовини (наприклад полонію-210), щоб викликати у потерпілого гостру променевою хворобу, часто з летальним результатом.

Ще одним рідким металом у якості теплоносія може використовуватися натрій. Натрій, на відміну від інших рідких металів, має малий корозійний та ерозійний впливи на конструкційні матеріали. Крім того, натрій має прекрасні

теплофізичні властивості: він добре приймає, проводить і віддає тепло, що дозволяє створювати компактні активні зони і компактне теплообмінне обладнання. Натрій тільки незначною мірою зменшує енергію нейтронів (хоча і у більшій мірі, ніж свинець) і не є поглиначем. Натрій є найбільш дешевим з рідких металів. Однак у натрію є і ряд суттєвих недоліків, таких як активна хімічна взаємодія з водою (виділення енергії, утворення водню) при міжконтурній течії у парогенераторах, а також активна хімічна взаємодія з повітрям (горіння). Натрій легко проникає у будь-які мікротріщини і це ставить перед конструкторами і проектувальниками складні завдання, пов'язані з використанням натрію як теплоносія.

Що стосується ртуті, то єдиний реактор з цим теплоносієм БР-2 знаходився у Росії у Фізико-енергетичному інституті імені А.І. Лейпунського у місті Обнінськ. Плюси: ртуть важкий метал, погано уповільнює нейтрони, спектр нейтронів такого реактора дуже швидкий. Ртуть – рідина і при кімнатній температурі відповідно не потрібен підігрів рідкометалевого контура для пуску, пари ртуті можна направити у турбіну, що збільшило б ККД. Але від використання ртуті довелося відмовитися через її токсичність, високу корозійну здатність, крім того у ртуті досить великий перетин радіаційного захоплення нейтронів $A(n, \gamma)B$, що призводить до її активації, а також зменшує кількість нейтронів, необхідних для взаємодії з паливом. Крім того, ртуть важкий теплоносіє, і на її перекачування потрібні дуже великі енергетичні витрати.

Розмір активної зони реактора визначений за результатами критичного розрахунку, при якому ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів $k_{\text{eff}} \approx 0.95$. Таким чином, товщина активної зони була обрана 27.8 см, довжина – 3 м. Таким чином об'єм активної зони, у якому знаходиться відпрацьоване ядерне паливо, складає $\sim 4.3 \text{ м}^3$.

З двох сторін активної зони поміщені аксіальні відбивачі. Товщина кожного з цих відбивачів дорівнює 57.8 см, довжина – 0.5 м. Матеріал осьового відбивача являє собою однорідну суміш сталі типу НТ-9 та евтектики свинцю і вісмуту з об'ємними частками кожної 70 і 30%. Основне завдання осьового відбивача

полягає у поверненні частини швидких нейтронів назад до активної зони реактора за рахунок розсіювання і слабого поглинання. Оскільки частина нейтронів повертається назад, то це дозволяє зробити активну зону реактора більш компактною попутно збільшивши щільність нейтронного потоку всередині самої активної зони. Активна зона з зовнішньої сторони оточена теплоносієм, товщина якого становить 15 см. Це так звана зона розширення, яка заповнена евтектикою свинцю і вісмуту та створена для того, щоб підтримати коефіцієнт ефективного розмноження нейтронів на прийнятному рівні без вимикання реактора. k_{eff} у активній зоні реактора з часом буде зменшуватися, оскільки трансуранові ізотопи (головним чином ^{239}Pu) будуть вигорати і при цьому не буде їх інтенсивного напрацювання. Це пов'язано з тим, що у паливній композиції не міститься ^{238}U (див. таблицю 2.1). Таким чином під час паливної компанії можливий процес додавання нових паливних збірок для підтримання ефективного коефіцієнту розмноження нейтронів на прийнятному рівні (~ 0.95). Крім того, потрібно зарезервувати місце для поглинаючих стрижнів, основним завданням яких буде компенсація надлишкової реактивності ядерного палива на початку паливної компанії.

У даній роботі не ставилося завдання дослідження і розрахунку найбільш відповідного варіанту аварійного захисту для гібридного реактора, а також матеріалу для нього, однак це важлива область у плані забезпечення безпечної роботи установки, на яку у подальшому слід звернути увагу. Тут слід зауважити, що оскільки реактор підкритичний і його робота підтримується за рахунок зовнішнього джерела нейтронів, то при вимкненні цього зовнішнього джерела реактор швидко почне втрачати потужність і перейде у глибоку підкритичність. Стрижні аварійного захисту потрібні у більшій мірі для повільного регулювання потужності реактора, коли до активної зони завантажено ядерне паливо з надлишковою реактивністю і її потрібно компенсувати.

Одна з особливостей експлуатації атомних станцій у даний час і гібридних ядерно-термоядерних у майбутньому – рішення задачі по забезпеченню їх надійності та безпеки використання технологій, що надають мінімальний

шкідливий екологічний вплив на навколишнє середовище. Безпечна експлуатація, іншими словами регулювання, реактора здійснюється зміною коефіцієнта розмноження нейтронів за рахунок зміни швидкості їх утворення, поглинання або витоку. Швидкість утворення нейтронів можливо регулювати, змінюючи кількість ядер у ядерному паливі, яке ділиться у активній зоні; швидкість витоку нейтронів – у основному ефективністю відбивача; швидкість поглинання – зміною кількості ядер елементів, які знаходяться у активній зоні реактора та мають великий перетин поглинання нейтронів.

Спосіб регулювання кількості ядер палива дозволяє забезпечити великі зміни реактивності за допомогою створення регулюючого органу, що складається з палива, наприклад, у нижній частині і поглинача нейтронів – у верхній. Виведення поглинача з активної зони супроводжується одночасним введенням палива, і навпаки. Цей спосіб має істотний недолік, пов'язаний з необхідністю переміщення такого важливого елемента активної зони, як тепловиділяючої збірки (ТВЗ). Оскільки має бути забезпечене надійне теплоснімання, ускладнюється конструкція регулюючого пристрою. Виникає необхідність переміщення у великих реакторах значних за вагою конструкційних елементів, у яких з'являються додаткові динамічні навантаження. Тому зазначений спосіб регулювання застосовують досить рідко, наприклад, його використовують у енергетичному реакторі ВВЕР-440.

Спосіб регулювання витоку нейтронів можна застосовувати тільки у реакторах з невеликими активними зонами. Витік нейтронів у таких реакторах великий, і зміна його, наприклад, переміщенням відбивача нейтронів, або частини його, викликає досить велику зміну реактивності. Такий спосіб застосовують у деяких дослідницьких реакторах на швидких нейтронах і припускають використовувати у реакторі БРЕСТ-300.

Спосіб регулювання кількості речовин, що поглинають нейтрони, знайшов найбільш широке застосування. При цьому використовують тверді, рідкі або газоподібні матеріали, що містять ядра з великими перетинами поглинання нейтронів.

Згідно загальноприйнятим уявленням до поглинаючих відносять матеріали, які при захопленні не утворюють нових нейтронів (на відміну від паливних матеріалів), і їх перетин поглинання нейтронів перевищує $100 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ для теплових нейтронів та $1 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ для швидких.

Всі матеріали можна розділити на дві великі групи: резонансного і нерезонансного поглинання нейтронів. До останньої належать матеріали, що містять бор. У всьому діапазоні енергії їх перетин поглинання змінюється за законом $1/V$, де V – швидкість нейтронів. До резонансних поглиначів відносять гафній, європій, диспрозій, гадоліній, самарій та інші. Інша класифікація полягає у поділі поглинаючих матеріалів на (n, α) і (n, γ) - поглиначі по типу ядерних реакцій поглинання нейтронів. До першої групи відносять всі матеріали на основі ізотопу ^{10}B . Для них характерне поглинання нейтронів по реакції $^{10}\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^7_3\text{Li} + ^4_2\text{He} + 2.78 \text{ MeV}$, яка супроводжується утворенням у поглиначі великої кількості газоподібного гелію і виділенням тепла, що обмежує їх радіаційну стійкість. Ізотоп ^{10}B може також брати участь у реакції $^{10}\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^3_1\text{H} + 2^4_2\text{He}$ з утворенням радіоактивного тритію. Ця реакція відбувається на нейтронах з енергією вище 1 MeV.

Решта матеріалів відносять до (n, γ) - поглиначів. Їх характерна особливість – відсутність газоподібних продуктів поділу. При захопленні нейтрона утворюється ізотоп з більшою масою або інший елемент (трансмутант) з випусканням γ -кванта. Через відсутність газоподібних продуктів ядерних реакцій (n, γ) - поглиначі, як правило, мають більш високу радіаційну стійкість.

Дуже важливою вимогою, що пред'являється до поглинаючих матеріалів, є їх сумісність з конструкційними матеріалами і теплоносієм. Для абсолютної більшості матеріалів необхідні захисні оболонки, оскільки поглинаючі матеріали активно взаємодіють з теплоносієм. Це супроводжується утворенням нових з'єднань, зміною форми, розмірів і порушенням цілісності виробів. Виняток становлять металевий гафній та борована сталь.

Для енергетичних ядерних реакторів дуже часто обмежуючим фактором при виборі поглинаючого матеріалу є його вартість, яка включає вартість сировини, виробництва, контролю, а також переробки та захоронення радіоактивних поглинаючих матеріалів після їх експлуатації у реакторі. Причому якщо при відпрацюванні технології отримання поглинаючих матеріалів та виготовлення з них виробів витрати на готові органи регулювання зменшуються, то щорічні витрати на переробку та захоронення радіоактивних відходів зростають. Тому на практиці іноді доцільно використовувати спочатку більш дорогий поглинаючий матеріал, якщо він забезпечує більший ресурс і менші витрати на його переробку та захоронення. У кожному окремому випадку при виборі поглинаючих матеріалів усі ці економічні та екологічні питання повинні обов'язково враховуватися.

Незважаючи на велику кількість створених поглинаючих матеріалів, пошук найбільш оптимальних композицій для елементів регулювання ядерних реакторів триває.

Для поглинаючих матеріалів, що застосовуються у механізмах регулювання, можна сформулювати основні вимоги:

- висока ефективність поглинання нейтронів;
- мала швидкість вигорання поглинаючого елемента;
- стійкість до радіаційних пошкоджень, які проявляються у зміні форми, розмірів, структури і фізико-механічних властивостей під опроміненням;
- мала хімічна активність по відношенню до оточуючих матеріалів та речовин;
- висока корозійна стійкість у теплоносії ;
- висока жаростійкість, термостійкість і вібростійкість;
- високі механічні і термофізичні характеристики при робочій температурі експлуатації;
- низька наведена активність після реакторного опромінення;
- технологічність виготовлення;
- великі запаси сировини;
- низька вартість.

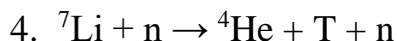
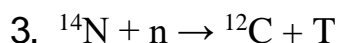
У кожному окремому випадку превалюючою є та чи інша вимога або ряд вимог. На практиці реалізувати у одній поглинаючій композиції всі перераховані вимоги не представляється можливим. Кожному матеріалу при експлуатації або на стадії виготовлення притаманні ті чи інші недоліки. Перш за все, при виборі поглинаючих матеріалів для елементів регулювання необхідно враховувати конкретні умови експлуатації у ядерному реакторі.

Товщина радіального відбивача у моделі дорівнює 30 см, товщина захисту – 25 см. Радіальний відбивач моделюється однорідною сумішшю сталі НТ-9 і сплаву Li17Pb83 (20% збагачення ${}^6\text{Li}$) з об'ємною часткою кожного 70 і 30% відповідно. З одного боку, радіальний відбивач, як і аксіальний, служить для повернення частини нейтронів до активної зони реактора, а з іншого використовується для відтворення тритію. Захисту, товщиною 25 см. досить для того, щоб зменшити нейтронний потік, що виходить за межі реактора, до прийняттого рівня. Додатковим завданням захисту є охолодження зовні всієї реакторної установки.

Дуже важливо постійне відтворення тритію, оскільки він необхідний для підтримки безперервної роботи плазмового джерела нейтронів. У зв'язку з низькою енергією бета розпаду тритію ~ 20 кеВ [100] він добре затримується навіть звичайним одягом або гумовими хірургічними рукавичками. Проте, цей ізотоп представляє радіаційну небезпеку при вдиханні і поглинанні з їжею [101]. Тому транспортування тритію може бути небезпечним. Крім того, тритій чимало коштує (близько 30000 доларів США за грам) [102]. Тому, а також для забезпечення самодостатності плазмового джерела, доцільно організувати відтворення тритію всередині гібридного реактора, а поводження з ним на самій станції.

Напрацювання тритію може здійснюватися за наступними чотирма каналами:

1. ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \text{T}$
2. ${}^{10}\text{B} + n \rightarrow 2 {}^4\text{He} + \text{T}$



Перетин реакції теплових нейтронів для ${}^6\text{Li}$ близько 940 барн, 70 барн для природного літію і всього лише $5 \cdot 10^{-3}$ барн для ${}^{10}\text{B}$. Реакція ${}^{14}\text{N}(n, T){}^{12}\text{C}$ – порогова (йде, починаючи з енергії налітаючих нейтронів > 4 МеВ) і для енергій нейтронів $E_n = 5 - 7$ МеВ перетин реакції становить лише $2 \cdot 10^{-2}$ барн.

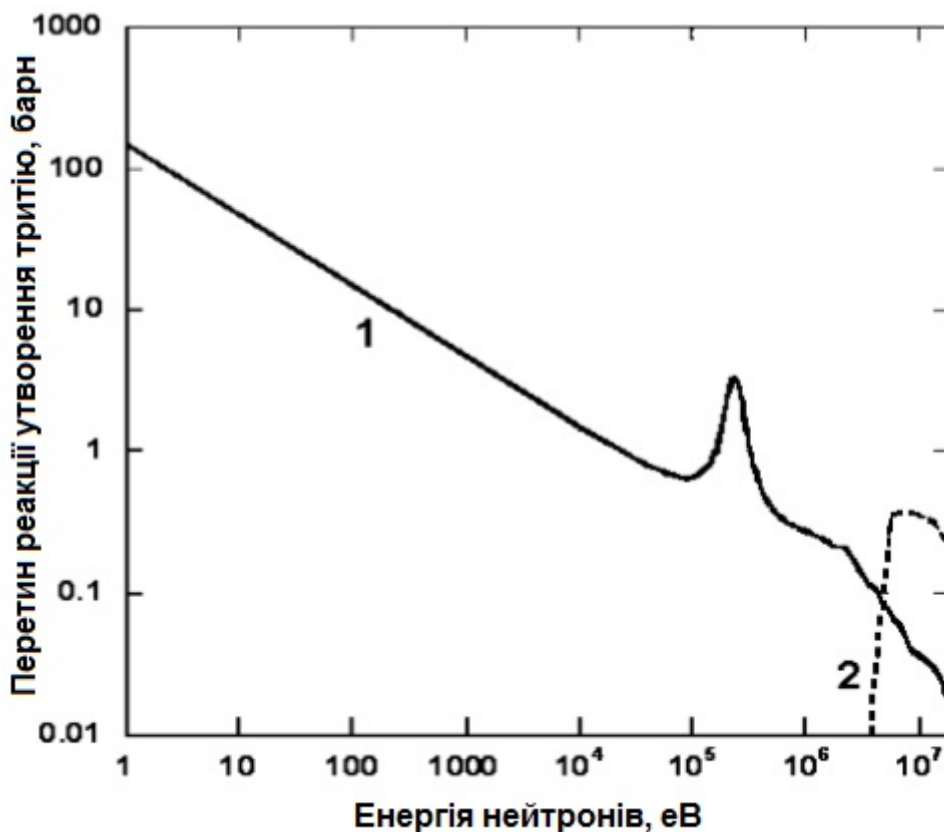


Рис. 2.3. Залежність перетину ядерних реакцій утворення тритію від енергії нейтронів.

1 – реакція ${}^6\text{Li}(n, T){}^4\text{He}$, 2 – реакція ${}^7\text{Li}(n, nT){}^4\text{He}$.

Як видно з рисунка 2.3, реакція ${}^7\text{Li}(n, nT){}^4\text{He}$ порогова і йде, починаючи з енергії налітаючих нейтронів > 2.8 МеВ. Таким чином, передбачуваним та найбільш оптимальним способом напрацювання тритію є реакція ${}^6\text{Li}(n, T)$. З урахуванням напрацювання тритію реактор має дві петлі охолодження – внутрішня петля зі свинцево-вісмутовим теплоносієм для охолодження першої стінки і активної зони реактора і зовнішня петля з евтектикою $\text{Li}17\text{Pb}83$ для відтворення тритію.

Додатково слід згадати ще одну чисто матеріалознавчу проблему, пов'язану з тритієм. Тритій та дейтерій індукують випромінювання у реакторних матеріалах та деяких радіоактивних газах тритію. Більшість матеріалів, що планують використовувати у термоядерних реакторах – це метали, які мають відносно високу проникність для тритію. Термоядерна спільнота працює над бар'єрами для мінімізації вивільнення тритію. На жаль, більшість бар'єрних матеріалів дуже добре працюють під час лабораторних експериментів, але не відповідають вимогам при розміщенні у радіаційному середовищі. По мірі того, як дослідження у області термоядерної енергетики поступово прогресують, а також здійснюються спроби запалювання та виробництва енергії, паливом для термоядерних реакторів буде поєднання дейтерію та тритію. З точки зору безпеки, це не ідеальні матеріали. Як вже говорилося раніше, реакція дейтерій плюс тритій утворює альфа-частинки та нейтрони з енергією 14.1 MeV. Ці нейтрони використовуються для розмноження тритієвого палива, але також взаємодіють з іншими матеріалами, роблячи деякі з них радіоактивними. Хоча при розпаді тритію виникає лише бета-частинка з низькою енергією, тритій досить важко зберігати. Крім того, будучи ізотопом водню, тритій може стати частиною вуглеводнів, які складають наші тіла. З точки зору тритію, термоядерний об'єкт можна розділити на три компоненти: внутрішня зона (вакуум), де утворюється плазма; покривало, де відбувається виробництво тритію; і тритієва система вихлопу та переробки. Існує можливість вивільнення тритію у всіх трьох секціях установки.

Підводячи підсумки, ефективні бар'єри захисту необхідні для термоядерних реакторів для запобігання викиду значних кількостей тритію. Термоядерні технології рекламуються як чиста форма енергії, і вивільнення тритію у навколишнє середовище усуне будь-яку перевагу, яку має термоядерний синтез над реакцією поділу. Необхідні дослідження, щоб знайти шляхи встановлення радіаційно-стійких керамічних бар'єрів захисту поверхневих шарів металів. Термоядерна спільнота повинна знайти спосіб зробити це. Через складність облицювання великих камер насипною керамікою значна частина бар'єрного захисту присвячена тонким керамічним шарам на металевих поверхнях. На жаль,

радіаційні випробування цих матеріалів показали, що ці тонкі шари втрачають здатність обмежувати проникнення тритію під час впливу радіаційного ушкодження. Було припущено, але не доведено, що це збільшення проникнення було пов'язано з розтріскуванням кераміки або загальним збільшенням дефектів.

Зовнішній захисний шар реактора складається з гомогенної суміші 60:40 об.% нержавіючої легованої сталі S30467 типу 304B7 [103] і води. Сталь містить 1.75 мас.% природного бору. Це так звана борована сталь, яка використовується для поглинання уповільнених водою нейтронів. Вона також інтенсивно застосовується для створення чохла для контейнерів зберігання ВЯП у тимчасових сховищах. Всі матеріали, а також їх температура, які входять у розрахункову модель, взяті з роботи [93].

Матеріал активної зони моделювався сумішшю палива, оболонки та теплоносія. Тут варто уточнити, що при моделюванні активних зон для реакторів на швидких нейтронах при розрахунках можна користуватися гомогенними сумішами, оскільки уповільнення нейтронів незначне, а пробіг швидких нейтронів до того моменту, як він сповільниться і стане тепловим, досить великий. При такому моделюванні зберігається реальна картина фізичних процесів. Однак такий підхід не можна використовувати при моделюванні та розрахунках активних зон реакторів на теплових нейтронах, оскільки нейтрони там сповільнюються швидко і реальна картина фізичних процесів спотворюється.

Сталь HT-9 і ЕСВ у моделі використані у якості оболонки і теплоносія. Як і у випадку з Transmutation of Waste Reactor (FTWR) [104, 105], паливо являє собою дисперсійну матрицю. Вид палива, у якому мікрочастинки, що діляться, розподілені у об'ємі матеріалу (матриці), що не ділиться, називається дисперсійним паливом. Основною перевагою ядерного палива дисперсійного типу є його підвищена стійкість до радіації при тривалій експлуатації твелів у порівнянні з твелями, що містять сердечники з однорідного ядерного палива. Саме тому дисперсійне паливо знаходить широке застосування у дослідницьких і матеріалознавчих реакторах, у ядерних установках спеціального призначення, для яких характерні підвищена щільність поділу, підвищена потужність

енерговиділення і температура. Висока радіаційна стійкість дисперсійного палива забезпечується його структурою, у якій продукти поділу локалізуються у паливних частинках або біля них. Кожна частка ядерного палива, диспергована у паливній композиції, являє собою мікротвел, у якому роль оболонки, яка стримує об'ємні зміни сердечника, виконує матриця. Роз'єднаність продуктів поділу і безперервність матриці запобігають ушкодженню сердечника твела. У процесі роботи твела з дисперсійною паливною композицією навколо кожної паливної частки утворюється шар взаємодії певної товщини з пошкодженого продуктами поділу матеріалу матриці. Саме характер поведінки і розвитку шарів взаємодії навколо паливних частинок визначає граничні можливості дисперсійного палива. В останні десятиліття з'явився ще один напрям для застосування і вдосконалення дисперсійного ядерного палива. У ядерних країнах накопичилося надмірна кількість збройового і енергетичного плутонію. США і Росія домовилися про обмеження його виробництва. У рамках домовленостей передбачається також спалювання надлишкового плутонію у енергетичних реакторах. У рамках спільного російсько-американського проекту, націленого на утилізацію надлишкового плутонію, у Росії проводилося проектування модульного гелієвого реактора з ККД газотурбінного циклу до 50% і розробка дисперсійного палива для цього реактора. Крім того, у легководних реакторах розпочали використовувати регенований плутоній у вигляді суміші оксидів плутонію і урану. Однак навіть при масштабному переході на таке паливо завдання скорочення запасів плутонію не вирішується, оскільки при цьому у реакторах триває напрацювання плутонію-239. Цілий ряд дослідників в усьому світі пропонують утилізувати надлишковий плутоній при використанні плутонієвого палива у безурановій матриці. Таке дисперсійне паливо отримало назву Inert Matrix Fuel (IMF). Паливо IMF дозволяє залучити надлишковий збройовий і енергетичний плутоній у ядерну енергетику без його подальшої переробки. Цей вид палива дозволяє збільшити вигорання ізотопів, що діляться, до 100 МВт на добу / кг і більше, що підвищує економічну ефективність паливного циклу та значно знижує вартість виробництва електроенергії. Використання IMF допускає

подальше пряме захоронення відпрацьованого ядерного палива, що зменшує ризику поширення ВЯП і вельми привабливо з економічної точки зору у зв'язку зі значним зниженням витрат на переробку та захоронення ВЯП.

Матеріалом палива у даній роботі є цирконієвий сплав (TRU-10Zr), який складається з трансуранових елементів із включенням 10 мас.% цирконію. Щільність суміші ядерного палива складає 10.37 г/см³. Ізотопний склад урану і трансуранових елементів у мас.% представлені в таблиці 2.1. Цей ізотопний склад відповідає складу відпрацьованого ядерного палива атомних станцій після вилучення з нього ²³⁸U.

Таблиця 2.1.

Ізотопний склад палива з трансуранових елементів

Елемент	U-235	U-236	U-238	Np-237	Pu-239	Pu-240	Pu-241	Pu-242	Am-241	Am-242m	Am-243	Cm-243	Cm-244	Cm-245	Cm-246
Склад, мас.%	0.0039	0.0018	0.4234	4.313	53.901	21.231	3.870	4.677	9.184	0.0067	1.021	0.0018	0.1158	0.0125	0.0010

Необхідно відзначити, що склад відпрацьованого ядерного палива хоча і не сильно, але все ж варіюється для різних типів ядерних реакторів (наприклад для ВВЕР и PWR). Цей момент повинен бути врахований при проектуванні конкретних гібридних реакторів. Також у паливній композиції, хоч і у дуже малій кількості, присутні ²³⁵U та ²³⁸U. Це пов'язано з тим, що при переробці неможливо на 100% видалити ці паливні елементи.

Таким чином, активна зона у розрахунковій моделі складається у об'ємному співвідношенні з гомогенної суміші: ядерного палива TRU-10Zr – 14%, сталі типу НТ-9 – 10.3%, ЕСВ – 69.5%. Довжина основної частини реактора складає 4 м.

Крім дисперсійного палива, у світі використовуються і інші види ядерного палива, основними з яких є керамічне та металеве ядерне паливо. Металевий уран порівняно рідко використовують як ядерне паливо. Його максимальна

температура обмежена 660 °С. При цій температурі відбувається фазовий перехід, у якому змінюється кристалічна структура урану. Фазовий перехід супроводжується збільшенням обсягу урану, що може привести до руйнування оболонки ТВЕЛів. При тривалому опроміненні у температурному інтервалі 200-500 °С уран схильний до радіаційного росту. Це явище полягає у тому, що опромінений урановий стрижень подовжується. Експериментально спостерігалось збільшення довжини уранового стрижня у півтора рази. Використання металевого урану, особливо при температурі більше 500 °С, утруднено через його розпухання. Після поділу ядра утворюються два осколки поділу, сумарний обсяг яких більше обсягу атома урану (плутонію). Частина атомів – осколків поділу є атомами газів (криптон, ксенон і ін.). Атоми газів накопичуються у порах урану і створюють внутрішній тиск, який збільшується з підвищенням температури. За рахунок зміни обсягу атомів у процесі ділення і підвищення внутрішнього тиску газів уран та інші ядерні палива починають розпухати. Під розпуханням розуміють відносну зміну обсягу ядерного палива, пов'язане з розподілом ядер. Розпухання залежить від вигорання і температури ТВЕЛів. Кількість осколків розподілу зростає зі збільшенням вигорання, а внутрішній тиск газу - зі збільшенням вигорання і температури. Розпухання ядерного палива може привести до руйнування оболонки ТВЕЛУ. Ядерне паливо менш схильне розпухання, якщо воно має високі механічні властивості. Металевий уран якраз не відноситься до таких матеріалів. Тому застосування металевого урану у якості ядерного палива обмежує вигорання, яке є однією з головних оцінок економіки атомної енергетики. Радіаційна стійкість і механічні властивості палива поліпшуються після легування урану, у процесі якого в уран додають невелику кількість молібдену, алюмінію та інших металів. Легуючі добавки знижують число нейтронів поділу на один захоплений нейтрон ядерним паливом. Тому легуючі добавки до урану прагнуть вибрати з матеріалів, слабо поглинаючих нейтрони. До хороших ядерних палив відносяться деякі тугоплавкі сполуки урану: оксиди, карбіди і інтерметалеві з'єднання. Найбільш широке застосування отримала кераміка - двоокис урану UO_2 . Її температура плавлення дорівнює

2800 °С, щільність – 10.5 т/см³. У двоокису урану немає фазових переходів, він менш схильний до розпухання, ніж сплави урану. Це дозволяє підвищити вигорання до декількох відсотків. Двоокис урану не взаємодіє з цирконієм, ніобієм, нержавіючою сталлю і іншими матеріалами при високих температурах. Основний недолік кераміки - низька теплопровідність – 4.5 кДж/(м·К), яка обмежує питому потужність реактора по температурі плавлення. Так, максимальна щільність теплового потоку у реакторах ВВЕР, працюючих на двоокису урану не перевищує $1.4 \cdot 10^3$ кВт/м², при цьому максимальна температура у стрижневих ТВЕЛх досягає 2200 °С. Крім того, гаряча кераміка дуже крихка і може розтріскуватися.

Оскільки зона генерації нейтронів (плазмовий шнур) злегка виступає за межі основної частини ядерного реактора, як показано на рисунку 2.4, ця частина гібрида повинна мати захист з деяких причин. По-перше, у цій області знаходиться зона з обладнанням для введення пучка нейтральних атомів, а також надпровідні магніти відкритої пастки, які потрібно захищати від нейтронного впливу. Крім того, частина нейтронів з активної зони реактора також буде вилітати за межі дзеркальної пастки у стелараторній частині установки, що додатково збільшить навантаження на оточуючі цю зону пристрої. Тому у моделі у місці з'єднання відкритої пастки та стеларатора передбачений захист. Захисне оточення являє собою ємність з борованою водою, яка не тільки буде поглинати нейтрони, але і охолоджувати теплонапружену частину першої стінки. Оскільки нейтрони слабо поглинаються у речовині, їх попередньо потрібно уповільнити. Для цього придатна вода. Особливості звичайної води як сповільнювача – її доступність і дешевизна. Уповільнені нейтрони потім поглинаються речовиною з високим перетином поглинання повільних нейтронів. Вода уповільнює швидкі нейтрони, а речовина, у якості якої виступає бор, добре поглинає теплові нейтрони. У природному борі міститься стабільний ізотоп ¹⁰B. Саме цей ізотоп добре поглинає теплові нейтрони. Його перетин поглинання теплових нейтронів становить близько 4000 барн [106]. У результаті поглинання нейтрона ¹⁰B переходить у ¹¹B, який знаходиться у збудженому стані. Далі збуджене ядро ¹¹B

миттєво розпадається з утворенням ядра ${}^7\text{Li}$ і випусканням α – частинки. При моделюванні концентрація бору у воді була взята 10 г/кг, ізотопний вміст ${}^{10}\text{B}$ – 20% та ${}^{11}\text{B}$ – 80%. Довжина судини з борованою водою 2.5 м, товщина 27 см, і розташований він по обидві сторони від основної частини реактора. У правій частині реактора зроблено наскрізний отвір з поперечною площею 80 см^2 для забезпечення доступу до плазми пучка швидких атомів (див. Рис. 2.4, вхідний отвір для інжекції пучка швидких атомів).

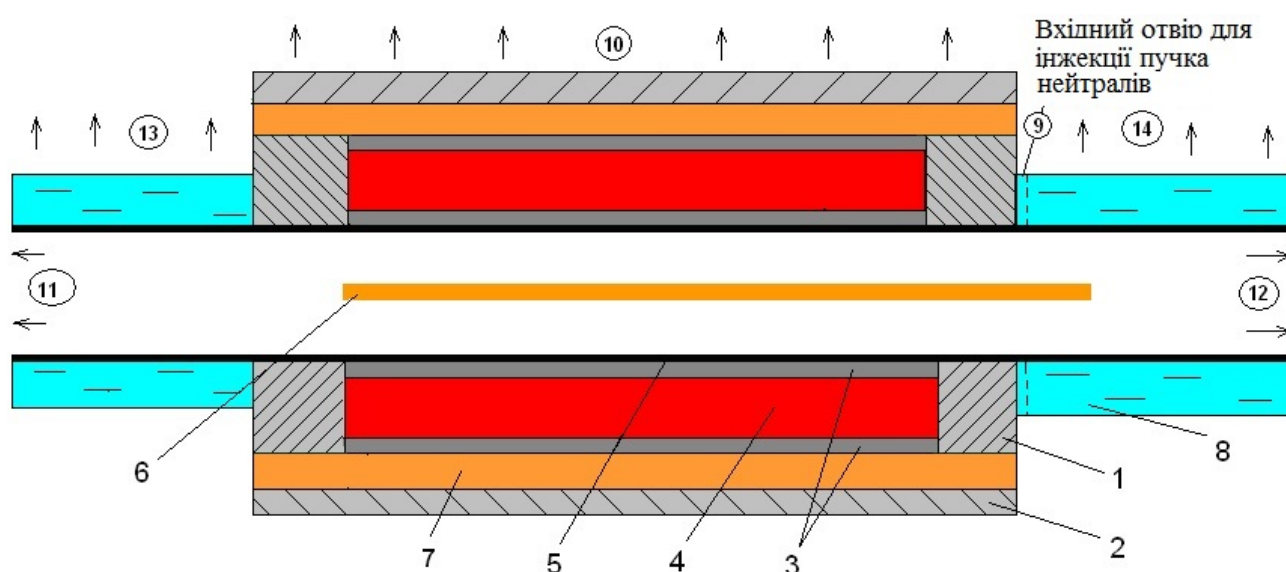


Рис. 2.4. Схема реакторної частини гібридного реактора.

1 – аксіальний відбивач; 2 – суміш легированої сталі S30467 типу 304B7 з водою; 3 – теплоносій (ЭСВ); 4 – активна зона; 5 – перша стінка; 6 – нейтронне джерело; 7 – радіальний відбивач; 8 – борована вода; 9 – вхідний отвір для інжекції пучка швидких атомів; 10 – зовнішня поверхня реактора; 11 та 12 – лівий і правий виходи аксіального отвору; 13 та 14 – зовнішні поверхні лівої та правої судин з борованою водою.

У розрахункову модель включене зовнішнє джерело термоядерних нейтронів. Щільність ізотропного випромінювання нейтронів розподілена по всій довжині плазмового шнура, довжина якого складає 4 м, а радіус – 10 см. Термоядерні нейтрони моделюються з кінетичною енергією 14.1 МеВ. Розподіл інтенсивності по всій довжині нейтронного джерела, який був використаний при моделюванні у програмі MCNPX, показано на рисунку 2.5 [107]. Як видно з

рисунка, інтенсивність нейтронів джерела набагато вища на краях. Це пов'язано з конструкторськими особливостями відкритої пастки, де заряджені іони сповільнюються поблизу точок відбиття і відповідно у цих місцях йде їх накопичення, що викликає генерацію термоядерних нейтронів з більшою інтенсивністю. У всіх розрахунках у данній дисертаційній роботі загальна кількість частинок, що випускаються джерелом, нормовано на одиницю.

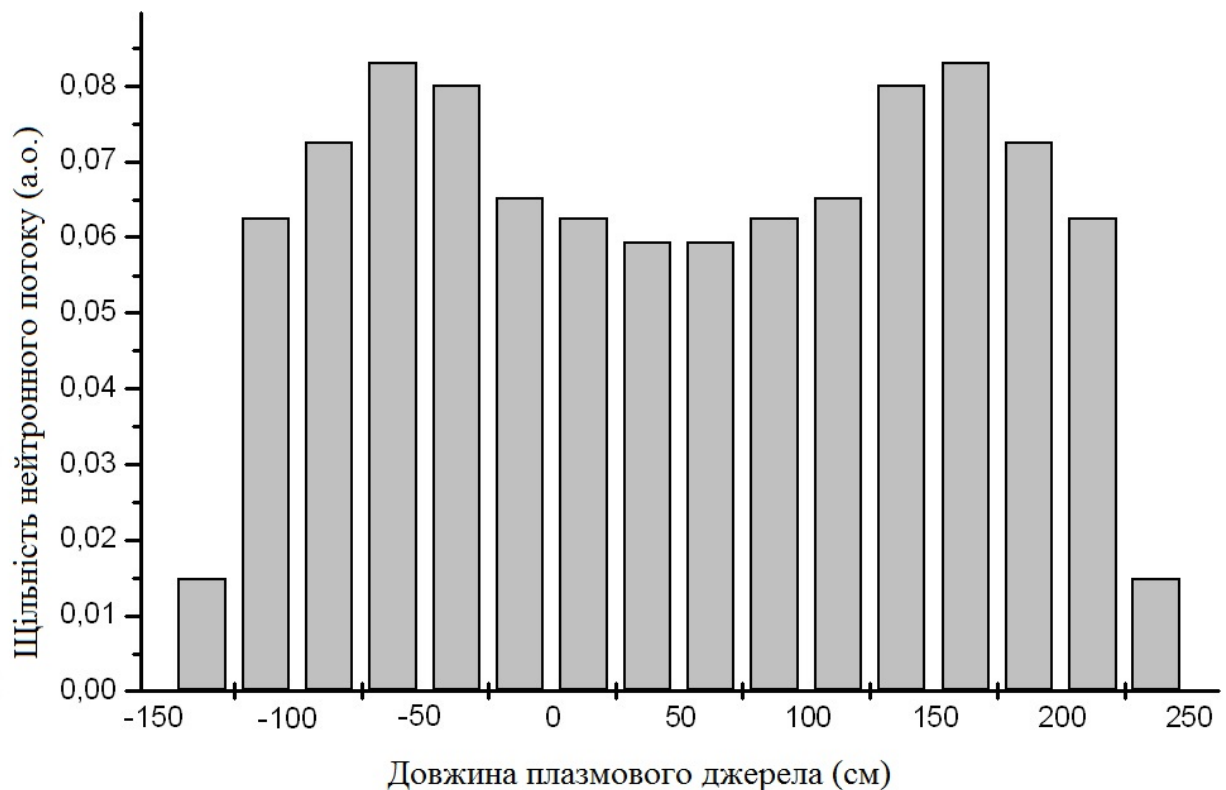


Рис. .2.5. Лінійна інтенсивність генерації нейтронів для $E_{\text{інж}} = 300$ кеВ та температури фонової плазми $T = 3$ кеВ.

2.3. Нейтронна модель термоядерного джерела нейтронів

Відповідно до потреб ядерної енергетики дослідження радіаційних ушкоджень матеріалів поширилися на область високих доз, високої щільності дефектів, високоенергетичного опромінення, високих енергій первинно-вібитих атомів та інших специфічних ефектів, характерних для матеріалів реакторів на швидких нейтронах, а також термоядерних реакторів. До матеріалів активної зони швидких реакторів, а також до першої стінки термоядерних реакторів пред'являються високі вимоги. Так, наприклад, матеріали оболонки твелів

протягом експлуатації піддаються опроміненню інтегральним потоком нейтронів до 10^{23} нейтр./см² при $E_n > 1$ MeV і необхідно знати, які зміни у міцності, пластичності і так далі відбуваються з цими матеріалами у процесі експлуатації при постійному опроміненні високоенергетичними частинками. Іншими словами, потрібно знати межу міцності для матеріалів, які планується у майбутньому використовувати як для швидких реакторів, так і для термоядерних.

Потужні джерела термоядерних нейтронів з реакції D-T з енергіями ~ 14 MeV представляють особливий інтерес для тестування і аналізу придатності матеріалів для використання у термоядерних реакторах. Проблема дослідження і розробки матеріалів для термоядерних реакторів вже давно визнана такою ж важливою, як утримання плазми, але вона отримала тільки частину уваги. Як очікується, потік нейтронів у термоядерному реакторі буде у десятки разів вище, ніж у існуючих теплових реакторах типу PWR і ВВЕР, які займають основну частку у виробленні ядерної енергії у світі. А це означає, що вимоги до конструкційних матеріалів також значно вищі, ніж у існуючій сьогодні ядерній енергетиці. Крім того, при високих робочих температурах вище 500 °C одним з найважливіших факторів є високотемпературне окрихчення. Воно викликано гелієм, що утворюється у результаті ядерної реакції (n, α) майже з усіх елементів, які містяться у матеріалах оболонок. З огляду на те, що гелій має дуже низьку розчинність у кристалічній ґратці нержавіючих сталей, відбувається його накопичення, а іноді і утворення пухирів, у результаті чого матеріал стає крихким.

У реальних випробуваннях матеріалів досліджувані зразки повинні знаходитися під опроміненням такого нейтронного потоку і таку кількість часу, які можна порівняти у очікуваних у майбутньому термоядерних електростанціях.

У Російській Федерації активно розвивається концепція джерела термоядерних нейтронів на основі сферичного токамака для зменшення (випалювання) значної кількості трансуранових елементів, які накопичилися у відпрацьованому ядерному паливі, а також для напрацювання вторинного ядерного палива у вигляді ізотопів ^{239}Pu та ^{233}U з ^{238}U та ^{232}Th , відповідно [108]

для залучення великої кількості світових запасів ^{238}U та ^{232}Th у ядерну енергетику. Окремо слід також сказати про великі об'єми відвального урану, яке залишається після виготовлення ядерного палива для атомних станцій. Основу цих запасів складає ^{238}U . В Україні термоядерне джерело нейтронів на основі стеларатора та відкритої пастки [5] розробляється для управління швидким підкритичним реактором, основним завданням якого є випалювання трансуранових елементів з відпрацьованого ядерного палива. З огляду на майбутнє, для України створення подібної установки має велике значення, адже на її території на атомних станціях працює 15 ядерних блоків, з яких щорічно вивантажується значна кількість відпрацьованого ядерного палива. У даний час це ядерне паливо не переробляється.

Тут слід зауважити, що важливо розвивати та досліджувати саме термоядерні джерела нейтронів, адже у цьому випадку можливо досліджувати не тільки матеріали на міцність, але й безліч суто термоядерних завдань.

У цьому розділі представлена модель термоядерного джерела нейтронів без детального моделювання конкретних технічних деталей. Спрощена геометрична модель вибиралася на основі декількох припущень:

- кожна частина джерела термоядерних нейтронів володіє циліндричною симетрією;
- матеріали усіх основних геометричних блоків, що входять у модель, представляють собою гомогенну (однорідну) суміш з усіх складових їх елементів.

Уся модель має циліндричну симетрію відносно горизонтальної осі. Її радіальна і осьова структура показана на рисунку 2.6. Вакуумна камера містить дейтерій-тритієву плазму, яка виступає у якості джерела термоядерних нейтронів з енергією 14 МеВ. Перша стінка отримує велике навантаження від нейтронів високих енергій із плазмового джерела, а також теплове плазмове навантаження. Перша стінка повинна забезпечити захист конструкцій, розташованих усередині вакуумного обсягу, зняття енергії плазми і повинна бути сумісна з вимогами по домішковому складу плазми. Таким чином, взаємодія плазми з матеріалом першої

стінки є ключовою проблемою до досягнення умов запалювання і підтримки термоядерної реакції протягом тривалого часу. Вибір матеріалів має принципове значення для створення термоядерної енергетики і вирішити цю проблему можливо тільки за допомогою експериментів спільно з програмою опромінення матеріалів потоками швидких нейтронів.

Для того щоб отримати більш тривалий термін служби першої стінки, швидкість її пошкодження повинна бути низькою і тому внутрішній радіус вакуумної камери був обраний 1 м. Простір між плазмою і першої стінкою зарезервовано для опромінення зразків. Товщина першої стінки становить 3 см.

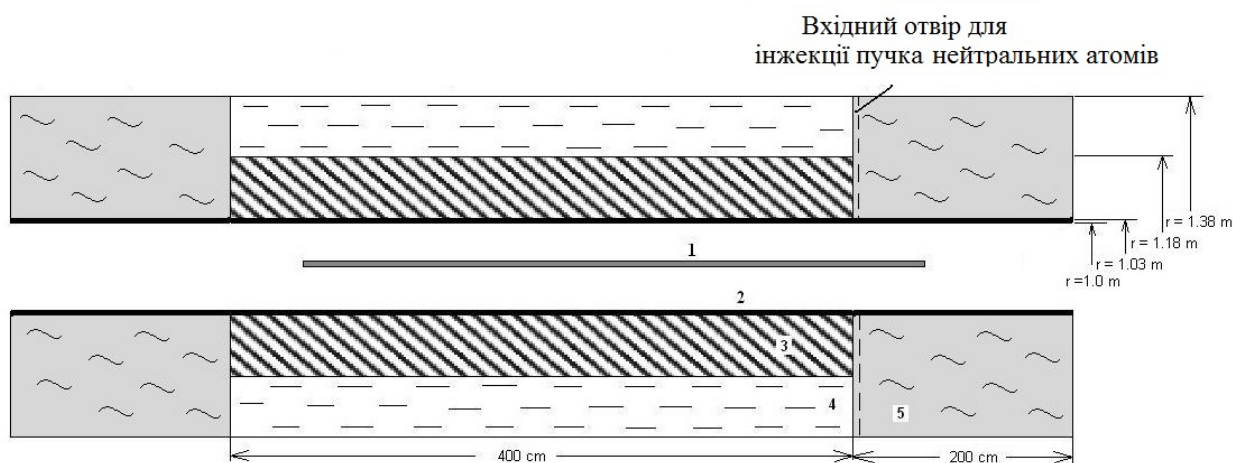


Рис.2.6. Аксіальний перетин моделі нейтронного джерела.

1 – джерело термоядерних нейтронів; 2 – перша стінка; 3 – теплоносій (ЕСВ); 4 – захисний шар з гомогенної суміші нержавіючої сталі і води у співвідношенні 60:40 об.% (сталь містить 1.75 % натурального бора); 5 – борована вода.

Товщина евтектики зі свинцю та вісмуту (буфера) становить 15 см і служить як для охолодження першої стінки, так і для розмноження нейтронів за рахунок ядерної реакції ($n, 2n$). Ця реакція як для свинцю, так і для вісмуту має пороговий характер і йде при енергіях налітаючих нейтронів більше 7 MeV. Варто відзначити, що шар з важких елементів є хорошим відбивачем для нейтронів. Оскільки термоядерне джерело нейтронів буде генерувати нейтрони з енергією 14 MeV, то реакція розмноження нейтронів на свинці буде йти досить інтенсивно, і це призведе до того, що нейтронний спектр, яким опромінюватимуться зразки,

буде знаходитись у широкому інтервалі енергій. Товщина зовнішнього захисного шару становить 20 см. Захист потрібен для зменшення радіального нейтронного витоку за межі розглянутої моделі термоядерного джерела нейтронів. Щільність і вміст різних матеріалів буфера, а також захисного шару обрані такі ж, які вже були описані у розділі 2.2.

Термоядерні нейтрони з енергією 14 МеВ виробляються у плазмі за допомогою термоядерної реакції хлюпаючихся іонів тритію з дейтерієм. Через ефект дзеркального відображення, описаного у розділі 2.2, у моделі нейтронного джерела кінці зони нейтронного опромінення оточені судинами, наповненими борованою водою з метою поглинання нейтронів. Концентрація бора у воді становить 10 г/кг, при цьому вміст ^{10}B – 20%, а ^{11}B – 80%. Кожна посудина з борованою водою має довжину 2 м і товщину 35 см. У правій частині нейтронного джерела знаходяться два циліндричні отвори площею 80 см^2 для забезпечення доступу до плазми пучка нейтральних атомів (Рис.2.6, вхідний отвір для інжекції пучка нейтральних атомів). Загальна довжина моделі нейтронного джерела становить 8 м, з яких 4 м становить основна частина джерела і по 2 метри складають судини з борованою водою по обидва боки основної частини моделі.

У розрахунковій моделі об'ємне джерело термоядерних нейтронів з енергією 14 МеВ представлено безліччю циліндричних об'ємів з радіусом 20 см. Загальна довжина нейтронно-генеруючої зони становить 4 м. Відносний розподіл інтенсивності по довжині джерела нейтронів, який використовується у моделі MCNPX, береться з роботи 107. Загальна термоядерна потужність джерела становить 17 МВт.

Матеріали цього розділу були опубліковані у роботах [5-7, 11] і представлені у матеріалах конференцій [13, 14, 17, 18].

2.4. Висновки до розділу 2

У розрахунках перенесення нейтронів через речовину можуть застосовуватися різні методи. Аналіз існуючих методів показав, що при

проведенні імітаційного комп'ютерного моделювання найбільш доцільно застосовувати метод Монте-Карло.

Очевидно, що з безлічі існуючих програмних кодів необхідно вибирати ті, які дозволяють використовувати різні фізико-математичні моделі. Це дозволяє найбільш адекватно описати систему, що досліджується. З цієї точки зору оптимальним є пакет програм MCNPX. Для цього комп'ютерного коду відпадає додаткова підготовка бібліотек з багатогруповим наближенням. Однією з переваг даного коду є можливість опису не тільки будь-яких складних геометричних систем, але й зовнішніх джерел іонізуючих випромінювань. Додатково уточнено, що при наявності відповідних баз даних для моделювання необхідно застосовувати оцінені ядерні дані типу ENDF версії не нижче VI.

У даному розділі вперше розроблено компактну загальну комп'ютерну модель ядерно-термоядерного гібрида, а також концептуальну схему підкритичного ядерного реактора, керованого зовнішнім термоядерним джерелом нейтронів. Підкритичний ядерний реактор складається з наступних основних гомогенізованих елементів:

- Вакуумна камера діаметром 1 м., всередині якої розміщене плазмове дейтерій-тритієве джерело нейтронів довжиною 4 м.
- Перша стінка реактора, що складається зі сталі типу НТ-9 і яка має товщину 3 см.
- Теплоносій товщиною 15 см., який являє собою евтектику свинцю та вісмуту. З одного боку теплоносій служить для відводу тепла від першої стінки реактора, з іншого – для розмноження нейтронів.
- Активна зона підкритичного реактору товщиною 27 см. Паливом для завантаження до активної зони є відпрацьоване ядерне паливо з теплових атомних станцій типу ВВЕР та PWR. Особливістю даного палива являється те, що з нього завчасно видаляються уран та продукти поділу.
- Зона розширення товщиною 15 см. З фізичної точки зору, основною метою даної зони є завантаження додаткового палива для підтримання

ефективного коефіцієнта розмноження нейтронів на заданому рівні, а також для введення поглинаючих стрижнів у разі аварійних ситуацій.

- Осьовий відбивач, який служить для повернення частини нейтронів назад до активної зони реактора.
- Радіальний відбивач товщиною 30 см. Основним завданням даного елемента є напрацювання тритію, який необхідний для роботи термоядерного джерела нейтронів. Саме напрацювання тритію всередині будь-якої термоядерної установки – одна з основних вимог, які ставляться до даного типу пристроїв. Це пов'язано з дороговизною тритію, а також з його відсутністю на Землі. Додатково радіальний відбивач служить для повернення частки нейтронів у активну зону реактора.
- Із зовнішнього боку реактор оточений захисним шаром. Мета – поглинути максимальне число нейтронів, тим самим зменшивши теплове навантаження на надпровідні котушки, адже для їх охолодження потрібно витратити чималу енергію.
- На торцях реактора розташований захист для зменшення нейтронного потоку як від термоядерного джерела, так і з активної зони реактора. Це пов'язано з тим, що у цих місцях розташовано різноманітне обладнання для діагностики плазми, а також обладнання для інжекції нейтрального пучка атомів для нагріву плазмового шнура.

У даному розділі описана важлива проблема радіаційних ушкоджень матеріалів, які можуть у майбутньому використовуватися як у реакторах на швидких нейтронах, так і у якості першої стінки термоядерних реакторів. Для вирішення даного роду проблем вперше розроблена концептуальна схема термоядерного джерела нейтронів.

Термоядерне джерело нейтронів складається з наступних основних елементів:

- Вакуумна камера діаметром 2 м., всередині якої розміщене термоядерне дейтерій-тритієве джерело 14-ти мевних нейтронів довжиною 4 м.

- Перша стінка реактора, що складається зі сталі типу НТ-9 і яка має товщину 3 см.
- Теплоносій товщиною 15 см., який являє собою евтектику свинцю та вісмуту. З одного боку теплоносій служить для відводу тепла від першої стінки реактора, з іншого – для розмноження нейтронів та для часткового їх відбиття.
- Із зовнішнього боку, а також на торцях, модельованої системи знаходиться захист, основним завданням якого є зменшення нейтронного потоку. Тим самим вирішується питання теплового навантаження на надпровідні котушки, які використовуються для утримання плазми.

РОЗДІЛ 3

ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПІДКРИТИЧНОГО РЕАКТОРА

У даному розділі для комп'ютерної моделі підкритичного реактора були виконані та обговорюються наступні розрахунки:

- Спектр нейтронів у активній зоні реактора.
- Розподіл нейтронних полів у об'ємі реактора і енерговиділення у активній зоні реактора.
- Ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів, а також потужність реактора.
- Частка запізнілих нейтронів.
- Витік нейтронів з реактора у навколишній простір.
- Теплове навантаження і радіаційні пошкодження першої стінки дзеркальної пастки.
- Радіаційні пошкодження антен для високочастотного нагрівання плазми.
- Напрацювання тритію.
- Вигорання мінорних актинідів.
- Паливний цикл для мінорних актинідів. Повторне використання палива після вигорання.

3.1. Спектр нейтронів у активній зоні реактора

Для випалювання і трансмутації мінорних актинідів важливо знати спектр нейтронів у активній зоні реактора. У програмі MCNPX для обчислення потоку частинок через поверхню або у об'ємі використовуються відповідні функціонали. Оскільки інтерес представляє потік нейтронів у різних місцях активної зони реактора, а не середнє значення по всьому об'єму, у розрахунках був використаний функціонал, який обчислюється за такою формулою:

$$F 2 = \iiint_{AtE} \Phi(\vec{r}, E, t) dt \frac{dA}{A}, \quad (3.1)$$

де E – енергія частинки (MeV), A – площа поверхні (cm^2), через яку розраховується потік, t – час (сек), r – напрям, перпендикулярний до площі поверхні.

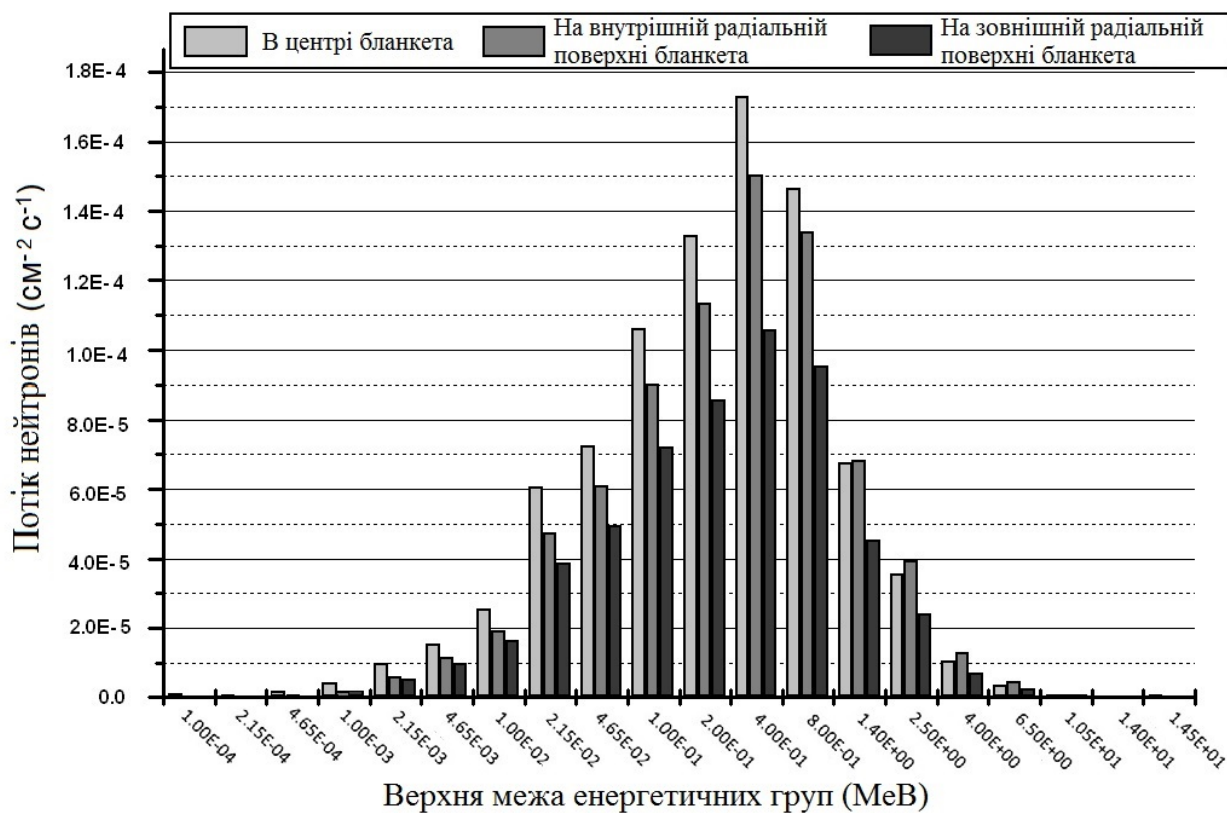


Рис.3.1. Спектр нейтронів у активній зоні реактора, усереднений по енергетичним інтервалам.

На рисунку 3.1 показаний спектр нейтронів для певних енергетичних інтервалів, нормований на один нейтрон джерела і усереднений за трьома поверхнями: центр активної зони, внутрішня та зовнішня радіальні поверхні активної зони [109]. Саме такий розрахунок спектра цікавий тим, що можна побачити різницю у щільності нейтронового потоку у різних частинах активної зони реактора.

Видно, що потік нейтронів на зовнішній радіальній поверхні активної зони реактора помітно нижче, ніж у будь-якій іншій області. Це пояснюється тим, що у цьому місці спостерігається найбільший спад нейтронного потоку через витік за межі активної зони реактора. Саме через більший нейтронний витік у цьому місці інтенсивність трансмутації буде нижче, але за аналогією з реакторами ВВЕР

паливо з цих зон у подальшому може бути переміщене ближче до центру зони, де потік нейтронів вищий і вигорання трансуранових елементів буде йти більш інтенсивно. У центральній частині активної зони реактора спостерігається максимальний потік нейтронів у діапазоні енергій $E_n < 1$ МеВ. Це пояснюється тим, що у цій частині активної зони йде мінімальний витік нейтронів, що зумовлює максимальний поділ трансуранових елементів. На внутрішній радіальній поверхні бланкета можна помітити збільшення нейтронного потоку для $E_n > 1$ МеВ. Основна причина цього криється у тому, що внутрішня поверхня бланкету знаходиться найближче до зони генерації термоядерних нейтронів. Крім того, слід зазначити, що частка термоядерних нейтронів у активній зоні мала, у той час як основну частину спектру складає спектр розподілу. При цьому середній потік швидких нейтронів у активній зоні реактора $\sim 5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см²·с.

На рисунку 3.2 показаний спектр нейтронів у плазмовому джерелі, що припадає на один нейтрон джерела [8]. У даному випадку для розрахунку був використаний функціонал, за допомогою якого розраховується середній нейтронний потік у зазначеному об'ємі. Цей функціонал у програмі MCNPX розраховується наступним чином:

$$F_4 = \iiint_{V,E} \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V}, \quad (3.2)$$

де E – енергія частинки (МеВ), V – об'єм (см³), у якому розраховується потік.

Визначенням потоку частинок є ніщо інше, як:

$$\Phi(\vec{r}, E, t) = v \cdot N(\vec{r}, E, t), \quad (3.3)$$

де v – швидкість частинки, N – щільність частинок.

Можна сказати, що інтегральний потік:

$$\iiint_{V,E} \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} = W v \frac{t}{V} = W \frac{T_e}{V}, \quad (3.4)$$

де T_e – довжина трека частинки (см), що дорівнює час пробігу помножити на швидкість частинки.

Щоб бути більш точним, нехай $ds = v \cdot dt$. Тоді інтегральний потік буде мати вигляд:

$$\iiint_{V/E} \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} = \iiint_{V/E} N(\vec{r}, E, t) ds dE \frac{dV}{V}. \quad (3.5)$$

Оскільки $N(\vec{r}, E, t) ds$ – щільність довжин треків частинок, програма MCNPX проводить оцінку інтеграла (3.4) шляхом підсумовування $W \frac{T_e}{V}$ для всіх треків частинок, які потрапляють у заданий об'єм, часовий та енергетичний інтервали.

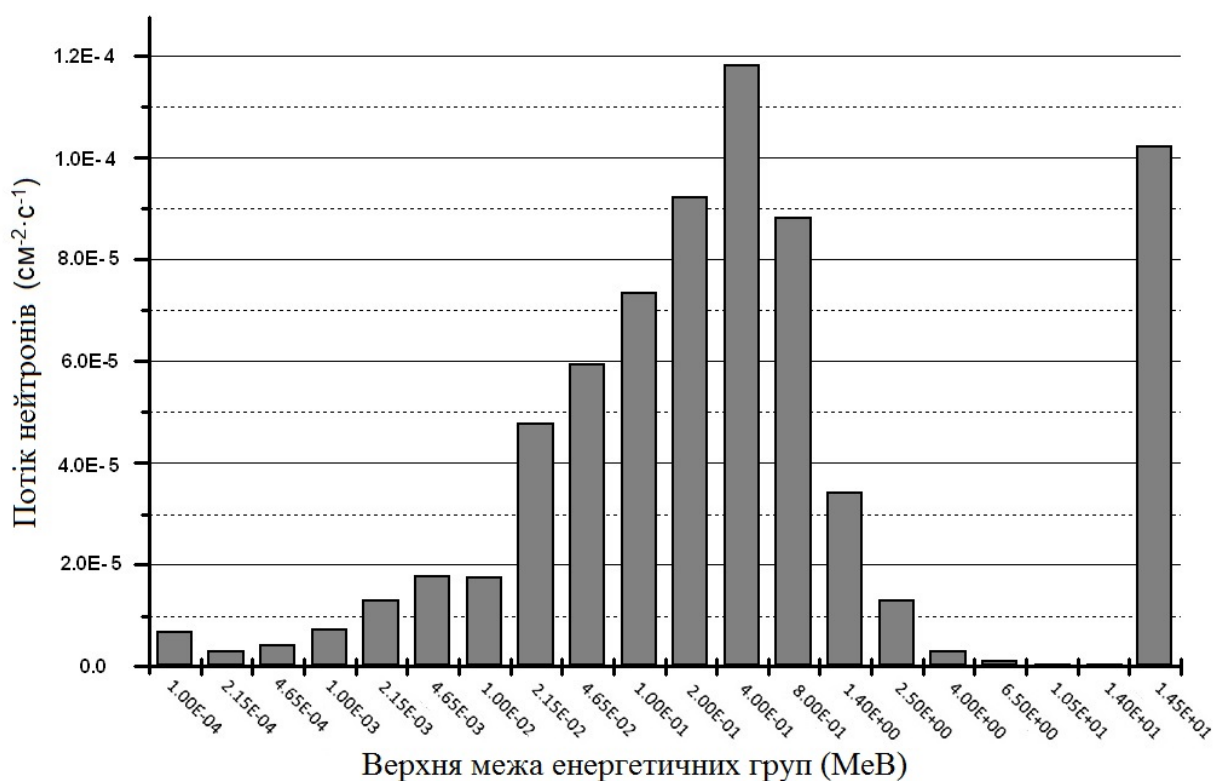


Рис.3.2. Спектр нейтронів у плазмовому джерелі.

З рисунка 3.2 можна помітити, що тут яскраво виражений пік термоядерних нейтронів, що виходять з плазмового джерела. Основу решти спектру складають нейтрони поділу з активної зони реактора, а також нейтрони, розмноженні за рахунок ядерної реакції $(n, 2n)$ у свинцево-вісмутовому середовищі, яке має великий перетин при енергіях налітаючих нейтронів > 7 MeV з максимальним виходом нейтронів з енергіями ~ 1 MeV. Однак енергетичний максимум нейтронного потоку знаходиться у районі 0.5 MeV, а не 1 MeV. Це пояснюється

тим, що нейтрон після народження і до зони детектування зазнає розсіювання у основному за рахунок пружних і непружних зіткнень, при цьому втрачається частина його енергії. Також слід додати, що значна частка нейтронів, які генеруються у активній зоні реактора за рахунок реакції поділу трансуранових елементів, також попадає до вакуумної камери, де знаходиться зона генерації термоядерних нейтронів.

Таким чином, наявність у вакуумній камері дзеркальної пастки не тільки термоядерних нейтронів від плазмового джерела, але й інших нейтронів, які утворюються у активній зоні підкритичного реактора, істотно впливає як на вибір конструкційних матеріалів для першої стінки, так і на її час життя під час роботи установки.

3.2. Розподіл нейтронних полів у об'ємі реактора і енерговиділення у активній зоні реактора

На рисунку 3.3 показано розподіл потоку нейтронів, які ініційовані тільки термоядерним джерелом і немає нейтронів поділу, що виходять з активної зони реактора (у програмі MCNPX існує можливість вимкнути реакцію поділу і спостерігати тільки за частинками із зовнішнього джерела). Як і очікувалося, радіальна залежність потоку нейтронів має максимум на осі системи. Два яскраво виражених піка на осі є наслідком наявності плазмового джерела нейтронів (див. Розділ 2). Рівень нейтронного потоку підвищується за рахунок нейтронів, віддзеркалених як від першої стінки, так і від теплоносія. Додаткова кількість нейтронного потоку забезпечується у наслідок ядерної реакції розмноження нейтронів ($n, 2n$) на ядрах свинцю і вісмуту, частина з яких повертається до вакуумної камери.

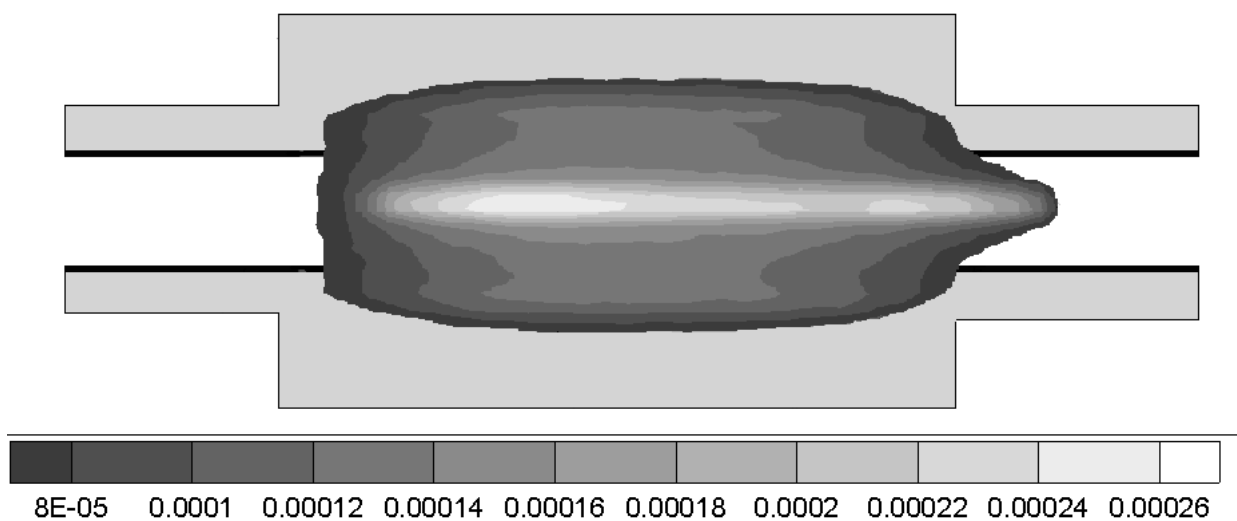


Рис.3.3. Розподіл нейтронного потоку від плазмового джерела.

($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$).

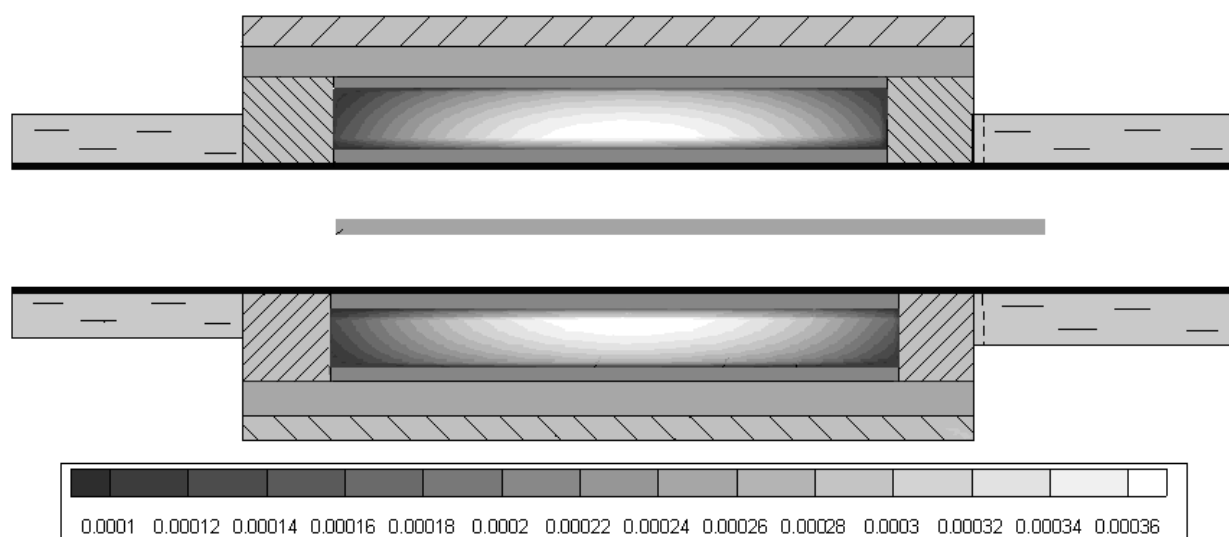


Рис.3.4. Розподіл енерговиділення у бланкеті ($\text{МэВ}/\text{см}^3/\text{нейтрон джерела}$).

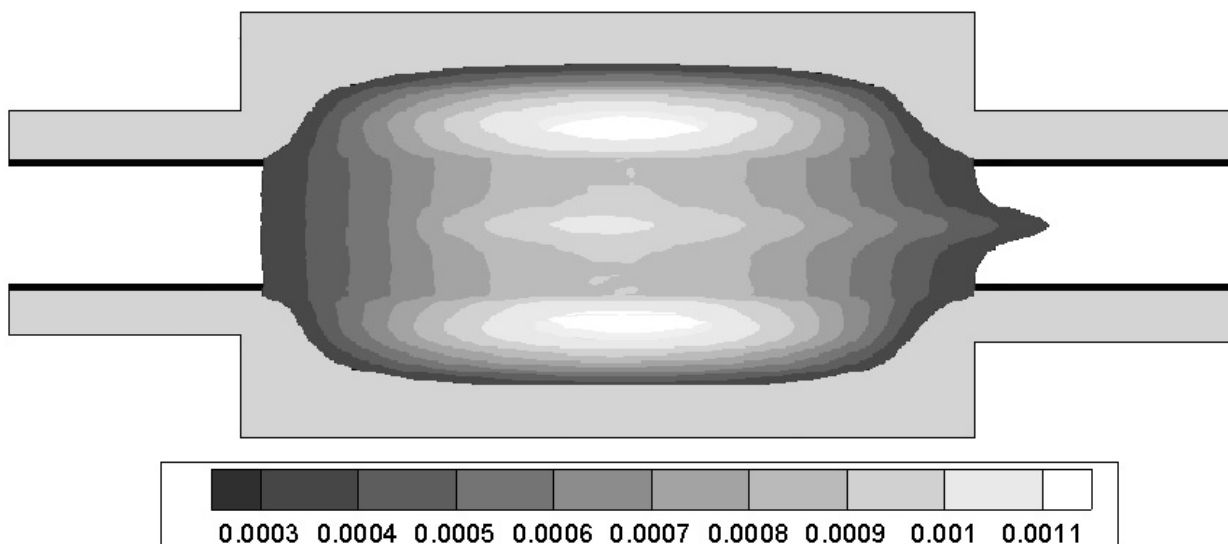


Рис.3.5. Розподіл нейтронних полів у ядерному реакторі ($\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$).

Розподіл щільності енерговиділення і повний потік нейтронів всередині бланкета представлені на рисунках 3.4 і 3.5, відповідно [8]. У центральній частині бланкета енерговиділення та нейтронний потік вище, ніж у периферійній області. Розподіл потоку нейтронів має два максимуми: один з них знаходиться у центрі активної зони реактора і утворюється в основному за рахунок нейтронів поділу, інший виникає на осі вакуумної камери у місці генерації нейтронів синтезу з більш низьким значенням щільності потоку. Що стосується вигорання трансуранових ізотопів, то можна зробити висновок, що воно буде йти швидше у центральній частині активної зони реактора, ніж на його периферії. З урахуванням цього при перевантаженні палива можна скористатися маніпуляціями, які застосовуються у сучасних теплових реакторах: менш вигоріле паливо можна пересувати з периферії до центральної частини активної зони на місце більш вигорілого, яке буде остаточно вилучатись з реактора та відправлятись у приреакторний басейн витримки для зменшення активності палива.

3.3. Ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів і потужність реактора

Ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів визначається як відношення кількості нейтронів у n -му поколінні до кількості нейтронів у $n-1$ поколінні [110]. Таким чином, якщо кількість нейтронів у різних поколіннях залишається незмінною, то $k_{\text{ефф}} = 1$ і виникає самопідтримуюча ланцюгова реакція поділу,

якщо ж $k_{\text{ефф}} < 1$, то реакція загасає. У розрахунковій моделі підкритичного реактора $k_{\text{ефф}} \approx 0.95$. Для підтримки ланцюгової реакції поділу використовується зовнішнє додаткове джерело термоядерних нейтронів, яке компенсує нестачу реактивності. У програмі MCNPX використовується три різних оцінки значення $k_{\text{ефф}}$, і для остаточного визначення значення $k_{\text{ефф}}$ обчислюється як статистичне поєднання усіх трьох:

1- Оцінка зіткнень

$$k_{\text{ефф}}^C = \frac{1}{N} \sum_i W_i \left[\frac{\sum_k f_k \bar{V}_k \sigma_{f_k}}{\sum_k f_k \sigma_{T_k}} \right], \quad (3.6)$$

де i – сумарна кількість всіх зіткнень у циклі, де можливий поділ, k – сума всіх нуклідів у матеріалі, які беруть участь у i -му зіткненні, σ_{T_k} – повний мікроскопічний перетин, σ_{f_k} – мікроскопічний перетин поділу, \bar{V}_k – середнє число швидких нейтронів або повне число нейтронів, що припадають на один акт поділу, f_k – атомна частка для k -го нукліда, N – номінальний розмір джерела, W_i – вага частки для i -го зіткнення.

Оскільки W_i являє собою число нейтронів, які беруть участь у i -му зіткненні,

то

$$W_i \left[\frac{\sum_k f_k \bar{V}_k \sigma_{f_k}}{\sum_k f_k \sigma_{T_k}} \right] \quad (3.7)$$

є очікуваним числом нейтронів, які будуть вироблятися у всіх процесах поділу при зіткненні. Таким чином, $k_{\text{ефф}}^C$ – середнє число нейтронів поділу, які виробляються у одному циклі.

2- Оцінка поглинань

Оцінка зіткнень для визначення значення $k_{\text{ефф}}$ для будь-якого активного циклу проводиться тоді, коли нейтрон взаємодіє з ділящимся нуклідом. Ця оцінка різниться для явного і неявного захоплення. Для явного захоплення:

$$k_{eff}^A = \frac{1}{N} \sum W_i \bar{v}_k \frac{\sigma_{f_k}}{\sigma_{c_k} + \sigma_{f_k}}, \quad (3.8)$$

де i є сума по кожній явній нагоді захоплення у k -му нукліді.

Для неявного захоплення :

$$k_{eff}^A = \frac{1}{N} \sum W_i \bar{v}_k \frac{\sigma_{f_k}}{\sigma_{c_k} + \sigma_{f_k}}, \quad (3.9)$$

де i є сума по усім зіткненням, де можливий поділ та $W_i' = W_i(\sigma_{c_k} + \sigma_{f_k}) / \sigma_{T_k}$ – вага, накопичена у неявному захопленні.

3- Оцінка довжини треку

Оцінка по довжині треку для визначення k_{eff} відбувається за рахунок постійного накопичення певних відстаней d , які нейтрон проходить у ділящому матеріалі, що знаходяться у деякій заданій комірці.

$$k_{eff}^{TL} = \frac{1}{N} \sum_i W_i \rho d \sum_k f_k \bar{v}_k \sigma_{f_k}, \quad (3.10)$$

де i – сума за всіма нейтронними траєкторіями, ρ – атомна щільність у заданій комірці, d – довжина треку від останньої події.

Оскільки $\rho d \sum_k f_k \bar{v}_k \sigma_{f_k}$ є очікуваною кількістю нейтронів поділу, отриманих уздовж траєкторії d , то k_{eff}^{TL} є третьою оцінкою середнього числа нейтронів поділу, отриманих у одному циклі на один нейтрон джерела.

У розрахунках середня енергія поділу, яка припадає на один нейтрон джерела дорівнює 1136 MeV [6], тоді як повна енергія, що виділяється у активній зоні реактора, дорівнює 1200 MeV.

У програмі MCNPX для обчислення повного або тільки за рахунок реакції поділу енерговиділення у об'ємі використовуються відповідні функціонали F6 і F7, які визначаються як:

$$F_{6,7} = \frac{\rho_a}{\rho_g} \iiint_{ViE} H(E) \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V}, \quad (3.11)$$

де ρ_a – атомна щільність (атом/см³), ρ_g – щільність (г/см³), $H(E)$ – енерговиділення, яке залежить від типу реакції. $H(E)$ приймає різні значення, які залежать від поставлених завдань. Таким чином для повного енерговиділення:

$$H(E) = \sigma_T(E) H_{avg}(E), \quad (3.12)$$

$$H_{avg}(E) = E - \sum_i p_i(E) [\bar{E}_{out_i}(E) - Q_i + \bar{E}_{\gamma_i}(E)], \quad (3.13)$$

де σ_T – повний мікроскопічний нейтронний перетин, E – енергія налітаючого нейтрона, $p_i(E)$ – ймовірність i -ї реакції, \bar{E}_{out_i} – середня енергія нейтрона, що утворився у i -й реакції, Q_i – виділення енергії у i -й реакції поділу, \bar{E}_{γ_i} – середня енергія γ кванта, що утворився у i -й реакції.

Для визначення енерговиділення тільки за рахунок реакції поділу у MCNPX використовується спрощена формула:

$$H(E) = \sigma_f(E) Q, \quad (3.14)$$

де $\sigma_f(E)$ – повний мікроскопічний перетин поділу.

Повна теплова потужність установки становить ≈ 1 ГВт теплової енергії при інтенсивності нейтронного джерела 6×10^{18} нейтронів у секунду, що відповідає коефіцієнту посилення потужності, рівному 65 (потужність термоядерного джерела становить 17 МВт). Якщо припустити, що коефіцієнт корисної дії (ККД) для даної системи (перетворення теплової енергії у електричну) буде наближатися до 40%, то потужність гібридного реактора може бути цілком порівнянна з серійними тепловими ядерними реакторами ВВЕР-440. Однак на відміну від ядерного реактора, у гібридній системі за рахунок поділу і трансмутації мінорних актинідів буде зменшуватися їх кількість, а не збільшуватися, що являє собою суттєву різницю у поводженні з ядерним паливом. Крім того, ще одним

позитивним моментом буде той факт, що у активній зоні гібридного реактора не буде ^{235}U . Тобто роль основного запального елементу буде відігравати ^{239}Pu .

3.4. Частка запізнiлих нейтронiв

Найбiльша кiлькiсть нейтронiв (вiд ~ 0.2 до $\sim 0.6\%$) званих «запiзнiлими», утворюється через деякий час пiсля закiнчення процесу подiлу ядра. Запiзнiлi нейтрони не є продуктами реакцiї β – розпаду. Але вони випускаються вiдразу за β – розпадом ядра-осколка, знимаючи з нього залишкову енергiю збудження.

Хоча частка запiзнiлих нейтронiв у повному числi нейтронiв подiлу мала, набагато бiльший середнiй час мiж актом подiлу i появою запiзнiлих нейтронiв у порiвняннi з часом життя миттєвих нейтронiв призводить до того, що середнiй, або ефективний, час життя нейтронiв у реакторi виявляється багато бiльше часу життя одних тiльки миттєвих нейтронiв. Завдяки запiзнiлим нейтронам середнiй час життя одного поколiння нейтронiв у тепловому реакторi у $\sim 10^3$ разiв бiльше, нiж миттєвих.

Частка запiзнiлих нейтронiв β_{eff} визначається як вiдношення середнього числа запiзнiлих нейтронiв до середнього числа нейтронiв, що випускаються при розподiлi. Для ^{235}U β_{eff} приблизно дорiвнює 7×10^{-3} , для ^{239}Pu – 2.5×10^{-3} . Частка запiзнiлих нейтронiв практично не залежить вiд енергiї нейтрона, що викликає подiл, i визначається ядром, що дiлиться. У таблицi 3.1 наведенi значення β_{eff} для ядер, що дiляться, при їх розподiлi тепловими нейтронами [111].

Таблиця 3.1.

Частка запiзнiлих нейтронiв

Ядро	^{235}U	^{238}U	^{237}Np	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{242}Pu	^{241}Am
β_{eff}	0.0064	0.0155	0.0041	0.0022	0.003	0.0055	0.0053	0.00142

У теплових реакторах основним iзотопом, що дiлиться, є ^{235}U , для якого $\beta_{\text{eff}} = 0.0064$, що становить 0.6% вiд загального числа нейтронiв для реакцiї подiлу. Цього достатньо для того, щоб реактор можна було утримувати у критичному станi автоматичними засобами регулювання. Саме це являється однiєю iз

основних перевагах даного типу реакторів. Але при цьому у ядерному паливі таких реакторів міститься збагачений до 2 – 5% ізоотп ^{235}U .

У гібридному реакторі основу палива складає ^{239}Pu , для якого $\beta_{\text{eff}} = 0.0022$, що у 3 рази менше ніж у теплових реакторах. Це означає, що управління реактором у критичному стані стає більш складним завданням. Це являється суттєвим недоліком реакторів на швидких нейтронах. Саме з цієї причини утримуючи реактор у підкритичному стані і підтримуючи ланцюгову реакцію поділу зовнішнім термоядерним джерелом, можливо досягти стабільної роботи всієї установки і недостача запізнених нейтронів не буде впливати на процес регулювання ланцюгової реакції поділу у активній зоні реактора.

3.5. Радіальний витік нейтронів

Результати розрахунків радіального витоку нейтронів [6] через зовнішню захисну поверхню ядерного реактора представлені нижче. Нейтронні витоки через окремі поверхні, нормовані на один термоядерний нейтрон джерела, представлені у таблиці 3.2. Всі поверхні, де проводилися розрахунки потоку нейтронів, показані на рисунку 3.6.

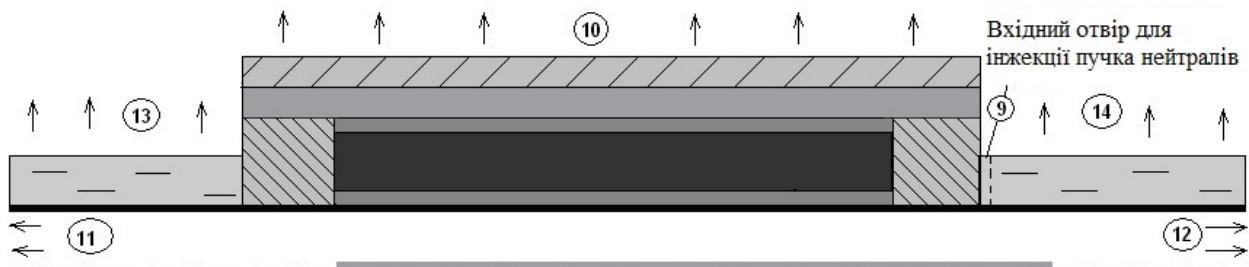


Рис. 3.6. Витік нейтронів через зовнішню поверхню ядерного реактора.

Таблиця 3.2

Нейтронний витік

Поверхня	9	10	11	12	13	14
Витік	$3.61 \times 10^{-3} \pm 1\%$	$1.7 \times 10^{-3} \pm 1\%$	$0.0881 \pm 0.3\%$	$0.0985 \pm 0.3\%$	$0.116 \pm 1\%$	$0.286 \pm 0.3\%$

Для порівняння представлені результати розрахунків радіального витоку нейтронів при відсутності захисту з борованою водою з обох боків реактора, а також через отвір, призначений для інжекції пучка нейтральних атомів для підігріву плазми (таблиця 3.3).

Таблиця 3.3

Нейтронний витік

Поверхня	9	13	14
Витік	$4.77 \times 10^{-3} \pm 1\%$	$1.3 \pm 0.4\%$	$3.13 \pm 0.2\%$

Як видно з наведених у таблиці 3.3 результатів, застосування захисного шару з борованою водою з обох сторін реактора призводить до того, що радіальний витік нейтронів у цих місцях на порядок нижче. Це пов'язано з тим, що вода уповільнює швидкі нейтрони, а бор добре їх поглинає. У природному борі міститься стабільний ізотоп ^{10}B . Саме цей ізотоп добре поглинає теплові нейтрони. Слід зазначити, що товщина торцевого захисту може варіюватися у залежності від того, яка буде інтенсивність нейтронного потоку у вакуумній камері відкритої пастки. Крім товщини захисту може змінюватися і концентрація борної кислоти у воді. За рахунок цього підбираються оптимальні розміри торцевого захисту з борованою водою, щоб знизити нейтронний потік до прийняттого рівня. Зниження нейтронного потоку потрібно в основному через те, що у такій установці для створення великих магнітних полів для утримання плазми потрібне застосування надпровідних котушок. Для охолодження цих котушок (наприклад ніобієвих) потрібні криогенні камери для створення наднизьких температур. Ці температури досягаються за рахунок рідкого гелію, у якого температура кипіння дорівнює 4.2 К і при атмосферному тиску він залишається рідким аж до абсолютного нуля температур. Гелій нейтральний і безпечний. Охолодження гелієм є досить дорогим, оскільки на кожен джоуль прийшовшого до магніту ззовні тепла потрібно витратити 500 джоулів на роботу

криогенної камери. Саме тому завдання зниження нейтронного потоку за межі підкритичного ядерного реактора є одним із пріоритетних. Адже при цьому зменшується не тільки кількість витраченої енергії на охолодження надпровідних магнітних котушок, але й радіаційне навантаження на конструкційні матеріали, які знаходяться поза зоною захисту реактора.

Попередня оцінка результатів розрахунків показує, що повна потужність за рахунок виходящих нейтронів, яка може виділитися у магнітних котушках, що оточують реактор, не перевищуватиме значення 5.7 кВт [7] з урахуванням інтенсивності нейтронного джерела 6×10^{18} нейтронів у секунду. Цю потужність обов'язково необхідно враховувати при розрахунку охолодження магнітних котушок, оскільки для створення магнітного поля для утримання плазми повинні застосовуватися надпровідні магнітні котушки і теплове збурення, що вноситься до них від нейтронного потоку, має бути мінімальним. Крім того, ця потужність значно нижча від критичної потужності (10 кВт), яка може виділятися у надпровідних магнітних котушках без суттєвих затрат на їх охолодження.

Модель гібридної установки розроблена з односторонньою інжекцією пучка нейтральних атомів для підігріву плазми. Для порівняння була промодельована ситуація з двосторонньою інжекцією. У випадку двосторонньої інжекції пучка нейтралів зона генерації термоядерних нейтронів подовжується на 1 метр при незмінних радіальних розмірах. Джерело нейтронів повністю симетричне щодо середньої площини. Розрахунки показують, що у цьому випадку потужність реактора зменшується на 12%. Зумовлене це тим, що частина термоядерних нейтронів з джерела у вакуумній камері вже не потрапляє до активної зони реактора. При цьому радіальний витік нейтронів залишається на тому ж рівні, що і з односторонньою інжекцією пучка. Це пов'язано з тим, що основна частина нейтронів, які вилітають за зовнішній захист реактора – це нейтрони поділу, які формуються безпосередньо у активній зоні реактору.

3.6. Теплове навантаження і радіаційні пошкодження першої стінки реактора

Однією з технологічних проблем, яка стосується будь-якої концепції термоядерного реактора є пошкодження першої стінки, викликані одночасно як нейтронним опроміненням, так і тепловим навантаженням від плазми. У разі чистого термоядерного реактора навантаження на першу стінку походить від джерела термоядерних нейтронів, що випромінює нейтрони безпосередньо на стінку. У разі ж гібридного ядерно-термоядерного реактора навантаження на першу стінку залежить не тільки від термоядерних нейтронів, але також і від нейтронів, що генеруються у реакціях поділу у активній зоні реактора. Розподіл теплового нейтронного навантаження по довжині першої стінки основної частини реактора, яка становить 400 см, показано на рисунку 3.7. Для обчислення теплового нейтронного навантаження у модель гібридного реактора були внесені зміни і використовувався наступний підхід: вся довжина першої стінки розбивалася на сегменти, рівні 20 см кожен і всі обчислення енерговиділення проводилися для кожного сегмента окремо. Такий підхід дозволив відійти від усереднення результату в усьому об'ємі першої стінки та отримати розподіл нейтронного навантаження по всій довжині першої стінки.

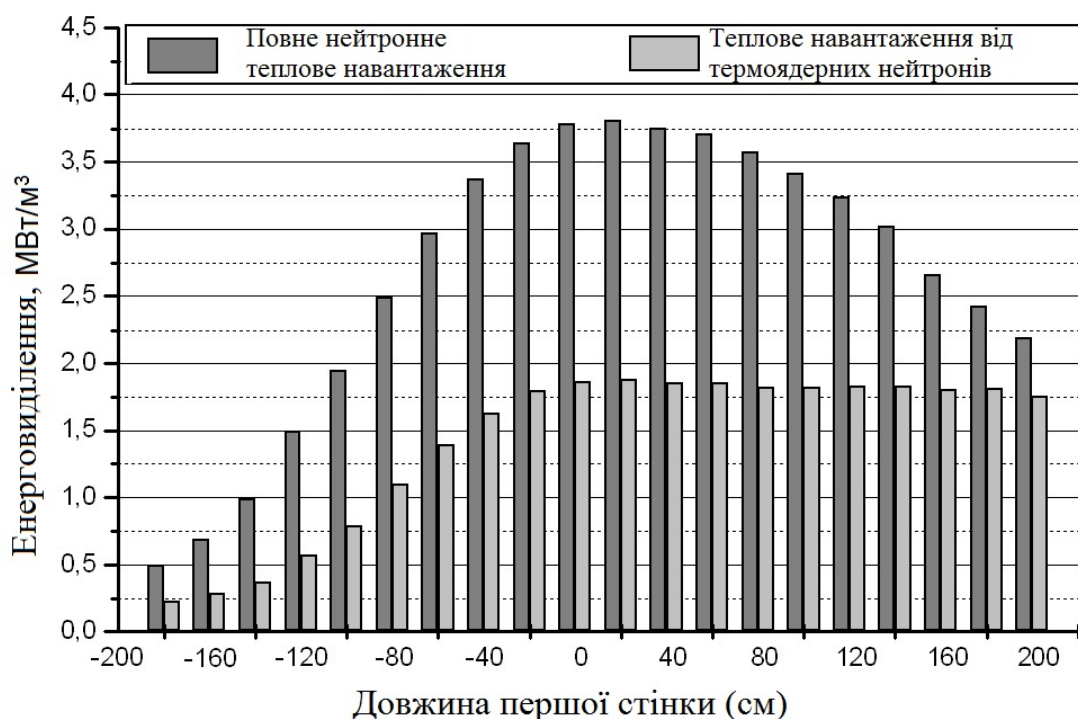


Рис.3.7. Розподіл нейтронного теплового навантаження на першу стінку.

Теплове нейтронне навантаження на першу стінку від плазмового джерела дорівнює 1.8 МВт/м^3 , у той час як повна теплова потужність, яка вноситься у першу стінку від усіх нейтронів, дорівнює значенню 3.7 МВт/м^3 . Звідси випливає, що лише половина теплового нейтронного навантаження на першу стінку обумовлена термоядерними нейтронами. Розподіл теплового нейтронного навантаження на першій стінці зсунутий вправо за рахунок використання односторонньої інжекції нейтральних атомів тритію у плазму, за рахунок чого плазмове джерело нейтронів також зсунує убік інжектуючих іонів.

Крім цього присутній також нагрів першої стінки внаслідок радіальних втрат плазми. У випадку, коли інтенсивність термоядерного джерела дорівнюватиме $6 \cdot 10^{18}$ нейтронів у секунду, термоядерна потужність становитиме $P_{\text{fus}} = 17 \text{ МВт}$. Посилаючись на результати роботи [112], у якій розрахований вихід термоядерної потужності як $Q_p = P_{\text{fus}}/P_{\text{heat}} = 0.5$, можна отримати потужність нагріву плазми $P_{\text{heat}} = 34 \text{ МВт}$. Якщо припустити, що 10% від потужності нагріву плазми осідає на першій стінці пастки, тоді щільність теплового навантаження на першу стінку складе 0.27 МВт/м^2 .

Існує також теплове навантаження на першу стінку від альфа-частинок, які генеруються у плазмі. Якщо припустити, що половина альфа-частинок з енергією 2 MeV (через енергетичні втрати при пробігу від термоядерного джерела до першої стінки) досягне першої стінки, то потужність нагріву може скласти величину, яка дорівнює 0.1 МВт/м^2 . У сукупності навантаження на першу стінку складе: від термоядерних нейтронів 0.54 МВт , від нейтронів поділу 0.51 МВт , від нагріву плазми 3.4 МВт і від альфа-частинок 1.25 МВт . Повна потужність, яка передається на першу стінку, може скласти 5.7 МВт , що еквівалентно середньому значенню 0.45 МВт/м^2 з максимальною величиною 0.5 МВт/м^2 [8]. Це нижче характерних значень навантажень на першу стінку для термоядерних установок, які, як очікується, будуть більше, ніж 1 МВт/м^2 .

Радіаційні ушкодження викликають погіршення механічних властивостей матеріалу, зокрема за рахунок окрихчення і розпухання. Фізичні процеси, які відбуваються у матеріалі під впливом нейтронів:

- Швидкі частинки «ламають» решітку, викликаючи перехід атомів матеріалу по ним. Це призводить до зменшення пластичності і зростання крихкості.
- Нейтрони можуть поглинатися різними атомами, викликаючи їх трансмутацію – перетворення у більш важкий елемент (наприклад, $^{56}\text{Fe} + n \Rightarrow ^{57}\text{Mn}$). Найчастіше утворюється радіоактивний ізотоп, і він розпадається через певний час. Так відбувається активація матеріалу – насичення його радіоактивними ізотопами.
- Ці радіоактивні ізотопи можуть розпадатися з утворенням альфа-частинок. Альфа-частинки залишаються у матеріалі. Гелій накопичується всередині матеріалу, викликає його розпухання і розтріскування. Аналогічні процеси (але у меншому масштабі) відбуваються з накопиченням водню, який утворюється при розпаді нейтронів.
- Для дуже швидких налітаючих нейтронів можливо безпосередньо отримати руйнування атома конструкційного матеріалу, з утворенням безлічі осколків та сильно радіоактивного залишку.
- Активація матеріалу призводить до зміни його хімічного складу і різноманітним корозійним процесам. Як наслідок за місцями зварювання і зпаєнь доводиться особливо ретельно стежити.

Дослідження змін фізичних властивостей опромінюваних матеріалів, а також вплив радіації на їх структуру є дуже актуальними проблемами фізики твердого тіла і радіаційного матеріалознавства [113]. Радіаційні пошкодження у матеріалі характеризуються кількістю сукупного числа зсувів на атом (ЗНА).

Тут слід розглянути механізм утворення дефектів у матеріалі. Основний внесок у створення дефектів вносить пружне розсіяння нейтронів [114]. Максимальна енергія, яку здатні передати атому нейтрони з енергією E_1 [115], має вигляд:

$$E_{12} = \alpha_{12} E_1 = \frac{4AE_1}{(A+1)^2}, \quad (3.15)$$

де $A = M_1/M_2$ – приблизно дорівнює масовому числу ядра мішені.

Середня енергія, передана атомам при пружному розсіянні нейтронів, дорівнює:

$$\bar{E}_{12} = \frac{E_{12}}{2} = \frac{\alpha_{12}E_1}{2} = \frac{2AE_1}{(A+1)^2}. \quad (3.16)$$

Для більшості атомних ядер у широкому інтервалі енергій нейтронів (0.02 – 15 MeV) диференціальний перетин передачі енергії можна записати так:

$$\sigma_d(T, E) = \frac{const}{\alpha_{12}E_1}. \quad (3.17)$$

На відміну від пружного розсіювання, зі збільшенням енергії зростає ймовірність непружного розсіювання нейтронів. При непружному розсіянні ядром поглинається деяка частина енергії падаючого нейтрона і ядро переходить у збуджений стан. Повернення збудженого ядра у рівноважний стан супроводжується вторинним випромінюванням γ -квантів. Середня енергія, яка передається атомам при непружному розсіянні, становить:

$$\bar{E}_{12}^* = \frac{2AE_1}{(A+1)^2} - \frac{E_\gamma}{A+1}, \quad (3.18)$$

де E_γ – енергія, що випускається вторинним випромінюванням.

При різних ядерних реакціях за участю нейтрона, таких, наприклад як (n, α) , (n, β) , (n, γ) , (n, f) , ядра віддачі іноді отримують енергію, достатню для зміщення атомів. Число зсувів, викликаних атомом при випускненні ядром γ -кванта, визначається з формули:

$$\nu(\bar{E}_\gamma) = \frac{1}{4M_2T_d} \left(\frac{\bar{E}_\gamma}{c} \right)^2, \quad (3.19)$$

де \bar{E}_γ – енергія γ -кванта, $\bar{E}_\gamma^2 = 2M_2E_{\text{від}}c^2$, $E_{\text{від}}$ – енергія ядра віддачі.

Радіаційний захват вносить відчутний внесок у створення зсувів тільки на повільній складовій нейтронного потоку. При щільності потоку теплових нейтронів φ_m та перетину σ_m реакції (n, γ) швидкість пошкодження дорівнює:

$$K_j = \frac{\varphi_m \sigma_m}{4M_2T_d} \left(\frac{\bar{E}_\gamma}{c} \right)^2 \quad (3.20)$$

При випускненні β -частинок ядра віддачі також мають енергію, достатню для зміщення атомів. У цьому випадку:

$$\nu(\bar{E}_\beta) = \frac{1}{4M_2T_d} \left(\frac{\bar{E}_\beta}{c} \right)^2, \quad (3.21)$$

де \bar{E}_β – енергія β -частинок,

$$K_\beta = \varphi \sigma_{n,\beta} \nu(\bar{E}_\beta) \quad (3.22)$$

Для визначення швидкості утворення зсувів при опроміненні матеріалів необхідно знати реальний енергетичний спектр нейтронів.

Нейтрон з енергією E_n , наускаючи на ядро (розсіюючись або поглинаючись ядром), залишає після себе ядро віддачі з енергією T . Процес характеризується диференціальним перерізом:

$$\frac{d\sigma(E_n, T)}{dT} \quad (3.23)$$

Якщо енергія ядра віддачі більше порогової енергії зміщення атома зі своєї позиції у кристалі E_d , то цей атом не повернеться у свій вузол і застрягне між вузлами (стане міжвузольним атомом), а на його місці утворюється вакансія. Рухоме ядро віддачі з енергією $T_d > E_d$ називається первинно-вибитим атомом (ПВА) [116, 117], який при $T_d > 2.5E_d$ може ініціювати у матеріалі каскад атом-атомних зіткнень і створити у матеріалі ν міжвузольних атомів і ν вакансій [118, 119], як показано на рисунку 3.8.

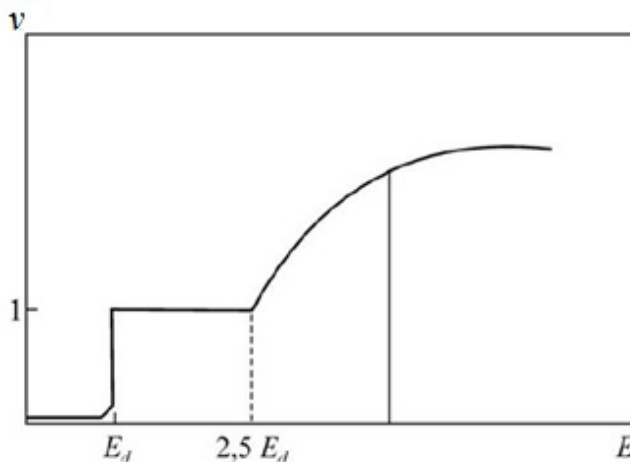


Рис.3.8. Модель Кінчіна-Піза для підрахунку кількості зміщених атомів.

Залежність $\nu(T_d)$ називається каскадною функцією, яка показує, скільки радіаційних дефектів (пар Френкеля) створює у матеріалі ПВА з енергією T .

Серед існуючих моделей підрахунку ПВА найбільш відома порівняно проста модель Кінчіна-Піза [120], у якій кількість зміщених атомів $\nu(T_d)$ визначається як:

$$\nu(T_d) = \begin{cases} 0 & T_d < E_d \\ 1 & E_d \leq T_d < \frac{2E_d}{\beta} \\ \frac{\beta T_d}{2E_d} & 2E_d/\beta \leq T_d < \infty \end{cases},$$

де у вираженні $\beta T_d / 2E_d$ ($\beta = 0.8$ – емпіричний коефіцієнт; 2 – коефіцієнт, який є коректувальним для багатьох ядерних зіткнень, які поглинають енергію, але при цьому не відбувається зміщення).

Ядро характеризується перетином виникнення радіаційних дефектів при опроміненні його нейтронами з енергією E_n :

$$\sigma_d(E_n) = \int_{E_d}^{\infty} \frac{d\sigma(E_n, T)}{dT} \nu(T) dT. \quad (3.24)$$

Нейтронне поле у будь-якому реакторі характеризується спектральною щільністю нейтронного потоку $\Phi(E_n, t)$. Радіаційний вплив на матеріал визначається флюенсом нейтронного потоку (ФНП):

$$\varphi = \int_0^{\infty} dE_n \int_0^{\infty} \Phi(E_n, t) dt. \quad (3.25)$$

Вводять також спектральну щільність флюенса нейтронного потоку:

$$\varphi(E_n) = \int_0^{\infty} \Phi(E_n, t) dt \quad \text{тоді} \quad \varphi = \int_0^{\infty} \varphi(E_n) dE_n. \quad (3.26)$$

ФНП φ – це кількісна характеристика опромінення, є ще якісна характеристика – спектр енергій ПВА у матеріалі:

$$\left\langle \frac{d\sigma(T)}{dT} \right\rangle = \frac{1}{\varphi} \int \frac{d\sigma(E_n, T)}{dT} \varphi(E_n) dE_n. \quad (3.27)$$

Опромінення у реакторах різних типів дає різні спектри ПВА. За спектром ПВА визначається повний переріз зсуву атомів зі своїх позицій у кристалі:

$$\sigma_d = \int_{E_d}^{\infty} \left\langle \frac{d\sigma(T)}{dT} \right\rangle \nu(T) dT. \quad (3.28)$$

Результат радіаційного впливу на матеріал нейтронного опромінення з флюенсом φ характеризується дозою опромінення матеріалу D , яка визначається числом зсувів на атом (ЗНА):

$$D = \int_0^{\infty} \sigma_d(E_n) \varphi(E_n) dE_n. \quad (3.29)$$

Рекомендовані перетини дефектоутворення для ряду матеріалів наведені у щорічно оновлюємому файлі-довіднику з реакторної дозиметрії, що випускається робочою групою МАГАТЕ (International Reactor Dosimetry File IRDF), а також у роботах [121, 122]. У цій бібліотеці наведені рекомендації фахівців для поперечних перерізів, що використовуються у дозиметричних додатках на реакторах. Строгий відбір проводився для рекомендованих наборів перетинів дозиметрії. Ці набори перетинів порівнювалися з вимірами, виконаними у «стандартних» нейтронних контрольних полях. Після процесу вибору проводилася незалежна перевірка узгодженості остаточного набору перетину. Флюенс нейтронного потоку розраховується комп'ютерною програмою MCNPX. Таким чином, значення флюенса нейтронного потоку і ЗНА – це основні величини, що характеризують радіаційне навантаження на матеріал.

Проведені розрахунки у програмі MCNPX показують, що перша стінка може накопичувати близько 30 ЗНА під час безперервної роботи установки протягом 365 днів. Передбачається, що сталь НТ-9 може витримати 150 ЗНА, що дає підстави стверджувати, що перша стінка гібридного реактора може прослужити понад 5 років безперервної роботи установки.

Тут слід зауважити, що у даній дисертаційній роботі радіаційні пошкодження розраховувались лише для заліза. Хоча сталь типу НТ-9 складається із заліза приблизно на 85%, у ній також у значній мірі присутній хром, який складає 12%. Посилаючись на результати роботи [121], можна сказати, що перетин дефектоутворення для заліза, хрому та нікелю майже співпадає. Це означає, що для сталей різних типів рекомендується використовувати перетин дефектоутворення для чистого заліза.

3.7. Радіаційні пошкодження першої стінки реактора при опроміненні гамма-квантами

Енергія, що утворюється у процесі поділу ядер у активній зоні реактора, розподіляється між різними видами випромінювання у такий спосіб [123]:

Кінетична енергія осколків	~ 167 MeV
Миттєві нейтрони поділу	~ 5 MeV
Миттєві гамма-кванти	~ 7 MeV
γ - випромінювання продуктів поділу	~ 6 MeV
Електрони бета-розпаду	~ 5 MeV
Антинейтрино бета-розпаду	~ 10 MeV
Всього	~ 200 MeV

При цьому енергія поділу практично не залежить від виду ізотопу, що ділиться. При цьому виникають фотони трьох типів: 1) миттєві фотони (запізнілі на $t < 1$ мксек) 2) фотони від короткоживучих продуктів поділу ($1 \text{ мкс} < t < 10 \text{ хв}$) та 3) фотони від довгоживучих продуктів поділу ($t > 10 \text{ хв}$).

- 1) Миттєве гамма-випромінювання виникає безпосередньо у процесі поділу з малим запізненням. У роботі [124] встановлено, що у вигляді миттєвих гамма-квантів виділяється приблизно 7.2-7.5 MeV на один поділ.
- 2) У роботах [124, 125] показано, що у перерахунку на один акт поділу сумарна активність продуктів поділу пропорціональна інтенсивності утворення миттєвих гамма-квантів. Повне число утворених у

працюючому реакторі гамма-квантів, що припадають на один акт поділу, дорівнює 8-9.

- 3) Гамма-випромінювання довгоживучих продуктів поділу не має у працюючому реакторі істотного значення, оскільки інтенсивність його мала у порівнянні з миттєвим гамма-випромінюванням та випромінюванням від короткоживучих продуктів поділу.

Таким чином можна зробити висновок, що основну частку утворених гамма-квантів у працюючому реакторі складають миттєві гамма-кванти і гамма-кванти від короткоживучих продуктів поділу.

Як показано вище, основна частка вивільненої при розподілі ядра енергії припадає на кінетичну енергію уламків поділу. Оскільки довжина вільного пробігу осколків поділу не перевищує декількох мікрон у ядерному паливі, то їх енергія перетворюється у тепло поблизу того місця, де відбувається реакція ділення ядер. Отже, близько 90% енергії, що вивільняється у результаті реакції поділу ядра, перетворюється у тепло безпосередньо поблизу місця поділу ядра [31]. Що стосується енергії гамма-квантів, то більша її частина, а також енергія, що виділяється при уповільненні нейтронів, перетворюється у тепло за межами зони поділу, тобто у відбивачі, конструкційних матеріалах, теплоносії і корпусі реактора. Хоча частка цієї енергії невелика (~ 10% від усієї енергії), необхідно передбачати системи охолодження відповідних елементів реактора. Крім того, з виділенням цієї енергії пов'язане таке суттєве для роботи реактора явище, як радіаційне пошкодження матеріалів.

Незважаючи на те, що дефектоутворююча здатність гамма-квантів у порівнянні зі швидкими нейтронами мала, цей вид опромінення має місце у активній зоні реакторів всіх типів.

Максимальна енергія, яку здатний передати атомам гамма-квант з енергією E_i :

$$T = E_i \left(1 + \frac{M_2 c^2}{2E_i} \right)^{-1}, \quad (3.30)$$

де M_2 – маса атома мішені.

Якщо $E_i \ll M_2c^2$, то формула прийме наступний вид:

$$T \approx \frac{2E_i^2}{Mc^2} \quad (3.31)$$

При енергії $E_i = 10$ МеВ значення T становить кілька десятків електронівольт і безпосередня взаємодія гамма-квантів з атомами не приводить до істотних структурних порушень. Крім того, перетин прямої взаємодії гамма-квантів зазначеної енергії з ядрами дуже малий.

Зміщення атомів з їх положення у решітці при опроміненні гамма-квантами викликають непрямі процеси їх взаємодії з атомами речовини: фотоефект, ефект Комптона, виникнення електрон-позитронних пар. У результаті цих процесів утворюються високоенергетичні електрони, здатні призвести до зміщення атомів.

Як і у випадку з нейтронним опроміненням, результат радіаційного впливу на матеріал гамма-квантами з флюенсом φ_γ характеризується дозою опромінення матеріалу D_γ , (ЗНА):

$$D_\gamma = \int_0^t dt' \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_d(E_\gamma) \varphi(E_\gamma, t') dE_\gamma, \quad (3.32)$$

де $\sigma_d(E_\gamma)$ - перетин виникнення радіаційних дефектів при опроміненні його гамма-квантами з енергією E_γ .

Поле гамма-квантів у будь-якому реакторі характеризується спектральною щільністю потоку гамма-квантів $\Phi(E_\gamma, t)$. Радіаційний вплив на матеріал визначається флюенсом потоку гамма-квантів:

$$\varphi_\gamma = \int_{E_\gamma}^{\infty} dE_\gamma \int_0^t \Phi(E_\gamma, t) dt \quad (3.33)$$

Таким чином для визначення дозового навантаження гамма-квантами на матеріал потрібно знати флюенс потоку гамма-квантів φ_γ і ймовірність виникнення пошкодження σ_d . Флюенс потоку гамма-квантів φ_γ розраховується безпосередньо комп'ютерним кодом MCNPX, а у наукових працях [126-129] розраховані атомні перетини створення радіаційних дефектів фотонами МеВ-их енергій.

У Табл. 3.4 наведені обчислені у роботі [128] парціальні і повні перетини дефектоутворення у залізі для двох значень енергії зміщення атома з вузла решітки: $E_d = 25$ еВ и $E_d = 40$ еВ. З таблиці 3.4 видно, що основний внесок у процеси дефектоутворення дають комптоновські електрони.

Таблиця 3.4

Перетин зміщення для гамма-квантів у залізі (барн) [128].

Енергія гамма кванта	$E_d = 25$ еВ			<i>Повне</i>
	Комптон ефект	Фотоефект	Народження пар	
0.2	0	2.60E-04	0	2.60E-04
0.4	0	3.70E-04	0	3.70E-04
0.6	0	1.50E-03	0	1.50E-03
0.7	0	2.40E-03	0	2.40E-03
0.8	0	3.70E-03	0	3.70E-03
1	0.22	5.60E-03	0	2.26E-01
1.5	0.65	7.40E-03	0	6.57E-01
2	1.4	7.40E-03	0.01	1.42E+00
3	2.38	8.30E-03	0.15	2.54E+00
4	3.22	8.80E-03	0.43	3.66E+00
5	3.93	9.00E-03	0.83	4.77E+00
6	4.54	9.20E-03	1.32	5.87E+00
7	5.06	9.30E-03	2.23	7.30E+00
8	5.7	9.40E-03	4.46	1.02E+01
10	6.7	9.50E-03	6.12	1.28E+01
14	7.24	9.50E-03	6.12	1.34E+01
Енергія гамма кванта	$E_d = 40$ еВ			<i>Повне</i>
	Комптон ефект	Фотоефект	Народження пар	
0.2	0	1.00E-04	0	1.00E-04
0.4	0	5.40E-05	0	5.40E-05
0.6	0	4.20E-05	0	4.20E-05
0.7	0	1.00E-04	0	1.00E-04
0.8	0	4.20E-04	0	4.20E-04
1	0	1.40E-03	0	1.40E-03
1.5	0.17	2.60E-03	0.17	2.60E-03
2	0.52	3.10E-03	0.52	3.10E-03
3	1.03	3.90E-03	1.03	3.90E-03
4	1.52	4.40E-03	1.52	4.40E-03
5	1.95	4.70E-03	1.95	4.70E-03
6	2.33	4.90E-03	2.33	4.90E-03
7	2.65	5.10E-03	2.65	5.10E-03
8	3.07	5.20E-03	3.07	5.20E-03
10	3.71	5.40E-03	3.71	5.40E-03
14	4.06	5.40E-03	4.06	5.40E-03

При розрахунку дози радіаційних ушкоджень у реакторних матеріалах при опроміненні гамма-квантами доцільно використовувати перетини з пороговою енергією зміщення $E_d = 25$ еВ, оскільки при кулонівському розсіянні електронів основний внесок у перетин дефектоутворення дають малі передані енергії, а фактична порогова енергія зсуву у залізі ближче до значення $E_d = 25$ еВ, ніж до величини ефективної порогової енергії $E_d = 40$ еВ.

У роботі [130] проведено порівняння фотонних і нейтронних перерізів і оцінена роль реакторних фотонів у утворенні радіаційних дефектів у корпусі реакторів різних типів, у тому числі і ВВЕР-1000. У цій роботі для розрахунку флюенса нейтронного і гамма випромінювань у комп'ютерному коді MCNPX був детально промодельований реактор ВВЕР-1000 з 60-ти градусною симетрією. Як джерело була задана попіннова потужність твелів для типового завантаження. При цьому флюенс розраховувався у корпусі реактора на рівні середини активної зони реактора, тобто у місці максимального потоку. Перетини дефектоутворення бралися з роботи [128]. Показано, що на внутрішній стороні корпусу реактора $D_n = 4.7E-11$ ЗНА у секунду, а $D_\gamma = 1.72E-12$ ЗНА у секунду. Звідси випливає, що відношення дозового навантаження від гамма-квантів до повної $D_\gamma / (D_n + D_\gamma)$ буде дорівнювати 0.035. Іншими словами, можна сказати, що внесок гамма-квантів у повне дозове навантаження на внутрішню поверхню корпусу реактора у місці максимального флюенсу становить 3.5%.

Що стосується ядерно-термоядерного гібридного реактора, що розглядається у даній дисертаційній роботі, то можна зробити припущення, що радіаційні пошкодження на першу стінку, обумовлені гамма-квантами, не будуть перевищувати величину 3-4% від тих пошкоджень, що вносять нейтрони. Але з огляду на те, що перша стінка ядерно-термоядерного гібриду знаходиться у безпосередній близькості до активної зони реактору, можна з упевненістю сказати, що радіаційні пошкодження на першу стінку гамма-квантами не будуть перевищувати величину 1% від тих пошкоджень, що вносяться нейтронами. Це обумовлене тим, що різниця у проникаючій здатності нейтронів і гамма-квантів у цій області не відіграє помітної ролі на відміну від реакторів типу ВВЕР-1000.

3.8. Радіаційні пошкодження антен ВЧ нагрівання плазми

Не тільки інжекція пучка нейтралів служить для підтримки хлюпаючихся іонів, але і використання високочастотного нагріву плазми може служити альтернативою для цих цілей. На рисунку 3.9 показана схема розміщення високочастотних антен для нагріву плазми. Антени розташовані поблизу кінців області утримання плазми, що дозволяє ефективно захищати їх від нейтронного впливу з активної зони реактора. Таким чином область генерації нейтронів буде коротше і матиме довжину 3 м., перебуваючи при цьому безпосередньо усередині реакторної частини. Ця обставина дає змогу збільшити частку термоядерних нейтронів, які попадають у активну зону реактора.

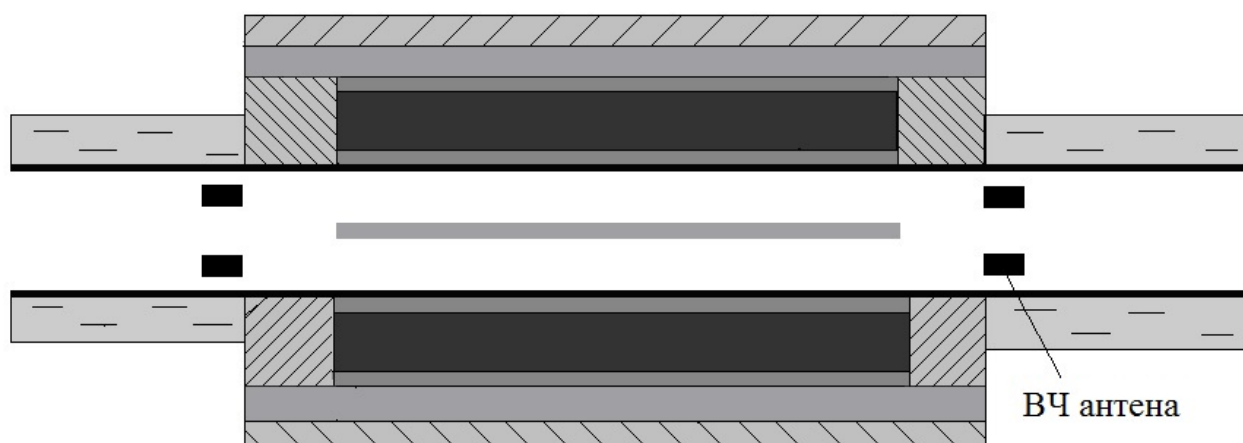


Рис.3.9. Схема реакторної частини гібридного реактора з ВЧ антенами.

Антену моделювалися у вигляді суміші, яка складається з 50 мас.% міді та 50 мас.% води зі щільністю 5 г/см^3 . Геометрично у моделі антена представляє собою циліндр довжиною 20 см з внутрішнім радіусом 12 см та зовнішнім – 32 см. При такому розташуванні антен (як показано на Рис.3.9) пошкодження не будуть перевищувати 5.0×10^{-3} ЗНА у рік [8]. Це дає привід говорити про те, що антени не будуть змінюватися протягом усього їх життєвого циклу. Крім того, розрахунки показують, що у разі використання антен потужність реактора буде на 20% вище у порівнянні з односторонньою інжекцією нейтралів і становитиме 1400 MeV на один нейтрон джерела. Це пов'язано з тим, що більша частина термоядерних нейтронів з плазмового джерела потрапляє у свинцевий теплоносій і викликає розмноження нейтронів, що у свою чергу збільшує щільність потоку

нейтронів у активній зоні реактора, що надалі викликає більшу кількість поділів трансуранових елементів.

3.9. Напрацювання тритію

У модель гібридного ядерно-термоядерного реактора закладена зона відтворення тритію, яка знаходиться відразу за бланкетом підкритичного ядерного реактору. Таке розташування зони відтворення дає змогу нейтронам, які покидають активну зону реактору, відразу вступати у взаємодію з літієм для напрацювання тритію. З іншого боку, зменшується навантаження на зовнішню радіальну зону захисту, яка розташована за зоною відтворення тритію. Також таке розташування зони відтворення тритію є більш доцільним, чим розташовувати його перед бланкетом. Якщо зону відтворення розташувати перед бланкетом, то частина нейтронів у активній зоні реактора зменшиться, що спонукає збільшити розмір самої активної зони для підтримки k_{eff} на потрібному рівні. Ця обставина спонукає до збільшення розмірів надпровідних магнітних котушок, що пагубно відобразиться на утриманні плазми усередині дзеркальної пастки.

Розрахований у програмі MCNPX коефіцієнт напрацювання тритію дорівнює 1.75 [8]. Ця величина є середнім числом утворених ядер тритію у розрахунку на один нейтрон джерела. Це значення більше, ніж кількість, яка необхідна для самозабезпечення термоядерного джерела нейтронів. Враховуючи втрати у торцевих частинах дзеркальної пастки, коефіцієнт напрацювання тритію має приблизно дорівнює 1.3.

Період напіврозпаду тритію становить 12.3 року. Протягом цього часу накопичиться близько 5 кг тритію, який можна зберігати без особливих проблем. Якщо потрібно напрацьовувати тритій тільки для забезпечення власних потреб термоядерного джерела нейтронів, то у радіальному відбивачі збагачення ${}^6\text{Li}$ може бути знижено з 20% до 15%, що підтверджується розрахунками у програмі MCNPX. Таким чином, змінюючи збагачення ${}^6\text{Li}$ у радіальному відбивачі можна домогтися напрацювання тритію у потрібній кількості. Таким чином у такій системі можливо напрацювання тритію як для власних потреб, так і за

необхідності і більшу кількість для використання на інших термоядерних установках, у яких ця процедура або неможлива, або виконується тільки частково. Більш того, реакція ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + T$ йде з поглинанням нейтрона, що у свою чергу додатково зменшує вихід нейтронів за межі зовнішньої оболонки реактора.

Наведена активність літію (принаймні для літію природного складу) при опроміненні нейтронами практично відсутня, оскільки утворений радіоактивний ізотоп ${}^8\text{Li}$ (α - випромінювання з енергією 12.7 MeV і β - випромінювання з енергією ~ 6 MeV) має досить малий період напіврозпаду – 0.875 сек. Низька активація літію і короткий період напіврозпаду являються привабливими властивостями при його використанні у якості тритієвого брідеру завдяки тому, що полегшують біологічний захист установки.

3.10. Вигорання мінорних актинідів

Розрахунок по вигоранню трансуранових елементів був проведений для двох випадків: у першому випадку реактор моделювався зі свинцево-вісмутим теплоносієм, а для порівняння був змодельований реактор з натрієвим теплоносієм. Слід зазначити, що для моделі з використанням натрієвого теплоносія, обсяг активної зони був значно збільшений у радіальному напрямку. Це було зроблено для того, щоб забезпечити для двох розрахунків однакову величину $k_{\text{eff}} \sim 0.95$. У випадку з натрієвим теплоносієм обсяг активної зони склав 15 м^3 , який містить 18 тонн трансуранових елементів.

Для того, щоб розрахувати величину вигорання, потрібно знати спектр нейтронів. На рисунку 3.10 показаний усереднений по всій активній зоні реактора спектр нейтронів для натрієвого та свинцево-вісмутного теплоносіїв у розрахунку на один термоядерний нейтрон джерела. Статистична похибка всіх наведених результатів не перевищує 1%.

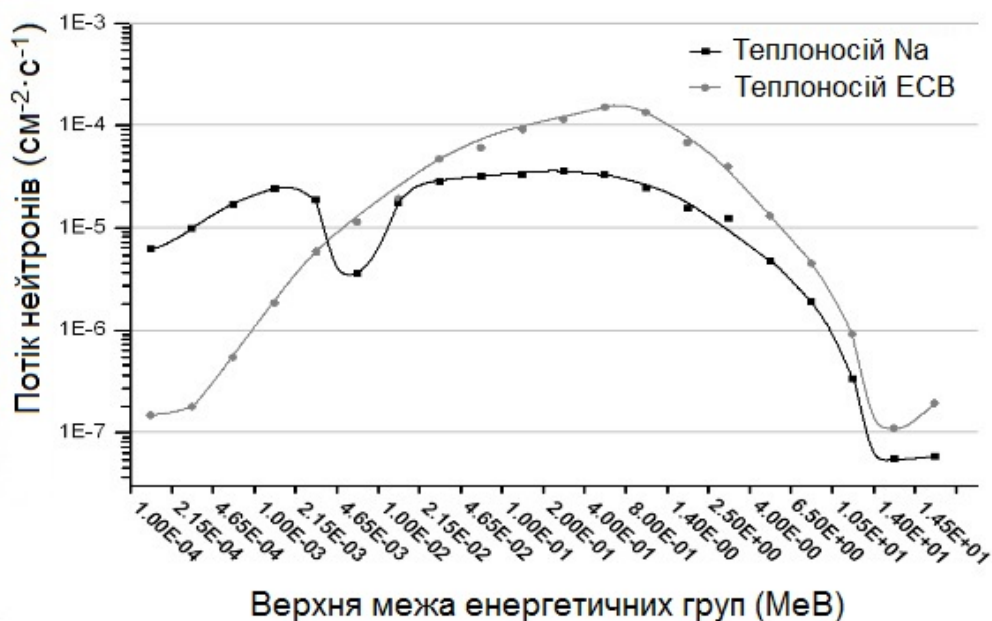


Рис.3.10. Нейтронний потік у бланкеті для різних теплоносіїв.

З рисунка 3.10 випливає, що кількість термоядерних нейтронів є незначною, у той час як основна частина спектра представляє собою спектр розподілу з максимальною кількістю нейтронів у діапазоні від 5 кеВ до 6 МеВ. Крім того, у спектрі нейтронів для моделі з натрієвим теплоносієм присутня значна частина низькоенергетичних нейтронів. Це пояснюється тим, що натрій хоч і слабо, але все ж уповільнює нейтрони. Таким чином для отримання більш високоенергетичного нейтронного спектра у якості теплоносія краще підходить евтектика свинцю та вісмуту.

Поділ є кінцевою ядерної реакцією по відношенню до довгоживучих радіоактивних ізоотопів. Таким чином, особливий інтерес представляє швидкість поділу кожного ізоотопу при наявності вже відомого спектра нейтронів. У програмі MCNPX швидкість реакції обчислюється за наступною формулою:

$$R = N \int \sigma(E_n) \varphi(E_n) dE_n, \quad (3.34)$$

де $\varphi(E_n)$ – флюенс нейтронів, що припадає на один нейтрон джерела ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), $\sigma(E_n)$ – мікроскопічний перетин реакції (барн), N – атомна щільність речовини ($\text{атом} \cdot \text{см}^{-3}$).

На рисунку 3.11 відображена розрахункова швидкість реакції поділу для ізотопів, що містяться у паливі, яке було розглянуто у таблиці 2.1. Ця величина являє собою середнє число поділів на один термоядерний нейтрон джерела і на одне ядро кожного ізотопу [9]. Іншими словами, можна сказати, що якщо у бланкеті підкритичного реактору міститься однакова кількість кожного трансуранового ізотопу, то можна побачити, з якою швидкістю кожен з них буде вигорати при наявності вже відомого спектра нейтронів при використанні різних теплоносіїв у активній зоні реактора. Видно, що такі ізотопи як ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , $^{242\text{m}}\text{Am}$, ^{243}Cm та ^{245}Cm діляться більш інтенсивно, ніж інші. Це пов'язано з тим, що дані елементи добре діляться нейтронами в усьому енергетичному спектрі, тоді як решта трансуранових елементів переважно ділиться за рахунок тільки швидких нейтронів. У данному випадку слід нагадати (дивись таблицю 2.1), що ізотопи урану у паливній композиції практично відсутні.

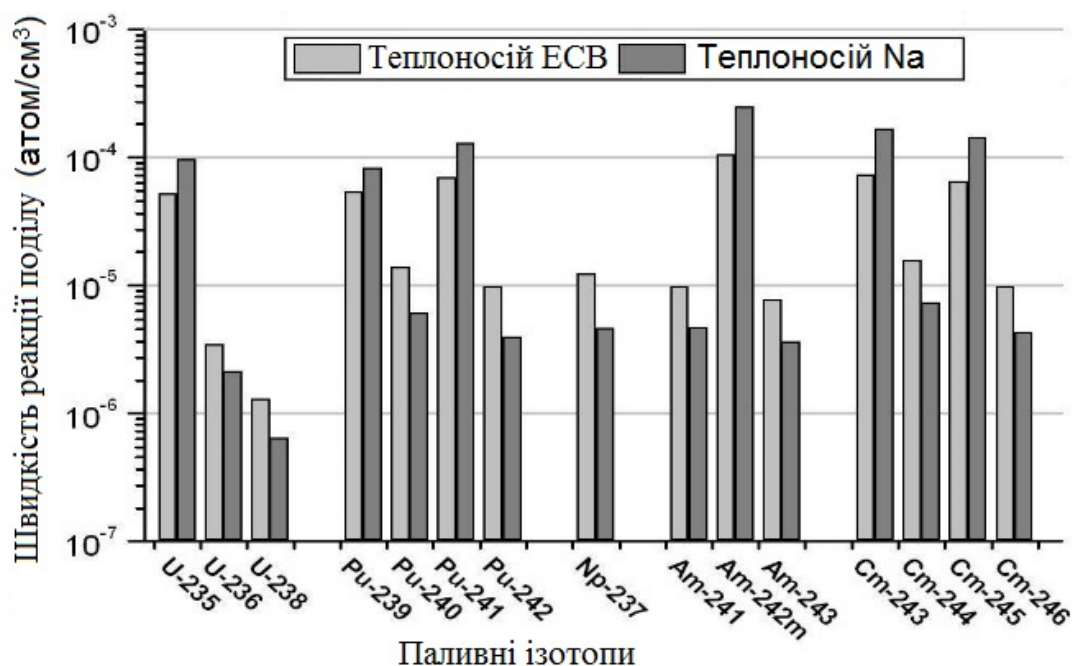


Рис.3.11. Швидкість реакції поділу, яка припадає на одне ядро паливних ізотопів.

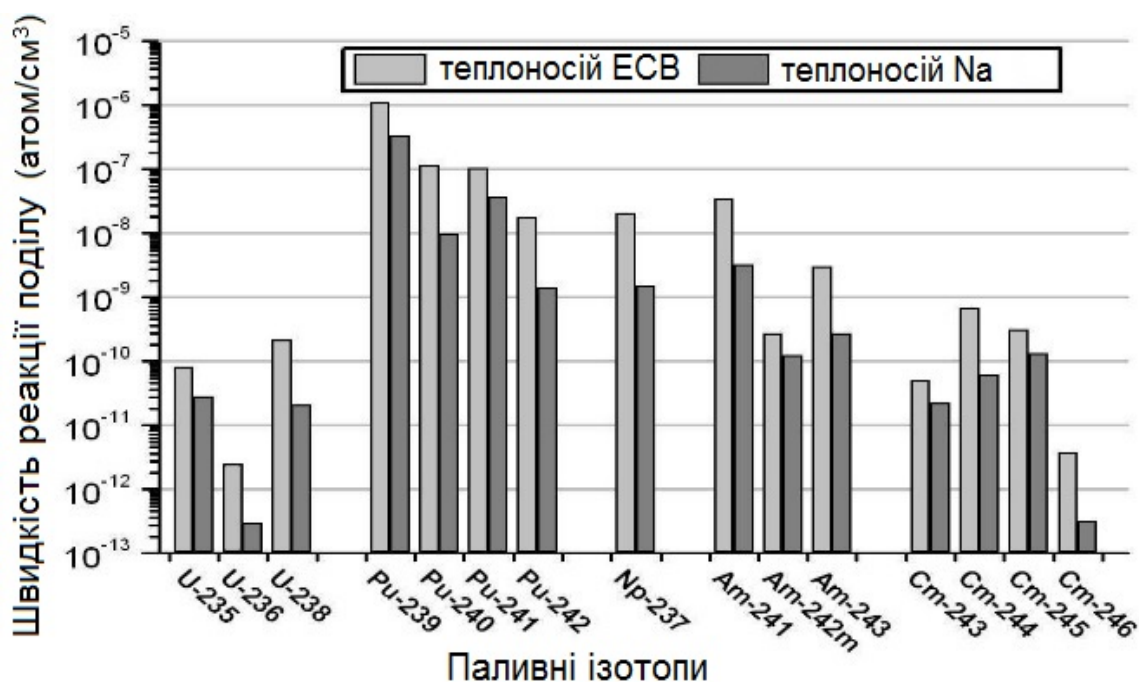


Рис.3.12. Швидкість реакції поділу паливних ізотопів.

Схема на рисунку 3.12 ілюструє розраховане середнє число реакцій поділу, що припадають на один нейтрон джерела при заданій концентрації трансуранових елементів у паливі (див. Табл. 2.1).

Діаграма 3.12 показує, що спалювання всіх трансуранових елементів у одному і тому ж об'ємі набагато краще у разі використання свинцево-вісмутового теплоносія. Це пов'язано з тим, що у разі використання свинцево-вісмутового теплоносія щільність трансуранових ізотопів у одиниці об'єму буде більшою, чим при використанні натрієвого теплоносія. При цьому щільність нейтронних потоків для різних теплоносіїв буде відрізнятися не суттєво.

Таблиця 3.5.

Вигорання трансуранових елементів за рік

Елемент	Вигорання	
	теплоносій – ЭСВ	теплоносій – На
U-235	-17 %	-6 %
U-236	+3.5 %	+2 %
U-238	-2.3 %	-2 %
Pu-239	-14.3 %	-6 %
Pu-240	-1.5 %	+3 %
Pu-241	-3.2 %	+4.4 %
Pu-242	-3.2 %	-0.5 %
Np-237	-11 %	-5.3 %
Am-241	-17 %	-8 %
Am-242m	+100 %	+100 %
Am-243	-15 %	-7.7 %
Cm-243	-28 %	-12.7 %
Cm-244	-12 %	-4.3 %
Cm-245	+40 %	+25 %
Cm-246	+29 %	+13.7 %

Результати розрахунків зменшення трансуранових елементів у активній зоні гібридного реактора для різних теплоносіїв представлені у таблиці 3.5.

Як видно з наведених вище результатів, темп зменшення молодших актинідів досить високий. Особливо яскраво цей процес виражений при використанні у якості теплоносія свинцю та вісмуту. Майже всі трансуранові елементи будуть зменшувати свою кількість у процесі роботи реактору. Збільшення кількості деяких ізотопів відбувається тому, що їх концентрація у паливі мала. Але через деякий час роботи реактору буде встановлена рівноважна концентрація і подальшого збільшення не буде.

У розрахунках для кожного трансуранового ізотопу зменшення його кількості відбувається за рахунок реакцій поділу і захоплення нейтрона, у той час як збільшення йде за рахунок реакції захоплення і бета-розпаду сусідніх ізотопів. У спрощеному варіанті це можна описати у наступному вигляді:

$$\frac{dN({}_Z^A M)}{dt} = -\varphi\sigma_f({}_Z^A M)N({}_Z^A M) - \varphi\sigma_c({}_Z^A M)N({}_Z^A M) + \varphi\sigma_c({}_Z^{A-1} M)N({}_Z^{A-1} M),$$

де $\sigma_f({}_Z^A M)$ і $\sigma_c({}_Z^A M)$ – перетин поділу і захоплення нейтрона для ізотопу ${}_Z^A M$, $N({}_Z^A M)$ – концентрація ізотопу ${}_Z^A M$, $\sigma_c({}_Z^{A-1} M)$ – перетин захоплення нейтрона для ізотопу ${}_Z^{A-1} M$ і перетворення його у ізотоп ${}_Z^A M$, $N({}_Z^{A-1} M)$ – концентрація ізотопу ${}_Z^{A-1} M$

Таблиця 3.6.

Кількість трансуранових елементів, яка вигорає у гібридному реакторі за рік

Елемент	Кількість ТРУ, напрацьованих у легководних реакторах за рік	Вигорання ТРУ у гібридному реакторі (теплоносій – ЭСВ)	Вигорання ТРУ у гібридному реакторі (теплоносій – Na)
Уран	20.000 кг	-	-
Нептуній	12 кг	26 кг	44 кг
Плутоній	205 кг	440 кг	462 кг
Америцій	20 кг	42 кг	46 кг
Кюрій	0.4 кг	0.32 кг	0.26 кг

У таблиці 3.6 показано розрахунок кількості трансуранових елементів, який вигорає протягом року для представленої у даній роботі концепції ядерно-термоядерної гібридної установки. Цю кількість можна порівняти з тим обсягом трансуранових, які напрацьовуються на декількох реакторах теплових атомних електростанцій [131, 132]. Порівняльна характеристика для урана відсутня тому, що він практично відсутній у паливній композиції.

3.11. Повторне вигорання мінорних актинідів

Великий інтерес представляє собою паливний цикл для відпрацьованого на АЕС палива, яке являється паливом для підкритичного реактору. Це пов'язано з одного боку з тим, що частина актинідів краще ділиться швидкими нейтронами, а інша частина – повільними. З іншого боку, за одне завантаження активної зони підкритичного реактору відпрацьованим паливом вигорає лише частина трансуранових ізотопів. При цьому потрібно стежити за коефіцієнтом розмноження нейтронів, оскільки при зменшенні цього параметра починає значно падати нейтронний потік, а з ним і швидкість ділення (зменшення) актинідів. Таким чином, досягаючи глибини вигорання основного ізотопу, що ділиться, а саме ^{239}Pu , на рівні 10-15%, випаюється тільки частина інших трансуранових елементів. При зменшенні концентрації ^{239}Pu у паливі на 10-15% різко падає значення $k_{\text{эфф}}$ до рівня 0.9, що тягне за собою зменшення щільності нейтронного потоку і енерговиділення. Через це не тільки знижується ефективність трансмутації, але й збільшуються енерговитрати на роботу самої установки.

Спираючись на розраховані швидкості реакцій (розділ 3.10) було пораховано вигорання для різних актинідів.

Таблиця 3.7

Вигорання трансуранових елементів за один паливний цикл

Елемент	ППЦ, wt%	Вигорання, wt%	КПЦ, wt%
Np237	4.313	-7.97	3.97
Pu239	53.901	-10	48.519
Pu240	21.231	-1.25	20.966
Pu241	3.870	-2	3.7926
Pu242	4.677	-2.26	4.57
Am241	9.184	-8.64	8.39
Am243	1.021	-7.8	0.94
Cm244	0.1158	-5.7	0.1092

ППЦ – початок паливного циклу

КПЦ – кінець паливного циклу

У таблиці 3.7 показано вигорання актинідів за один паливний цикл. Критерієм тривалості циклу є зменшення основного ізотопу, що ділиться, а саме ^{239}Pu , на величину 10%. Саме ^{239}Pu , після вилучення урану з відпрацьованного ядерного палива теплових реакторів, являється основним ізотопом, за рахунок якого йде ланцюгова реакція поділу.

Тут слід зазначити, що у розрахунок бралися тільки ті елементи, які складають ~ 99% від всієї маси завантаження активної зони. Такі елементи як ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , $^{242\text{m}}\text{Am}$, ^{243}Cm , ^{245}Cm та ^{246}Cm у розрахунок включені не були, хоча при завданні паливної композиції (див. Табл. 2.1) у програмі MCNPX вони присутні і на формування нейтронного потоку всередині активної зони підкритичного реактору вони впливають.

З таблиці 3.7 видно, що за один паливний цикл такі трансуранові елементи як ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am та ^{244}Cm вигорають у значній мірі, тоді як ^{240}Pu , ^{241}Pu та ^{242}Pu вигорають слабо. Це можливо обґрунтувати тим, що у паливній композиції відсутні такі елементи, як ^{235}U та ^{238}U , завдяки яким напрацьовуються відповідно ^{237}Np та ^{239}Pu . Саме через це ці елементи беруть участь тільки у реакціях поділу та захоплення нейтронів, за рахунок чого їх кількість тільки зменшується. Що стосується таких трансуранових елементів, як ^{240}Pu , ^{241}Pu та ^{242}Pu , то їх кількість не тільки зменшується за рахунок поділу та захоплення нейтронів, але також іде їх напрацювання за рахунок реакції захоплення нейтрону елементом з меншим атомним числом. Так для прикладу можна взяти ізотоп трансуранового елемента ^{240}Pu . Його кількість зменшується за рахунок реакції поділу, а також за рахунок реакції захоплення нейтрона, у результаті чого деяка кількість цього ізотопу переходить у ізотоп ^{241}Pu . Але з іншої сторони у паливній композиції присутній у великій кількості ізотоп ^{239}Pu . Хоча для цього елемента реакція поділу йде значно інтенсивніше, чим захоплення нейтрона, але все-таки

деяка кількість цього ізотопу переходить у ^{240}Pu , за рахунок чого і йде його напрацювання.

З результатів розрахунку вигорання випливає, що час, протягом якого вигорить 10% ^{239}Pu , складе 125 діб. Варто підкреслити, що це ідеальний випадок, оскільки у розрахунку не беруть участь осколки поділу, які накопичуються у паливних елементах. Деякі осколки поділу мають досить значний перетин захвату нейтронів і частину нейтронів у активній зоні реактора будуть поглинати.

У таблиці 3.8 показано кількість актинідів (у кілограмах) на початку і у кінці першого паливного циклу відпрацьованого ядерного палива, яке буде завантажуватись у активну зону підкритичного реактора. Як вже зазначалось вище, у значній мірі буде зменшення ізотопів ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am та ^{244}Cm , тоді як кількість ^{240}Pu , ^{241}Pu та ^{242}Pu буде зменшуватись на рівні декількох процентів за один паливний цикл.

Таблиця 3.8

Кількість трансуранових елементів

Елемент	ППЦ, кг	КПЦ, кг
Np237	236	217.2
Pu239	2900	2610
Pu240	1135	1120.8
Pu241	208	203.84
Pu242	249	243.37
Am241	336	306.97
Am243	36	33.2
Cm244	4.2	3.96

Розрахунки у програмі MCNPX показують, що коефіцієнт розмноження нейтронів до кінця паливного циклу впаде до величини 0.9, що призведе до падіння потужності реактора до рівня 450 Мев на один нейтрон джерела.

Подальші розрахунки [10] показують, що паливо, вивантажене з активної зони гібридного реактора після його витримки і повторної рефабрикації (видалення продуктів поділу) може бути повторно використано.

Таблиця 3.9

Концентрація трансуранових елементів

Елемент	ППЦ 1, wt%	ППЦ 2, wt%
Np237	4.313	4.277
Pu239	53.901	52.2778
Pu240	21.231	22.587
Pu241	3.870	4.086
Pu242	4.677	4.924
Am241	9.184	9.04
Am243	1.021	1.013
Cm244	0.1158	0.117

У таблиці 3.9 представлено порівняння концентрацій трансуранових елементів для завантаження у перший і другий паливні цикли. При цьому $k_{\text{ефф}}$ на початку першого паливного циклу буде дорівнювати 0.95, а на початку другого – 0.9415.

З усього вищесказаного у даному розділі можна зробити висновок, що у першому паливному циклі відпрацьованого ядерного палива випаюється тільки частина актинідів. Таким чином, після витримки і рефабрикації вивантажене з гібридного реактора паливо має бути використано знову. У цьому випадку загальна маса завантаження палива залишається незмінною, але вміст трансуранових елементів зміниться (див. Табл. 3.9). Варто зазначити, що такий сценарій поводження з відпрацьованим ядерним паливом можливий тільки при замиканні ядерного паливного циклу [133, 134], схема якого представлена на рисунку 3.13.

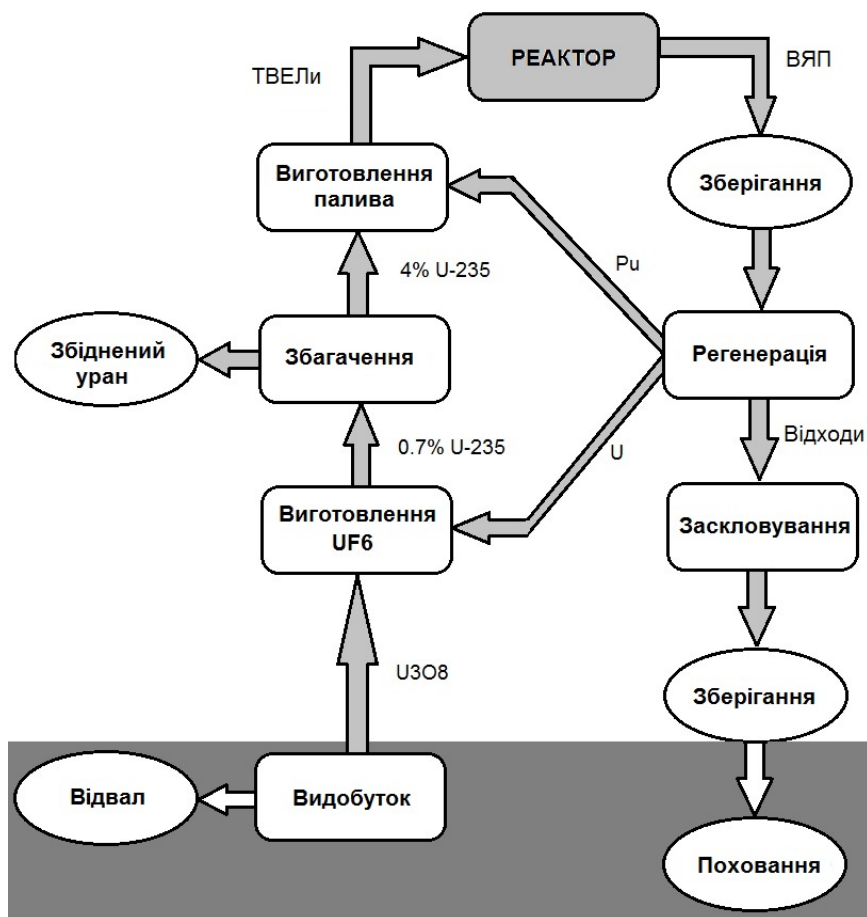


Рис.3.13. Замкнений паливний цикл.

Замкнений паливний цикл являє собою таку схему поводження з відпрацьованим паливом, при якій всі ізотопи, що діляться (ТРУ), постійно повертаються у реактор для повторного використання. Після видалення палива з реактора, паливні стрижні проходять обробку на переробних заводах, де вони дробляться і розчиняються у кислоті. Після спеціальної хімічної обробки з відпрацьованого палива виділяють два цінних продукта: плутоній і невикористаний уран. Приблизно 3% палива при цьому залишається у якості високоактивних відходів. Після заскловування ці високорадіоактивні матеріали підлягають тривалому захороненню.

Приблизно 96% урану, який використовується у реакторі, залишається у відпрацьованому паливі (у реакторі витрачається не більше 1% ^{235}U). Частина палива, що залишилася, перетворюється у тепло і радіоактивні продукти розпаду, а деяка частина у плутоній та інші актиніди. Отже, переробка відпрацьованого ядерного палива може мати деякі економічні вигоди при відновленні

невикористаного урану і плутонію, який був напрацьований у реакторі. Це також зменшує обсяг високорадіоактивних і небезпечних відходів, які необхідно належним чином зберігати, що також має певну економічну доцільність.

У відпрацьованому ядерному паливі міститься приблизно 1% плутонію. Це готове ядерне паливо, яке не потребує ніякого процесу збагачення, воно може бути змішане зі збідненим ураном (так зване змішане оксидне паливо або МОХ-паливо) і поставлятися у вигляді свіжих паливних збірок для завантаження у реактори.

Відновлений уран може повертатися на додаткове збагачення, або поставлятися у вигляді свіжого палива для діючих реакторів. Закритий паливний цикл, таким чином, є більш ефективною системою максимального використання урану без його додаткового видобутку у копальнях (в енергетичних одиницях економія становить, приблизно, 30%) і саме тому слід розвивати технології для його впровадження. Однак, такі схеми переробки відпрацьованого ядерного палива у даний час не набули широкого поширення. Це, у значній мірі, пов'язано з досить низькими цінами на уран.

Матеріали цього розділу були опубліковані у роботах [8-10] і представлені у матеріалах конференцій [15, 16, 18, 19].

3.12. Висновки до розділу 3

За допомогою комп'ютерної програми MCNPX виконані нейтронні розрахунки для моделі підкритичного реактора із зовнішнім термоядерним джерелом. Паливом для такого реактора служить відпрацьоване ядерне паливо з теплових ядерних реакторів.

Вперше показано, що спектр нейтронів у активній зоні такого реактора більш жорсткий, ніж у теплових реакторах типу ВВЕР. У значній мірі це пов'язано з використанням свинцево-вісмутового теплоносія, який слабо уповільнює нейтрони. Крім того, термоядерні нейтрони з плазмового джерела безпосередньо потрапляють у теплоносій і при взаємодії з ним викликають

розмноження нейтронів. Це дає можливість у невеликому обсязі активної зони реактора отримувати більшу щільність нейтронного потоку.

Вперше для компактної моделі гібридного ядерно-термоядерного реактору розраховано ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів, який становить 0.95. Це досягається регулюванням розмірів активної зони реактору. При цьому маса палива і теплоносія у одиниці об'єму залишається незмінною. Це важливо з тієї точки зору, що якщо збільшити масу палива у одиниці об'єму, то теплоносії може не впоратися з відведенням тепла, оскільки його потрібно відводити як з активної зони реактора, так і від першої стінки.

Вперше показана можливість напрацювання тритію у досліджуваній установці. Для цього використовується зона радіального відбивача. За допомогою числового моделювання вперше показано, що основним наробком тритію виступає ізотоп ${}^6\text{Li}$. Змінюючи концентрацію ${}^6\text{Li}$ у радіальному відбивачі можна добитися істотного збільшення виробництва тритію.

Оскільки основним завданням підкритичного реактору є зменшення кількості довгоживучих трансуранових елементів з відпрацьованого ядерного палива, вперше показана можливість даного процесу. На додаток до цього вперше продемонстровано, що після випалювання і переробки трансуранових елементів паливо можливо використовувати повторно. Але все це можливо лише у рамках замкненого паливного циклу.

Для підживлення зовнішнього плазмового джерела потрібні витрати енергії. При вигорянні палива у активній зоні підкритичного ядерного реактору (тобто при його розподілі) виділяється значна енергія. За допомогою комп'ютерного моделювання вперше показано, що коефіцієнт посилення потужності для такої системи дорівнює 65. Це дає можливість стверджувати, що енергії, яка виділяється у активній зоні підкритичного реактора вистачить як для власних потреб, так і для передачі у зовнішню електромережу. Таким чином гібридний реактор може служити як для зменшення кількості мінорних актинідів, так і для виробництва енергії. Привабливою схемою реалізації подібної установки є її спорудження у межах території атомних станцій. При цьому один термоядерний

гібридний реактор може використовувати відпрацьоване ядерне паливо відразу двох реакторів типу ВВЕР-1000 теплових атомних станцій і при цьому всі технологічні процеси будуть виконуватись безпосередньо у одному місці.

Проведено числове моделювання теплового нейтронного навантаження на першу стінку дзеркальної пастки. Вперше показано, що теплове нейтронне навантаження на першу стінку значне, але воно менше тих значень навантажень, які плануються у термоядерних реакторах.

Вперше виконані дослідження і розрахунки радіаційного навантаження на першу стінку. Показано, що при використанні у якості матеріалу першої стінки сталі типу НТ-9, вона може витримати навантаження протягом 5-ти років безперервної роботи установки.

Одним з основних завдань при моделюванні підкритичного реактора було продемонструвати можливість значного зменшення нейтронного потоку, що виходить за межі установки. При певному компонуванні захисту розрахунками підтверджено зменшення нейтронного потоку, що виходить за межі реактора, до рівня, який не впливає на надпровідні котушки, які використовуються для утримання плазми.

РОЗДІЛ 4

КОМП'ЮТЕРНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДЖЕРЕЛА ТЕРМОЯДЕРНИХ НЕЙТРОНІВ

У розділі 3 представлені результати нейтронних розрахунків для моделі гібридного ядерно-термоядерного реактора, основним завданням якого є випалювання актинідів із відпрацьованого ядерного палива АЕС.

У розділі 4 представлені результати нейтронних розрахунків для термоядерного джерела нейтронів. Створення такого пристрою є важливим з точки зору випробування всіх систем та діагностики для утримання плазми. Також джерело термоядерних нейтронів є важливим та необхідним для дослідницьких цілей у матеріалознавстві, адже дає можливість опромінювати зразки матеріалів безпосередньо термоядерним спектром нейтронів.

Для моделі термоядерного джерела нейтронів були проведені наступні розрахунки:

- Радіальний витік нейтронів за зовнішню оболонку пристрою;
- Спектр нейтронів у області першої стінки;
- Теплове навантаження на першу стінку;
- Радіаційні ушкодження першої стінки;

4.1. Радіальний витік нейтронів

В програмі MCNPX був розрахований радіальний витік нейтронів через зовнішню поверхню пристрою (Рис.2.6 розділ 2). При цьому для порівняння у якості охолоджувача першої стінки був обраний натрій і евтектика свинцю та вісмуту. Такий вибір для порівняння був обраний з тих міркувань, що саме натрій та свинець у теперішній час розглядаються як основні жидкометалеві теплоносії для швидких ядерних реакторів. Результати розрахунків показують, що радіальний витік нейтронів через зовнішню поверхню термоядерного джерела нейтронів буде незначним. Оціночні дані говорять про те, що енергія, яку можуть виділити нейтрони за межами термоядерного джерела нейтронів буде $4.2 \cdot 10^{-17}$ Вт з використанням свинцево-вісмутowego охолоджувача та $5.9 \cdot 10^{-17}$ Вт з натрієвим

охолоджувачем (у розрахунку на один нейтрон джерела) [11]. Враховуючи повну інтенсивність нейтронів, які генеруються у плазмовому шнурі ($3 \cdot 10^{18}$ нейтронів у секунду), то енергія, яку можуть виділити нейтрони за межами термоядерного джерела нейтронів буде 0.126 кВт з використанням свинцево-вісмутowego охолоджувача та 0.177 Вт з натрієвим охолоджувачем. Це навантаження повинне бути враховано при розрахунку охолодження магнітних котушок для утримання плазми у магнітній пастці.

4.2. Спектр нейтронів у області першої стінки

Середній потік нейтронів через першу стінку промодельованої системи дорівнює $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ та $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ для свинцево-вісмутowego та натрієвого охолоджувачів відповідно [11]. Інтенсивність термоядерного джерела нейтронів при цьому передбачається на рівні $3 \cdot 10^{18}$ нейтронів у секунду [135]. Інтенсивність нейтронного потоку у разі використання свинцево-вісмутowego охолоджувача першої стінки більша за рахунок реакції розмноження нейтронів.

На рисунку 4.1 представлений усереднений нейтронний потік через першу стінку пристрою, який припадає на один нейтрон термоядерного джерела [12]. Цей спектр розбитий на енергетичні інтервали.

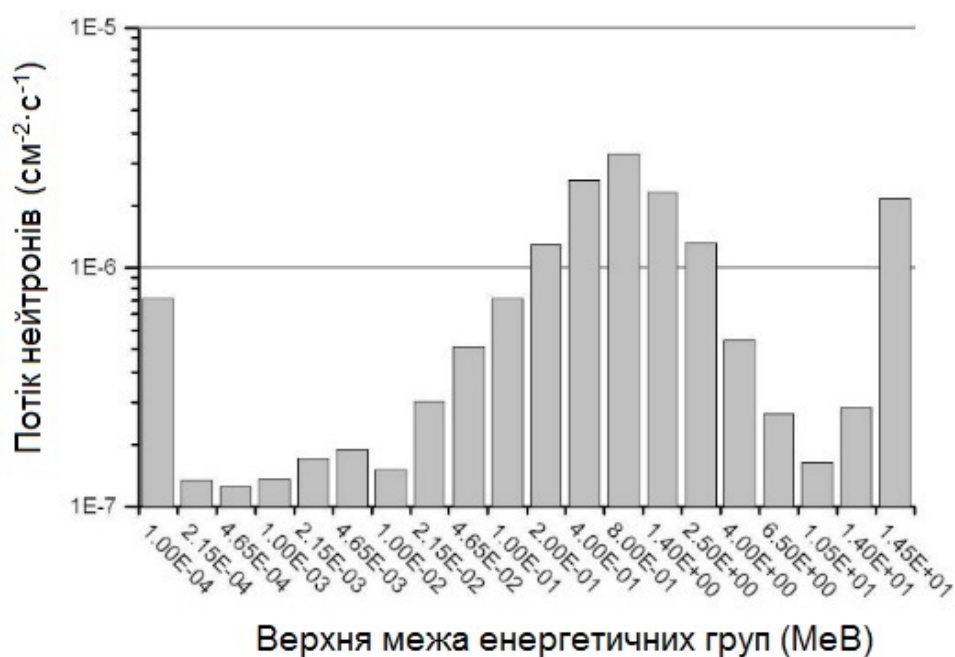


Рис.4.1. Усереднений потік нейтронів через першу стінку джерела нейтронів.

У якості охолоджувача першої стінки бралася свинцево-вісмутова евтектика, як і для всіх інших наведених нижче розрахунків у даному розділі. На рисунку 4.1 видно явно виражений пік високоенергетичних 14-ти MeV нейтронів, який є ніщо інше, як термоядерні нейтрони від плазмового джерела. Інша ж частина спектра формується за рахунок вторинних нейтронів, які виникають у ядерних реакціях розмноження нейтронів (n , $2n$) на свинцю та вісмуту, а також за рахунок розсіювання нейтронів на важких елементах охолоджувача.

Отриманий спектр відрізняється від спектра, обчисленого для потужного джерела нейтронів IFMIF (International Fusion Material Irradiation Facility) [136, 137]. Для того, щоб створювати та перевіряти матеріали майбутніх термоядерних реакторів потрібні специфічні джерела термоядерних нейтронів. Тут не підійдуть ні високопоточні дослідницькі ядерні реактори, ні спалювальні (прискорювальні) установки. Тому у 2000-х роках Європа і Японія прийняли програму створення спеціальної дослідницької лабораторії IFMIF / EVEDA для випробувань перспективних матеріалів. Дана установка буде складатися з 2-х паралельних прискорювальних секцій, у кожній з яких буде створюватися пучок дейтронів зі струмом 125 мА. Перед мішенню два пучка будуть сходитися у один. Мішень являє собою рідкий літій (7.5% – ${}^6\text{Li}$ і 92.5% – ${}^7\text{Li}$), який постійно прокачується під тиском. Безперервний 155 мА пучок дейтронів витягується з джерела іонів, після чого його прискорюють. Крім того, іонний інжектор IFMIF повинен забезпечувати високу якість пучка, високий струм пучка і хорошу експлуатаційну готовність. При розробці моделі джерела для реакції $\text{Li}(d, xn)$ враховувалися три можливі шляхи: ${}^7\text{Li}(d, 2n){}^7\text{Be}$; ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ та ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$. Енергія нейтронів, які виникають у цих реакціях, досягає величини 55 MeV. Спектр нейтронів у тестовому просторі IFMIF буде плавним без вираженого піку 14 MeV нейтронів, а 15-25% спектра від загального потоку нейтронів буде мати енергію вище 14 MeV. Велика частина спектра (від 75 до 80%) буде мати енергію нижче 14 MeV. Таким чином, спектр IFMIF помітно відрізняється від спектра термоядерного реактора і основну відмінність складає високоенергетичний хвіст.

Російська Федерація активно розвиває джерело термоядерних нейтронів на основі сферичного токамака, щоб у майбутньому його можна було використовувати для спалювання трансуранових елементів і напрацювання ділячихся паливних ізотопів ^{239}Pu та ^{233}U з ^{238}U та ^{232}Th , відповідно [108, 138].

4.3. Теплове навантаження на першу стінку

Технологічна проблема, яка стосується будь-якої концепції термоядерного джерела нейтронів, адресована навантаженню на першу стінку, викликаного як нейтронним опроміненням, так і тепловим навантаженням від плазми. У разі термоядерного реактора основний внесок буде йти від термоядерних нейтронів, які безпосередньо опромінюють першу стінку. Розподіл нейтронного теплового навантаження по довжині першої стінки у області дзеркальної пастки показано на рисунку 4.2 [12].

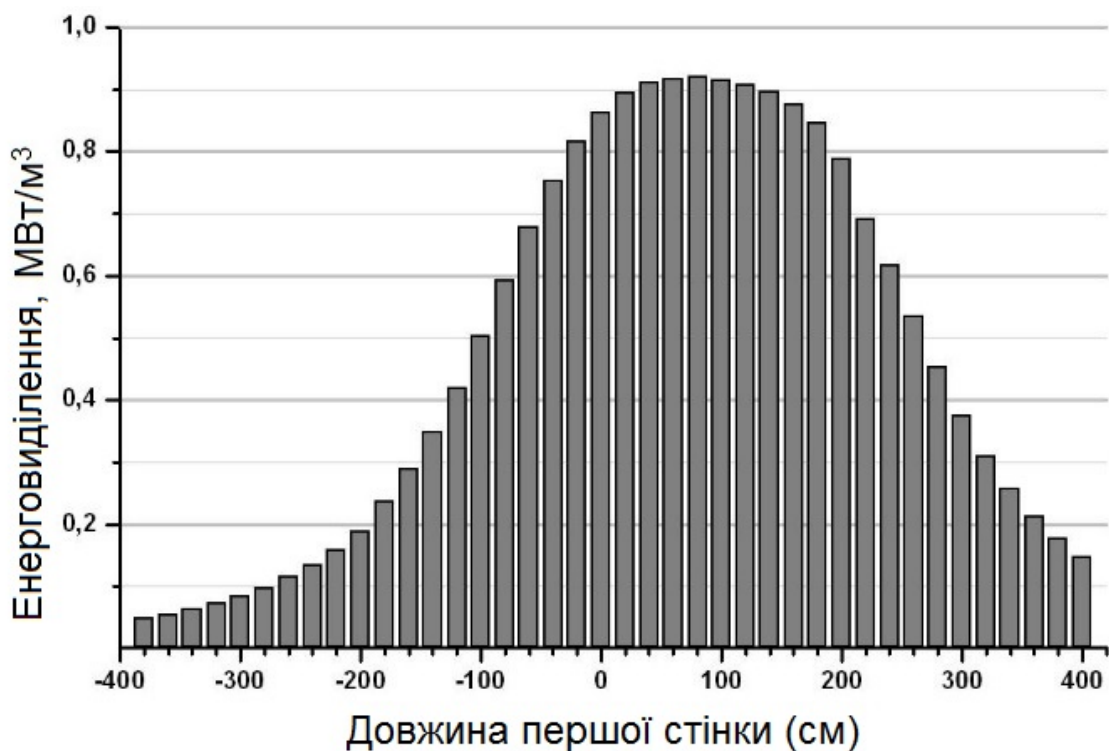


Рис.4.2. Розподіл нейтронного теплового навантаження по довжині першої стінки.

Максимальне нейтронне теплове навантаження на першу стінку від плазмового джерела ≈ 0.92 МВт/м³. Розподіл нейтронного теплового навантаження першої стінки зміщене вправо, оскільки у моделі використовується

одностороння інжекція пучка нейтрального тритію у плазму, що призводить до зміщення плазмового джерела вправо.

Є також поверхневий нагрів першої стінки внаслідок радіальних втрат плазми. Для випадку, коли інтенсивність термоядерного джерела нейтронів буде дорівнює $6 \cdot 10^{18}$ нейтронів у секунду, термоядерна потужність $P_{\text{fus}}=17$ МВт. Посилаючись на результати роботи [112], де показано, що $Q_p=P_{\text{fus}}/P_{\text{heat}}=0.5$, можна зробити висновок, що теплова потужність $P_{\text{heat}}=34$ МВт.

Крім того, якщо припустити, що 10% від потужності нагріву плазми осідає на першій стінці, то теплове навантаження на неї буде дорівнювати 0.136 МВт/м².

Існує також теплове навантаження на першу стінку від альфа-частинок, що генеруються у плазмі за допомогою D-T термоядерної реакції. Якщо припустити, що половина альфа-частинок з енергією 2 МеВ (половина енергії втрачається при проходженні від джерела до першої стінки) досягає першої стінки, то теплова потужність, що виділяється, не буде перевищувати значення 0.08 МВт/м².

У сукупності, нейтронне навантаження на першу стінку термоядерного гібридного реактора у області відкритої пастки становитиме 0.7 МВт, поверхнєве теплове навантаження від плазми – 3.4 МВт і від альфа-частинок – 2 МВт. Повне теплове навантаження, яке вноситься у першу стінку буде дорівнює 6.1 МВт. Це еквівалентно значенню 0.24 МВт/м². Це істотно нижче характерних значень для термоядерних реакторів, які, як очікується, будуть більше, ніж 1 МВт/м².

Для порівняння на рисунку 4.3 наведено нейтронний спектр для двох випадків:

- а) середній нейтронний потік по всій довжині першої стінки у області пастки гібридного реактора;
- б) нейтронний потік через поверхню першої стінки з максимальним тепловим навантаженням.

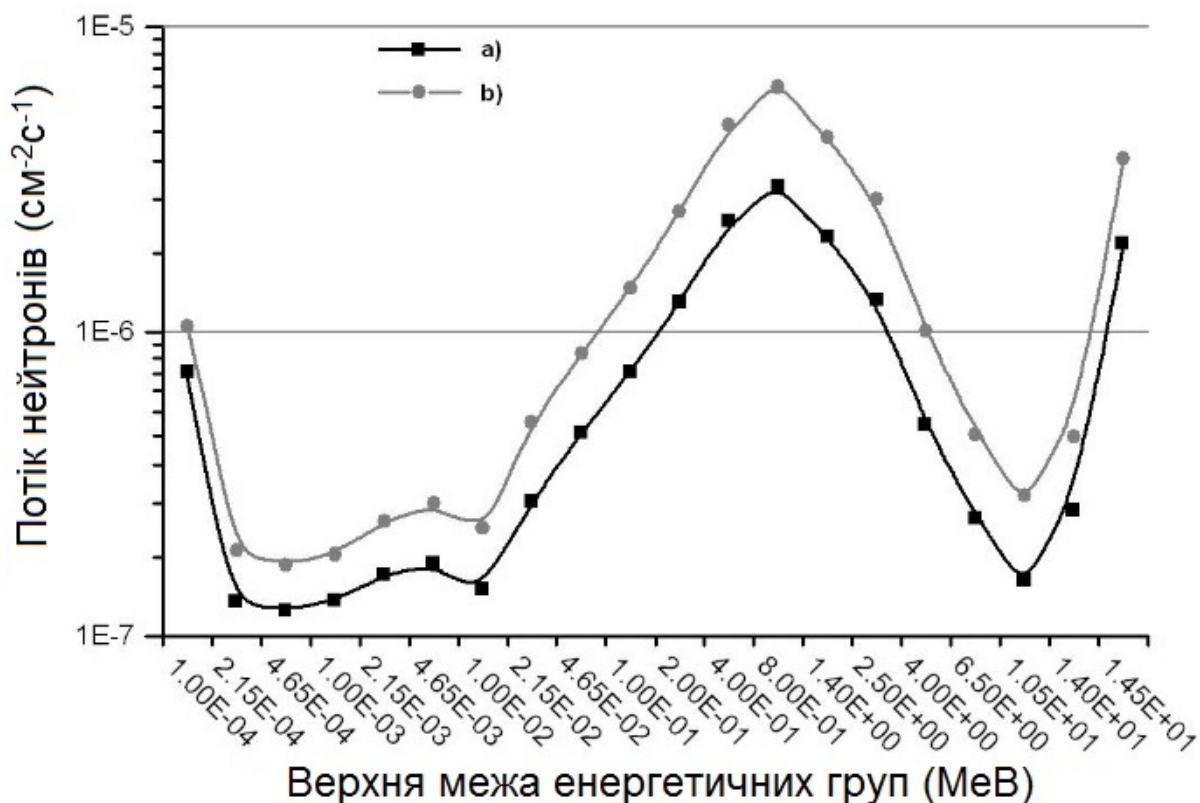


Рис.4.3. Середній нейтронний потік у першій стінці джерела нейтронів.

4.4. Радіаційні пошкодження першої стінки.

Радіаційні ушкодження є причиною крихкості і погіршення механічних властивостей матеріалу. Як вже говорилося раніше, вони характеризуються кількістю сукупного числа зсувів на атом (ЗНА). На сьогодні 60-80 ЗНА є межею для сучасних ядерних матеріалів, причому такі матеріали ще й обмежені по робочій температурі, і не можуть, наприклад, використовуватися у гарячих реакторах на швидких нейтронах, не кажучи вже про термоядерні пристрої. Для визначення ЗНА потрібно знати енергію налітаючої частинки або енергетичний спектр, а також перетин пошкодження [121], що відповідає цій енергії. У загальному випадку використовуємо раніше наведену формулу (29):

$$D = \int_0^{\infty} \sigma_d(E_n) \varphi(E_n) t dE_n,$$

де $\varphi(E_n)$ є нейтронний потік на один нейтрон джерела ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$), $\sigma_d(E_n)$ – перетин пошкодження (барн), t – час опромінення (с).

З розрахунків випливає, що перша стінка накопичує не більше 4.9 ЗНА протягом 365 днів безперервної роботи установки [12]. Як вже говорилося у розділі 3, сталь типу НТ-9 може витримати опромінення порядку 150 ЗНА [139]. З цього випливає, що перша стінка термоядерного джерела нейтронів може прослужити 30-40 років безперервної роботи установки. Це означає, що при таких пошкодженнях першу стінку установки не доведеться міняти протягом всього терміну служби термоядерного джерела нейтронів.

Матеріали цього розділу були опубліковані у роботі [12] і представлені у матеріалах конференції [21].

4.5. Висновки до розділу 4

З використанням комп'ютерного коду MCNPX вперше виконані нейтронні розрахунки для моделі термоядерного джерела нейтронів. Джерелом нейтронів у даній моделі виступає дейтерій-тритієва плазма. Розрахований спектр нейтронів у області першої стінки відкритої пастки, де передбачається розміщувати зразки матеріалів для опромінення. Показано, що спектр нейтронів у даній області має піки при енергіях 1 та 14 МеВ. Цей спектр відповідає спектру нейтронів термоядерних реакторів і представляє інтерес у матеріалознавчих цілях, адже для термоядерних реакторів потрібні матеріали, здатні стояти до 150 (а краще до 300) ЗНА без руйнування, а у випадку термояда – стояти не просто у потоці нейтронів, але у потоці високоенергетичних нейтронів. До речі, однією з основних проблем розділу матеріалознавства є повільний набір ушкоджуючої дози – 20 ЗНА у рік на кращих дослідницьких реакторах (наприклад БОР-60), тобто щоб набрати 160 ЗНА, треба залишити збірку у реакторі на 8-10 років. Це стосується і представленого у даному розділі термоядерного джерела нейтронів, так як потік швидких нейтронів знаходиться на рівні $10^{14} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, що не дасть змоги швидко набирати ушкоджуючу дозу. Проте, з однієї сторони, досліджувані зразки матеріалів будуть знаходитись під опроміненням термоядерного спектру нейтронів, а з другої сторони, будуть відпрацьовані чисто термоядерні задачі:

перевірка стаціонарного підтримання горіння плазми, відвід домішок з вакуумної камери, перевірка роботи ВЧ нагріву плазми, тощо.

Вперше проведено розрахунки теплового та радіаційного навантажень нейтронів на першу стінку термоядерного джерела, які становлять 0.24 МВт/м^2 та 4.9 ЗНА відповідно. Показано, що ці навантаження істотно нижчі, ніж у разі підкритичного реактора ядерно-термоядерного гібрида, так як відсутня зона з ядерним паливом.

Вперше розрахована величина нейтронного витоку за межі системи. На відміну від підкритичного реактора, у термоядерному джерелі нейтронів немає активної зони (де власне йде основна генерація нейтронів). З цієї причини нейтроний радіальний витік істотно нижче, що зменшує вимоги як до захисту, так і до охолодження магнітної системи.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі методом числового моделювання розв'язане конкретне наукове завдання – розроблено, створено та досліджено фізичну модель підкритичного реактору та нейтронного джерела на базі плазмової системи стеларатор-пробкотрон (комбінація стеларатора та відкритої пастки), проведено нейтронні розрахунки для моделі підкритичного швидкого реактора ядерно-термоядерного гібрида на основі комбінації стеларатора та відкритої пастки, а також для моделі термоядерного джерела нейтронів. Оскільки реактор підкритичний, підтримання його роботи відбувається за рахунок зовнішнього термоядерного джерела нейтронів. Як плазмовий пристрій гібридний реактор має складну конструкцію, однак закладена у ньому можливість розміщувати всі забезпечуючі плазмовий розряд вузли та діагностичне обладнання поза активною зоною ядерного реактора, де нейтронні потоки невеликі, може істотно полегшити технічне завдання його розробки. Параметри плазми, необхідні як для дослідницької, так і для промислової установки, лежать у рамках сучасних технічних можливостей.

Основні результати дисертаційної роботи полягають у наступному:

1. Розроблена оригінальна компоновка підкритичного ядерного реактора, вбудованого у стелараторно-пробкотронний ядерно-термоядерний гібрид. Проведені нейтронні розрахунки і підібрані розміри складових частин моделі, щоб забезпечити ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів (k_{eff}) на рівні 0.95.

2. Вперше показана можливість захисту надпровідних магнітів, які використовуються для конфігурації магнітного поля для підтримки плазми, від нейтронного потоку, який виходить за межі системи, що моделюється. Для цього були проведені розрахунки потужності нейтронного потоку за межами реактора. Запропоновано фізично обґрунтоване рішення для зменшення цієї потужності до прийняттого рівня. Це необхідно для того, щоб зменшити потужність

охолодження надпровідних магнітів, які використовуються для конфігурації магнітного поля для утримання плазми.

3. Оскільки одним з важливих завдань при роботі термоядерної установки є напрацювання тритію, без якого неможлива робота плазмового джерела, була запропонована така компоновка вузлів підкритичного реактора, при якій тритій можна напрацьовувати всередині самої системи. Для цих цілей також була розрахована концентрація ${}^6\text{Li}$ у тій частині гібридного реактора, який відтворює тритій. Вперше показано, що у гібридному реакторі компактних розмірів, за рахунок нейтронів у активній зоні реактора, у якому розміщене відпрацьоване ядерне паливо, тритій можливо напрацьовувати у значно більшій кількості, ніж потрібно для самодостатності плазмової частини установки. Таким чином, у залежності від збагачення ${}^6\text{Li}$ у зоні відтворення тритію, коефіцієнт напрацювання його може змінюватись від 1.3 до 1.8.

4. Проведено розрахунки і показано теплове навантаження на першу стінку термоядерного гібридного реактора від плазмового джерела термоядерних нейтронів і від нейтронів з активної зони реактора. Показано, що це навантаження високе $\sim 0.5 \text{ МВт/м}^2$, але істотно нижче від передбачуваного навантаження майбутніх термоядерних установок (1 МВт/м^2).

5. Досліджена можливість випалювання трансуранових елементів, які накопичуються у відпрацьованому ядерному паливі у процесі роботи теплових реакторів, а також вперше показана можливість його додаткового (повторного) довипалювання всередині замкненого паливного циклу. Розрахунки показали, що один ядерно-термоядерний гібридний реактор може випалювати відпрацьоване паливо з двох ядерних реакторів типу ВВЕР-1000.

6. Розроблена оригінальна модель термоядерного джерела нейтронів, яка подібна до плазмової частини гібридного реактору. Основна мета, яка ставиться перед цією установкою – можливість тривалого прямого опромінення зразків матеріалів термоядерними нейтронами з енергією 14 MeV .

7. Вперше розраховано теплове навантаження на першу стінку термоядерного джерела нейтронів. Розрахунок показав, що це навантаження вдвічі нижче, ніж у гібридному реакторі.

8. Вперше розраховано спектр нейтронів на першій стінці такого термоядерного джерела нейтронів, де передбачається опромінення зразків матеріалів. Цей спектр близький до спектру майбутніх термоядерних реакторів.

9. Проведено розрахунки величини потужності витоку нейтронного потоку за межі термоядерного джерела нейтронів. Запропоновано фізично обґрунтоване рішення по зменшенню цієї потужності для захисту надпровідних магнітів.

Отримані результати дисертаційного дослідження становлять безпосередній інтерес та показують привабливість розробки термоядерного гібридного реактора, як установки з трансмутації відпрацьованого ядерного палива (зменшення кількості довгоживучих радіоактивних відходів). Ця установка може служити проміжним етапом на шляху створення повномасштабної термоядерної енергетики. Крім того, цей гібридний реактор буде суттєвим доповненням до традиційної ядерної енергетики. Джерело термоядерних нейтронів є необхідним для матеріалознавчих досліджень для реалізації керованого термоядерного синтезу.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Соколов А.Н. Обеспеченность запасами, добыча и потребление углеродных ископаемых в мире и в России // Электронный научный журнал: Нефтегазовое дело. 2011. №5. С. 400-414. URL: <http://www.ogbus.ru> (дата звернення 22.05.2019)
2. Якуцени В.П., Петрова Ю.Э., Суханов А.А. Динамика доли относительного содержания трудноизвлекаемых запасов нефти в общем балансе // Электронный научный журнал: Нефтегазовая технология. Теория и практика. 2007. №7. 11 С. URL: <http://www.ngtp.ru/rub/9/023.pdf> (дата звернення 22.05.2019)
3. Байков Н., Гринкевич Р. Перспективы Российской нефтегазовой промышленности и альтернативных источников энергии // *Мировая экономика и международные отношения*. 2008. №6. С. 49-56.
4. Noack K., Moiseenko V.E., Ågren O., Hagnestål A. Neutronic model of a mirror based fusion-fission hybrid for the incineration of the transuranic elements from spent nuclear fuel and energy amplification // *Annals of Nuclear Energy*. 2010. Vol. 38. P. 578.
5. Moiseenko V.E., Kotenko V.G., Chernitskiy S.V., Ågren O., Noack K., Lesnyakov G.G, Shapoval A.N., Stadnik Yu.S., Kovtun A.P., Hagnestål A., Voitsenya V.S., Garkusha I.E. Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Thermonuclear fusion*. 2013. V.36, № 1. P. 44-57.
6. Chernitskiy S.V., Noack K., Moiseenko V.E., Ågren O., Abdullayev A. Neutronic calculations of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Transactions of Fusion Science and Technology*. 2013. V. 63, № 1T. P. 322-324.
7. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K., Abdullayev A. Neutronic model of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (18)*. 2012. №6(82). P.58-60.

8. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E. Static neutronic calculation of a subcritical transmutation stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Annals of Nuclear Energy*. 2014, V. 72, № 1. P. 413-420.
9. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. Minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (21)*. 2015. №1(95). P. 20-23.
10. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. A fuel cycle for minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (23)*. 2017. №1(107). P. 36-39.
11. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a fusion neutron source // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (19)*. 2013. №1(83). P. 61-63.
12. Chernitskiy S.V., Gann V.V., Ågren O. Static neutronic calculation of a fusion neutron source // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (20)*. 2014. №6(94). P. 12-15.
13. Moiseenko V.E., Kotenko V.G., Chernitskiy S.V., Ågren O., Noack K., Stadnik Yu.S., Kovtun A.P., Voitsenya V.S., Garkusha I.E., Dovgalyuk S.I. Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid, Physical and Technical Aspects of Volume Source of Neutrons for Materials Science, Technology Research and Problem Solving Nuclear Energy (VNS-5), Russia, Zvenigorod, June 4-8 (2012), Book of abstracts, P. 56-61.
14. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the Alushta International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Alushta (Crimea), September 17-22 (2012), Book of abstracts, P. 74.
15. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. Minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkov, September 15-18 (2014), Book of abstracts, P 25.

16. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Ågren O. A fuel cycle for minor actinides burning in a Stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkiv, September 12-15 (2016), Book of abstracts, P. 64.
17. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Агрен О., Ноак К., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты гибридного реактора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. 10 Курчатовская молодежная научная школа, Россия, Москва, 23-26 октября (2012), Сборник аннотаций, С. 155.
18. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты подкритического реактора-трансмутатора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. V Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, Россия, Москва (ФИАН), 10-15 ноября (2013), Сборник трудов, С. 138.
19. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты концепции гибридного реактора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. 11-я Курчатовская молодежная научная школа, Россия, Москва, 12-15 ноября (2013), Сборник аннотаций, С. 195.
20. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a fusion neutron source, at the Alushta International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Alushta (Crimea), September 17-22 (2012), Book of abstracts, P. 73.
21. Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Gann V.V., Ågren O. Static neutronic calculation of a fusion neutron source, at the International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkov, September 15-18 (2014), Book of abstracts, P. 26.
22. Савенко Ю.Н., Штейнгауз Е.О. Энергетический баланс (некоторые вопросы теории и практики). М.: Энергия, 1971. 184 с.
23. Бекман И.Н. Торий. Курс лекций. Лекция 4. Горнорудная промышленность тория. URL: Profbeckman.narod.ru/Th.files/L4.pdf (дата звернения 22.05.2019)

24. Дементьев Б.А. Ядерные энергетические реакторы. Москва: Энергоатомиздат, 1989. 280 с.
25. Овчинников Ф.Я., Семенов В.В. Эксплуатационные режимы водо-водяных энергетических реакторов. Москва: Энергоиздат, 1988. 359 с.
26. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. Москва: Атомиздат, 1974. 408 с.
27. Rogovin Mitchell. Three Mile Island: A report to the Commissioners and to the Public, Volume I. — Nuclear Regulatory Commission, Special Inquiry Group, 1980.
28. International Nuclear Safety Advisory Group. Summary Report on the Post-Accident Review on the Chernobyl Accident. Safety Series No. 75-INSAG-1. IAEA, Vienna, 1986.
29. История атомной энергетики Советского Союза и России / Под редакцией Сидоренко В.А. М.: ИзДАТ, 2002. Выпуск 4. 544 с.
30. International status and prospects for nuclear power 2014. *Report by the Director General of the IAEA*. GOV/INF/2014/13-GC(58)/INF/6
31. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Энергоатомиздат, 1986. 472 с.
32. Широков С.В. Ядерные энергетические реакторы: учебное пособие. Киев: НТУУ «КПИ», 1997. 280 с.
33. McMillan E., Abelson P.H. Radioactive Element 93 // *Phys. Rev.* 1940. 57. 1185 p. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.57.1185.2> (дата звернення 22.05.2019)
34. Seaborg G.T., James R.A., and Morgan L.O. National Nuclear Energy Series, Plutonium Project Record, Vol. 14B, The Transuranium Elements: Research Papers (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1949), Paper No. 22.1 "The new element americium (atomic number 95)"
35. Seaborg G.T., McMillan E., Kennedy J.W., Wahl A.C. Radioactive Element 94 from Deuterons on Uranium // *Phys. Rev.* 1946. Vol. 69. 366 p. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.69.366.2> (дата звернення 22.05.2019)

36. Seaborg G.T., James R.A., and Ghiorso A. National Nuclear Energy Series, Plutonium Project Record, Vol. 14B, The Transuranium Elements: Research Papers (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1949), Paper No. 22.2 "The new element curium (atomic number 96)."
37. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов / Под редакцией чл.-кор. АН СССР Г.Н. Флерова. М.: Атомиздат, 1967. Выпуск 1: Трансурановые элементы. 264 с; [Hyde E.K., Perlman I., Seaborg G.T. The nuclear properties of the heavy elements. Detailed radioactivity properties. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey. 1964.]
38. Ellis T. et al. Traveling-Wave Reactors: A Truly Sustainable and Full-Scale Resource for Global Energy Needs // Proceedings of ICAPP '10 San Diego, CA, USA, June 13-17, 2010
39. Teller E., Ishikawa M., Wood L. Completely Automated Nuclear Reactors for Long-Term Operation. UCRL JC-122708, Lawrence Livermore National Laboratory, January 1996.
40. Paris T.A., Davidson J.W. Reduction in the toxicity of fusion product wastes through transmutation with deuterium-tritium fusion neutrons. // *Nuclear Technology*. 1980. Vol. 47. P. 324.
41. Ishkhanov B.S. Radioactivity. М.: University Book, 2011.
42. Рачков В.И., Тюрин А.В., Усанов В.И., Воцинин А.П. Эффективность ядерной энерготехнологии: системные критерии и направления развития. Москва: ЦНИИАтоминформ, 2008. 227 с
43. Kolarik Z., Renard E.V. Potential applications of fission platinoids in industry. // *Platinum Metals Review*. 2005. Vol. 49, P. 79-90.
44. Thomas B.C., Harold A.F, Walt P., Gennadi P., Ramana M.V., Mycle S., Tatsujiro S., Franck von H. Fast breeder reactor programs: history and status. *A research report of the International Panel on Fissile materials*. 2010.
45. Саркисов А.А., Пучков В.Н. Нейтронно-физические процессы в быстрых реакторах с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями / Под редакцией академика РАН А.А. Саркисова. Москва: Наука, 2011. 168 с.

46. Toshinskiy G., Bulavin P. The calculation of the relative value of delayed neutrons in the reactor // *Nuclear Energy*. 1967. Vol. 23. Issue 2. P. 146-149.
47. Шаманин И.В., Годових А.В. Структура резонансной области поглощения ядер ^{238}U и ^{232}Th и зависимости ее параметров от температуры // *Известия Томского политехнического университета*. 2006. №5. Т. 309. С. 49-55.
48. Matveev V.I., Danilychev A.V., Eliseev V.A., Vorotyncev M.F. e.a. Physical Grounds for Further Improvement of Fast Sodium Power Reactor Safety / In Proc. of Int. Fast Reactor Safety Meeting, Snowbird, Utah, August 1990, v.2. P.25.
49. Evaluation of benchmark calculations on a Fast Power Reactor Core with near zero sodium void effect. IAEA-TECDOC-731, Vienna, 1994.
50. Петунин В.П. Теплоэнергетика ядерных установок. Москва: Атомиздат, 1960. 232 с.
51. Левин В.Е. Ядерная физика и ядерные реакторы. 4-е издание, переработанное и дополненное. Москва: Атомиздат, 1979. 288 с.
52. Барашенков В.С. Проблемы электроядерной технологии // Препринт ОИЯИ Р2-94-56, Дубна, 1994.
53. Барашенков В.С. Ядерно-физические аспекты электроядерного метода // ЭЧАЯ. 1978. Том 9. Вып. 5.
54. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Орлов В.В. Об электрическом бридинге // УФН. 1983. Том 139. Вып. 3.
55. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Джелепов В.П., Дмитриевский В.П. Электроядерный метод генерации нейтронов // *Атомная энергия*. 1970. Том 29. Вып. 3.
56. Hasegawa K., Kinsho M., Oguri H., J-PARC/JAEA, Tokai, Ibaraki, Koseki T., J-PARC/КЕК, Tokai, Ibaraki. Status of J-PARC Accelerators // Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China 2013. 3830 p.
57. Beller D. Overview of the AFCI Reactor-Accelerator Coupling Experiments (RACE) Project // Proceedings of the Eighth Information Exchange Meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, OECD/NEA, Paris, France, 2005. P 495-504.

58. Beller D., Hunt A., Bennion J., Reda M., Sabourov K., Spaulding R. and Folkman K. Initial Results from the AFCI Reactor-Accelerator Coupling Experiments (RACE) Project // Proceedings of the Eighth Information Exchange Meeting on Actinide and Fission Product Partitioning & Transmutation, OECD/NEA, Paris, France, 2005. P 699-710.
59. Paolo Pierini. THE ACCELERATOR ACTIVITIES OF THE EUROTRANS PROGRAMME // APAC 2007, Raja Ramanna Centre for Advanced Technology (RRCAT), Indore, India.
60. Pierini P. "ADS Reliability Activities in Europe" // 4-th OECD NEA International Workshop on Utilization and Reliability of HPPA, May 2004, Daejeon, S. Korea.
61. Krivopustov M.I. et al. First experiments with a large uranium blanket within the installation «Energy plus transmutation» exposed to 1.5 GeV protons // *Kerntechnik*. 2003. V. 68. No. 1-2. P. 48-55.
62. Chigrinov S.E., Serafimovich I.G., Bournos V.V., Fokov Yu.G., Korneev S.V., Routkovskaia C.C., Mazanik S.E., Adamovich A.A., Kiyavitskaya H.I., Koulikovskaya A.V., Khilmanovich A.M., Martsynkevich B.A., Korbut T.N., Butzev V.S.. Peculiarities of neutron fields in the systems «neutron producing target-moderator» irradiated by high-energy particles // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physical Investigations*. 2005. V. 45. No 6. P. 101-105.
63. Krivopustov M.I. et al., About the first experiment on investigation of ^{120}I , ^{237}Np , ^{238}Pu and ^{239}Pu transmutation at the Nuclotron 2.52 GeV deuteron beam in neutron field generated in U/Pb-assembly «Energy plus transmutation» // JINR Preprint E1- 2007-7. Dubna, 2007.
64. Исследовательская ядерная установка "Источник нейтронов, основанный на подкритической сборке, управляемой линейным ускорителем электронов"
URL: www.kipt.kharkov.ua/kipt_sites/NeutronSource/neut_source.html (дата звернення 22.05.2019)

65. ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs and ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit. Chapter 1: Overview and summary // *Nuclear Fusion*. 1999. Vol. 39. Number 12. P. 2137.
66. Аликаев В.В., Вдовин В.Л., Иванов Д.П., Иванов Н.В., Ильин В.И., Какурин А.М., Кислов А.Я., Ковров П.Е., Кочин В.А., Хвостенко П.П., Хромков И.Н., Чистяков В.В. Эксперименты по генерации тока в токамаке Т-7 нижегибридными волнами / Под редакцией Г.Я. Кармадонова ИАЭ-3702/7. Москва, 1982.
67. Денисов В.Ф. и др. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез*. 1981. Вып. 1(7). С. 3-7.
68. Bondarchuk E.N., Glukhikh V.A., Velikhov E.P. et al. // In: Nuclear Technology Symposium. Utrecht, Netherlands, 1988, Vol. 2. P. 256.
69. Jacquinet J. Recent developments in steady-state physics and technology of tokamaks in Cadarache // *Nuclear Fusion*. 2003. Vol. 43. Number 12. P. 1583.
70. Zushi H. et al. Steady-state tokamak operation, ITB transition and sustainment and ECCD experiments in TRIAM-1M // *Nuclear Fusion*. 2005. Vol. 45. Number 10. P. 142.
71. Iiyoshi A. Fujiwara M., Motojima O., Ohyabu N. and Yamazaki K. Design study for the large helical device // *Fusion Technology*. 1990. Vol. 17. Issue 1. P. 169.
72. Motojima O. et al. Overview of confinement and MHD stability in the large helical device // *Nuclear Fusion*. 2005. Vol. 45. Number 10. P. 255.
73. Boscary J., Greuner H., Boswirth B., Friedrich T., Plankensteiner A., Schedler B., Traxler H., Missirlian M., Schlosser J. Status of the pre-series activities of the target elements for the W7-X divertor // in: 11th International workshop on plasma-facing materials and components for fusion applications, October 10-12, 2006, Greifswald, Germany.
74. Bosch H.-S., Bykov V., Brakel R., P.van Eeten, Feist J.-H., Gasparotto M., Grote H., Klinger T., Nagel M., Naujoks D., Otte M., Risse K., Rummel T., Schacht J., Pedersen T. S., Vilbrandt R., Wegener L., Werner A., Wolf R., the W-X Team.

- Final integration, commissioning and start of the Wendelstein 7-X stellarator operation // *Nuclear Fusion*. 2017. Vol. 57. No. 11. 116015.
75. Pedersen T.S., Dinklage A., Turkin Y., Wolf R., Bozhenkov S., Geiger J., Fuchert G., Bosch H.-S., Rahbarnia K., Thomsen H., Neuner U., Klinger T., Langenberg A., Mora H.T., Kornejew P., Knauer J., Hirsch M., the W7-X Team, and Pablant N. Key results from the first plasma operation phase and outlook for future performance in Wendelstein 7-X // *Physics of Plasmas*. 2017. Vol. 24. No. 5. 055503.
 76. Ivanov A.A. Fusion neutron research at Novosibirsk including experiments // *American Institute of Physics, Conference Proceedings*. 2012. Vol. 1442. P. 139-146.
 77. Beklemishev A., Anikeev A., Burdakov A., Ivanov A., Ivanov I., Postupaev V. and Sinitsky S. GDT-based neutron source with multiple-mirror end plugs // *American Institute of Physics, Conference Proceedings*. 2012. Vol. 1442. P. 147-152.
 78. Будкер Г.К., Данилов В.В., Кругляков Э.П., Рютов Д.Д., Шунько Е.В., Эксперименты по удержанию плазмы в многопробочной магнитной ловушке // *Письма ЖЭТФ*, 1973, т. 17, - С. 117; *ЖЭТФ*, 1973, т. 65, №2, С. 562.
 79. Дерягина И.Л., Попова Е.Н., Романов Е.П. Разработка и создание промышленных сверхпроводников на основе Nb₃Sn и NbTi // *Вестн. Ом. ун-та*. 2013. № 2. С. 57–65.
 80. Vladimirov P., Möslang A. Comparison of material irradiation conditions for fusion, spallation, stripping and fission neutron sources // *Journal of Nucl Materials*. 2004. Volume 329. P. 233-237.
 81. «IFMIF International fusion materials Irradiation Facility Conceptual Design Activity Final Report» // IFMIF CDA TEAM, edited by M. Martone, ENEA RT-ERG-FUS-96-11, Dec. 1996.
 82. Knaster J., Arbeiter F., Cara P., Chel S., Facco A., Heidinger R., Ibarra A., Kasugai A., Kondo H. IFMIF, the European–Japanese efforts under the Broader Approach agreement towards a Li(d,xn) neutron source: Current status and future options // *Nuclear Materials and Energy*. 2016. Volume.9. P. 46–54.

83. Синтез-деление. Труды II советско-американского семинара. 14 марта – 1 апреля 1977. Москва: Атомиздат, 1978.
84. Velikhov E.P. // In: IAEA Fusion Energy Conf. Chengdu, China, October 16-21, 2006.
85. For the U.S. DEPARTMENT OF ENERGY. *Monte Carlo N-Particle Transport Code System for Multiparticle and High Energy Applications, Version 2.4.0*. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos report LA-CP-02-408, 2002.
86. Карлсон Б., Латроп К. Теория переноса. Метод дискретных ординат: Пер. с англ. / Сб. статей под редакцией Х. Гринспена, К. Келбера, Д. Окрента. М.: Атомиздат. 1972.
87. Коробейников В.В. Метод Монте-Карло в задачах физики реакторов и защиты // Методическое издание ИАТЭ. Обнинск, 1994.
88. Maerker R.E., Broadhead B.L., Worley B.A., Williams M.L. and Wagschal J.J. Applications of the LEPRICON Unfolding Procedure to the Arkansas Nuclear One-Unit 1 Reactor // *Nuclear Science and Engineering*. 1986 Vol. 93. Issue 2. P. 137-170.
89. Maerker R.E. LEPRICON Analysis of Pressure Vessel Surveillance Dosimetry Inserted into H.B. Robinson-2 During Cycle-9 // *Nuclear Science and Engineering*. 1987. Vol. 96. Issue 4. P. 263-289.
90. Maerker R.E. Analysis of the NESDIP2 and NESDIP3 Radial Shield and Cavity Experiments // *NUREG/CR-4886* (Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-10389), USNRC, May 1987.
91. Fu C.Y. and Hetrick D.M. Update of ENDF/B-V Mod-3 Iron: Neutron-Producing Reaction Cross-Sections and Energy Angle Correlations // ORNL/TM-9964, ENDF-341, Oak Ridge National Laboratory, July 1986.
92. Moiseenko V.E., Noack K., Ågren O. Combined straight field line mirror-multi-mirror fusion driven system// *J. Fusion Energy*. 2010. Vol. 29. P. 65.
93. Noack K., Agren O., Kallne J., Hagnestål A. and Moiseenko V.E. Safety and power multiplication aspects of mirror fusion-fission hybrids // *American Institute of Physics, Conference Proceedings*. 2012. Vol. 1442. P. 186-198.

94. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983.
95. Dubuisson P., Gilbon D., Seran J.L. Microstructural evolution of ferritic-martensitic steels irradiated in the fast breeder reactor Phenix // *J. Nucl. Materials*. 1993. Vol. 205. P. 178-189.
96. Klueh R.L. Elevated temperature ferritic and martensitic steels and their application to future nuclear reactors // *International materials reviews*. 2005. Vol. 50(5). P. 287-310.
97. Garner F.A., Puigh R.J. Irradiation creep and swelling of the fusion heats of PCA, HT9 and 9Cr-1Mo irradiated to high neutron fluence // *J. Nucl. Materials*. 1991. Vol. 179-181. Part 1. P. 577-580.
98. ORNL, Fusion Materials, 1999. URL: <https://info.ornl.gov/sites/fmp/Shared%20Documents/semiannual-progress-reports/fusion-materials-semiannual-progress-report-26.pdf> (дата звернення 22.05.2019)
99. Thermophysical and electric properties. OECD NEA, 2007. URL: <http://www.nea.fr/html/science/reports/2007/pdf/chapter2.pdf> (дата звернення 22.05.2019)
100. Audi G., Wapstra A.H. and Thibault C. The AME2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references // *Nuclear Physics A*. 2003. Vol. 729. P. 337-676.
101. Osborne R.V. Tritium Hazard Report: Pollution and Radiation Risk from Canadian Nuclear Facilities, Canadian Nuclear Association (2007).
102. Rogers Abby. The 16 most expensive substances in the world. URL: www.businessinsider.com/most-valuable-substances-by-weight-2011-11?op=1 (дата звернення 22.05.2019)
103. Fix D. V., Estill J.C., Wong L.L., Rebak R.B. General and localized corrosion of austenitic and borates stainless steels in simulated concentrated ground waters // *Lawrence Livermore National Laboratory report*. Paper presented at the American

- Society of Mechanical Engineers Pressure Vessels and Piping Division Conference in San Diego (2004). UCRL-PROC-202920.
104. Stacey W.M., Mandrekas J., Hoffman E.A., Kessler G.P., Kirby C.M., Mauer A.N., Noble J.J., Stopp D.M. and Ulevich D.S. A fusion transmutation of waste reactor // *Fusion Science and Technology*. 2002. Vol. 41. Issue 2. P. 116-140
 105. Stacey W.M. Principles and rationale of the fusion-fission hybrid burner reactor // *American Institute of Physics, Conference Proceedings*. 2012. Vol. 1442. P. 31-42.
 106. Filiand M.A., Semenova E.I. Properties of rare elements // *Publishing Metallurgy*. Moscow 1964.
 107. Moiseenko V. E., Ågren O. Plasma heating and hot ion sustaining in mirror based hybrids// *American Institute of Physics, Conference Proceedings*. 2012. Vol. 1442. P. 199-207.
 108. Azizov E.A., Gladush G.G., Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R., Smirnov V.P., Gostev A.A., Lopatkin A.V., Obysov N.A. Use of compact-size tokamaks as neutron sources for nuclear power problems solution// *Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion*. 2009. Vol. 32, Issue 3. P. 3-9.
 109. Moiseenko V.E., Kotenko V.G., Chernitskiy S.V., Nemov V.V., Agren O., Noack K., Kalyuzhnyi V.N., Hagnestål A., Kallne J., Voitsenya V.S. and Garkusha I.E. Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid // *Plasma Phys. and Controlled Fusion*. 2014. Vol. 56. 11 p.
 110. Bell G. and Glasstone S. Nuclear Reactor Theory // Litton Educational Publishing, Inc., 1970.
 111. Амиев С., Пейсах М. Использование запаздывающих нейтронов в активационном анализе // *Атомная энергия*. 1963. Том 14, вып. 6. С. 535-543.
 112. Moiseenko V.E., Ågren O. STELLARATOR-MIRROR HYBRID WITH NEUTRAL BEAM INJECTION // *Fusion Science and Technology*. 2013. Vol. 63. P. 119-122.
 113. Амаев А.Д., Крюков А.М., Неклюдов И.М., Паршин А.М., Платонов П.А., Тихонов А.Н., Хлопкин Н.С., Штромбах Я.И. Радиационная повреждаемость

- и работоспособность конструкционных материалов // С.-Петербург: Изд-во «Политехника», 1997. 312 с.
114. Robinson M.T. Basic physics of radiation damage production // *J. Nucl. Mater.* 1994. Vol. 216. P. 1-28.
115. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. Москва: издательство Мир, 1971. 367 с.
116. Слабоспицкий Р.П. Сравнение спектров первично выбитых атомов, производимых быстрыми нейтронами и протонами // *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение.* 1975. Вып.1(2). С. 26-29.
117. Слабоспицкий Р.П. Стандартизация методов расчета спектров ПВА и количества DPA // (Труды конференции по реакторному материаловедению, Алушта, 1978). Москва, 1978. С. 130-152.
118. Greenwood L.R. Neutron interactions and atomic recoil spectra // *J. Nucl. Mater.* 1994. Vol. 216. P. 29-44.
119. Averbach A.S. Atomic displacement processes in irradiated metals // *J. Nucl. Mater.* 1994. Vol. 216. P. 49-62.
120. Kinchin G.H., Pease R.S. The Displacement of Atoms in Solids by Radiation // *Reports on ProgrEss in Physics.* 1955. Vol. 18 Issue 1. P 1-51.
121. *Summary Report of the Final Technical Meeting on "International Reactor Dosimetry File: IRDF-2002"*, Vienna, Austria (1-3 october 2003).
122. Greenwood L.R. and Baldwin C.A. Neutron Dosimetry and Damage Calculations for The HFIR-JP-20 Irradiation // *Fusion Reactor Materials Semiannual Report for Period Ending December 31, 1997.* DOE/ER-0313/23, 1997. P. 305.
123. Бартоломей Г.Г., Бать Г.А, Байбаков В.Д., Алхутов М.С. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов / Под ред. Г.А. Батя. М., Энергоатомиздат, 1982.
124. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. М.: Госатомиздат, 1961.
125. Стеферсон Р. Введение в ядерную технику. М.: Гостехиздат, 1956.
126. Alexander D. E., Rehn L. E. // *J. Nucl. Mater.* 1994. Vol. 217.

127. Baumann N. P. // *Proc. 7th ASTM-EURATOM Symp. on Reactor Dosimetry*. 1992. P. 689.
128. Kwon J., Motta A. T. Gamma displacement cross-sections in various materials // *Ann. Nucl. Energy*. 2000. Vol. 27. P. 1627-1642.
129. Fukuya K., Kimura I. Calculation of gamma induced displacement cross-sections of iron considering positron contribution and using standard damage model // *Journal of Nucl. Sci. & Tech*. 2003. Vol. 40. No. 6. P. 423–428
130. Boehmer B., Konheiser J., Noack K., Rogov A., Borodkin G., Polke E., Vladimirov P. Reactor Dosimetry in the 21st Century // *Proceedings of the 11th International Symposium on Reactor Dosimetry*. 2003. P. 286-294.
131. Rudychev Y.V., Khazhmuradov M.A., Slabospitskij R.P. Physical ground for radioactive waste transmutation facility using thermonuclear neutrons // *Problems of atomic science and technology. Ser.: Nuclear Physics Investigations*. 2009. № 3 (51). P. 61-66.
132. Bomko V.A., Egorov A.M., Zajtsev B.V., Kobets A.P. Incineration of the nuclear waste with fast neutron in the energy amplifier as alternative geologic storadge: the case of Ukraine // *Problems of atomic science and technology. Ser.: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration*. 2004. № 4 (4). P. 43 - 50.
133. Адамов Е.О., Большов Л.А., Ганев И.Х. и др. Белая книга ядерной энергетики / Под редакцией Е.О. Адамова. М.: издательство ГУП НИКИЭТ, 2001. 269 с.
134. Соломин М.И. Состояние и перспективы развития ядерной энергетики России. // *Атомная энергия*. 2003. Том 94. Вып. 1.
135. Moiseenko V.E., Noack K., Ågren O. Stellarator-mirror based fusion driven fission reactor // *Journal of Fusion Energy*. 2010. Vol 29. Issue 1. P. 65-69.
136. Vladimirov P., Möslang A. Comparison of irradiation conditions of fusion materials in IFMIF and ESS // *Journal of Nucl Materials*. 2004. P. 329-333.
137. Wilson, Paul P.H. Neutronics of the IFMIF neutron source: development and analysis. URL: <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA6218.pdf> (дата звернення 22.05.2019)

138. Azizov E.A., Doduka V.N., Khayrutdinov R.R., Mineev A.B. Developing and analysis of programmed scenario operation in plasmas of Kazakhstan tokamak for material testing (KTM) // *Problems of atomic science and technology. Ser. Thermonuclear fusion*. 2009. Vol. 32, Issue 4. P. 37-53.
139. Sencer B.H., Kennedy J.R., Cole J.I., Maloy S.A., Garner F.A. Microstructural analysis of an HT9 fuel assembly duct irradiated in FFTF to 155 dpa at 443 °C. // *Journal of Nuclear Materials*. 2009. Vol. 393. Issue 2. P. 235-241.

ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Moiseenko V.E., Kotenko V.G., Chernitskiy S.V., Ågren O., Noack K., Lesnyakov G.G, Shapoval A.N., Stadnik Yu.S., Kovtun A.P., Hagnestål A., Voitsenya V.S., Garkusha I.E. Research on stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Thermonuclear fusion*. 2013. V.36, № 1. P. 44-57.
2. Chernitskiy S.V., Noack K., Moiseenko V.E., Ågren O., Abdullayev A. Neutronic calculations of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Transactions of Fusion Science and Technology*. 2013. V. 63, № 1T. P. 322-324.
3. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (18)*. 2012. №6(82). P.58-60.
4. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E. Static neutronic calculation of a subcritical transmutation stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Annals of Nuclear Energy*. 2014, V. 72, № 1. P. 413-420.
5. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. Minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (21)*. 2015. №1(95). P. 20-23.
6. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. A fuel cycle for minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (23)*. 2017. №1(107). P. 36-39.
7. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a fusion neutron source // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics (19)*. 2013. №1(83). P. 61-63.

8. Chernitskiy S.V., Gann V.V., Ågren O. Static neutronic calculation of a fusion neutron source // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics* (20). 2014. №6(94). P. 12-15.
9. Moiseenko V.E., Kotenko V.G., Chernitskiy S.V., Ågren O., Noack K., Stadnik Yu.S., Kovtun A.P., Voitsenya V.S., Garkusha I.E., Dovgalyuk S.I. Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid, Physical and Technical Aspects of Volume Source of Neutrons for Materials Science, Technology Research and Problem Solving Nuclear Energy (VNS-5), Russia, Zvenigorod, June 4-8 (2012), Book of abstracts, P. 56-61, (участь в обговоренні).
10. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K., Abdullayev A. Neutronic model of a stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the Alushta International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Alushta (Crimea), September 17-22 (2012), Book of abstracts, P. 74, (доповідач).
11. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K. Minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkov, September 15-18 (2014), Book of abstracts, P 25, (доповідач).
12. Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O. A fuel cycle for minor actinides burning in a Stellarator-mirror fusion-fission hybrid, at the International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkiv, September 12-15 (2016), Book of abstracts, P. 64, (доповідач).
13. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Агрэн О., Ноак К., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты гибридного реактора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. 10 Курчатовская молодежная научная школа, Россия, Москва, 23-26 октября (2012), Сборник аннотаций, С. 155, (доповідач).
14. Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты подкритического реактора-трансмутатора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. V Всероссийская молодежная

конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики, Россия, Москва (ФИАН), 10-15 ноября (2013), Сборник трудов, С. 138, (доповідач).

- 15.Черницкий С.В., Моисеенко В.Е., Абдуллаев А. Нейтронные расчеты концепции гибридного реактора на основе комбинации стелларатора и открытой ловушки. 11-я Курчатовская молодежная научная школа, Россия, Москва, 12-15 ноября (2013), Сборник аннотаций, С. 195, (доповідач).
- 16.Chernitskiy S.V., Moiseenko V.E., Ågren O., Noack K, Abdullayev A. Neutronic model of a fusion neutron source, at the Alushta International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Alushta (Crimea), September 17-22 (2012), Book of abstracts, P. 73, (доповідач).
- 17.Chernitskiy S.V, Moiseenko V.E., Gann V.V., Ågren O. Static neutronic calculation of a fusion neutron source, at the International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Ukraine, Kharkov, September 15-18 (2014), Book of abstracts, P. 26, (доповідач).

ДОДАТОК Б

Токамак. Для підтримки реакції у термоядерній плазмі А.Д. Сахаров і І.Є. Тамм у 1950 р запропонували використовувати тороїдальні камери, що розміщено у поздовжньому магнітному полі. З 1954 р у Курчатовському інституті розроблялися такі камери, що отримали назву "токамак". Пізніше вони були прийняті світовою спільнотою за основу для термоядерних реакторів.

Температура і енергетичний час утримання плазми у токамаці набагато перевершили результати інших установок, що і визначило початок інтенсивного будівництва цих установок в усіх провідних лабораторіях світу. До теперішнього часу побудовано близько 200 токамаків, а також створена унікальна експериментальна база даних з результатами експериментів на них. Одночасно з експериментами проводилися теоретичні дослідження і розроблялися обчислювальні коди. Все це, у кінцевому рахунку, послужило базою для проектування міжнародного експериментального термоядерного реактора (ITER) [65].

Сучасний токамак має тороїдальну камеру з несиметричним перерізом, витягнуту у вертикальному напрямку. Камера оточена соленоїдом для створення тороїдального магнітного поля. Полоїдальні магнітні поля створюються самою плазмою і керуються спеціальними магнітними котушками. Важливим досягненням техніки токамаків стали надпровідні соленоїди. Вперше вони були встановлені на токамаці Т-7 [66, 67], а потім – на Т-15 [68] (Росія). Були отримані стаціонарні режими розряду тривалістю до декількох годин на малому токамаці ТРІАМ-М [69] (Японія) і до кількох хвилин на великому токамаці Тор Супра [70] (Франція).

Стеларатор. Успіх токамаків, які визначили основний напрямок термоядерних розробок, досягнутий у конкурентній боротьбі з іншими проектами магнітних пасток. На деякий час дослідники навіть втратили до них інтерес. Однак у міру розвитку фізики термоядерної плазми і на інших магнітних системах, наприклад, стелараторах, запропонованих Л. Спітцером у США у кінці

50-х років минулого століття, почали отримувати вражаючі результати. У сучасному стелараторі (тороїдальна пастка) для утримання не потрібно збуджувати струм у плазмі. Наслідком цього стала відсутність цілого класу магнітогідродинамічних нестійкостей, зокрема, найбільш небезпечної нестійкості зриву, яка викидає плазмовий шнур на бічну стінку камери.

Обертальне перетворення магнітних силових ліній і формування магнітних поверхонь у стелараторі забезпечується зовнішніми котушками магнітного поля зі складною тривимірною геометрією витків. У результаті підвищується ефективність використання магнітних полів. Розробка групою фізиків-теоретиків під керівництвом Ю. Нюрнберга (Німеччина) і академіка В.Д. Шафранова нових принципів оптимізації магнітних полів дозволяє сподіватися на подальше поліпшення утримання плазми у стелараторах. У найбільшому діючому в Японії стелараторі LHD [71, 72] досягнута температура у десятки мільйонів градусів при такому ж часу утримання, як і у токамаках. Завершено будівництво та розпочато настройки найбільшого стеларатора W-7X [73-75] у Німеччині. Але стеларатори будуть відрізнятися від токамаків великими розмірами, отже, і більшою вартістю демонстраційної установки.

Відкриті магнітні пастки. Це системи з відкритими торцями замагніченої плазми – активно розроблялися у 1950-1980 рр., Але відчутних результатів не було досягнуто через розвиток нестійкостей. У магнітних пастках можливі режими, коли тиск плазми на осі камери перевищує тиск магнітного поля. Такі системи здатні найефективніше використовувати магнітні поля, тому з інженерної точки зору вони кращі.

В Росії важливі результати з фізики магнітних пасток отримані у Інституті Ядерної Фізики ім. Г.І. Будкера на двох системах: газодинамічній пастці [76, 77], що привертає до себе увагу як можливе джерело термоядерних нейтронів для матеріалознавчих досліджень, і магнітній пастці ГОЛ [78], де досягнуті максимальні величини температури електронів і часу утримання щільної нагрітої плазми.

Проект ІТЕР. У 2001 році у результаті багаторічної і вельми ефективної діяльності унікального міжнародного науково-технічного об'єднання фізиків і інженерів країн Європейського союзу, Росії, Японії і США завершена розробка проекту ІТЕРа. Вперше вдалося створити остаточно узгоджений проект експериментального термоядерного реактора з використанням сучасних матеріалів і можливостей техніки. Проект заснований на експериментально підтвердженій концепції токамака. В процесі проектування були проаналізовані і систематизовані дані розрахунково-теоретичних і експериментальних досліджень, накопичені за десятиліття у лабораторіях багатьох країн світу.

Проектні завдання ІТЕРа: досягнення потужності термоядерного енерговиділення 500-700 МВт протягом 400-3000 с; вивчення можливості здійснення стаціонарної роботи реактора, випробування технологій і вузлів реактора, а також системи самозабезпечення реактора тритієм. Високотемпературна D-T плазма створюється у вакуумній тороїдальній камері, стінки якої захищаються бланкетом, який відводить потік енергії із зони реакції. Продукт реакції (гелій), а також домішки видаляються на дивертор, оснащений системою додаткової вакуумної відкачки. Розрахункові потоки тепла на стінку камери в ІТЕР складають 0.6 МВт/м^2 , а на диверторі через періодичні викиди плазми імпульсного характеру вони можуть досягати 10 МВт/м^2 . Для нагріву плазми і підтримки струму використовуються пучки швидких нейтральних атомів і інтенсивне високочастотне випромінювання. Повна проектна потужність цих систем – 73 МВт. ІТЕР матиме найбільші у світі надпровідні котушки для створення магнітних полів, у тому числі і на базі надпровідника Nb_3Sn [79]. До складу комплексу входять пристрої для подачі і безпечного зберігання тритію. У цілому реакторний комплекс ІТЕР у істотному ступені моделює майбутні енергетичні термоядерні реактори і є останньою сходинкою до будівництва демонстраційної термоядерної станції.

Експерименти на ІТЕРі дадуть відповідь на ключові питання фізики термоядерного реактора, а саме: чи стійка плазма з температурою і щільністю реакторного рівня у режимі термоядерного горіння, чи можливий контроль

нестійкостей та квазістаціонарний розряд у плазмі реакторних розмірів. Хоча попередні експериментальні результати по поведінці першої стінки реактора і дивертора досить оптимістичні, їх підтвердження буде вкрай важливим, так само як і фіксація того факту, що значні домішки у плазмі відсутні. Надпровідний соленоїд такого масштабу, як в ІТЕР, а також вся система пучкового і мікрохвильового нагріву плазми і генерації струмів будуть експлуатуватися вперше.

У той же час ІТЕР не в змозі відповісти на матеріалознавчі питання, що пред'являються до енергетичного реактора, зокрема тому, що нейтроне навантаження на першу стінку дослідницького реактора у 4-5 разів менше, ніж у енергетичному реакторі. Згідно з домовленостями між Європою і Японією, для матеріалознавчих випробувань буде будуватися джерело нейтронів IFMIF [80-82] зі спектром, близьким до термоядерного. У матеріалознавчій програмі, крім випробувань згаданих конструкційних матеріалів, виконуються також, на спеціалізованих стендах і у токамаках, дослідження процесів ерозії і руйнування матеріалів першої стінки реактора і дивертора під дією потоків плазми і випромінювання. Дані всіх цих досліджень і досвід роботи ІТЕР будуть покладені в основу розробки проекту демонстраційного термоядерного реактора DEMO – останнього кроку перед спорудженням промислових термоядерних електростанцій.

Особливості термоядерної енергетики. Десятиліття досліджень з термоядерного синтезу, величезна база фізичних і технологічних даних, поглиблене розуміння фізики термоядерної плазми дають підставу для обґрунтованих висновків про переваги і недоліки майбутньої термоядерної енергетики, напрямках і темпах її розвитку, а також областях застосування. До безперечних достоїнств термоядерної енергетики можна віднести наступні:

- відсутність емісії парникових газів;
- повна внутрішня безпека, пов'язана з неможливістю розгону реактора у запроектовані режими через втрату рівноваги плазми та викиду її на стінку реактора, що супроводжується надходженням охолоджуючих парів

матеріалу стінки;

- можливість розміщення термоядерної електричної станції у безпосередній близькості від густонаселених районів, оскільки навіть при розкритті камери реактора у атмосферу надійде не більше 50 г тритію, що не потребуватиме евакуації населення, яке живе на відстані 1 км від станції, що матиме електричну потужність 1.5 ГВт;
- мала залишкова радіоактивність конструкційних матеріалів і відсутність небезпеки їх розплавлення у разі втрати теплоносія;
- до 60-80% передбачуваних конструкційних матеріалів (ферритно-мартенситні сталі, ванадієві сплави, SiC-композити) можуть бути піддані ручній переробці менш ніж через 100 років витримки, інша частина може бути перероблена дистанційно;
- практична необмеженість ресурсів палива (дейтерій, літій) і матеріалів для спорудження реактора;
- непривабливість термоядерного реактора як об'єкта атак терористів.

Корисно відзначити, що оскільки у термоядерному реакторі немає ділящихся радіоактивних матеріалів, то він не є ядерною установкою.

До числа недоліків можна віднести малу щільність виділення енергії і проблему стійкості першої стінки камери реактора і дивертора. У результаті реактор повинен мати значні розміри, а елементи першої стінки камери і дивертора підлягають оновленню у процесі експлуатації. Для функціонування реактора використовуються складні технологічні системи формування пучків нейтралів і генерації потужного НВЧ і ВЧ випромінювання, що потребують залучення висококваліфікованого обслуговуючого персоналу. Крім того, потужність термоядерної електростанції повинна бути не нижче 1-1.5 ГВт, а це означає, що вона неефективна для енергозабезпечення малонаселених районів. Тому, не можна говорити, що вся енергетика зведеться до термоядерних джерел. Термоядерна енергетика може зайняти важливе, але не виняткове місце серед безпечних і екологічно прийнятних енергосистем.

ДОДАТОК В

Для того, щоб розрахувати флюенс нейтронів у будь-якому місці, що моделюється, енерговиділення у матеріалах, що діляться, швидкість реакцій і т.д., потрібно правильно задати джерело. У програмі MCNPX спільне джерело визначається як:

SDEF KEYWORD = value

У таблиці В1 описуються основні, але не всі, параметри, які задаються у зовнішньому джерелі.

Таблиця В1.

Загальні змінні у джерелі

KEYWORD	value
CEL	Номер комірки
SUR	Номер поверхні
ERG	Значення енергії (MeV)
DIR	Кутовий або изотропний розподіл
POS	Початкове місце розташування джерела (x,y,z)
RAD	Радіальна відстань від POS або AXS
AXS	Вектор для EXT та RAD
EXT	Відстань від POS уздовж AXS
PAR	Тип частинки джерела

Значення (value) може бути описано декількома способами. Один з них означає, що значення задається у явному вигляді; другий – значення задаються у вигляді змінних параметрів і описуються у вигляді розподілу. Нижче наведені приклади завдання джерел у явному вигляді та у вигляді розподілів.

Приклад 1.

```
SDEF      CEL=48 POS=0 0 50 AXS=0 0 1 EXT=400 RAD=10 ERG=14.1
PAR=N
```

У цьому прикладі джерелом частинок є нейтрони з енергією 14.1 MeV, які знаходяться у чарунці 48 (яка описана у розділі геометрії вхідного файлу) з початковими координатами $X = 0$, $Y = 0$, $Z = 50$ см. Джерело має довжину 400 см уздовж осі Z з радіальним ізотропним розподілом. Радіус джерела становить 10 см.

Приклад 2.

```
SDEF      CEL=48 POS=0 0 50.0 AXS=0 0 1 EXT=d1 RAD=d2 ERG=14.1 PAR=1
si1 50.0 62.5 87.5 112.5 137.5 162.5 187.5 212.5 237.5 262.5 &
      287.5 312.5 337.5 362.5 387.5 412.5 437.5 450.0
sp1 0.0000 0.0148375 0.0625 0.072625 0.0830375 0.0800625 0.0651875
      0.0625 0.05925 0.05925 0.0625 0.0651875 0.0800625 0.0830375
      0.072625 0.0625 0.0148375 0.0
si2 20.0
```

В даному прикладі описане більш складне джерело нейтронів. На відміну від першого прикладу, де ймовірність народження нейтрона однакова у будь-якій точці джерела, тут вже вона різна. Вся довжина джерела розбита на рівні шматочки, всередині кожного з яких ймовірність появи нейтрона вже має свою величину. У сумі ж повна ймовірність появи вихідного нейтрона буде дорівнювати 100%. Таким чином можна задавати складні джерела частинок, як з кутовим, так і з енергетичним, радіальним і так далі розподілами.