

ДВОЗОННІ ПІДКРИТИЧНІ ЯДЕРНІ РЕАКТОРИ

В. О. Бабенко^{1,2}, В. І. Гулік^{2,3}, В. М. Павлович^{2,3}, О. О. Пупіріна²

¹*Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ*

²*Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, Київ*

³*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Наведено перші результати систематичних досліджень ефективності підкритичних систем. Розглянуто однозонні та двозонні швидкі (без сповільнювача) підкритичні системи, що керуються зовнішнім джерелом нейтронів з енергією 14 МеВ. На основі чисельних розрахунків методом Монте-Карло показано, що коефіцієнт підсилення потоку нейтронів та енергетичний коефіцієнт підсилення таких систем мають немонотонні залежності від розмірів обох зон і можуть досягати значень порядку $10^2 - 10^3$.

Вступ

Ядерна та радіаційна безпека, поводження з радіоактивними відходами та конкурентноздатність – три основні вимоги для подальшого розвитку ядерної енергетики. Ці вимоги неможливо задовольнити без впровадження в ядерну енергетику інноваційних технологій, заснованих на нових типах ядерних реакторів. Такими системами, що досить інтенсивно розглядаються протягом останніх десятиріч, можна вважати підкритичні ядерні реактори, керовані зовнішнім джерелом нейтронів, та реактори типу Феоктистова, в яких реалізується режим автохвилі повільного ядерного горіння. Підкритичні системи, здатні розмножувати нейтрони зовнішнього джерела, є засобом досягнення абсолютної ядерної безпеки з можливістю “спалювання” радіоактивних відходів з великим часом життя – як трансураних елементів, так і продуктів ядерного поділу. Такі підкритичні системи розглядаються Міжнародним проектом з інноваційних ядерних реакторів та паливних циклів (ІНПРО) [1] як один з трьох основних компонентів майбутньої інноваційної ядерної енергосистеми. У свою чергу реактор Феоктистова може в майбутньому розглядатися як один з найдешевших типів ядерних реакторів, який на достатньому рівні безпеки працює практично без керування, використовуючи найдешевше ядерне паливо – торій або природний (збіднений) уран. Нижче на концептуальному рівні розглядаються деякі особливості підкритичних систем. Реактор Феоктистова буде розглянуто в наступній роботі.

Підкритичні реактори

Починаючи з кінця 50-х років минулого сторіччя, в країнах, які почали створювати ядерну енергетику, було накопичено значну кількість радіоактивних відходів. Відпрацьоване ядерне паливо з високою активністю постійно вивантажується з енергетичних реакторів, його кількість звичайно становить 25 – 30 т/рік з кожного легководяного реактора потужністю 1000 МВт. Відпрацьоване паливо постійно накопичується, і воно зберігається, як правило, у тимчасових сховищах на території АЕС в очікуванні наступної переробки або кінцевого підземного захоронення. На початок нинішнього сторіччя у світі накопичилося приблизно 150000 тонн відпрацьованого палива.

Відпрацьоване ядерне паливо містить у собі всі радіоактивні елементи, що накопичились за період паливної кампанії за рахунок реакції поділу ядер урану і плутонію, за рахунок захоплення нейтронів та розпаду радіоактивних ядер з коротким часом життя. Основну небезпеку становлять високоактивні з великим часом життя радіотоксичні нукліди. Така кількість радіоактивних відходів є дуже серйозною проблемою як з економічної, так і з екологічної точок зору. Оскільки паливні елементи містять радіонукліди з великим часом життя, то вони повинні зберігатися протягом $\sim 10^5$ років в умовах фізичної ізоляції від біосфери з використанням надійного захисту, поки вони не розпадуться до безпечного рівня радіоактивності, що відповідає рудам природного урану.

Добре відомі дві ядерні реакції, які можуть допомогти в зменшенні кількості радіоактивних відходів. Перша – це реакція поглинання нейтрона радіоактивним ядром з наступним β -розпадом у стабільне ядро або ядро з коротким часом життя. Можлива також ситуація переходу важкого ядра в ізотоп, який може ділитися. Друга – це реакція поділу важких ядер, і практично всі трансуранові елементи можуть ділитися під дією швидких нейтронів з достатнім перерізом. Отже, для “випалювання” радіоактивних відходів в ядерних реакторах необхідно мати дві умови – великий потік нейтронів для трансмутації продуктів поділу урану з великим часом життя, таких як ^{99}Tc , ^{129}I і ^{135}Cs , і жорсткий спектр нейтронів, тобто велику кількість нейтронів з високими енергіями.

На теперішній час вважається, що використовуючи підкритичні реактори, що підтримуються зовнішнім джерелом нейтронів від прискорювачів, можна досягти двох цілей: екологічно безпечного та конкурентноздатного виробництва енергії з одночасною трансмутацією й випалюванням відходів легководяних реакторів. Для цього потрібно, щоб ці реактори мали потік нейтронів порядку 10^{15} - 10^{16} нейтрон/см²·с, що може бути забезпечене введенням у центр реактора зовнішнього джерела нейтронів у вигляді мішені з важких металів, таких як свинець, уран і вісмут, або їх суміші, яка опромінюється прискорювачем протонів з енергією 1 GeV і струмом порядку десятків міліампер.

За останні 15 років виконано значну кількість робіт із дослідження підкритичних систем (дивись, наприклад [2 - 12]). У більшості цих робіт досліджувалася можливість випалювання трансуранових елементів, і тільки в деяких роботах вивчалась можливість оптимізації підкритичних систем з точки зору підвищення потоку нейтронів і зменшення струму прискорювачів. Так, наприклад, у 1995 р. вийшла робота [13], в якій розглядаються двозонні підкритичні системи, що керуються прискорювачем зниженої потужності. Основна ідея цієї статті полягає в тому, що розміщення всередині промислового реактора з коефіцієнтом розмноження нейтронів нескінченного середовища $k_{\infty} < 1$ більш компактного реактора з $k_{\infty} > 1$ приводить до суттєвого збільшення коефіцієнта підсилення нейтронів джерела. Розрахунок, проведений в одноруповому дифузійному наближенні показав, що коефіцієнт підсилення нейтронів у такій двозонній системі може досягти 300 - 500. Зрозуміло, що однорупове дифузійне наближення іноді не дає навіть якісно правильних результатів, тому варто дослідити такі системи на основі чисельних розрахунків. Крім того, варто провести оптимізацію таких систем з точки зору отримання максимального коефіцієнта підсилення нейтронів зовнішнього джерела, варіюючи основні параметри системи, такі як збагачення палива, розміри системи, кількість сповільнювача тощо. Такого типу розрахунки варто проводити на модельних системах для економії машинного часу, і отримані результати застосувати до реальних систем. Результати таких розрахунків наведено в даній роботі.

Характеристики розглянутих систем

Моделі, що розраховуються, підбиралися таким чином, щоб система була слабо підкритичною. Тобто вона повинна мати ефективний коефіцієнт розмноження $k_{\text{ef}} = 0,99$. Дане значення обране довільно і перевищує те, що передбачено вимогами ядерної безпеки. Головною метою вивчення цих систем є встановлення основних закономірностей поведінки коефіцієнтів підсилення нейтронів та енергетичного підсилення в залежності від основних характеристик збірки, таких як її нуклідний склад, енергія нейтронів зовнішнього джерела, ефективний коефіцієнт розмноження системи та співвідношення ядерних концентрацій сповільнювача та палива (H/U). Дослідження подібних збірок дуже корисно для розуміння особливостей підсилення й для оптимізації параметрів більш складних систем. Оскільки виявляється, що навіть такі прості системи виявляють ряд нетривіальних особливостей у відношенні підсилення потоку нейтронів джерела, зокрема може мати місце немонотонна поведінка коефіцієнтів підсилення залежно від розмірів систем і співвідношення ядерних концентрацій (H/U).

В якості "зовнішнього" джерела ми обрали точкове ізотропне джерело нейтронів з енергією 14 МеВ у центрі сферичної підкритичної збірки. Геометричний розмір (радіус) збірки визначається, виходячи з умови, щоб ефективний коефіцієнт розмноження системи був рівний заданому значенню, меншому одиниці, але близькому до неї - тобто збірка повинна бути слабо підкритичною. Обчислення коефіцієнтів підсилення й інших фізичних характеристик системи проводилося за допомогою програми розрахунку переносу нейтронів методом Монте-Карло MCNP-4C [14]. При цьому використовувалася бібліотека ядерних даних ENDF/B-VI.

Енергію джерела в 14 МеВ обрали виходячи з двох причин:

1. Сьогодні існує дві можливості одержання нейтронів при взаємодії прискорених заряджених частинок з речовиною: з використанням D-T реакції і з використанням реакції «обдирання» ("spallation"), тобто одержання нейтронів при взаємодії швидких заряджених частинок (напр., протонів з енергією ~ 1 Гев) з ядрами важких металів (наприклад, суміш свинцю й вісмуту) [15]. Для здійснення реакції синтезу, у даний час, є можливість створення і використання прискорювачів дейтронів на 200 – 300 кеВ із струмом порядку амперів. Такий струм може забезпечити потік нейтронів, еквівалентний потоку нейтронів, отримуваному на прискорювачах протонів з енергією ~ 1 ГеВ і струмом порядку десятків міліамперів. При цьому вартість проекту на основі D-T реакції в кілька разів (якщо не на порядки) менше, ніж на основі реакції «обдирання».

2. Нейтрони «обдирання» мають досить широкий енергетичний спектр, максимум якого досягає значень 200 – 300 МеВ. Нейтронні перерізи в цій області, однак, відомі недостатньо точно й не для всіх необхідних нуклідів. Крім того, не існує досить розповсюджених підготовлених для розрахунків бібліотек нейтронних перерізів у цій області енергій. У той же час джерело нейтронів з енергією 14 МеВ, що одержують у D-T реакції, доступне технічно, для нього всі нейтронні перерізи добре відомі й зібрані у відповідних бібліотеках. У зв'язку з цим для розгляду доцільності використання звичайних нейтронних генераторів для підтримки підкритичних систем важливо розглянути ефективність трансмутації з нейтронами 14 МеВ, і порівняти з результатами, що отримані з нейтронами «обдирання».

Однозонні підкритичні системи

1. Розглянемо спочатку однозонну сферичну збірку, що складається зі збагаченого урану, для якої зафіксуємо ефективний коефіцієнт розмноження системи $k_{\text{ef}} = 0,99$. Для збереження заданого значення $k_{\text{ef}} = 0,99$ при зміні збагачення по ізотопу урану-235 необхідно змінювати радіус збірки R . Зі зменшенням збагачення буде зменшуватися коефіцієнт розмноження нескінченного середовища k_{∞} , а тому для досягнення значення $k_{\text{ef}} = 0,99$ радіус системи повинен зростати.

Розташоване у центрі збірки джерело нейтронів, як уже відзначалося, будемо вважати ізотропним і моноенергетичним і приймемо його енергію E_0 , рівною 14 МеВ. Визначимо коефіцієнт підсилення потоку q як відношення сумарного числа нейтронів, що проходять через зовнішню граничну поверхню за одиницю часу N_S , до інтенсивності джерела нейтронів I_0 , тобто до числа нейтронів, що випускаються джерелом за одиницю часу: $q = N_S/I_0$. Ми виберемо для зручності інтенсивність джерела нейтронів, рівною одиниці: $I_0 = 1$ н/с, тобто будемо здійснювати нормування результатів на один нейтрон джерела. Коефіцієнти підсилення, зрозуміло, від нормування не залежать. Коефіцієнт енергетичного підсилення G визначимо як відношення енергії, яка виділяється у всьому обсязі системи, до енергії нейтронів джерела E_0 . Таке визначення енергетичного коефіцієнта підсилення відрізняється від загальноприйнятого (відношення потужності всієї підкритичної системи до потужності прискорювача), але з точки зору вибору оптимальних параметрів системи така різниця не є суттєвою.

Для цієї системи нами досліджувалися залежності коефіцієнта підсилення потоку q і коефіцієнта енергетичного підсилення G від збагачення урану. Результати розрахунків приведено в табл. 1. Також там наведено розраховані значення коефіцієнта розмноження нескінченного середовища k_{∞} , радіуса збірки R , середнього потоку нейтронів в об'ємі системи $\bar{\Phi}$ і потоку нейтронів через зовнішню граничну поверхню системи Φ_S , а також щільність поділів ρ_{fis} (число актів поділу в одиниці об'єму) і повне число поділів у всьому об'ємі системи N_{fis} .

Таблиця 1. Фізичні характеристики однозонного сферичного підсилювача нейтронів, що складається зі збагаченого урану залежно від збагачення по ^{235}U для випадку системи з $k_{\text{ef}} = 0,99$ і точковим моноенергетичним ізотропним джерелом нейтронів у центрі (енергія джерела $E_0 = 14 \text{ MeV}$, інтенсивність джерела $I_0 = 1 \text{ н/с}$)

$W_{235\text{U}}$, %	k_{∞}	R , см	$\bar{\Phi}$, н/см ² ·с	Φ_S , н/см ² ·с	ρ_{fis} , 1/см ³ ·с	N_{fis} , 1/с	G	q
6	1,07	85,81	$4,99 \cdot 10^{-3}$	$2,29 \cdot 10^{-4}$	$2,89 \cdot 10^{-5}$	76,46	988,61	21,19
7	1,18	56,38	$1,59 \cdot 10^{-2}$	$1,23 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-4}$	78,42	1013,94	49,03
8	1,26	45,34	$2,74 \cdot 10^{-2}$	$2,69 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-4}$	78,72	1017,79	69,50
9	1,34	39,13	$3,83 \cdot 10^{-2}$	$4,38 \cdot 10^{-3}$	$3,11 \cdot 10^{-4}$	78,19	1010,89	84,38
10	1,41	35,05	$4,82 \cdot 10^{-2}$	$6,17 \cdot 10^{-3}$	$4,28 \cdot 10^{-4}$	78,33	996,54	95,12
20	1,82	20,81	$1,15 \cdot 10^{-1}$	$2,39 \cdot 10^{-2}$	$1,83 \cdot 10^{-3}$	77,08	892,29	130,34
30	2,01	16,38	$1,59 \cdot 10^{-1}$	$4,00 \cdot 10^{-2}$	$3,53 \cdot 10^{-3}$	64,85	838,16	135,01
40	2,12	13,93	$2,00 \cdot 10^{-1}$	$5,68 \cdot 10^{-2}$	$5,63 \cdot 10^{-3}$	63,81	824,67	138,53
50	2,20	12,32	$2,45 \cdot 10^{-1}$	$7,55 \cdot 10^{-2}$	$8,28 \cdot 10^{-3}$	64,77	837,09	143,81
60	2,25	11,13	$2,93 \cdot 10^{-1}$	$9,62 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^{-2}$	66,60	860,60	149,86
70	2,29	10,22	$3,46 \cdot 10^{-1}$	$1,19 \cdot 10^{-1}$	$1,54 \cdot 10^{-2}$	68,96	891,14	156,54
80	2,32	9,49	$4,12 \cdot 10^{-1}$	$1,48 \cdot 10^{-1}$	$2,05 \cdot 10^{-2}$	73,30	947,15	167,36
90	2,35	8,88	$4,76 \cdot 10^{-1}$	$1,77 \cdot 10^{-1}$	$2,61 \cdot 10^{-2}$	76,42	987,39	175,19
100	2,37	8,36	$5,67 \cdot 10^{-1}$	$2,17 \cdot 10^{-1}$	$3,38 \cdot 10^{-2}$	82,92	1071,31	190,52

У результаті дослідження даної системи були виявлені такі особливості. У той час як коефіцієнт підсилення нейтронів збільшується з ростом збагачення, коефіцієнт енергетичного підсилення спочатку зменшується до деякого значення, потім починає зростати (див. табл. 1, рис. 1 і 2). Для вивчення цього явища були розраховані також густина поділів і повна кількість актів поділу в системі (див. табл. 1). Густина поділів регулярно зростає зі збільшенням збагачення, а повна кількість поділів має ту ж залежність від збагачення, що й коефіцієнт G . Таку поведінку можна пояснити тим, що при малих збагаченнях, оскільки ми фіксуємо ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів, об'єм системи великий і більшість нейтронів встигають поглинутися. При збільшенні збагачення радіус системи зменшується і частина нейтронів просто не встигає провзаємодіяти з ураном. Про це свідчать і дані, наведені в табл. 2. Тут L – середній вільний пробіг нейтрона, $L_{\text{поділу}}$ – середній пробіг між актами поділу. Звідси випливає висновок: для одержання максимального коефіцієнта підсилення система повинна мати розміри, що перевищують довжини вільного пробігу нейтронів до акта поділу ($1/\Sigma_f$).

Слід зазначити також, що в інтервалі збагачень від 20 до 100 % коефіцієнт підсилення нейтронів q змінюється відносно плавно, при менших збагаченнях спостерігається його різке зменшення. Таким чином, вигідно вибирати збагачення системи трохи більше 20 % (кілька десятків), виходячи з економічних розумінь, а також згідно зі стратегією нерозповсюдження ядерної зброї.

2. Також нами було проведено розрахунок підкритичної системи з відбивачем. Сферична система складалася з активної зони зі збагаченого урану і берилієвого відбивача товщиною 50 см. Параметри системи підбиралися аналогічно першим двом випадкам, так щоб $k_{\text{ef}} = 0,99$.

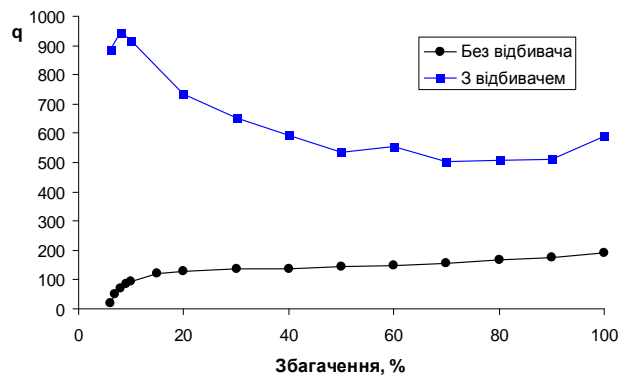


Рис. 1. Залежність коефіцієнта підсилення потоку нейтронів від збагачення для системи без відбивача та для системи з відбивачем з берилію.

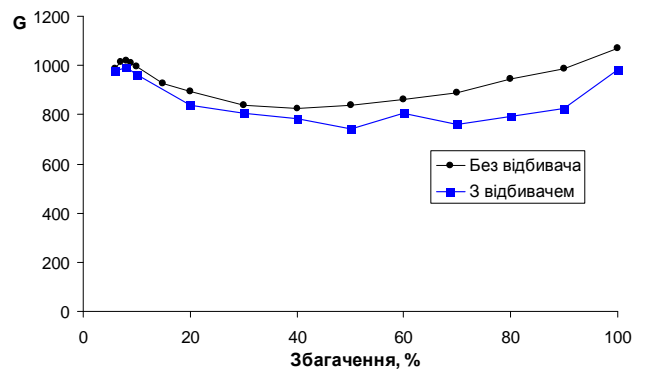


Рис. 2. Залежність енергетичного коефіцієнта підсилення від збагачення для системи без відбивача та для системи з відбивачем з берилію.

Таблиця 2. Середні довжини вільного пробігу нейтронів і пробіги до захоплення з поділом залежно від збагачення по ^{235}U для випадку системи з $k_{\text{ef}} = 0.99$

$W_{235\text{U}}, \%$	R, см	L, см	$L_{\text{поділу}}, \text{см}$	$L_{\text{поділу}}/R$
6	85,81	2,04	172,71	2,01
7	56,38	2,07	151,75	2,69
8	45,34	2,09	135,65	2,99
9	39,13	2,12	122,88	3,14
10	35,05	2,14	112,49	3,21
20	20,81	2,27	63,00	3,03
30	16,37	2,35	44,99	2,75
40	13,93	2,40	35,48	2,55
50	12,31	2,45	29,54	2,40
60	11,13	2,48	25,44	2,29
70	10,22	2,50	22,43	2,19
80	9,49	2,53	20,12	2,12
90	8,88	2,55	18,27	2,06
100	8,36	2,56	16,76	2,00

При використанні берилієвого відбивача коефіцієнт q збільшується в три - п'ять разів. При цьому міняється характер його залежності від збагачення (див. рис. 1). У свою чергу коефіцієнт енергетичного підсилення майже не змінюється ні за величиною, ні за характером залежності (див. рис. 2), що пов'язано зі зменшенням об'єму середовища, необхідного для досягнення $k_{\text{ef}} = 0,99$, при використанні відбивача.

Двзонні підкритичні системи

1. Внутрішня зона складається зі збагаченого ^{235}U , а зовнішня – з чистого ^{238}U . Товщина зовнішньої зони задається в межах від 1 до 20 см. Для кожного збагачення внутрішньої зони її розміри підбираються так, щоб k_{ef} усієї системи був рівний 0,99. Збагачення внутрішньої зони по ^{235}U змінюється в межах від 8 до 100 %.

У центрі системи розташоване моноенергетичне ізотропне джерело нейтронів з енергією нейтронів 14 МеВ.

Як і в попередніх дослідженнях, головними характеристиками підкритичної системи були коефіцієнт підсилення потоку нейтронів q і енергетичний коефіцієнт G . Крім того, для аналізу залежностей нами було розраховано середній потік у системі, потік на поверхні, щільність актів поділу й повна кількість актів поділу в об'ємі.

Розрахунки радіуса внутрішньої зони при заданому k_{ef} і товщині зовнішньої зони було знайдено за допомогою програмного пакета Scale 4.4a. Розрахунки характеристик підкритичної системи було проведено за допомогою розрахункового коду MCNP-4C [6].

Графіки залежностей подано на рис. 3 і 4. Тут T – товщина другої зони.

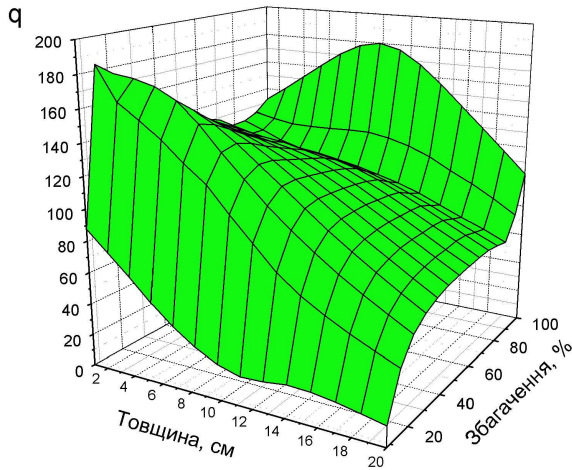


Рис. 3. Залежність коефіцієнта підсилення потоку від збагачення при різних товщинах зовнішньої зони.

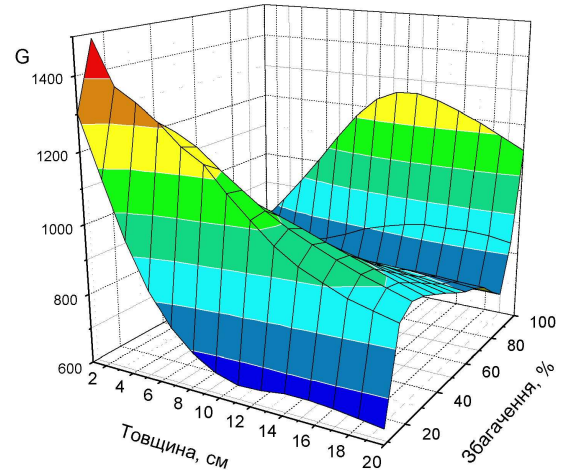


Рис. 4. Залежність енергетичного коефіцієнта підсилення від збагачення при різних товщинах зовнішньої зони.

Як видно з графіків, залежності коефіцієнтів мають складну форму. Однак вони схожі для обох коефіцієнтів і мають загальні закономірності. При низьких збагаченнях спостерігається різкий спад, що, мабуть, пов'язано з погіршенням властивостей середовищ, що розмножують нейтрони. При збагаченні менш 8 % ніяким збільшенням розмірів неможливо домогтися $k_{\text{еф}} = 0,99$. При збагаченні близько 20 % обидва графіка мають максимум, більш яскраво виражений при малих товщинах другої зони. Далі коефіцієнти q і G спадають і при збагаченні 80 - 90 % досягають мінімального значення, після чого спостерігається підйом.

У цілому ж можна сказати, що найкращі результати для даної конфігурації системи досягаються при відносно невеликих збагаченнях (10 – 30 %) і при невеликій товщині зовнішньої зони (до 10 см). У цих інтервалах коефіцієнт q досягає значень 100 - 180, а коефіцієнт G – 1100 - 1500.

2. Наступним етапом дослідження була двозонна система зі збагаченням обох зон. Виходячи з вищенаведених результатів, збагачення першої зони було обрано рівним 20 %, а збагачення другої зони змінювалося в межах від 1 до 10 %. При цьому радіус першої зони був 17 см, а радіус другої підбирався таким чином, щоб $k_{\text{еф}}$ усієї системи був рівним 0,99. Результати розрахунків показані на рис. 5 - 7. Тут q_1 – коефіцієнт підсилення першої зони, q_2 – коефіцієнт підсилення всієї системи, а w – збагачення зовнішньої зони.

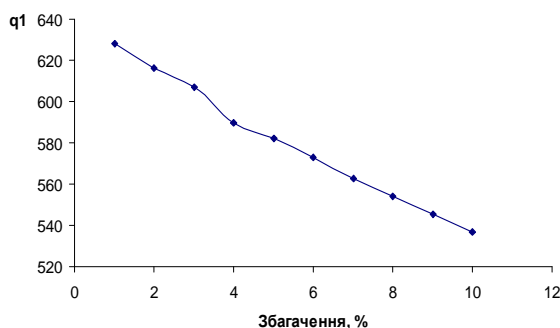


Рис. 5. Залежність коефіцієнта підсилення потоку для внутрішньої зони від збагачення зовнішньої зони.

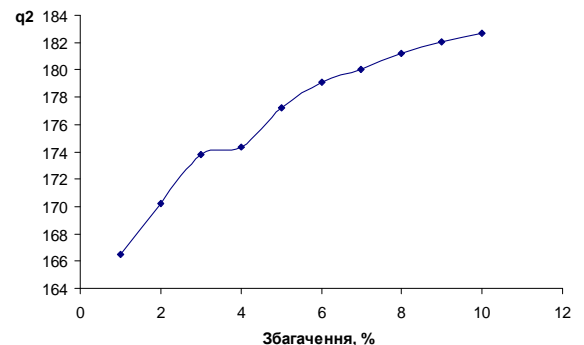


Рис. 6. Залежність коефіцієнта підсилення потоку всієї системи від збагачення зовнішньої зони.

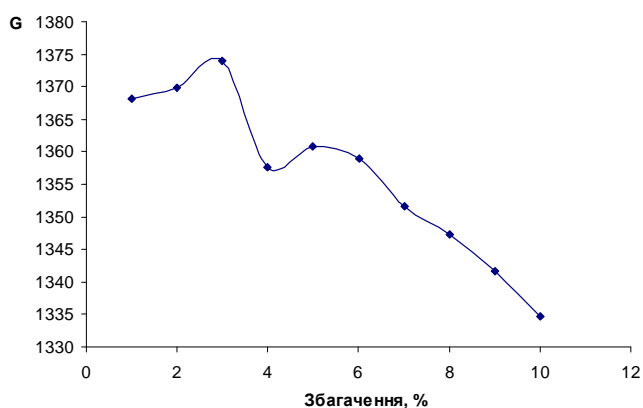


Рис. 7. Залежність коефіцієнта енергетичного підсилення від збагачення зовнішньої зони.

чином, система зі збагаченням по ^{235}U близько 20 % може служити гарним підсилювачем як потоку нейтронів, так і енергії.

Система з відбивачем дозволяє збільшити коефіцієнт підсилення нейтронів у три - п'ять разів порівняно з аналогічною системою без відбивача. Коефіцієнт підсилення потоку нейтронів досягає 500 - 900, а коефіцієнт енергетичного підсилення – 800 - 1000.

Що стосується двозонних систем, то однозначного висновку про ефективність внутрішнього "бустера" з високозбагаченого палива (з точки зору підвищення коефіцієнтів підсилення зовнішнього джерела нейтронів) зробити не можна, в усякому разі для швидких систем. Зрозуміло, що сама наявність палива з високим збагаченням покращує можливості підсилення таких реакторів, але, як видно з розрахунків, однозонні підкритичні системи з високим збагаченням можуть мати коефіцієнти підсилення більші, ніж двозонні.

Важливе питання трансмутації трансуранових елементів у системах, де використовується джерело нейтронів з енергією 14 МеВ, буде розглянуте в наступній роботі.

Висновки

Таким чином, навіть однозонна підкритична система дозволяє одержати підсилення потоку нейтронів на один-два порядки, а по енергії – на два-три порядки. При цьому виявляється, що відносно невисокі збагачення (10 - 20 %) лише незначно поступаються високим збагаченням стосовно до енергетичного підсилення, що дуже вигідно з погляду зменшення вартості системи. Коефіцієнт підсилення потоку нейтронів несуттєво змінюється на інтервалі збагачень 20 - 40 % і різко зменшується при менших збагаченнях. Таким

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Оценка инновационных ядерно-энергетических систем, основанных на замкнутом ядерном топливном цикле с реакторами на быстрых нейтронах. IAEA-TECDOC-1434.
2. Бзнуни С.А., Жамкоян В.М., Худавердян А.Д. и др. Монте-карловское моделирование параметров двухреакторных электроядерных систем. - Дубна, 2002. – 20 с. -(Препр. / ОИЯИ; P2-2002-27).
3. Бзнуни С.А., Полянски А., Соловьев А.Г. и др. Программа LATTICE для расчета параметров мишеней с гетерогенной (решеточной) структурой. - Дубна, 2002. – 7 с. - (Препр. / ОИЯИ; P2-2002-113).
4. Бзнуни С. А. Математическое моделирование двухреакторных электроядерных систем. - Дубна, 2002. – 16 с. - (Препр. / ОИЯИ; 2-2002-122).
5. Барашенков В. С., "Электрояд" - истоки и будущее (ресурсы атомной энергетики). – Дубна, 2003. – 16 с. – (Препр. / ОИЯИ; P2-2003-144).
6. Varashenkov V.S., Kumawat H. U-Pb ADS on the proton beam of JINR nuclotron. – Дубна, 2003. - 12 с. (Препр. / ОИЯИ; E2-2003-207).
7. Varashenkov V. S., Puzynin I. V., Kumar V. Experimental ADS with thorium-plutonium fuel. – Дубна, 2001. - 7 с. – (Препр. / ОИЯИ; E2-2001-231).
8. Барашенков В.С., Кумават Х., Стеценко С.Г. О возможной реконструкции электроядерной U-Pb установки на пучке нуклотрона ОИЯИ. – Дубна, 2003. - 6 с. – (Препр. / ОИЯИ; P2-2003-241).
9. Sosnin A.N., Polanski A., Petrochenkov S.A. et al. Influence of different moderator materials on characteristics of neutron fluxes generated under irradiation of lead target with proton beams. – Дубна, 2002. - 9 с. – (Препр. / ОИЯИ; E2-2002-258).

10. *Barashenkov V.S., Kumar V., Vijay Singh.* Thorium as a fuel for Accelerator driven subcritical electronuclear systems. – Дубна, 2000. – 20 с. - (Препр. / ОИЯИ; E2-2000-124).
11. *Barashenkov V.S., Polanski A., Puzynin I.V.* ADS`s based on the 660 MeV proton phasotron of JINR for research. – Дубна, 2000. – 8 с. - (Препр. / ОИЯИ; E2-2000-131).
12. *Бзнуни С.А., Барашенков В.С., Жамкочан В.М. и др.* Монте-карловское моделирование электроядерных процессов в каскадном подкритическом реакторе. – Дубна, 2000. – 11 с. - (Препр. / ОИЯИ; P2-2000-137).
13. *Daniel H., Petrov Yu.V.* Subcritical fission reactor driven by the low power accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – Vol. 373. - 1996. - P. 131 - 134.
14. *Briesmeister J.* MCNP General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4C. LA-13709-M.
15. *Accelerator driven systems. Energy generation and transmutation of nuclear waste.* - IAEA., 1997.

Надійшла до редакції 27.02.06

5 ДВУХЗОННЫЕ ПОДКРИТИЧЕСКИЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

В. О. Бабенко, В. І. Гулик, В. М. Павлович, О. М. Пупирин

Приведены первые результаты систематических исследований эффективности подкритических систем. Рассмотрены однозонные и двухзонные быстрые (без замедлителя) подкритические системы, которые управляются внешним источником нейтронов с энергией 14 МэВ. На основе численных расчетов методом Монте Карло показано, что коэффициент усиления потока нейтронов и энергетический коэффициент усиления таких систем имеют немонотонные зависимости от размеров обеих зон и могут достигать значений $10^2 - 10^3$.

5 TWO-ZONE SUBCRITICAL NUCLEAR REACTORS

V. O. Babenko, V. I. Gulik, V. M. Pavlovich, O. M. Pupirina

The first results of the systematic investigations of the subcritical system effectiveness are presented in the paper. The one- and twozone fast (without moderator) subcritical systems, which governed by the external source with neutron energy 14 MeV, was considered. It was shown at the base of numerical calculations by the Monte Carlo method that the coefficient of neutron flux amplification and energy gain of such systems have the nonmonotone dependences on the both zone sizes and can be of the order of $10^2 - 10^3$.