

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
<i>нормоконтроль</i>	<i>проф. Лютак З.П.</i>		

7. Дата видачі завдання _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів магістерської роботи	Термін виконання етапів роботи	Примітка
1.	<i>Методи вимірювання нейтронного випромінювання</i>	<i>18.11.24-24.11.24</i>	
2.	<i>Математичне моделювання роботи дозиметра</i>		
	<i>нейтронів</i>	<i>25.11.24-02.12.24</i>	
3.	<i>Результати імітаційного моделювання дозиметра</i>		
	<i>нейтронів</i>	<i>03.12.24-09.12.24</i>	
4.	<i>Розроблення дозиметра та його перевірка</i>	<i>10.12.24-14.12.24</i>	
5.	<i>Оформлення магістерської роботи</i>	<i>14.12.24-20.12.24</i>	

Студент _____
(підпис)

Вусятицький Н.В.
(прізвище та ініціали)

Керівник роботи _____
(підпис)

Креницький О.С.
(прізвище та ініціали)

РЕФЕРАТ

Магістерська робота: 65 с., 15 рис., 30 джерел, 5 аркушів креслень.

Об'єкт дослідження – методи та прилади контролю нейтронного випромінювання у системах радіаційного контролю навколишнього середовища.

Мета досліджень є розробка автоматичного засобу для контролю нейтронного випромінювання.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених у роботі завдань використано методи нейронних мереж, математичної обробки експериментальних даних.

У магістерській роботі розглядаються різні методи вимірювання нейтронного випромінювання, зокрема джерела нейтронного випромінювання, а також існуючі методи його вимірювання. Окрема увага приділена методам і алгоритмам обчислювального відновлення спектру в активаційному аналізі та концепції побудови нейтронного спектрометра-дозиметра реального часу. У другій частині роботи описуються принципи математичного моделювання роботи дозиметра нейтронів, підбір та моделювання базових енергетичних спектрів нейтронних потоків для створення навчальної вибірки, а також вибір архітектури, конфігурації та методик навчання нейронних мереж для вирішення завдань моделювання. Завершальний розділ присвячений розробці дозиметра та перевірці його ефективності. Описано структурну схему макетного зразка нейтронного спектрометра, вимірювальний та обчислювальний модулі, а також проведено вимірювання та розрахунок похибки вимірювань приладом.

Ключові слова: нейтронне випромінювання, нейронні мережі, дозиметр, похибка вимірювань.

ABSTRACT

Master's thesis: 65 p., 15 fig., 30 sources, 5 sheets of drawings.

The object of the research is methods and devices for monitoring neutron radiation in environmental radiation monitoring systems.

The purpose of the research is to develop an automatic tool for monitoring neutron radiation.

Research methods. To solve the tasks set in the work, methods of neural networks and mathematical processing of experimental data were used.

The master's thesis considers various methods of measuring neutron radiation, in particular sources of neutron radiation, as well as existing methods of its measurement. Special attention is paid to methods and algorithms for computational spectrum reconstruction in activation analysis and the concept of building a real-time neutron spectrometer-dosimeter. The second part of the work describes the principles of mathematical modeling of the neutron dosimeter, the selection and modeling of basic energy spectra of neutron fluxes to create a training sample, as well as the choice of architecture, configuration and methods of training neural networks to solve modeling problems. The final section is devoted to the development of the dosimeter and verification of its effectiveness. The structural diagram of the neutron spectrometer prototype, measuring and computing modules are described, and the measurement and calculation of the measurement error of the device are carried out.

Keywords: neutron radiation, neural networks, dosimeter, measurement error.

ЗМІСТ

Вступ	7
1. Методи вимірювання нейтронного випромінювання	10
1.1 Джерела нейтронного випромінювання	10
1.2 Існуючі методи вимірювання нейтронного випромінювання	18
1.2.1 Загальна класифікація методів вимірювання нейтронного випромінювання	18
1.2.2 Вимірювання часу прольоту та гравіметричний методи	19
1.2.3 Метод активаційного аналізу	22
1.2.4 Методи, що використовують протони віддачі	23
1.2.5 Метод з використанням уповільнювачів нейтронів	25
1.3 Методи та алгоритми обчислювального відновлення спектру, що використовуються в активаційному аналізі	27
1.4 Концепція побудови нейтронного спектрометра-дозиметра реального часу	31
2. Математичне моделювання роботи дозиметра нейтронів	33
2.1. Загальні принципи моделювання	33
2.2. Підбір та моделювання базових енергетичних спектрів нейтронних потоків для створення навчальної вибірки	34
2.3 Вибір раціональної архітектури, конфігурації та методики навчання нейронних мереж для розв'язуваних завдань	36
2.3.1 Параметри нейронної мережі	36
2.3.2 Вибір архітектури нейронних мереж	40
2.3.3 Вибір конфігурацій використовуваних нейронних мереж	42
2.3.4 Алгоритми навчання нейронних мереж	44
3. Результати імітаційного моделювання дозиметра нейтронів	48
3.1 Опис та основні характеристики обраних перетворювачів нейтронного випромінювання	48
3.2 Імітаційне моделювання нейтронного спектрометра	50
3.3 Окреме навчання нейронних мереж для окремих груп базових спектрів	51

	6
3.4 Навчання єдиної нейронної мережі для всіх груп базових спектрів	53
3.5 Імітаційне моделювання дозиметра нейтронного випромінювання БДКН-96 із використанням базових спектрів	55
3.5.1 Побудова математичної моделі радіометра-дозиметра нейтронного випромінювання ДКС-96	55
3.5.2 Результати імітаційного моделювання радіометра-дозиметра ДКС-96 з додатковою спільною обробкою інформації, що отримується від блоку детектування за допомогою нейронних мереж	57
4. Розроблення дозиметра та його перевірка	59
4.1. Структурна схема макетного зразка нейтронного спектрометра	59
4.2. Вимірювальний модуль макетного зразка нейтронного спектрометра	60
4.3. Структурна схема обчислювального модуля	62
4.4 Результати вимірювання та розрахунок похибки вимірювання розробленим приладом	64
Висновки	66
Список використаних джерел	67

ВСТУП

Вимірювання енергетичного спектру нейтронних потоків різних джерел нейтронного випромінювання є дуже складною проблемою, важливість якої і для подальшого розвитку ядерної фізики, і для вирішення нагальних практичних завдань у ядерній енергетиці та забезпеченні радіаційної безпеки важко переоцінити. Нейтронне випромінювання відіграє визначальну роль у роботі ядерних реакторів і є найнебезпечнішим для живих організмів із усіх видів іонізуючих випромінювань. При цьому і для проектування та управління ядерними реакторами, і для розрахунку поглиненої дози нейтронного випромінювання (що характеризує його фізіологічний вплив на організм людини) необхідно знати не тільки інтегральну щільність нейтронних потоків, що впливають, а й їх енергетичний спектр, тобто розподіл щільності потоку по енергії нейтронів. Енергетичні спектри реальних нейтронних полів у різних зонах можуть бути найрізноманітнішими за формою та простягаються в енергетичному діапазоні від сотих часток електрон-вольт (теплові нейтрони) до одиниць і десятків мегаелектрон-вольт (швидкі нейтрони).

Практично всі існуючі промислові прилади для вимірювання нейтронного випромінювання призначені для вимірювання інтегральної щільності нейтронних потоків. При цьому більшість із них вимірюють лише теплову складову вимірюваних потоків або укомплектовані сповільнювачами нейтронів, що знижують енергію нейтронів до теплової.

У нейтронних дозиметрах за результатами цих вимірювань автоматично чи вручну визначаються дози. Але і в тому, і в іншому випадку дані прилади характеризуються значними і непередбачуваними похибками, що виникають через складний характер залежності чутливості нейтронних детекторів від енергії нейтронів при невідповідності енергетичного спектра вимірюваного потоку і спектрів зразкових джерел нейтрон, за якими проводилося калібрування приладів

Основна проблема при вимірюванні інтегральної щільності нейтронного потоку полягає в тому, що не існує детекторів, що мають однакову чутливість

до нейтронів будь-яких енергій. У діапазоні енергій від сотих часток електрон-вольт до 15-20 MeV чутливість нейтронних детекторів, що використовуються на практиці, може змінюватися в десятки і навіть сотні разів. Звідси зрозуміла залежність показань приладів, які вимірюють інтегральну щільність потоку нейтронів від його енергетичного спектра.

Всі ці невизначеності намагаються подолати, роблячи градування приладу від зразкового джерела нейтронного випромінювання з відомим спектром та відомою щільністю потоку. Але цілком очевидно, що спектр реального вимірюваного нейтронного потоку не співпадатиме зі спектром зразкового потоку, за яким проводилося градування приладу. А всі прилади похибки, що вказуються в паспорті, визначаються саме для зразкового потоку з відомим спектром. Якими будуть реальні похибки для потоку з невідомим спектром, сказати складно. Вони можуть у десятки разів перевищити значення паспортних похибок, якщо спектр потоку, що вимірюється, різко відрізняється від спектру того потоку, за яким проводилося калібрування приладу.

Метою роботи є підвищення достовірності, оперативності та точності засобів спектрометричних вимірювань та дозиметричного контролю нейтронного випромінювання із забезпеченням можливості отримання енергетичного спектру нейтронного випромінювання у реальному часі.

Відповідно до поставленої мети роботи необхідно вирішити **такі завдання**:

1. Аналіз відомих методів та засобів дозиметрії та спектрометрії нейтронного випромінювання.
2. Створення системи моделювання для дослідження спектрів нейтронного випромінювання за інформацією, що отримується від блоку детектування, оснащеного детекторами з різноманітними спектральними характеристиками.
3. Розробка нейтронного дозиметра реального часу.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених у роботі завдань використано методи нейронних мереж, математичної обробки експериментальних даних.

Об'єкт досліджень – методи та прилади контролю нейтронного випромінювання у системах радіаційного контролю навколишнього середовища.

Предмет досліджень – методи, алгоритми та апаратні засоби для вимірювання та обчислювального відновлення спектрів нейтронного випромінювання з метою створення спектрометра-дозиметра нейтронного випромінювання реального часу.

Практична цінність роботи полягає в наступному:

- за допомогою моделювання та експериментальних даних досліджена концепція побудови нейтронного спектрометра-дозиметра з обчислювальним відновленням спектра за допомогою попередньо навченої нейронної мережі;

- розроблено спектрометр-дозиметр нейтронного випромінювання реального часу на основі серійного блоку детектування;

- на основі запропонованого способу отримання нейтронних полів з різноманітною формою енергетичних спектрів створено випробувальну повірочну установку.

1. МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ НЕЙТРОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

1.1 Джерела нейтронного випромінювання

Ізотопні джерела нейтронів

В ізотопних джерелах нейтрони виходять або в результаті спонтанного поділу (^{252}Cf), або в результаті ядерних реакцій (α, n) на легких ядрах, наприклад $^9\text{Be}(\alpha, n) ^{12}\text{C}$. Як джерела альфа-частинок використовуються альфа-активні ізотопи ^{210}Po , ^{226}Ra , ^{239}Pu , ^{241}Am . Інтенсивність потоку нейтронів від ізотопних джерел обмежена активністю препарату і зазвичай помітно менше 10^8 нейтронів в секунду. Крім того, такі ізотопні джерела мають суцільний спектр нейтронів ($\sim 0,1 - 12$ MeV) і високий фон гамма-випромінювання. Ізотопні джерела монохроматичних нейтронів невеликих енергій можна створити, використавши реакцію (γ, n). Для цього використовується реакція $d(\gamma, n)p$ (енергія реакції $Q = -2,23$ MeV) з монохроматичним джерелом гамма-квантів на основі ^{208}Tl ($E_\gamma = 2,62$ MeV), енергія нейтронів 200 кеВ та $^9\text{Be}(\gamma, n)^{8}\text{Be}$ ($Q = -1,65$ MeV) з джерелом гамма-квантів на основі ^{214}Bi ($E_\gamma \approx 1,78$ MeV), енергія нейтронів 110 кеВ [1].

Ядерні реактори

Перший ядерний реактор створили під керівництвом Е. Фермі 1942 р. в Чикаго. Перший реактор, призначений для пучкових досліджень (HFBR), було створено 1965 р. у Брукхейвені. Сьогодні у світі працює кілька десятків дослідних реакторів. Характеристики деяких реакторів, наведена в таблиці 1.1.

Для використання методики часу прольоту на станціонарних реакторах встановлюються переривачі. Принцип дії одного з типів переривача – переривача Фермі проілюстровано на рис. 1.1 За допомогою двох переривачів можливе формування монохроматичного пучка нейтронів. Перший переривач служить для отримання імпульсного пучка. Другий, встановлений на деякій відстані від першого - для його монохроматизації. Нейтрони більших енергій долітають до другого переривача швидше, ніж нейтрони менших енергій. Підібравши відповідним чином швидкості обертання переривачів, можна

досягти ситуації, коли другий переривач пропускатиме нейтрони, лише у певному енергетичному діапазоні [2,3].

Таблиця 1.1 – Деякі дослідні ядерні реактори з безперервним потоком

Реактор	Потужність, МВт	Потік $\times 10^{14}$, нейтр. $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
HFIR, ОкРідж, США	100	30
HFR-ILL, Гренобль, Франція	58	15
HFBR, Брукхейвен, США	60	9
FRM-2, Мюнхен, ФРГ	20	8
NRU, Чок-Рівер, Канада	125	3
ORPHEE, Сакле, Франція	14	2,5
JRR-3M, Ібарак, Японія	20	2
Dhruva, Бомбей, Індія	100	2
BER-II, Берлін, ФРГ	10	1

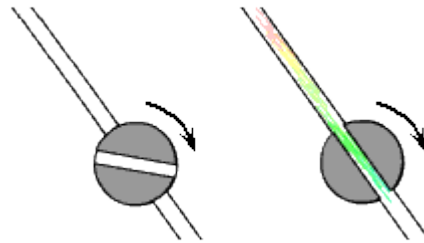


Рисунок 1.1 – Принцип роботи переривача Фермі [2]

На реакторі HFIR механічний монохроматор складається з 4-х однотипних модулів, які розміщені вздовж колімованого пучка нейтронів. Кожен модуль є ротором, виготовленим з міцного сталевого сплаву. Енергетична роздільна здатність приладу залежить від швидкості обертання роторів і енергії нейтронів, що пропускаються. Зокрема, при швидкості 15000 об/хв та енергії нейтронів, що дорівнює $E \approx 1$ еВ, на яку налаштований монохроматор, $\Delta E/E \approx 0,05$ [2,3].

Ядерні реактори з безперервним потоком нейтронів мають обмеження потоку, пов'язаному в основному з проблемою охолодження. В імпульсних реакторах при тій же середній потужності вихід нейтронів, що

використовуються для досліджень, багаторазово зростає. Останнім часом кількість дослідницьких реакторів зменшується, і майбутнє інтенсивних нейтронних джерел пов'язане з використанням прискорювачів.

Імпульсні реактори

В імпульсних реакторах ланцюгова реакція розвивається на миттєвих нейтронах. За допомогою так званих модуляторів реактивності реактор на короткий проміжок часу (від $\sim 10^{-4}$ до декількох секунд) переводиться в надкритичний стан, коли коефіцієнт розмноження нейтронів без урахування нейтронів, що запізнюються, $k > 1$. У реакторі швидко розвивається ланцюгова реакція поділу. Потім реактор переводиться в підкритичний стан і процес загасає. В результаті генеруються нейтронні імпульсні потоки великої інтенсивності. Розрізняють три типи імпульсних реакторів: імпульсні реактори, що самозагасають, періодичні імпульсні реактори і бустери.

У самозагасаючих імпульсних реакторах ланцюгова реакція поділу гаситься за рахунок негативного зворотного зв'язку різних процесів, пов'язаних з теплом, що виділяється, з коефіцієнтом розмноження нейтронів. Одним із перших імпульсних реакторів був одноразовий реактор на швидких нейтронах "Леді Годіва", створений у 1951 у Лос-Аламоській лабораторії в США. Тривалість нейтронних імпульсів у таких реакторах від кількох десятків мікросекунд до кількох секунд. Частота повторення імпульсів невелика (один імпульс на годину, або навіть 2-3 десь у добу) і визначається часом, необхідним для охолодження реактора [2].

У періодичних імпульсних реакторах нейтронні імпульси ініціюються і гасяться з допомогою періодичного руху частини активної зони, частини відбивача чи уповільнювача. У періодичному потужність у кожному імпульсі менше, ніж у одноразовому

У бустері мішень-конвертер із важкого металу поміщена у підкритичну збірку. Імпульс потужності ініціюється імпульсом нейтронів від зовнішнього джерела. Як зовнішні джерела використовуються сильноточні прискорювачі електронів (30-200 МеВ). Електрони з прискорювача генерують у мішені гальмівні гамма-кванти, які викликають фотоядерні реакції (γ , xn). Фотоядерні

нейтрони ініціюють ланцюгову реакцію у збірці, що призводить до збільшення потоку нейтронів у 10-30 разів. Після вимкнення зовнішнього джерела розмноження нейтронів припиняється. У супербустері є можливість модуляції реактивності в мішені, що генерує [3,4].

Нейтронні генератори

У нейтронних генераторах зазвичай використовують реакції $t(d,n)^4\text{He}$ і $d(d,n)^3\text{He}$, максимуми перерізу яких перебувають при невеликих енергіях. Це дозволяє використовувати невеликі прискорювачі, наприклад каскадні генератори. Енергія дейтронів 130 кеВ, при якій досягається максимум перерізу реакції $d(t,^4\text{He})n$ відповідає енергії ~ 220 кеВ. Енергія прискорених частинок у таких нейтронних генераторах зазвичай 100 – 300 кеВ. Як правило, пришвидшуються дейтрони [3].

Так як енергія цих реакцій помітно більша енергії частинок, що прискорюються, нейтрони вилітають з мішені майже з однаковими енергіями. При енергії дейтронів 200 кеВ енергія нейтронів у всьому діапазоні кутів варіюється від 15,1 до 13,2 МеВ. Нейтронний генератор може бути точковим моноенергетичним джерелом нейтронів. Нейтрони з реакції $d-t$ вилітають із мішені практично ізотропно. Кутовий розподіл нейтронів реакції $d-d$ має невеликий максимум у напрямку дейтронного пучка.

При невеликих енергіях дейтронів альфа-частинки реакції $d(t,^4\text{He})n$ вилітають з мішені-конвертера під кутами близьким до 180° щодо напрямку вильоту нейтронів. Якщо реєструвати альфа частки, то відповідні їм нейтрони виявляються як би "міченими". Енергії та напрямки вильоту з мішені-конвертера нейтронів через кінематичні співвідношення однозначно пов'язані з енергіями та кутами вильоту альфа-часток. Таким чином, можна здійснити електронну колімацію нейтронного пучка. Момент вильоту нейтрону з мішені також фіксується за допомогою детектування супутніх альфа-часток, що може бути використане під час проговоної методики.

Прискорювачі, які використовуються в таких нейтронних генераторах, зазвичай безперервної дії. Щоб отримати імпульсний пучок використовують імпульсні іонні джерела або пристрої відхилення та фокусування.

На рис. 1.2 показано спрощену схему нейтронного генератора.

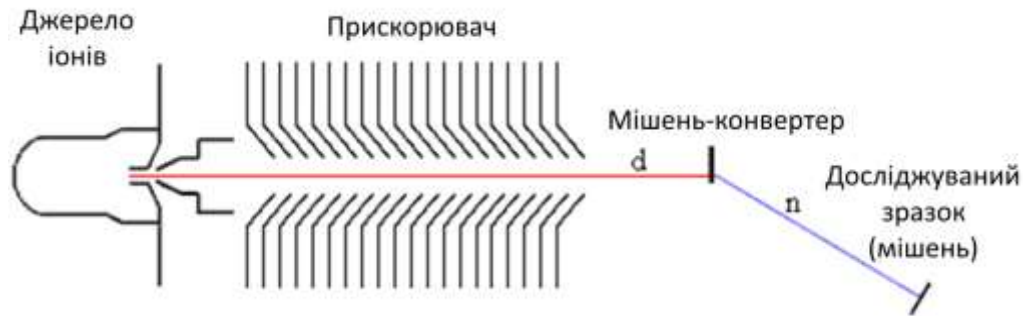
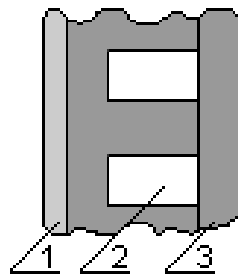


Рисунок 1.2 – Спрощена схема нейтронного генератора [3]

Мішені-конвертери нейтронних генераторів, що дозволяють отримати високоінтенсивні потоки нейтронів, зазвичай твердотільні, і є тонкими шарами (до декількох десятків мкм) титану, скандію або цинку, нанесеними на мідну підкладку (рис. 1.3). Ці метали здатні утворювати звані металеві гідриди. Так гідриди титану чи скандію здатні утримувати до двох атомів ізотопів водню один атом металу. Ця властивість металевих гідридів дозволяє використовувати їх як акумулятори ізотопів водню і зокрема виготовляти з них мішені-конвертери. Енергія, що втрачається пучком заряджених частинок в мішені може досягати більших величин (до 10 кВт на квадратний сантиметр). Це потребує ефективного охолодження. Зазвичай використовується водяне охолодження. Крім того, мішень часто представляє диск, що швидко обертається. Таким чином, збільшується ефективна площа, на яку потрапляє пучок.



1) шар титану, 2) канали для охолодження, 3) мідна підкладка

Рисунок 1.3 – Розріз мішені нейтронного генератора [3]

На нейтронних генераторах, використовують реакцію $d(t, {}^4\text{He})n$ вдається отримати потоки нейтронів до $\sim 10^{14}$ нейтронів/с на тілесний кут 4л. У

"стандартних" нейтронних генераторів вони значно менше ($\sim 10^{10}$ нейтронів/с). Нейтронні генератори можуть бути малогабаритними, наприклад, для роботи в свердловинах [4].

Використання прискорювачів для генерації нейтронів

У розглянутих вище нейтронних генераторах прискорювачі на невеликі енергії використовуються тільки для отримання нейтронів. За рахунок великої позитивної енергії реакції $d(t, {}^4\text{He})n$, її великого перерізу і невеликої енергії, що ініціюють реакцію дейтронів, вдається отримувати інтенсивні потоки нейтронів з енергією ~ 14 MeV і досить незначним розкидом енергії. Якщо необхідні нейтрони більших енергій, використовують прискорювачі з високоенергетичними пучками. Зазвичай, вони використовуються не тільки для отримання нейтронів, але й для інших завдань. На рис. 1.4 показана залежність енергії нейтронів утворюються реакції $d(t, {}^4\text{He})n$ від енергії дейтронів для двох кутів вильоту нейтронів щодо напрямку дейтронного пучка [4].

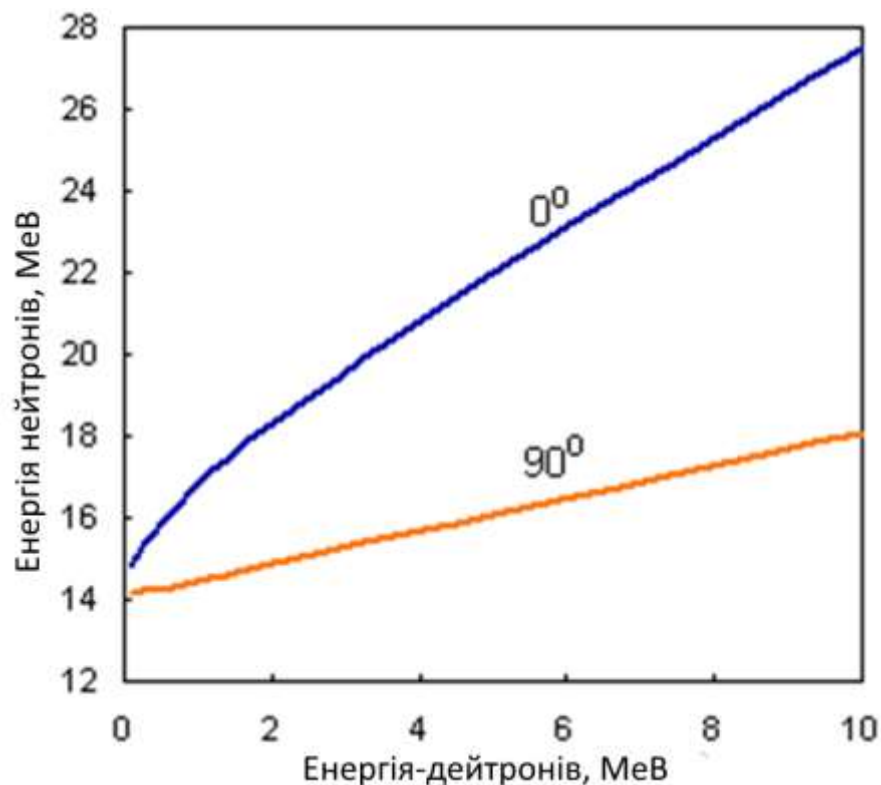


Рисунок 1.4 – Залежність енергії нейтронів, що утворюються в реакції $d(t, {}^4\text{He})n$ від енергії дейтронів для двох кутів вильоту нейтронів щодо напрямку дейтронного пучка [3]

Видно, що зі зростанням енергії дейтронів, кінематичний розкид енергій нейтронів зростає, і, відповідно, важче досягти моноенергетичності нейтронів. Крім того, із зростанням енергії падає вихід нейтронів. Для отримання нейтронів на прискорювачах також використовуються реакції ${}^9\text{Be}(p,n){}^{10}\text{B}$, ${}^9\text{Be}(d,n){}^9\text{B}$, ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ та інші. Проте отримання моноенергетичних нейтронів у разі пов'язані з додатковими труднощами, оскільки зі зростанням енергії з'являються нейтрони, пов'язані із збудженими станами кінцевих ядер.

Реакція розвалу

Високоінтенсивні джерела швидких нейтронів можна отримати при використанні реакції розвалу дейтронів середніх енергій (20-50 MeV) на легких ядрах. Отримані в результаті розвалу нейтрони летять у досить вузькому конусі вперед. Розкид їх енергій досить великий (MeV). Основні проблеми, що виникають при підвищенні виходу нейтронів – отримання сильноточних пучків та відведення тепла від мішені-конвертера. Поки що інтенсивність потоку нейтронів у таких джерел не перевищує 10^{14} нейтронів/с. Однак під егідою МАГАТЕ у Фраскаті (Італія) силами Європейського Союзу, Японії та США споруджується установка IFMIF (International Fusion Material Test Facility), на якій має бути отримана інтенсивність до 10^{17} нейтронів/с. Установка буде включати два лінійних дейтронних прискорювача (35-40 MeV/5МВт) і струменеву мішень із рідкого літію (рис. 1.5).



Рисунок 1.5 – Спрощена схема установки IFMIF [4].

Фотоядерні реакції

Імпульсні джерела нейтронів на базі електронних прискорювачів вперше почали створюватися в 50-ті роки в Харуелл (Великобританія).

Нейтрони виходять у результаті фотонейтронних реакцій (γ, xn) від гальмівного випромінювання електронів, що падають на ціль із важких ядер. При енергії електронів 100 МеВ на 20 електронів утворюється 1 нейтрон. На рис. 1.6 показано залежність виходу нейтронів на одиницю потужності прискорювача від енергії нейтронів. При енергії електронів >100 МеВ вихід нейтронів практично перестає збільшуватися із зростанням енергії.

Прикладом нейтронного джерела такого типу може бути нейтронне джерело на лінійному прискорювачі електронів ORELA (Oak Ridge Electron Linear Accelerator). Максимальна енергія електронів у ORELA 180 МеВ, тривалість імпульсів – 4-30 нс, частота – 12-1000 Гц. Як мішень-конвертер в основному використовується Та. У кожному нейтронному згустку міститься 10^{11} нейтронів у широкому енергетичному діапазоні від 10^{-3} до 10^8 еВ. Інтенсивність нейтронів різних енергій становить $4 \cdot 10^{13}$ $\text{MeV}^{-1}\text{s}^{-1}$ при енергії нейтронів 1 МеВ та $4 \cdot 10^{10}$ $\text{MeV}^{-1}\text{s}^{-1}$ при 14 МеВ. Для отримання нейтронів теплових енергій використовується водяний модератор [3].

Вихід нейтронів із фотоядерних реакцій малий. Для підвищення виходу нейтронів використовується розмножуюча мішень з матеріалу, що ділиться (бустер).

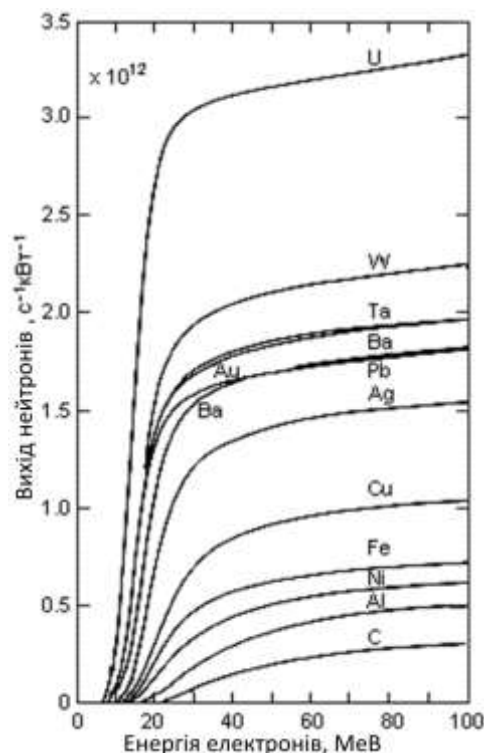


Рисунок 1.5 – Вихід нейтронів у фотоядерних реакціях

1.2 Існуючі методи вимірювання нейтронного випромінювання

1.2.1 Загальна класифікація методів вимірювання нейтронного випромінювання

Проблемам та методам вимірювання енергетичного спектру нейтронних потоків присвячено огляд [5], у ньому наводиться така класифікація методів нейтронної спектроскопії:

- 1) методи, у яких нейтрони розсіюються, та енергія відбитих нейтронів вимірюється;
- 2) методи, що ґрунтуються на вимірюваннях енергії заряджених частинок, одержаних у ядерних реакціях, що індуюються нейтронами;
- 3) методи, у яких вимірюється швидкість нейтронів;
- 4) порогові методи, в яких мінімальна енергія нейтронів показується у вигляді появи індукованих нейтроном ефектів, таких як радіоактивність, гамма-випромінювання;
- 5) методи, в яких енергетичний розподіл нейтронів визначається з даних від детекторів (або конфігурацій детекторів), які різні в енергетичній залежності їх чутливості до нейтронів;
- 6) методи, що ґрунтуються на дифракції нейтронів;
- 7) методи, в яких вимірюється часовий розподіл уповільнення короткого імпульсу нейтронів високої енергії у відповідну середню енергію.

При цьому до методів, придатних для вимірювання енергетичного спектру довільних потоків нейтронів, належать лише методи 1, 2, 4 та 5 груп. Однак, в ядерній фізиці для дослідження взаємодії нейтронів з різними ядрами найбільш широко використовуються імпульсно-променеві методи прольоту, які є, фактично, єдиними прямими методами вимірювання енергії нейтронів [5].

1.2.2 Вимірювання часу прольоту та гравіметричний методи

У цьому методі енергія частки визначається за часом, який вона витрачає на проліт певної фіксованої відстані.

$$t_f = 72,3d \sqrt{\frac{A}{E}}, \quad (1.1)$$

де t_f – час прольоту в наносекундах, d – прогонова база в метрах, A – масове число частинки в атомних одиницях маси, E – кінетична енергія частки в МеВ.

Найчастіше методика прольоту використовується для вимірювання енергетичних спектрів нейтронів. Для нейтронів ця методика часто виявляється єдиною, що забезпечує необхідну точність вимірів. Однак вона застосовується і з зарядженими частинками для їхньої ідентифікації.

Для конкретності розглянемо енергетичну спектрометрію нейтронів у сфері енергій від кількох сотень кеВ до кількох десятків МеВ, хоча більшість із нижчевикладеного стосуватиметься і заряджених частинок [6].

Час прольоту визначається моментом часу t_0 , коли нейтрон проходить початок прогонової бази та моментом часу t_1 , коли він досягає детектора ($t_f = t_1 - t_0$). Для фіксації моменту t_1 використовують сигнал детектора, для фіксації моменту t_0 часто використовують імпульсні пучки з короткими згустками. Тривалість згустків циклотронах зазвичай кілька наносекунд, в ізохронних циклотронах біля наносекунди. Для прискорювачів з безперервними пучками використовуються спеціальні пристрої групування частинок. Період повторення згустків T_0 визначає нижню межу діапазону вимірюваних енергій

$$E_{\min} = (72,3d/T_0)^2. \quad (1.2)$$

Період повторення вибирають таким, щоб виключити накладення сигналів від різних згустків.

Енергетична роздільна здатність спектрометра практично повністю визначається часовою роздільною здатністю

$$\Delta E/E = 2\Delta t/t, \Delta E = 2,77 \cdot 10^{-2} E^{3/2} \Delta t/d. \quad (1.3)$$

Часова роздільна здатність у свою чергу визначається тривалістю згустків частинок та часовими характеристиками детектора та реєструючої апаратури. Для реєстрації нейтронів під час прогонових спектрометрів зазвичай використовують пластикові або рідкі сцинтилятори, що володіють малими часом висвічування і часова невизначеність, пов'язана з фіксуванням моменту t_1 зазвичай становить частки наносекунди [5].

Пролітна відстань зазвичай близько метра, іноді дещо більша. Обмеження тут накладає зниження ефективності реєстрації рахунок зменшення тілесного кута, який зменшується назад пропорційно квадрату проговоної бази. При часовому дозволі 1 нс, пролітній базі 1 м енергетичний дозвіл для нейтронів з енергією 16 MeV \sim 1.8 MeV, а для нейтронів з енергією 4 MeV - \sim 220 keV.

Протони віддачі, що утворюються в результаті взаємодії нейтронів з речовиною сцинтилятора, викликають у сцинтиляторах люмінесценцію. Однак, як правило, виміри проходять в умовах високого гамма-фону. Гамма-кванти реєструються в сцинтиляторах за рахунок електронів що утворюються в результаті взаємодії з речовиною сцинтилятора. Світловий вихід органічних сцинтиляторів значно більший у електронів, ніж протонів тої ж енергії. Гамма-фон, однак, можна ефективно придушити, використавши ту обставину, що фронти світлових імпульсів, спричинених гамма-квантами, становлять близько 10 нс, а нейтронами близько 130 нс. Якщо сформувати біполярний сигнал, то момент перетину нуля для імпульсу від нейтрону буде дещо зрушений за часом у порівнянні з імпульсом від гамма-кванту [5].

На рисунку 1.6 показано спрощену блок-схему спектрометра нейтронів за часом прольоту з n-гамма-дискримінацією.

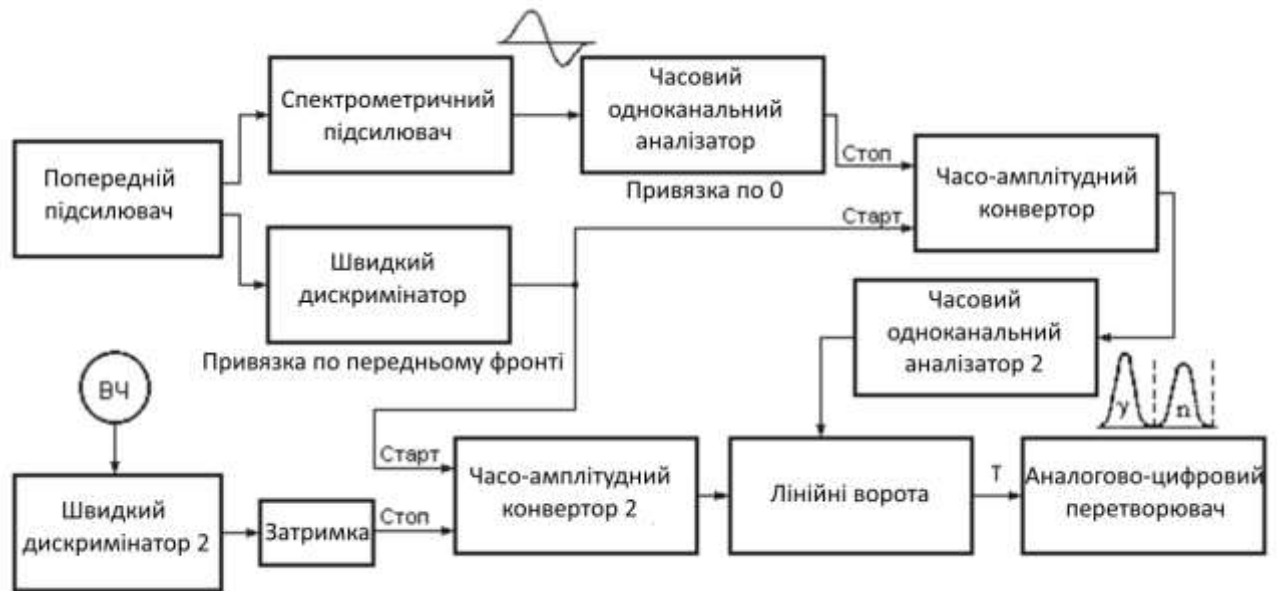


Рисунок 1.6 – Спрощена блок-схема спектрометра нейтронів за часом прольоту з n-гамма-дискримінацією [5]

Імпульс з підсилювача сцинтиляційного детектора надходить на спектрометричний підсилювач, у якому формується біполярний сигнал. Цей сигнал надходить на схему часової прив'язки нуля біполярного імпульсу (часовий одноканальний аналізатор 1). Сигнал, який фіксує проходження нуля, надходить на стоповий вхід ВАК 1. З підсилювача сцинтиляційного детектора сигнал надходить також на швидкий дискримінаціонер 1, який фіксує початок сигналу. Таймуючий імпульс з швидкого дискримінаціонера (1) надходить на стартові входи ВАКів 1 і 2. У ВАК 1 формується сигнал, який використовується для n-гамма-дискримінації. За допомогою часового одноканального аналізатора 2 вибирається область амплітуд, що відповідає нейтронним сигналам. ВАК 2 служить отримання часового спектру. Тут використовується зворотна часова шкала. Таймуючий сигнал від швидкого дискримінаціонера 2, який фіксує час появи згустків частинок від прискорювача, що працює в імпульсному режимі, через затримку надходить на стоповий вхід ВАКу 2. Лінійні ворота, що стоять після ВАК 2, керовані часовим одноканальним аналізатором 2, пропускає тільки сигнали відповідні тільки "нейтронним" подіям.

Другий метод полягає в тому, що пучок прискорених заряджених частинок на короткий момент часу відхиляють на певну мішень, при бомбардуванні якої

відбуваються ядерні реакції, внаслідок яких випускаються нейтрони. Ці вторинні нейтрони і застосовуються.

1.2.3 Метод активаційного аналізу

Активаційний метод нейтронної спектрометрії до теперішнього часу є найбільш широко застосовуваним методом вимірювання енергетичного спектру постійних у часі нейтронних потоків з різноманітною формою спектру. Суть його полягає в тому, що певні речовини (індикатори) зазнають бомбардування нейтронами вимірюваного потоку протягом певного часу. Під дією нейтронів утворюються радіоактивні ізотопи, які розпадаються з виділенням заряджених частинок та квантів випромінювань. При цьому кількість розпадів в одиницю часу (активність) пропорційна кількості радіоактивних ядер, що утворилися, а воно – потоку нейтронів, що пройшов через речовину за час експозиції в досліджуваному нейтронному потоці. Вимірюючи за допомогою радіометрів та спектрометрів гамма-випромінювання наведену в індикаторах активність, обчислюють густину вимірюваного потоку нейтронів [5, 6].

До індикаторів пред'являється загальна вимога прийняттого періоду напіврозпаду радіоактивних ядер, що виникають. При надто маленькому періоді активність індикатора сильно зменшується за період між опроміненням та вимірюванням і в ході процесу вимірювання, а при надто великому періоді занадто великим стає час досягнення активності насичення а індикаторі та час вимірювання самої активності. Індикатор також не повинен містити помітної кількості домішок інших елементів, так як у даному випадку наведена активність від даних домішок сильно покаже вимірювану активність основного ізотопу.

Для проведення спектрального аналізу нейтронного випромінювання активаційним методом рекомендуються спеціальні набори ізотопів-індикаторів, які крім спектрально-чутливих індикаторів обов'язково включаються $1/v$ - індикатори, у яких перетин реакції монотонно знижується зі зростанням енергії нейтронів без резонансних викидів.

Активаційний метод має низку переваг перед іншими методами вимірювання нейтронів. Шляхом вибору речовини індикатора можна в широких межах змінювати чутливість методу до різних ділянок енергетичного спектру нейтронів. Індикатор може бути виготовлений невеликих розмірів. Крім того, внаслідок своїх малих розмірів індикатор практично не впливає на потік нейтронів у вимірюваному місці, що також важко виконати іншими методами реєстрації нейтронів. Індикатори не чутливі до гамма-випромінювання та можуть застосовуватись при великому гамма-фоні. Але активаційний метод не дає швидкої інформації про нейтронне випромінювання. Він застосовується при вимірюванні постійних потоків нейтронів і непридатний для вимірювання змінних часів потоків нейтронів, наприклад при пуску і зупинці ядерного реактора. Таким чином, активаційний метод не підходить для створення нейтронних спектрометрів реального часу [7].

1.2.4 Методи, що використовують протони віддачі

Дані методи використовують пружну взаємодію нейтронів з ядрами атомів легких елементів, переважно водню та гелію. Вони реалізуються за допомогою газонаповнених нейтронних детекторів на основі водневих та метанових пропорційних лічильників, а також сцинтиляційних детекторів, виготовлених із органічних кристалів і пластмас. Ядра атомів водню (протони), вибиті нейтронами, викликають в газонаповнених детекторах іонізацію атомів, а в сцинтиляційних детекторах — світлові спалахи, яскравість яких пропорційна енергії протонів віддачі. У обох випадках на виході детектора формуються імпульси, амплітуда яких пропорційна енергії відповідних протонів [5].

Однак енергія протонів залежить не лише від енергії нейтронів, але й від кута зіткнення нейтронів з ядрами атомів водню. При лобовому зіткненні нейтронів з ядрами водню максимальна амплітуда імпульсів буде пропорційна енергії цих нейтронів.

$$U_0 = aE_n, \quad (1.4)$$

де коефіцієнт пропорційності a можна знайти експериментально за результатами калібрувальних вимірювань, що проводяться з моноенергетичними нейтронами відомої енергії.

Таким чином, кожна спектральна лінія нейтронів в ідеальному випадку повинна відповідати прямокутному розподілу амплітуд від нуля до U_0 . Основною складністю спектрометричних вимірів з використанням даних детекторів є та обставина, що, якщо вимірюваний потік містить нейтрони різних енергій, то амплітудний спектр буде накладенням цих розподілів від нейтронів різних енергій, і відновити по них вихідний спектр вимірюваного потоку - як нейтронів досить складно, враховуючи, що на апаратурний спектр крім енергії нейтронів впливає ще цілий ряд важко врахованих факторів, таких як нелінійність світловиходу за рахунок багаторазового розсіювання нейтронів у сцинтиляторі і крайового ефекту за рахунок виходу протонів, що утворилися, за межі сцинтилятора від залежно від світловиходу головної осі [6], залежність світловиходу від температури сцинтилятора та багатьох інших. Якщо ж говорити про апаратурний спектр нейтронного потоку з безперервним розподілом нейтронів по енергії в досить широкому діапазоні, необхідно враховувати ще залежність перерізу (n, p) -реакції від енергії нейтронів, а також залежність ефективності детектора кінцевих розмірів від енергії нейтронів. Тому відновлення спектра нейтронів за апаратурним спектром протонів віддачі – досить складне завдання, в результаті чого прилади не вдалося довести до промислової реалізації. Обробка експериментальних амплітудних розподілів протонів віддачі у таких спектрометрах проводиться на ЕОМ. Але цілком очевидно, що точно врахувати всі зазначені на вимірний апаратурний спектр розрахунковим шляхом неможливо. Тому і в цих програмах доводиться використовувати апріорну інформацію про форму відновлюваного спектру та ітераційні процедури наближення розрахункових моделей до результатів вимірювань [7].

1.2.5 Метод з використанням уповільнювачів нейтронів

Даний метод базується на примусовій деформації спектра вимірюваного потоку нейтронів за допомогою уповільнювачів нейтронів різної товщини, з подальшим вимірюванням отриманої інтегральної густини нейтронного потоку. Результати вимірювань, отримані з «голим» детектором і детектором, поміщеним у порожнину сповільнювачів різних діаметрів, обробляються на ЕОМ для обчислювального відновлення спектра початкового потоку. Спектрометр, що реалізує цей метод, був вперше запропонований у 1960 році [36] і отримав назву спектрометра Боннера. У Європі та Америці спектрометри Боннера набули широкого поширення. Були розроблені численні варіанти його конструктивного виконання, які відрізняються як кількістю використовуваних куль-сповільнювачів нейтронів (від 4 до 12), так і використовуваними детекторами, а також методами отримання функцій спектральної чутливості і алгоритмами обчислювального відновлення спектра вимірюваного потоку на основі результатів вимірювань з використанням повного набору куль-уповільнювачів нейтронів [8,9].

Принцип дії спектрометрів Боннера полягає в тому, що нейтрони вимірюваного потоку, проходячи через уповільнювач (сфери) з різною товщиною стінок, сповільнюються розсіювання та частково поглинаються речовиною сповільнювача. Всі ці процеси призводять до трансформації енергетичного діапазону потоку, що потрапляє в детектор. Таким чином, для кожної сфери спектральні функції чутливості $R_i(E)$ відрізняються один від одного.

Якщо детектор, що знаходиться в i -й сфері, що має функцію чутливості $R_i(E)$, поміщений у нейтронне поле зі спектральним флюєнсом $\varphi(E)$, то інтегральний відгук детектора M_i можна знайти математичним множенням $R_i(E)$ на $\varphi(E)$ [9], тобто:

$$M_i = \int R_i(E) \varphi(E) dE . \quad (1.5)$$

Хороші апроксимації на $R_i(E)$ можуть бути отримані з імітаційних обчислень, на основі вимірювань з добре характеризуваними

моноенергетичними та радіонуклідними джерелами нейтронів. А далі, використовуючи ці функції та проводячи вимірювання потоку з невідомим спектром із використанням усіх цих сфер, можна відновити за ними обчислювальним шляхом спектр цього потоку $\varphi(E)$. Безперервний діапазон нейтронів у своїй є ступінчастою функцією, тобто. у вигляді масиву елементів φ_j , де φ_j – це флюєнс у j -му енергетичному інтервалі, взятому від енергії E_j до E_{j+1} . Тоді інтеграл (1.5) замінюється сумою:

$$M_i = \sum_{j=1}^n R_{ij} \varphi_j . \quad (1.6)$$

Рівняння є наближенням виразу (1.5), ступінь наближення підвищується зі збільшенням числа m груп, що визначається числом сфер-сповільнювачів різного діаметру, що використовуються. Вираз (1.6) є набором m лінійних рівнянь, і якщо $m \geq n$, то вони можуть бути вирішені, використовуючи метод найменших квадратів, щодо значень φ_j . Однак так як m зазвичай менше 10, то таке рішення може забезпечити лише досить грубе уявлення спектру, оскільки відбувається його «розмиття» за широкими інтервалами енергій. Для більш детального представлення спектра необхідно збільшувати кількість інтервалів ступінчастої апроксимації. Тому зазвичай кількість інтервалів $n > m$. Це означає, що вираз (1.6) може бути вирішений щодо φ_j лише за допомогою додаткової апріорної інформації про форму окремих ділянок спектру [9].

Найчастіше для розрахунку матриці чутливостей за експериментальними даними вимірювань опорних нейтронних полів застосовується програма ANISN. Однак відсутність опорних моноенергетичних полів нейтронів ускладнює достовірне визначення чутливостей для різних сфер в заданих енергетичних діапазонах. Порівняння результатів застосування різних методик визначення матриць чутливостей до тих самих систем Боннера показує певні відмінності між ними, що підтверджує існування невизначеності в самих методах отримання цих матриць [10].

Найбільш доцільним підходом до розрахунку функцій чутливості є метод Монте-Карло. Однак, порівняння матриць чутливостей, отриманих різними авторами для тих самих модифікацій спектрометра Боннера, показує наявність

суттєвих розбіжностей між ними. Вони визначаються не тільки відмінностями в методиках вимірювань та обчислень, але й неточністю визначення властивостей матеріалу сповільнювача та параметрів детектора [10].

1.3 Методи та алгоритми обчислювального відновлення спектру, що використовуються в активаційному аналізі

Методи відновлення спектрів потоків нейтронів за експериментальними даними активаційних вимірювань [11] поділяються на математичні та напівемпіричні. У першому випадку спектр визначають за даними активаційних вимірювань без запровадження припущень про його форму.

У другому випадку заздалегідь запроваджується вид математичної моделі спектра, що визначає його форму.

До математичних методів відновлення спектрів нейтронів належать цілий ряд методів, серед яких можна виділити метод ортонормального розкладання (метод Трайса та Хартмана), поліноміальний та ортонормально-поліноміальний методи [12].

Метод ортонормального розкладання (метод Трайса та Хартмана).

При опроміненні набору з n індикаторів результати вимірювань їх наведеної активності R_i виражаються системою з рівнянь виду n [12]:

$$R_i = \int_E^{\infty} \Phi(E) \sigma_i(E) dE, \quad (1.7)$$

де $\Phi(E)$ – спектр нейтронів, $\sigma_i(E)$ – переріз реакції індикатора.

У результаті отримуємо систему інтегральних рівнянь Фредгольма 1-го роду з дискретним завданням i . Їх потрібно розв'язати щодо $\Phi(E)$. Математично це завдання є некоректним, тобто. допускає безліч рішень, і для звуження класу можливих рішень необхідно вводити додаткові умови. Зокрема, такими умовами може бути:

- позитивність, безперервність і гладкість функції $\Phi(E)$;
- адекватність по відношенню до результатів вимірювань (тобто стійкість рішень при невеликих варіаціях, зумовлених похибками вимірювань);

- відповідність формі апіорного спектру, що задається на основі попередньої інформації про джерела випромінювання та умови його формування.

У літературі [13] розглядається два підходи до вирішення цього завдання: відновлення спектра за результатами нейтронно-активаційних вимірювань та коригування апіорно заданого спектра за результатами цих вимірювань.

Як бачимо, відмінність у них полягає лише у відсутності чи присутності третьої умови регуляризації завдання. Перший підхід названо математичним, а другий – напівемпіричним. Такий поділ завдання є суттєвим у тому сенсі, що для достовірного здійснення першого підходу необхідно, щоб для кожного енергетичного інтервалу у складі використовуваного набору індикаторів був би індикатор, в активаційний інтеграл якого нейтрони на даному енергетичному інтервалі роблять істотний внесок. Тому чим більше буде індикаторів у наборі і чим різноманітнішими будуть їх спектральні характеристики, тим достовірнішим буде рішення. При другому підході шуканий спектр випромінювання може бути заданий як розрахунковий або виміряний іншими засобами і потрібно лише уточнити його за результатами активаційних вимірів за невеликих корекцій його форми. Зрозуміло, що в цьому випадку можна обійтися меншою кількістю індикаторів, а вимоги до різноманітності спектральних характеристик можуть бути менш жорсткими [12].

За обох підходів весь діапазон енергій розбивається на m інтервалів ($m \leq n$). Для кожного з них переріз реакцій на них індикаторів приймають постійним і рівним середньому значенню $\sigma_{i,j}$ для i -го індикатора в j -му інтервалі енергій. Це дозволяє замінити n інтегральних рівнянь на m алгебраїчних. Спектр нейтронів у разі представляється як [13]:

$$\Phi(E) = \sum_k B_k \varphi_k(E), \quad (1.8)$$

де функції $\varphi_k(E)$ є лінійною комбінацією перерізів використовуваних індикаторів і становлять ортонормовану систему:

звідки

$$\langle R \rangle = \langle M \rangle^{-1} \cdot \langle B \rangle, \quad (1.12)$$

Підставляючи знайдені коефіцієнти (1.11), знаходимо шуканий спектр нейтронів. Однак експериментальна перевірка даного методу з числом індикаторів від 6 до 8 показала, що отримана таким шляхом функція $\Phi(E)$ істотно відрізняється від дійсного спектра. Броунелл [10] модифікував цей метод, замінивши звичайний поліном ортонормальним:

$$\chi_{ij}(E) = \sum_{j=1}^l A_{ij} E^{i-1}, \quad (1.13)$$

де для визначення коефіцієнтів A_{ij} використовують умову ортонормальності поліномів $\chi_{ij}(E)$ з ваговою функцією $W(E)$ [10]:

$$\int_0^{E_{\max}} W(E) \chi_i(E) \chi_j(E) dE = \delta_{ij}, \quad (1.14)$$

$$\sum_{i,j=1}^{k,n} A_{ij} A_{qr} \int_0^{E_{\max}} W(E) E^{i+j-2} dE = \delta_{ij},$$

$$\text{де } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = j \\ 0 & \text{при } i \neq j \end{cases}.$$

Для k -го активаційного інтегралу маємо

$$R_k = \sum_{i=1}^n B_i \int_0^{E_{\max}} W(E) \sigma_k(E) \chi_i(E) dE. \quad (1.15)$$

Аналогічно попередньому випадку, позначивши активаційні інтеграли як M_{ki} і переходячи до матричних форм, отримуємо

$$\langle B \rangle = \langle M \rangle^{-1} \cdot \langle R \rangle.$$

У результаті функція щільності потоку нейтронів від енергії (енергетичний спектр) буде визначатися:

$$\Phi(E) = W(E) \sum_{i=1}^n B_i \chi_i(E). \quad (1.17)$$

До програм, що реалізуються, ці методи можна віднести RDMM, SPECTRA, CRYSTAL BALL, RFSP та ін. [11].

1.4 Концепція побудови нейтронного спектрометра-дозиметра реального часу

Єдиним шляхом підвищення точності вимірювання інтегральної щільності нейтронного потоку при невідомому спектрі є перехід до спектральних вимірювань з подальшим обчисленням інтегральної щільності потоку. Цим і обґрунтовується необхідність нейтронного спектрометра-дозиметра реального часу з обчислювальним визначенням інтегральної щільності потоку та всіх інших вимірюваних величин. При цьому цілком очевидно, що розподіл всього енергетичного діапазону нейтронів всього на дві або три смуги не вирішує це завдання [12].

Цього недостатньо навіть для дозиметрів нейтронного випромінювання, призначених тільки для вимірювання еквівалентної поглиненої дози, оскільки біологічна дія нейтронів дуже залежить від їхньої енергії. А для дослідження нейтронних полів та вирішення більшості інших завдань необхідно визначати усереднені спектральні густини хоча б на кожному інтервалі енергії. При цьому вимірювання спектральної щільності по всьому енергетичному діапазону нейтронних потоків є надзвичайно важливими і власними силами: і для ряду важливих практичних завдань, і для багатьох наукових завдань.

Якщо відкинути прямі методи вимірювання енергії нейтронів, які можуть використовуватися для вимірювань нейтронних потоків від довільних джерел, залишається лише два методи:

1. Відновлення спектру вимірюваного нейтронного потоку шляхом спільної обчислювальної обробки результатів його вимірювань за допомогою кількох детекторів, вибірково до різних ділянок енергетичного спектру вимірюваного потоку.

2. Примусова послідовна зміна конфігурації спектру вимірюваного нейтронного потоку шляхом занурення одного і того ж детектора в сповільнювач нейтронів на різну глибину з подальшим обчислювальним.

Перший шлях широко використовують у активаційному аналізі. Основним його недоліком є трудомісткість вимірювальних процедур та низька

продуктивність. Це лабораторний метод, і його реалізація вимагає, як правило, кількох діб для проведення одного циклу вимірів і має здійснюватись висококваліфікованим персоналом [14].

Другий шлях реалізований у багатокульковому спектрометрі Боннера. Можливості цього шляху з одночасним зануренням кількох детекторів у сповільнювач на різну глибину з метою підвищення оперативності вимірювань дуже обмежені. Наведені в описі до приладу залежності від чутливості трьох каналів (для теплових, проміжних і швидких нейтронів) від енергії нейтронів яскраво ілюструють це.

Слід мати на увазі, що для самих детекторів енергетичні залежності чутливості близькі до лінійно падаючих. Зростання чутливості з підвищенням енергії нейтронів у каналах для проміжних та швидких нейтронів відбувається за рахунок уповільнення їх до теплових. Чутливості всіх трьох каналів у всьому енергетичному діапазоні від 0,025 eV до 15 MeV можна порівняти. Тому поділ потоку нейтронів по енергії на теплові, проміжні та швидкі таким способом виходить досить умовним. Занурюючи детектор у сповільнювач нейтронів, ми змінюємо залежність його спектральної чутливості від енергії.

Таким чином, загальний принцип побудови нейтронного спектрометра реального часу повинен полягати в спільній обчислювальній обробці сигналів від багатодетекторного блоку детектування, що складається з оптимально підбраного набору детекторів з селективною чутливістю в різних напрямках енергетичного спектру нейтронів, з метою відновлення енергетичного спектру. Основу алгоритму відновлення спектра має закладатися якась математична модель спектра, визначальна його форму, тільки в цьому випадку спектрометр буде здатний достовірно вимірювати нейтронні потоки з будь-якими формами енергетичного спектра [14].

2. МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РОБОТИ ДОЗИМЕТРА НЕЙТРОНІВ

2.1. Загальні принципи моделювання

Завдання відновлення спектрального розподілу за результатами вимірювань, отриманими від різних детекторів, є ключовим для реалізації концепції побудови нейтронного спектрометра реального часу. Пропонується спільна обробка вихідних сигналів детекторів за допомогою спеціально навченої нейронної мережі, що забезпечує обчислювальне відновлення енергетичного спектру вимірюваного потоку нейтронів та обчислення по ньому інтегральної щільності вимірюваного потоку нейтронів та його похідних характеристик. При цьому нейронна мережа навчається шляхом багаторазового подання на входи нейронної мережі навчальної вибірки. Реалізації навчальної (і перевірконої) вибірок генеруються системою імітаційного моделювання [67-69], структура якої представлена на рисунку 2.1.



Рисунок 2.1 – Структура системи імітаційного моделювання

Система складається з бази даних опорних спектрів різноманітної форми, які програмою обробки базових спектрів [15] перетворюються в ступінчасті функції шляхом поінтервального усереднення на множині енергетичних

інтервалів, що задається, після чого формується будь-яка бажана кількість реалізацій спектрів шляхом додавання до базових спектрів випадкової величини, розподіленої за енергетичною шкалою. Аналогічно у вигляді ступінчастих функцій, що задаються на тих же енергетичних інтервалах, представлені спектральні функції використовуваних детекторів (за допомогою програми обробки спектральних характеристик детекторів) [16].

З їх допомогою отримані реалізації навчальної вибірки перетворюються на вид, що відповідає вихідним сигналам детекторів при впливі на них даних реалізацій, після чого вони вже пред'являються на входи нейронної мережі, що навчається. А вихідні вектори нейронної мережі порівнюються із заздалегідь відомими значеннями спектральних густин вхідних реалізацій по кожному енергетичному інтервалу, що дозволяє визначити вектор помилок i , тим самим, провести навчання нейронної мережі. Завданнями цієї частини дослідження є:

- підбір та моделювання базових енергетичних спектрів нейтронних потоків для створення навчальної вибірки;
- моделювання функцій спектральних чутливостей блоку детектування;
- вибір оптимальної архітектури, конфігурації та методики навчання нейронних мереж для розв'язуваних завдань.

2.2. Підбір та моделювання базових енергетичних спектрів нейтронних потоків для створення навчальної вибірки

Відомі з літературних джерел [16] реальні спектри із різних джерел нейтронного випромінювання показує, що різноманітність форм спектрів від різних джерел нейтронного випромінювання дуже велика. Тому відобразити їх якимось обмеженим набором аналітичних моделей, нехай навіть із параметрами, що варіюються, навряд чи вдасться. Крім того, стоїть завдання не просто підібрати математичну модель, яка є досить адекватною для конкретного реального енергетичного спектру, а відновити спектр невідомої заздалегідь форми за результатами вимірювань сигналів від кількох детекторів із різними залежностями чутливості від енергії нейтронів. В даному випадку

базові спектри нейтронних потоків шукалися в літературі і були вибрані в залежності від видів джерел випромінювання і поділені на 5 груп.

Всі ці спектри представлені в літературі в графічному вигляді і шляхом усереднення за енергетичними інтервалами, що задаються, переводилися в табличну форму. Проводилося їхнє нормування за інтегральною щільністю, що дозволило привести їх до єдиного масштабу [17].

Оскільки виробники нейтронних детекторів не атестують їх за спектральною чутливістю, то як блок детектування в системі моделювався триканальний блок детектування БДКС-96С, в технічному описі якого були представлені спектральні характеристики всіх трьох його вимірювальних каналів. Враховуючи, що він містить всього 3 вимірювальні канали, було поставлено завдання відновлення усереднених по енергетичних інтервалах спектральних щільностей на дев'яти децимальних інтервалах енергії в діапазоні від 0,025 еВ до 25 МеВ.

Отримані в такий спосіб спектри вважалися базовими. Усього було отримано 45 базових спектрів.

Таблиця 2.1 – Деякі значення усереднених за децимальними інтервалами енергій спектральної густини нейтронного випромінювання радіоізотопних джерел, нейтр/(см²·с)

Енергетичний діапазон / Джерело	U-235	Cf -252	Ra-Be	Pu-Be
25К-250К	0,01346	0,01159	0,01556	0,02386
250К-2,5М	0,16007	0,1537	0,09266	0,04919
2,5М-25М	0,0336	0,03974	0,06754	0,05107

Далі, для генерування навчальної та перевірконої вибірок моделей реалізацій цих спектрів, до знайдених інтервальних усереднених значень спектральних щільностей моделюваних потоків нейтронів додавалася випадкова величина, розподілена за нормальним законом із середньоквадратичним відхиленням у 10 % від усередненого значення для

даного децимального інтервалу, яка імітувала варіабельність спектрів стосовно еталонної (заданої) форми [17].

Усього за кожним базовим спектром генерувалося 30 реалізацій, з яких 20 входили до навчальної вибірки, а решта 10 – до перевірконої. Таким чином, навчальна вибірка складалася з 900 реалізацій, перевіркона – 450 реалізацій.

2.3 Вибір раціональної архітектури, конфігурації та методики навчання нейронних мереж для розв'язуваних завдань

2.3.1 Параметри нейронної мережі

Параметри нейронної мережі — це налаштування та компоненти, які визначають структуру та поведінку мережі під час навчання. Параметри включають як архітектурні характеристики, так і гіперпараметри, що впливають на процес навчання [18]. Ось основні з них:

1. Архітектурні параметри. Архітектура нейронної мережі визначає її структуру, тобто, як нейрони організовані в шарах, і як ці шари взаємодіють [18].

- Кількість шарів: визначає глибину мережі. Наприклад, в глибоких нейронних мережах може бути десятки і навіть сотні шарів. Зазвичай, мережі містять:

- вхідний шар: приймає вхідні дані.
- приховані шари: внутрішні шари, що здійснюють перетворення даних.
- вихідний шар: дає фінальний результат.

- Кількість нейронів у шарах: кількість нейронів в кожному шарі визначає потужність мережі, тобто, скільки інформації вона може обробляти. Більше нейронів у шарах зазвичай дає більш складну модель, здатну до кращого навчання, але також може призводити до перенавчання.

- Типи шарів:

- лінійний (повнозв'язаний) шар (Fully Connected Layer): найбільш поширений тип шару, де кожен нейрон з'єднаний з усіма нейронами наступного шару.
- шари згортки (Convolutional Layer): використовуються в конволюційних нейронних мережах (CNN) для обробки зображень та інших структурованих даних.
- шар згортки (Pooling Layer): часто використовується для зменшення розміру даних (наприклад, максимальне чи середнє згортання).
- рекурентні шари (Recurrent Layers): використовуються в рекурентних нейронних мережах (RNN) для роботи з послідовними даними, такими як текст чи часові ряди.

2. Параметри навчання. Параметри навчання визначають, як нейронна мережа буде вдосконалюватися під час тренування. Вони вказують, як мережа адаптується до даних [18].

- Крок навчання (Learning Rate): це один з найважливіших гіперпараметрів, що визначає величину змін, які вносяться в параметри мережі після кожної ітерації (кроку) навчання. Якщо крок занадто великий, навчання може не зійтися, а якщо занадто малий — навчання буде повільним.

- Алгоритм оптимізації:

- SGD (Stochastic Gradient Descent): стандартний метод, який оновлює ваги після кожного прикладу.
- momentum: метод, що допомагає прискорити процес навчання, зменшуючи коливання.
- adam (Adaptive Moment Estimation): поєднує переваги RMSprop і Momentum, автоматично адаптуючи кроки для кожного параметра.
- adagrad, Adadelata, RMSprop: інші варіанти адаптивних оптимізаторів, які також змінюють крок навчання в залежності від попередніх градієнтів.

- Розмір пакета (Batch Size): це кількість прикладів, які будуть використовуватися для кожного кроку навчання. Великі розміри пакета можуть призвести до більш точних градієнтів, але будуть вимагати більше пам'яті.

- Кількість епох (Epochs): це кількість разів, коли нейронна мережа проходить через увесь навчальний набір даних. Більше епох може покращити точність, але може призвести до перенавчання.

3. Функція активації визначає, як сигнал передається між нейронами. Вона важлива для введення нелінійності в модель.

- Sigmoid: часто використовується в старих мережах, обмежує вихід від 0 до 1.

- ReLU (Rectified Linear Unit): одна з найпопулярніших функцій активації, яка пропускає тільки позитивні значення, забезпечуючи ефективне навчання.

- Tanh (гіперболічний тангенс): має вигляд S-подібної кривої і дає значення в діапазоні від -1 до 1.

- Softmax: часто використовується у вихідному шарі для багатокласової класифікації, оскільки дає ймовірності для кожного класу.

4. Функція втрат (Loss Function). Функція втрат визначає, як добре мережа виконує свою задачу. Вона порівнює передбачення мережі з реальними результатами і дає числову оцінку помилки.

- MSE (Mean Squared Error): використовується для задач регресії.

- Cross-Entropy Loss: часто використовується для класифікаційних задач.

- Hinge Loss: використовується в методах підтримки векторів (SVM) для класифікації.

5. Регуляризація допомагає уникнути перенавчання, додаючи додаткові обмеження або штрафи в модель.

- L2 регуляризація (Weight Decay): додавання штрафу за великі ваги.

- L1 регуляризація: накладає штраф на абсолютні значення ваг, сприяючи розрідженості моделі (деякі ваги можуть стати рівними нулю).

- Dropout: випадкове вимкнення частини нейронів під час навчання для запобігання перенавчанню.

6. Ініціалізація ваг. Правильна ініціалізація ваг має вирішальне значення для ефективного навчання нейронної мережі.

- Random Initialization: випадкова ініціалізація ваг.

- Xavier/Glorot Initialization: спеціальна методика ініціалізації, що враховує кількість входів і виходів для кожного нейрону, щоб зменшити проблеми з градієнтами.

- He Initialization: схожа на Xavier, але використовує більші варіанти ваг для активацій ReLU.

7. Інші параметри

- Параметри для тестування та валідації: набір валідаційних даних для моніторингу точності під час навчання.

- Раннє зупинення (Early Stopping): механізм, який припиняє навчання, якщо точність на валідаційній вибірці перестає покращуватися.

Завданням нейронної мережі в нейтронному спектрометрі, що розробляється, є визначення значень усереднених за децимальними інтервалами енергії спектральних щільностей нейтронних потоків за даними, одержуваними від блоку детектування. У створеній системі імітаційного моделювання мається на увазі не сам блок детектування, а його імітаційна модель, на вхід якої послідовно завантажуються імітаційні моделі реалізацій спектрів. Оскільки дійсні значення цих усереднених спектральних густин для кожної реалізації та для кожного децимального інтервалу енергії нам відомі, то є можливість порівняти відповіді нейронної мережі з дійсними значеннями цих спектральних густин. На мінімізації цих помилок при багаторазовому пред'явленні на входи нейронної мережі реалізацій навчальної вибірки будуються всі ітераційні процедури навчання нейронних мереж. А при подачі на входи вже навченої нейронної мережі реалізацій перевіркової вибірки (які брали участь у її навчанні) визначається передбачувальна спроможність нейронної мережі, тобто. величина можливих помилок при пред'явленні її входи нових реалізацій. Для вирішення цього завдання нейронна мережа повинна мати дев'ять виходів (за кількістю енергетичних інтервалів, на яких визначаються усереднені значення спектральної щільності нейтронних потоків, що вимірюються). Число нейронів вхідного шару виберемо рівним трьом – за кількістю вимірювальних каналів використовуваного блоку детектування.

Окрім зазначеної основної задачі, великий інтерес представляє додаткове завдання: навчання нейронної мережі визначення щільності потоків теплових, проміжних і швидких нейтронів. Тоді можна буде порівняти похибки взятого за прототип приладу МКС-08 без використання нейронної мережі (тобто у тому вигляді, в якому він зараз випускається) з його похибками при вбудовуванні в нього попередньо навченої нейронної мережі для спільної обробки даних, що отримуються від блоку детектування, при вимірюванні потоків з одними й тими ж спектрами. Для цього необхідно скласти імітаційну модель приладу МКС-08

2.3.2 Вибір архітектури нейронних мереж

Розглядалося застосування нейронних мереж кількох архітектур [19]: а) багатошарові нейронні мережі прямого поширення з різними передатними функціями нейронів; б) нейронні мережі з радіальними базовими функціями RBF; в) мережа Елмана.

Кожна з них має певні переваги та недоліки, і для завдань різних класів оптимальною може бути та чи інша з них.

Багатошарові мережі прямого поширення застосовуються найбільш широко, оскільки найбільш детально досліджені теоретично і для багатьох практичних завдань забезпечують мінімум коефіцієнтів, що налаштовуються при порівнянній точності в порівнянні з мережами інших типів.

RBF-мережі є двошаровими мережами без зворотних зв'язків, що містять один прихований шар радіально симетричних нейронів. Достоїнствами даного типу мереж перед багатошаровою мережею прямого поширення є:

- можливість моделювання довільної нелінійної функції за допомогою одного проміжного шару, що позбавляє необхідності вирішувати питання про необхідну кількість проміжних шарів;

- швидше навчання (потрібна менше епох навчання).

Але є й недоліки: погані екстраполюючі властивості, велика розмірність мережі.

Існує кілька модифікацій нейронних мереж даного типу:

- радіальна базова мережа (RB);
- радіальна базова мережа з нульовою помилкою (RBE);
- Узагальнено-регресійна нейронна мережа (GRNN).

Враховуючи вищесказане, для обґрунтованого вибору архітектури нейронних мереж, найбільш придатною для наших завдань, були випробувані всі ці архітектури. Усі вони досліджували завдання відновлення спектрів нейтронних потоків всіх базових спектрів з використанням отриманої бази даних моделей реалізацій нейтронних потоків та імітаційної моделі блоку детектування. Дослідження проводилися за допомогою програми, що входить до створеної системи імітаційного моделювання та виконує функції навчання нейронної мережі та відновлення енергетичних спектрів. Навчання кожної нейронної мережі проводилося за всіма реалізаціями навчальної вибірки, а помилки визначалися з реалізацій перевіркою вибірки [20].

Результати досліджень для нейронних мереж різних видів подані в таблиці 2.2. У ній показані середньоквадратичні відхилення відповідей нейронних мереж по всіх групах спектрів для кожного децимального інтервалу енергії нейтронів [20].

Таблиця 2.2 - Середньоквадратичні відхилення результатів отриманих за допомогою нейронних мереж з енергетичних інтервалів, %

Енергетичний інтервал	Багатошарова мережа	Радіальна мережа RB	Радіальна мережа RBE	Мережа GRNN	Мережа Елмана
0,025-0,25 eV	9,97	12,44	12,44	9,97	12,36
0,25-2,5 eV	4,64	7,06	7,05	4,64	7,24
2,5-25 eV	5,63	6,65	6,65	5,63	6,68
25-250 eV	5,54	6,81	6,80	5,54	6,86
0,25-2,5 keV	5,04	6,13	6,12	5,04	6,29
2,5-25 keV	3,66	4,56	4,56	3,66	4,66
25-250 keV	9,95	14,12	14,12	9,95	13,85
0,25-2,5 MeV	5,05	7,93	7,93	5,05	7,85
2,5-25 MeV	3,89	5,74	5,74	3,89	5,69

З неї видно, що мережі RB, RBE та мережа Елмана дають дуже близькі результати, а багатошарова мережа та мережа GRNN істотно краще на всіх енергетичних інтервалах. При цьому мережі RB і RBE за необхідною складністю (кількістю нейронів і настроюваними під час навчання коефіцієнтами) суттєво перевищують мережу Елмана та мережу прямого поширення.

Справа в тому, що конфігурація даних мереж не задається спочатку, а визначається в процесі ітеративної процедури навчання: на кожному кроці навчання додається один нейрон і процедура триває доти, доки сума квадратів помилок не стане меншою за задану або не буде використано максимальну їх число. Це призводить до великої кількості нейронів, а отже, і до об'ємних матриць ваг. У цьому випадку при досягненні відносної похибки, порівнянної з мережею прямого розповсюдження 3-6-9, кількість коефіцієнтів радіальної базисної мережі досягла 3259, кількість коефіцієнтів мережі RBE досягла 11709, тоді як багатошарова мережа 3-6-9 має лише 99 коефіцієнтів.

Мережа GRNN, хоч і дає нарівні з мережею прямого поширення найкращі результати по точності, має всі недоліки, характерні для радіальних базисних мереж – високу складність одержуваної після навчання мережі. У даному випадку знадобилося 11700 коефіцієнтів, що налаштовуються.

Таким чином, для нашого завдання найкращою виявилася багатошарова мережа прямого розповсюдження з сигмоїдними передатними функціями конфігурації 3-6-9, оскільки при такій же апроксимації шуканої складної функції як мережа GRNN має в багато разів меншу обчислювальну складність.

2.3.3 Вибір конфігурацій використовуваних нейронних мереж

Конкретні конфігурації нейронних мереж багато в чому визначаються числом вхідних та вихідних параметрів у метричних (регресійних) завданнях або числом вхідних інформативних ознак та вихідних класів у задачах класифікації. Наші завдання належать до класу метричних завдань.

Вхідними параметрами є вихідні дані трьох вимірювальних каналів блоку детектування, а вихідними – усереднені за інтервалами енергії значення спектральних щільностей нейтронних потоків, що вимірюються. В основному ми маємо 9 децимальних інтервалів енергії, отже, стільки ж буде вихідних параметрів. У додатковому завданні весь діапазон енергій поділяється всього на три інтервали (тепловий, проміжний та швидкий), відповідно, і вихідних параметрів мережі буде три. Вхідних параметрів і в першому, і в другому завданнях однаково число – три (за кількістю вимірювальних каналів блоку детектування). Звичайно, кількість нейронів у вхідному шарі не обов'язково має відповідати числу вхідних параметрів, проте досвід показує, що найчастіше така відповідність є кращою. Число нейронів у вихідному шарі багат шарових мереж прямого поширення однозначно визначається характеристиками розв'язуваних задач (для наших завдань вихідний шар мережі повинен складатися з дев'яти нейронів для основного завдання та трьох нейронів для додаткової). Залишається вирішити питання із проміжними шарами. З збільшенням числа проміжних шарів потенційні можливості нейронної мережі зростають, але ще більшою мірою зростає обсяг необхідних обчислень (якщо емулювати нейронну мережу на комп'ютері). Теорія нейронних мереж розвинена, переважно, для мереж із одним проміжним шаром і дає однозначних рекомендацій у разі необхідно збільшувати кількість проміжних шарів. Практика використання нейронних мереж показує, що з завдань, погано вирішуваних нейронною мережею з одним проміжним шаром, збільшення числа проміжних шарів несуттєво позначається на ефективності розв'язання задачі. Тому використовуватимемо нейронні мережі з одним проміжним шаром.

Таким чином, для основного завдання – визначення усереднених за децимальними інтервалами енергії спектральних щільностей вимірюваних нейтронних потоків – досліджуватимемо нейронні мережі конфігурації 3-6-9 (тобто 3 нейрони у вхідному шарі, 6 – у проміжному та 9 – в вихідному), а для додаткового завдання – визначення густин складових теплових, проміжних та швидких нейтронів у вимірюваних потоках – мережі конфігурації 3-3-3 (по три нейрони у кожному шарі). Структура нейронної мережі для відновлення

щільностей потоку нейтронів у 9 децимальних інтервалах представлена на рисунку 2.2.

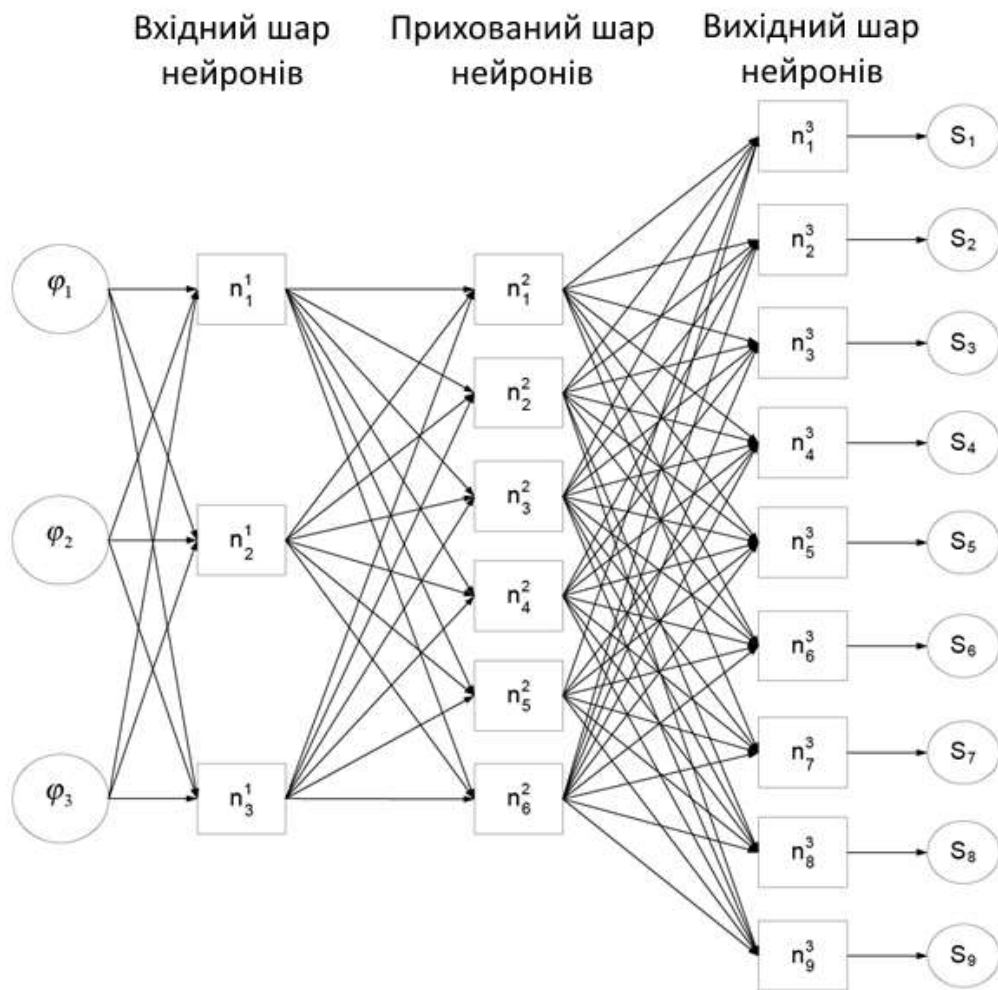


Рисунок 2.2 – Структура нейронної мережі для відновлення щільності потоку нейтронів

2.3.4 Алгоритми навчання нейронних мереж

Вибір алгоритму навчання для нейронних мереж залежить від кількох факторів, таких як тип задачі, обсяг даних, необхідні ресурси та швидкість навчання. Існує кілька основних типів алгоритмів навчання нейронних мереж, які використовуються в різних випадках. Нижче наведено основні категорії алгоритмів та фактори, які слід враховувати при виборі [21].

Основні категорії алгоритмів навчання:

1. Алгоритми градієнтного спуску Це один з найпоширеніших методів для навчання нейронних мереж. Його принцип полягає в мінімізації функції втрат за допомогою корекції ваг на основі градієнтів.

Стандартний градієнтний спуск (Batch Gradient Descent): виконує оновлення ваг по всьому набору даних за один крок.

Стохастичний градієнтний спуск (Stochastic Gradient Descent, SGD): оновлення ваг відбувається після кожного окремого прикладу навчання, що дозволяє прискорити процес навчання.

Міні-батч градієнтний спуск (Mini-batch Gradient Descent): комбінує переваги попередніх двох підходів, працюючи з міні-батчами даних.

Якщо модель працює з великими наборами даних, міні-батч SGD може бути ефективнішим. Для невеликих наборів даних можна використовувати стохастичний або стандартний градієнтний спуск.

2. Алгоритми оптимізації із адаптивними методами Ці методи адаптують швидкість навчання на кожному кроці в залежності від швидкості зміни ваги для кожного параметра.

AdaGrad: адаптивно змінює швидкість навчання для кожного параметра.

RMSprop: покращена версія AdaGrad, яка використовує експоненційне згладжування для усунення проблеми надмірної корекції.

Adam: один з найпопулярніших алгоритмів, що поєднує переваги AdaGrad та RMSprop, забезпечує швидку і стабільну оптимізацію.

Adam є дуже популярним через свою універсальність і хорошу ефективність на багатьох задачах, тому він часто є першим вибором для більшості нейронних мереж.

3. Алгоритми з регуляцією Для запобігання перенавчанню та покращення загальної здатності до генералізації нейронної мережі використовуються методи регуляризації.

L2-регуляризація (Реджуляризація за допомогою ваги): додає штраф за великі значення ваг.

L1-регуляризація: допомагає досягти скупості (багато ваг стають нульовими).

Dropout: випадково "відключає" певний відсоток нейронів на кожному кроці навчання.

L2-регуляризація зазвичай працює добре для широких задач, тоді як Dropout і L1-регуляризація можуть бути корисними при великих моделях або проблемах перенавчання.

Дані алгоритми можна реалізувати на різних платформах та інструментах. Найпопулярніші з них дозволяють працювати з різними типами нейронних мереж і пропонують широкий спектр можливостей для оптимізації моделей, масштабування та навчання. Ось кілька основних платформ та бібліотек для реалізації алгоритмів навчання нейронних мереж:

1. TensorFlow — це одна з найпопулярніших бібліотек для створення та тренування нейронних мереж, розроблена компанією Google. Вона підтримує широкий спектр алгоритмів оптимізації, таких як SGD, Adam, RMSprop, а також дозволяє реалізовувати складні архітектури нейронних мереж, включаючи CNN, RNN, GAN, LSTM тощо.

2. PyTorch — ще одна дуже популярна бібліотека для глибокого навчання, розроблена Facebook. Вона надає зручний інтерфейс для побудови нейронних мереж, підтримує динамічні обчислення та дозволяє використовувати різноманітні методи оптимізації.

3. Keras — це високорівнева бібліотека для побудови нейронних мереж, яка працює поверх TensorFlow (раніше підтримувала також Theano і Microsoft Cognitive Toolkit). Вона спрощує створення і навчання нейронних мереж, надаючи простий і зручний інтерфейс.

4. MXNet — це масштабована платформа для глибокого навчання, розроблена Amazon. Вона підтримує багатоплатформенність і дозволяє працювати як з невеликими, так і з великими моделями нейронних мереж.

5. Caffe — це глибока бібліотека для навчання нейронних мереж, орієнтована на продуктивність, зокрема в задачах комп'ютерного зору.

6. Бібліотека Hugging Face спеціалізується на трансформерах, які є популярними архітектурами для задач обробки природної мови (NLP), таких як BERT, GPT, T5 тощо.

7. Google Colab — це безкоштовна платформа для запуску Python-коду в хмарі, яка має підтримку GPU. Це чудове середовище для швидкої перевірки і прототипування моделей.

8. Microsoft Azure, AWS, Google Cloud великі хмарні платформи, як Azure, AWS, та Google Cloud, надають потужні інструменти для навчання нейронних мереж на великих обсягах даних, забезпечуючи доступ до масштабованих обчислювальних потужностей.

9. Neural Network Toolbox — це набір інструментів для MATLAB, який надає функції для проектування, тренування, і тестування нейронних мереж. Цей інструмент є дуже зручним для тих, хто працює з MATLAB, оскільки він інтегрується з іншими інструментами MATLAB і дозволяє швидко створювати, налаштовувати і застосовувати різні типи нейронних мереж.

3. РЕЗУЛЬТАТИ ІМІТАЦІЙНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ДОЗИМЕТРА НЕЙТРОНІВ

3.1 Опис та основні характеристики перетворювачів нейтронного випромінювання

ДКС-96 – це дозиметр-радіометр, що складається з одного з пультів ДВК-05, ДВК-06, або ДВК-07 та одного з блоків детектування. У комплекті постачання ДКС-96 з одним пультом можуть поставлятися кілька різних блоків детектування. Відповідно до покладених на комплект ДКС-96 завдань та передбачуваною областю його застосування замовник вибирає необхідний йому пульт та набір блоків детектування. Під час розробки програмного забезпечення пультів ДКС-96 повною мірою враховано вимоги міжнародних стандартів [22, 23] та нормативних документів [24, 25].

Дозиметр-радіометр в залежності від типу підключеного блоку детектування забезпечує вимірювання:

- амбієнтної еквівалентної дози $H^*(10)$ безперервного та імпульсного рентгенівського та гамма-випромінювань (блок детектування БДКС-96б, БДКС-96);
- потужності амбієнтного еквівалента дози $\dot{H}^*(10)$ безперервного та імпульсного рентгенівського та гамма-випромінювань (БДКС-96б, БДКС-96);
- потужності амбієнтного еквівалента дози $\dot{H}^*(10)$ гамма-випромінювання (БДМГ-96);
- амбієнтного еквівалента дози $H^*(10)$ нейтронного випромінювання (БДМН-96, БДКН-96);
- потужності амбієнтного еквівалента дози $\dot{H}^*(10)$ нейтронного випромінювання (БДМН-96, БДКН-96);
- потужності експозиційної дози гамма-випромінювання (БДКГ-96);
- густини потоку альфа-випромінювання;
- щільність потоку бета-випромінювання;
- щільність потоку гамма-випромінювання;

- щільність потоку нейтронного випромінювання;
- потоку гамма-випромінювання.

Блоки детектування нейтронного випромінювання

Група блоків складається з блоків детектування БДМН-96 та БДКН-96.



Рисунок 3.1 – Блок детектування БДМН-96



Рисунок 3.2 – Блок детектування БДКН-96

БДМН-96 (Рис 3.1) та БДКН-96 (Рис. 3.2) використовуються при проведенні дозиметричного контролю радіаційної обстановки за умов впливу на персонал нейтронного випромінювання широкого енергетичного спектру.

Таблиця 3.1 – Основні технічні характеристики блоків детектування БДМН-96 та БДКН-96 [26]

Параметр	БДМН-96	БДКН-96
Діапазон енергій нейтронного випромінювання, що реєструється	0,025 еВ - 10 МеВ	0,025 еВ - 14 МеВ
Діапазон вимірювання потужності еквівалентної дози нейтронного випромінювання, Зв/год	$1 \cdot 10^{-7}$ - 0,1	
Тип детектора	сцинтиляційний	³ Не пропорційний лічильник
Габаритні розміри, мм	54×200 (без сповільнювача)	100×300
Маса блоку детектування, кг	7,3	2,0

3.2 Імітаційне моделювання нейтронного спектрометра

Імітаційне моделювання нейтронного спектрометра реального часу на основі блоку детектування БДКН-96 проводилося за допомогою спільної обробки вихідних поканальних інтенсивностей імпульсів цього блоку за допомогою попередньо навчених нейронних мереж двох конфігурацій [27]. Головною метою дослідження нейронних мереж конфігурації 3-6-9 було перевірити принцип створення нейтронного спектрометра, що лежить в основі розробленого підходу. Якщо навіть з таким недосконалим блоком детектування, який має явно недостатню кількість вимірювальних каналів та низьку селективність, можна отримати прийнятні результати, це стане переконливим доказом ефективності та правомірності цього підходу.

При цьому необхідно було вирішити ще одне важливе питання: оскільки всі базові спектри були поділені на п'ять груп залежно від виду джерела випромінювання, виникло питання, чи має сенс використовувати окрему нейронну мережу для кожної групи (що могло б підвищити точність відновлення спектрів), або ж можна без значних втрат точності відновлення використовувати єдину нейронну мережу, навчену для всіх груп спектрів одночасно. Останній варіант значно спростив би програмне забезпечення та експлуатацію спектрометра, оскільки не потрібно було б інтегрувати п'ять окремих нейронних мереж однакової конфігурації, але навчених для різних груп спектрів. Для цього спочатку для кожної групи спектрів навчалася спеціалізована нейронна мережа, і визначалися її помилки при відновленні спектрів цієї групи. Потім навчалася загальна універсальна мережа для всіх груп спектрів, і порівнювалися її помилки з помилками спеціалізованих мереж.

При цьому зберігалася однакова конфігурація для всіх цих мереж. Рішення додаткової задачі (для мережі конфігурації 3-3-3) спрямоване на перевірку ефективності спільної обробки сигналів з виходів вимірювальних каналів блоку детектування за допомогою нейронної мережі, з метою зменшення похибок вимірювання щільності потоків теплових, проміжних та швидких нейтронів. Практичне значення цього завдання полягає в тому, що воно дозволить порівняти похибки вимірювання цих складових нейтронних потоків як без спільної обробки вихідних сигналів блоку детектування, так і з використанням такої обробки через нейронну мережу. Почнемо з нейронної мережі конфігурації 3-6-9.

3.3 Окреме навчання нейронних мереж для окремих груп базових спектрів

Нейронна мережа конфігурації 3-6-9 використовувалася для вимірювання спектральної щільності нейтронного потоку в 9 децимальних інтервалах енергії за допомогою блоку детектування БДКН-96. Форма спектра потоку відновлюється шляхом оцінки середньої щільності потоку нейтронів у кожному

децимальному інтервалі енергії. Нейронні мережі для окремих груп базових спектрів мали однакову конфігурацію, але відрізнялися лише навчальними та перевірочними вибірками.

Результати перевірки нейронної мережі на контрольних реалізаціях спектрів нейтронних потоків від радіоізотопних джерел (які не брали участь у процесі навчання) представлені у таблиці. 3.2. У ньому по кожному моделюваному джерелу представлені середні значення відповідей навченої нейронної мережі по кожному децимальному інтервалу при пред'явленні 10 реалізацій контрольної вибірки, а в останньому рядку – по всьому енергетичному діапазоні від 0,025 еВ до 25 МеВ.

Таблиця 3.2 – Середні значення спектральної щільності потоків нейтронів радіоізотопних джерел, змодельовані навченою нейронною мережею, та дійсні значення спектральних щільностей базових спектрів

Діапазон/ Джерело	U235		Cf252		Ra-Be		Pu-Be	
	Дій. знач.	Відп. мережі	Дій. знач.	Відп. мережі	Дій. знач.	Відп. мережі	Дій. знач.	Відп. мережі
25-250 кеВ	0,0135	0,0135	0,0116	0,0118	0,0156	0,0147	0,0239	0,0225
250кеВ- 2,5МеВ	0,1601	0,1572	0,1537	0,1525	0,0927	0,0916	0,0492	0,0541
2,5-25 МеВ	0,0336	0,0336	0,0397	0,0422	0,0675	0,0660	0,0511	0,0473
0,025 еВ- 25 МеВ	0,2072	0,2043	0,2050	0,2065	0,1758	0,1723	0,1242	0,1239

З таблиці випливає, що відхилення усереднених по 10 реалізаціям перевірконої вибірки відповідей нейронної мережі від відповідних значень спектральних щільностей базових спектрів не перевищують 6,3 % (для джерела U-235 максимальне відхилення дорівнює 1,8 %, для Cf-252 – 6,3%, для Ra-Be – 5,8% та для Pu-Be – 5,8%). А за інтегральною щільністю потоку (останній рядок таблиці) відхилення ще менше: 1,4% для U-235, 0,7% для Cf-252, 2% для Ra-Be та 0,24% для Pu-Be При цьому не слід забувати, що при генеруванні реалізацій спектрів перевірконої вибірки до значень спектральної густини базового спектру на кожному децимальному інтервалі енергії додавалася випадкова величина із середньоквадратичним відхиленням у 10 %, а відповідні нейронної

мережі, що наводяться в даній таблиці, є середніми значеннями відповідей за 10 реалізаціями.

Показово, що для низькоенергетичного діапазону (до 25 кеВ) покази нейронної мережі точно дорівнюють нулю, що й відповідає реальним спектрам радіоізотопних джерел, хоча всі канали використовуваного блоку детектування в цьому діапазоні дають далеко не нульові значення. Це ще раз підтверджує високу адаптаційну здатність нейронних мереж.

3.4 Навчання єдиної нейронної мережі для всіх груп базових спектрів

Таблиця 3.3 – Максимальні відносні похибки оцінок спектральної густини нейтронного випромінювання, отриманих за перевіркою вибіркою за допомогою загальної нейронної мережі для спектрів радіоізотопних джерел, %

Діапазон/Джерело	U235	Cf252	Ra-Be	Pu-Be
0,025-0,25 еВ	-0,022	0,161	1,194	3,764
0,25-2,5 еВ	0,413	0,142	0,153	1,586
2,5-25 еВ	-0,001	0,097	0,569	0,076
25-250 еВ	0,179	-0,162	0,132	1,152
250Эв-2,5 кеВ	0,159	-0,238	0,399	1,515
2,5-25 кеВ	-0,419	-0,744	1,358	3,183
25-250 кеВ	-0,528	0,304	2,027	-1,560
250кеВ -2,5 МеВ	1,974	0,937	-0,270	5,755
2,5-25 МеВ	0,248	1,323	3,098	3,921
0,025 еВ -25 МеВ	-0,135	0,093	0,202	-1,020

У разі для навчання нейронної мережі використовувалися всі групи спектрів нейтронного випромінювання, розглянуті вище. Так само, як і в попередніх випадках, були зіставлені відповіді навченої нейронної мережі з відомими значеннями усереднених по децимальним енергетичним інтервалам спектральних щільностей для реалізацій навчальної та перевіркою вибірок усіх видів спектрів та підраховано абсолютні та відносні похибки. Як і в попередніх випадках, точність мережі характеризуватимемо максимальними відносними похибками значень спектральної щільності нейтронного випромінювання, отриманими за відповідями мережі для перевіркою вибірки,

реалізації якої не брали участь у навчанні мережі. Ці помилки мережі представлені за кожною групою спектрів (для зручності зіставлення зі спеціалізованими мережами, розглянутими вище) у таблиці 3.3.

З таблиці 3.3 випливає, що спектри нейтронних випромінювань радіоізотопних джерел відновлюються загальною нейронною мережею з максимальними похибками (визначеними за перевірковою вибіркою), що не перевищують 8,7 %, що приблизно відповідає помилкам спеціалізованих нейронних мереж, розглянутих вище.

Для зручності зіставлення точності спеціалізованих нейронних мереж, навчених на реалізаціях спектрів кожної групи окремо, та загальної нейронної мережі, навченої на реалізаціях спектрів всіх груп в таблиці 3.4 наведено максимальні та середньоквадратичні похибки оцінок ними спектральної та інтегральної щільностей потоків нейтронів по кожному виду джерел.

Таблиця 3.4 – Максимальні та середньоквадратичні похибки оцінок спектральної та інтегральної щільності потоків нейтронів від різних видів джерел

Джерела випромінювання	Спектральна щільність				Інтегральна щільність	
	Максимальні похибки, %		Середньоквадратичні похибки, %		Максимальні похибки, %	
	спец. мережа	загальна мережа	спец. мережа	загальна мережа	спец. мережа	загальна мережа
Радіоізотопні джерела	4,37	5,75	2,75	1,69	0,526	1,02
Критичні збірки	10,52	8,69	0,97	1,09	-0,321	-0,329

З таблиці 3.4 видно, що за максимальними похибками оцінок спектральної щільності загальна нейронна мережа мало поступається спеціалізованим. За середньоквадратичними похибками загальна мережа виявилася менш точною, ніж спеціалізовані. Лише в одному випадку – при оцінці спектральної густини потоків радіоізотопних джерел: загальна мережа дала меншу середньоквадратичну похибку. За максимальними похибками оцінок

інтегральної щільності потоку загальна мережа виявилася не гіршою за спеціалізовані. Тому, враховуючи апаратурні та експлуатаційні переваги використання загальної нейронної мережі для всіх видів спектрів слід використовувати саме загальну нейронну мережу.

3.5 Імітаційне моделювання дозиметра нейтронного випромінювання БДКН-96 із використанням базових спектрів

3.5.1 Побудова математичної моделі радіометра-дозиметра нейтронного випромінювання ДКС-96

Вихідним прототипним приладом для спектрометра, що розробляється, був прилад ДКС-96 [25] з блоком детектування БДКС-96. Для виявлення переваг спільної обробки інформації, що отримується від блоку детектування за допомогою заздалегідь навченої нейронної мережі, проведемо моделювання показань приладу ДКС-96 при вимірюванні базових потоків нейтронів. Для цього необхідно, перш за все, побудувати його математичну модель.

На жаль, існуюча методика градуювання та перевірки приладів ДКС-96 [26] не вказує, яким чином виміряні значення швидкостей рахунку в каналах вимірювання щільностей теплових, проміжних і швидких нейтронів перераховуються у значення цих щільностей. Це не визначено й у технічному описі приладу. З нього лише випливає, що вимірювання швидкості рахунку здійснюється шляхом вимірювання часу набору імпульсів 256, що приходять з блоку детектування по відповідному каналу. Які чисельні значення коефіцієнтів перерахунку по кожному з каналів після проведення градуювання, і який формат подання виміряних значень швидкості рахунку невідомо, що не дає можливості промоделювати обробку інформації в ДКС-96 прямим шляхом.

Залишається спробувати обхідний шлях. Є протокол градуювання приладів МКС-08 за допомогою установки із зразковим плутоній-бериллієвим джерелом нейтронного випромінювання [27]. Завдання полягає в тому, щоб за результатами цих вимірювань визначити розподіл щільності потоку по енергії

та зіставити його з показаннями приладу за щільностями теплових, проміжних та швидких нейтронів. Нам відоме співвідношення між вихідним потоком джерела (позначимо його Π_0) уповільненим за допомогою поліетиленового конуса (відповідно до методики перевірки) потоком (позначимо його Π_3): $\Pi_3/\Pi_0 = 0,37$.

Крім того, нам відомі залежності чутливості каналів вимірювання теплових, проміжних та швидких нейтронів від енергії нейтронів. За ними розраховані усереднені значення чутливості кожного каналу по кожному децимальному інтервалу енергій. Ці значення дано у відносних одиницях, причому за основу нормування приймалася чутливість каналу вимірювання теплових нейтронів у всьому діапазоні енергій (від 0,025 еВ до 14 МеВ). Тоді усереднені чутливості каналів вимірювання теплових, проміжних і швидких нейтронів за вказаними енергетичними діапазонами неважко порахувати, підсумовуючи їх чутливість за відповідними інтервалами, що потрапили до цих діапазонів. Результати розрахунку наведено у табл. 3.5.

Таблиця 3.5 – Усереднені значення чутливості каналів вимірювання теплових, проміжних та швидких нейтронів приладу ДКС-96 за діапазонами енергій

Енергія нейтронів, еВ		Чутливість, відн. од.		
Діапазон	Інтервали енергій	Тепловий канал	Проміжний канал	Швидкий канал
Тепловий	0,025...2,5	0,285	0,727	0,12
Проміжний	2,5...0,25-10 ⁶	0,605	1,9	0,332
Швидкий	0,2510 ⁶ ...25-10 ⁶	0,11	0,67	0,334

Реального розподілу щільності нейтронного потоку за вказаними трьома діапазонами для зразкового джерела ми не маємо, оскільки, використовуючи сповільнюючий конус, ми не вирізаємо зі спектру смугу швидких нейтронів, а зміщуємо його у бік менших енергій. При цьому різниця двох вимірювань (без уповільнюючого конуса і при його встановленні) показує частку розсіяних і поглинених в уповільнювальному конусі нейтронів, а не густина потоку швидких нейтронів. Але розподіл щільності вже сповільненого потоку по цих

діапазонах ми можемо визначити, маючи вимірювання без кадмієвого фільтра і з ним. Дійсно, перший вимір (без фільтра) по вимірювальному каналу теплових нейтронів дає щільність всього потоку, виміряну цим вимірювальним каналом. Якби цей потік складався тільки з теплових нейтронів, другий вимір, проведений з кадмієвим фільтром, дало б нульовий результат. Оскільки цього не відбувається, то в потоці є частка нейтронів, енергія яких перевищує тепловий рівень. Щільність цієї складової нейтронного потоку ми і фіксуємо завдяки тому, що чутливість каналу теплових нейтронів для проміжного діапазону майже така сама, як і для теплового. Є підстави вважати, що потік, що пройшов через уповільнюючий конус, містить швидких нейтронів, тобто. зафіксований у другому вимірі потік відноситься до проміжного рівня. На жаль, у протоколах градування приладу тепловим каналом не фіксуються показання приладу каналами проміжних та швидких нейтронів. Це спростило б завдання.

Але оскільки ми маємо співвідношення чутливостей цих каналів, то можна обійтися і однією точкою калібрувань - по каналу теплових нейтронів. Справді, різниця двох вимірів даним каналом (без фільтра і з фільтром) дає нам дійсне значення щільності потоку теплових нейтронів у уповільненому потоці нейтронів.

3.5.2 Результати імітаційного моделювання радіометра-дозиметра ДКС-96 з додатковою спільною обробкою інформації, що отримується від блоку детектування за допомогою нейронних мереж

Для навчання нейронної мережі використовувалися реалізації всіх груп спектрів нейтронного випромінювання отриманої бази даних.

Для оцінки передбачуваної точності навченої нейронної мережі в таблиці 3.6 представлені середньоквадратичні помилки відповідей нейронної мережі для значень щільності потоків теплових, проміжних і швидких нейтронів для всіх груп спектрів. малі. Найгірші результати для даної нейронної мережі одержані для спектрів потоків нейтронів витоку із захисту ядерних реакторів – середньоквадратична похибка в діапазоні проміжних енергій досягає 8,2%.

Таблиця 3.6 – Відносні середньоквадратичні помилки відповідей нейронної мережі щодо щільності теплових, проміжних і швидких нейтронів, %

Діапазон/Джерело	Радіоізотопні джерела	Критичні збірки	Усі групи спектрів
Теплові	1,17	1,22	3,97
Швидкі	2,51	1,47	1,92
Інтегральна щільність	0,63	0,43	0,40

При вимірюванні інтегральної щільності нейтронного потоку середньоквадратична похибка зменшилася (за рахунок усереднення по інтервалах енергії) і для відповідних груп спектрів склала: для першої групи – 0,63 %, для другої – 0,43 %, для третьої – 0,4%, для четвертої – 0,32% та для п'ятої – 0,27%.

Отримані похибки зменшилися на 2-3 порядки порівняно з похибками приладу ДКС-96, що яскраво демонструють переваги спільної обробки інформації, що отримується від блоку детектування.

4. РОЗРОБЛЕННЯ ДОЗИМЕТРА ТА ЙОГО ПЕРЕВІРКА

4.1. Структурна схема макетного зразка нейтронного спектрометра

Для експериментальної перевірки результатів, отриманих у ході дослідження нейромережевого методу обчислювального відновлення спектрів нейтронних потоків, було розроблено нейтронний спектрометр-дозиметр для вимірювань у реальному часі. Спектрометр проектувався з урахуванням можливості використання різних детекторних блоків, з кількістю вимірювальних каналів до восьми. Структурна схема приладу наведена на рис. 4.1.

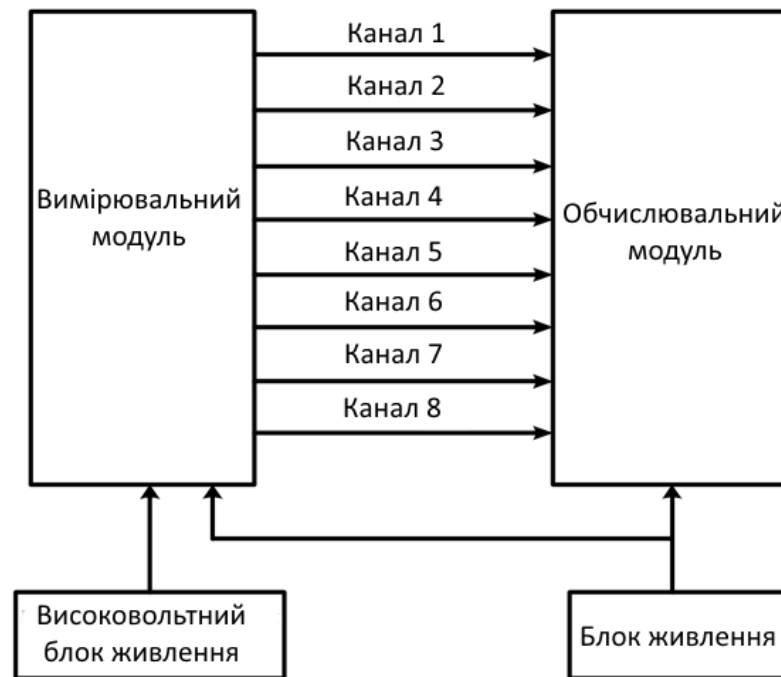


Рисунок 4.1 – Схема структурно-функціональна нейтронного спектрометра-дозиметра

Спектрометр складається з двох основних компонентів: вимірювального модуля та обчислювального модуля. Вимірювальний модуль включає первинні перетворювачі, а також необхідні підсилювачі та формувачі сигналів. Обчислювальний модуль отримує сформовані сигнали від вимірювального модуля і виконує обчислювальне відновлення спектрів нейтронних потоків, а

також обчислює всі необхідні дозиметричні параметри. Спектрометр розрахований на вісім каналів вимірювального модуля, що з запасом задовольняє потреби як для вимірювальних модулів на основі існуючих блоків детектування, так і для новорозроблених.

Окрім зазначених модулів, спектрометр включає блок живлення та блок високовольтних джерел живлення, які необхідні для забезпечення роботи первинних перетворювачів (газорозрядних детекторів і фотоелектронних помножувачів), блоку детектування та ЕОМ.

4.2. Вимірювальний модуль макетного зразка нейтронного спектрометра

Вимірювальний модуль включає первинні перетворювачі, а також підсилювачі та формувачі сигналів. Розроблений вимірювальний модуль призначений для роботи з вісьмома каналами блоку детектування [30]. Структурну схему вимірювального модуля наведено на рис. 4.2.

Вимірювальний модуль складається з блоку детектування та восьми однотипних каналів посилення й формування імпульсів. Підсилювачі-формуваці призначені для посилення, селекції та стандартизації амплітуди імпульсів, що надходять з детекторів блоку детектування. Вони виконані у вигляді двокаскадного пристрою. Перший каскад — це інвертуючий підсилювач, який побудований на швидкодіючому операційному підсилювачі. Другий каскад — пороговий пристрій на основі компаратора.

Для живлення підсилювачів-формуваців використовуються однополярні джерела живлення з напругою 5 вольт. В якості операційних підсилювачів у вимірювальному модулі при роботі з відносно низькошвидкісними детекторами (газорозрядні лічильники) застосовуються ОП LMP7715, що мають типову частоту одиничного посилення 17 МГц. Для роботи з сцинтиляційними та напівпровідниковими детекторами використовуються ОП ОРА353 з типовою частотою одиничного посилення 44 МГц.

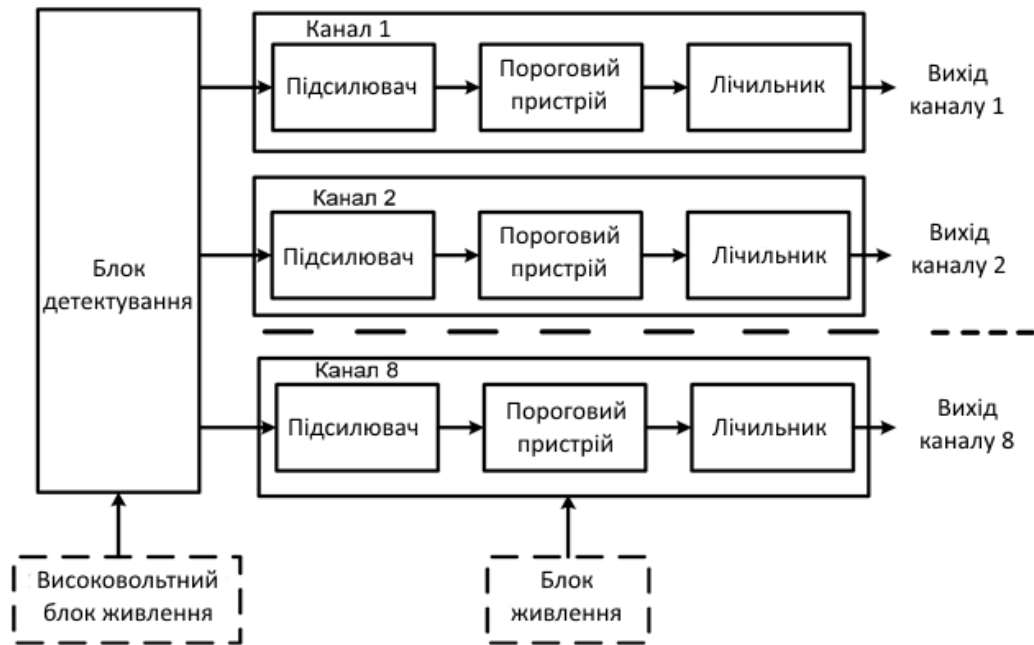


Рисунок 4.2 – Схема структурно-функціональна вимірювального модуля

Пороговий пристрій, окрім формування імпульсів, також здійснює амплітудну селекцію, що дозволяє придушити шуми або вплив побічного гамма-випромінювання, якщо є можливість відділити його за амплітудою імпульсів. Додаткову гнучкість у використанні підсилювачів-формуваців забезпечують перемички, які дозволяють відключити підсилювач-формуваців у разі наявності в детекторі вбудованого підсилювача.

Підсилені та сформовані імпульси надходять на входи лічильників, які знижують частоту проходження імпульсів до входів обчислювального модуля. Це дозволяє при відносно низькій частоті сканування каналів зменшити помилку, пов'язану з пропусками імпульсів під час вимірювання потоків високої інтенсивності. У дільниках частоти передбачено перемички, які дають змогу вибирати коефіцієнт поділу 1, 2 або 4.

У макетному зразку спектрометра використовується блок детектування ДКС-96, прототипного приладу ДВК-06, який оснащений вбудованими підсилювачами-формувачами та високовольтними джерелами живлення для газорозрядних детекторів. Тому в макетному зразку спектрометра зовнішній блок високовольтних джерел не передбачений, а перемички на друкованій платі встановлені таким чином, що підсилювачі-формуваці відключені. Блок

детектування ДКС-96 містить 5 газорозрядних детекторів нейтронів, що відповідає використанню 5 каналів вимірювального модуля. Максимальна розрахункова швидкість лічби імпульсів на виходах ДКС-96 не перевищує 10000 імп/с.

4.3. Структурна схема обчислювального модуля

Обчислювальний модуль призначений для обчислювального відновлення спектрів нейтронних потоків та відповідних дозиметричних величин на основі значень інтенсивності імпульсних послідовностей, що надходять з виходів вимірювального модуля. Структурну схему обчислювального модуля наведено на рис. 4.3. До складу обчислювального модуля входять мікроконтролер, пристрій індикації та клавіатура, енергонезалежна пам'ять та інтерфейсний модуль RS-232 для зв'язку з системою верхнього рівня.

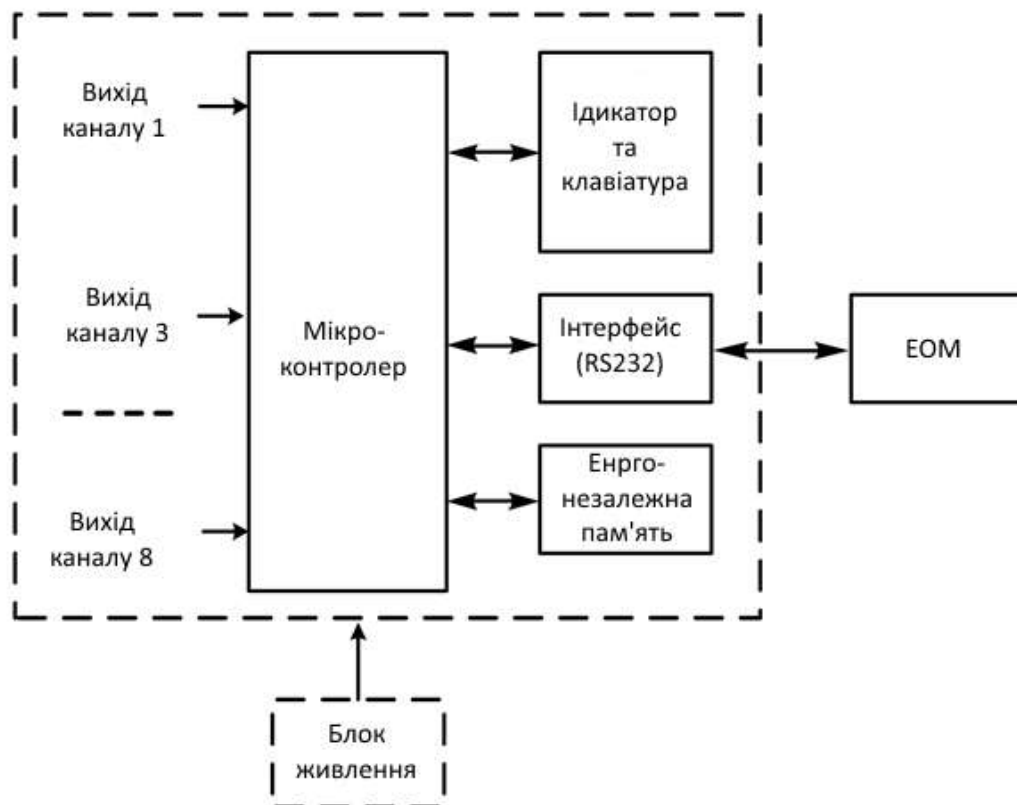


Рисунок 4.3 – Схема структурно-функціональна обчислювального модуля

Оскільки у вимірювальному модулі використовується блок детектування ДКС-96, в якому є по два однотипних детектори в проміжному каналі та каналі

теплових нейтронів, мікроконтролер здійснює попарне посекундне підсумовування вмісту програмних лічильників сигналів від цих детекторів. Як мікроконтролер використовується 8-ми бітний мікроконтролер Atmega8535.

Енергонезалежна пам'ять призначена для зберігання базових налаштувань обчислювального модуля, а також для накопичення та зберігання результатів вимірювань, які будуть використані для подальшої обробки на ЕОМ. Для спрощення конструктивного виконання плати обчислювального модуля використано ВІС пам'яті з двопровідним інтерфейсом І2С. Це забезпечує раціональне використання вбудованих інтерфейсів мікроконтролера, оскільки цей тип інтерфейсу має вбудовану апаратну підтримку в мікроконтролері.

Пристрій індикації та клавіатура виконані у вигляді окремого блоку і підключаються до плати обчислювального модуля за допомогою 14-вивідного шлейфу. Для зменшення числа контактів мікроконтролера та провідників шлейфу використовується 4-бітна шина даних.

Дисплей розрахований на використання контролера HD44780, що дозволяє не обмежуватися конкретним типом модуля. Застосування чотирипровідного варіанту підключення незначно подовжує обмін даними з моделлю відображення, але водночас економить лінії інтерфейсу.

Вузол гальванічної розв'язки інтерфейсу RS-232, крім гальванічного поділу ланцюгів вимірювального блоку та персонального комп'ютера, здійснює формування лінійних рівнів напруги інтерфейсу RS-232. Розв'язка реалізується за допомогою оптронних пар. У пристрої застосовано відносно поширену оптопару 4N35. Вузол гальванічної розв'язки при застосуванні оптопар 4N35 забезпечує безпроблемну роботу на швидкості 9600 і навіть 19200 бод, що повністю задовольняє вимогам на швидкість передачі даних (час обміну при передачі 8-ми і 2-х байтових відліків дорівнює 36 і 18 мс).

Застосування гальванічно розв'язаного каналу дає змогу використовувати дешевий USB-COM адаптер без опторозв'язки.

ЕОМ використовується в обчислювальному модулі пристрою для вирішення наступних завдань:

- прийом секундних відліків по всіх каналах вимірювання за інтерфейсом RS-232 відповідно до обраного протоколу;
- розрахунок спектра, інтегральної щільності нейтронного випромінювання та дозиметричних величин за нейромережевою моделлю;
- відновлення безперервної форми спектра нейтронного випромінювання за знайденими усередненими спектральними щільностями в децимальних інтервалах енергії.

4.4 Результати вимірювання та розрахунок похибки вимірювання розробленим приладом

Вимірювання проводилися за допомогою розробленого нейтронного спектрометра-дозиметра, що включає вимірювальний модуль на базі блоку детектування ДКС-96. Використовувався режим вимірювання нейтронного спектрометра-дозиметра для визначення щільності нейтронного випромінювання.

За отриманими результатами було розраховано похибки вимірювань на кожному енергетичному інтервалі для кожної реалізації щодо теоретичних спектральних щільностей GEANT-4.

Отримані результати дозволяють говорити про достатню точність вимірювання спектрів нейтронного випромінювання у розробленому нейтронному спектрометрі-дозиметрі реального часу. Крім того, отримані результати, дозволяють запустити у виробництво модифікований прилад ДКС-96 із збереженням усіх його функцій при значному зменшенні похибок вимірювання та з додаванням функції вимірювання спектру. Тепер оцінимо точність визначення потужності еквівалентної дози нейтронного випромінювання – найважливішої дозиметричної величини.

Теоретичні поля поширення нейтронів були розраховані в GEANT-4 як кількість нейтронів, що дісталися блоку детектування, в кожному інтервалі. Детектори нейтронів ДКС-96 занурені в поліетиленову сферу діаметром 21 см. Знаючи її площу, легко розрахувати флюенс нейтронів на кожному інтервалі та,

використовуючи перерахункові коефіцієнти, перейти до потужності еквівалентної дози нейтронного випромінювання. У таблиці 4.1 представлено розрахункову та вимірну спроектованим нейтронним спектрометром потужність еквівалентної дози нейтронного випромінювання, а також відносну помилку для різних реалізацій опорних нейтронних полів. Тут δ_3 – потужність еквівалентної дози нейтронного випромінювання при розбивці спектра на 3 інтервали з енергії, δ_9 – потужність еквівалентної дози нейтронного випромінювання при розбивці спектра на 9 децимальних інтервалів енергії.

Таблиця 4.1 – Розрахункова та вимірні спроектованим нейтронним дозиметром потужність еквівалентної дози нейтронного випромінювання та відносна помилка (%) для опорних нейтронних полів, що одержуються за допомогою уповільнювальних дисків з отворами (відстань до джерела – 1100 мм)

Величина/Конфігурація	Відбивач	У зборі	10 мм з отв.	20 мм з отв.	30 мм з отв.	50 мм з отв.	80 мм з отв.	130 мм з отв.	180 мм з отв.
δ , розрахункова, мкЗв/год	0,204	0,204	0,184	0,168	0,152	0,124	0,093	0,066	0,053
δ_3 , вимірні, мкЗв/год	0,135	0,132	0,117	0,104	0,097	0,079	0,060	0,046	0,038
Відносна похибка, %	-33,82	-35,29	-36,41	-38,09	-36,18	-36,29	-35,42	-30,30	-28,30
δ , розрахункова, мкЗв/год	0,204	0,204	0,184	0,168	0,152	0,124	0,093	0,066	0,053
δ_9 , вимірні, мкЗв/год	0,201	0,208	0,181	0,163	0,159	0,139	0,095	0,068	0,054
Відносна похибка, %	-1,735	1,82	-1,81	-2,97	4,96	11,93	2,07	2,34	0,96

ВИСНОВКИ

1. Проведено огляд основних джерел та методів вимірювання нейтронного випромінювання. На підставі проведеного аналізу зроблено висновки про актуальність створення нейтронного дозиметра обчислювальними можливостями за допомогою нейронних мереж.

2. Створено систему імітаційного моделювання для дослідження обчислювального відновлення спектрів нейтронного випромінювання, що складається з комплексу моделюючих програм та бази даних опорних спектрів, що дозволяє генерувати навчальну та перевірочну вибірки модельних спектрів необхідного обсягу за базовими опорними спектрами для навчання нейронних мереж.

3. Розроблено метод навчання нейронних мереж, що входять до складу нейтронного дозиметра, яка використовувала результати моделювання спектрів нейтронних джерел, спектральних характеристик детекторів, що дозволяє використання нейронних мереж для обробки сигналів з датчиків.

4. Розроблено алгоритми роботи та функціональну схему нейтронного дозиметра, яка відрізняється запровадженням уніфікованих вимірювального та обчислювального модулів, що допускають використання в спектрометрі різних блоків детектування.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. R.L. Bramblett et al. A new type of neutron spectrometer *Nucl. Instr. Meths.* Volume 9, Issue 1, October 1960, Pages 1-12, 1960.
2. T. Elevant Fusion neutron energy spectra measured by time-of-flight *Nucl. Instr. Meths in Phys. Res. A* Volume 476, Issues 1–2, 1 January 2002, Pages 485-489. 2002.
3. N.P. Hawkes et al. Neutron spectrometry for D-T plasmas in JET, using a tandem annular-radiator proton-recoil spectrometer *Nucl. Instr. Meths in Phys. Res. A* Volume 476, Issues 1–2, 1 January 2002, Pages 490-494. 2002.
4. M.J. Loughlin et al. Measurement of the response function of a He ionisation chamber to monoenergetic neutrons in the range from 2.0 to 3.0 MeV *Nucl. Instr. and Meths in Phys. Res. A* Volume 294, Issue 3, 15 September 1990, Pages 606-615. 1990.
5. J.W. Marsh et al. High resolution measurements of neutron energy spectra from Am-Be and Am-B neutron sources *Nucl. Instr. Meths in Phys. Res. A* Volume 366, Issues 2–3, 1 December 1995, Pages 340-348. 1995.
6. R. Nolte et al. High-energy neutron reference fields for the calibration of detectors used in neutron spectrometry *Nucl. Instr. Meths in Phys. Res. A* Volume 476, Issues 1–2, 1 January 2002, Pages 369-373. 2002.
7. H. Tagziria et al. Measurement of the $^{241}\text{Am-Li}$ radionuclide neutron source spectrum *Nucl. Instr. and Meths in Phys. Res. A* Volume 510, Issue 3, 11 September 2003, Pages 346-356. 2003.
8. D.J. Thomas et al. Bonner sphere spectrometers – a critical review *Nucl. Instr. Meths in Phys. Res. A* Volume 476, Issues 1–2, 1 January 2002, Pages 12-20. 2002.
9. J.A. Weaver et al. Recent improvements to a transportable neutron spectrometer (TNS) *Nucl. Instr. Meths in Phys. Res. A* Volume 476, Issues 1–2, 1 January 2002, Pages 143-148. 2002.
10. A.V. Alevra et al. Neutron spectrometry in mixed fields: multisphere spectrometry *Radiat. Prot. Dosimetry*. 2003.

11. M.J. Armishaw et al. A Transportable Neutron Spectrometer (TNS) for *Radiological Applications* 1986.
12. A. Aroua et al. Improved neutron spectrometer based on Bonner spheres *Radiat. Prot. Dosimetry*. 1997.
13. A. Borella et al. Determination of the $^{232}\text{Th}(n,\gamma)$ Cross Section from 4 to 140 keV at GELINA *Nucl. Sci. Eng.* 2006.
14. R. Böttger et al. Investigation of the spectral fluence of neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf by means of time-of-flight spectrometry *Nucl. Sci. Eng.* 1990.
15. J.R.D. Copley et al. Neutron time-of-flight spectroscopy *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 1993.
16. R. Bedogni et al. An active Bonner sphere spectrometer for intense neutron fields *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.* Volume 940, 1 October 2019, Pages 302-306. 2019
17. F.D. Brooks et al. Neutron spectrometry_historical review and present status *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* Volume 476, Issues 1–2, 1 January 2002, Pages 1-11. 2002.
18. B. Pehlivanovic et al. Comparison of unfolding approaches for monoenergetic and continuous fast-neutron energy spectra *Radiat. Meas.* Volume 49, February 2013, Pages 109-114. 2013.
19. G. Battistoni et al. Overview of the FLUKA code *Ann. Nucl. Energy.* Volume 82, August 2015, Pages 10-18 2015.
20. R. Bedogni et al. First test of SP2: a novel active neutron spectrometer condensing the functionality of Bonner spheres in a single moderator *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.* Volume 767, 11 December 2014, Pages 159-162. 2014.
21. R. Bedogni et al. Design and experimental validation of a Bonner Sphere Spectrometer based on Dysprosium activation foils *Radiat. Meas.* Volume 45, Issue 10, December 2010, Pages 1201-1204. 2010.

22. R. Bedogni et al. Testing a newly developed single-sphere neutron spectrometer in reference monochromatic fields from 147 keV to 14.8 MeV *Nucl. Instrum. Methods Phys. Volume 714*, 21 June 2013, Pages 110-114. 2013.

23. МЕК 61526:2005, Прилади радіаційного захисту – Вимірювання еквівалентів індивідуальної дози Нр(10) та Нр(0,07) для рентгенівського, гамма, нейтронного та бета-випромінювання – Індивідуальні дозиметри з безпосереднім зчитуванням показань еквівалента

24. МЕК 60846:2002, Прилади радіаційного захисту. Дозиметри та/або монітори для вимірювання (потужності) амбієнтного та/або спрямованого еквівалента дози бета-, рентгенівського та гамма-випромінювання

25. Норми радіаційної безпеки України. Доповнення: Радіаційний захист від джерел потенційного опромінення. НРБУ-97/Д-2000. ДГН 6.6.1.-6.5.-61-2000.

26. M. Boschung et al. Field calibration and comparison of personal neutron dosimeter designs based on CR-39 for the use around high-energy accelerators *Radiat. Meas. Volume 43*, Issues 2–6, February–June 2008, Pages 1081-1084. 2008.

27. M. Dhairyawan et al. Use of CR-39 solid state nuclear track detector in neutron personnel monitoring *Radiat. Meas. Volume 36*, Issues 1–6, June 2003, Pages 435-438. 2003.

28. J. Gómez-Ros et al. Designing an extended energy range single-sphere multi-detector neutron spectrometer *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip. Volume 677*, 11 June 2012, Pages 4-9. 2012.

29. S.I. Kim et al. Spectrum weighted responses of several detectors in mixed fields of fast and thermal neutrons *Nucl. Eng. Technol. Volume 46*, Issue 2, April 2014, Pages 273-280. 2014.

30. M. Luszik-Bhadra et al. A wide-range neutron dosimeter based on a CR-39 track detector *Nucl. Tracks Radiat. Meas. Volume 22*, Issues 1–4, 1993, Pages 671-674. 1993.

Бібліографічна довідка

Тема магістерської роботи: “ Розробка засобу для вимірювання нейтронного опромінення ”

Магістерська робота містить 65 аркушів.

Перелік креслень графічної частини:

1. Структура нейронної мережі для відновлення щільності потоку нейтронів_- МР.МТТм-02.00.001.
2. Структура системи імітаційного моделювання_- МР.МТТм-02.00.002.
3. Схема структурно-функціональна нейтронного спектрометра-дозиметра_- МР.МТТм-02.00.003.
4. Схема структурно-функціональна вимірювального модуля - МР.МТТм-02.00.004.
5. Схема структурно-функціональна обчислювального модуля - МР.МТТм-02.00.005.