

**ВИВЧЕННЯ ФОРМИ НЕЙТРОННОГО СПЕКТРА ПРИ ЕНЕРГІЯХ 4,5 - 18,6 MeV  
НА ГОРИЗОНТАЛЬНОМУ КАНАЛІ № 10 РЕАКТОРА ВВР-М**

**М. Ф. Власов, С. А. Кравченко, О. О. Грицай, В. С. Бабков**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Для з'ясування питання про надлишок нейтронів в високоенергетичній частині спектра нейтронів поділу  $^{235}\text{U}$  проведено вимірювання нейтронного спектра реактора диференційним методом протонів віддачі при кутах розсіювання – 30, 35, 40, 45 та 50°. Ширина чутливої зони кремнієвого детектора підбиралась таким чином, щоб відтворені нейтронні спектри перекривали спільний інтервал енергій 6 - 18 MeV. Описано методику вимірювань та обробки апаратурних спектрів. Нейтронний спектр апроксимувався максвелівським розподілом  $E \sim E^{1/2} \exp(-\alpha E)$ , звідки визначалась "статистична" похибка параметра  $\alpha$ . В енергетичному інтервалі 6 - 12 MeV вимірний спектр добре узгоджується із спектром поділу  $^{235}\text{U}$  і має параметри:  $\alpha = (0,765 \pm 0,012) \text{ MeV}^{-1}$ , температура  $T = (1,307 \pm 0,021) \text{ MeV}$ , середня енергія  $\bar{E} = (1,960 \pm 0,032) \text{ MeV}$ . Аналіз високоенергетичної ділянки вимірюваного спектра (вище 12 MeV) вказує на більш жорсткий характер спектра (середня енергія  $\bar{E}$  лежить у межах 2,72 - 3,01 MeV). Спостережений ефект збагачення нейтронами високоенергетичної області спектра свідчить на користь гіпотези емісії високоенергетичних "розривних" нейтронів при поділі ядра.

**Сучасний стан досліджень**

Дослідження високоенергетичної (вище 10 - 12 MeV) частини реакторного спектра представляє інтерес для фізики поділу, фізики реакторів (проблема утворення  $^{232}\text{U}$  в ядерному паливі), реакторної метрології.

Найбільш характерною рисою спектрів нейтронів поділу є їх експоненційно спадна форма спектра, яка описується максвелівським [1] або ватівським [2] розподілами й відповідає механізму емісії нейтронів із уламків поділу.

Енергетичний спектр реактора з уповільнювачем перекриває широкий діапазон енергій нейтронів - від теплової енергії до високоенергетичного "хвоста" спектра 15 - 30 MeV. Вважається, що форма реакторного спектра нейтронів при енергіях вище 3 - 4 MeV практично не відрізняється від форми спектра нейтронів поділу  $^{235}\text{U}$  тепловими нейтронами й може апроксимуватися максвелівським розподілом із параметром  $\alpha = 0,776 \text{ MeV}^{-1}$  безвідносно до типу реактора [3].

Останні десятиліття відзначені новим циклом експериментальних та теоретичних досліджень спектрів. Є прогрес у розвитку різних модельних підходів до опису спектрів, таких як модель Медланда - Нікса [4], двохсфероїдна модель Зелігера [5], статистична модель Хаузера - Фешбаха, покращена Герасименко – Рубченею [6], термодинамічна модель Грашина [7]. У ряді експериментальних робіт вивчалися нестатистичні ефекти у спектрі в області максимуму та у високоенергетичній частині (вище 15 MeV).

Згідно з даними роботи [8], надлишок нейтронів у спектрі в області максимуму 0,7 - 0,8 MeV, порівняно з максвелівським розподілом, зумовлений дією механізму емісії нейтронів у момент поділу ядра, і максимальна енергія та-

ких нейтронів не перевищує 4 MeV. У той же час у роботі [9] обґрунтовано двохкомпонентне представлення спектра передрозривних нейтронів із середніми енергіями 0,98 та 2,60 MeV відповідно. Для цього випадку поведінка повного спектра нейтронів поділу при енергіях, вищих за 12 MeV, значною мірою визначатиметься другою (високоенергетичною) компонентою спектра передрозривних нейтронів.

Високоенергетичну область спектрів досліджувати дуже складно через у край низькі потоки нейтронів поділу в цій області енергій. Попередня інформація [10] про існування плечеподібної структури у високоенергетичній частині спектра спонтанного поділу  $^{252}\text{Cf}$  в подальших експериментах [11, 12] не підтвердилася.

Дослідження форми спектра нейтронів у випадку багатоканального поділу показали, що високоенергетична частина спектра збагачується супутніми передрівноважними нейтронами із реакцій  $(n, n'f)$  та  $(n, 2n'f)$ . Безпосередньо ці нейтрони не пов'язані з поділом ядра, але в експериментах вони реєструються разом із нейтронами поділу [13].

На практиці накопичення в ядерному паливі деяких шкідливих радіонуклідів проходить також через високопорогові нейтронні реакції, наприклад  $^{234}\text{U} (n, 3n) ^{232}\text{U}$ . Енергетичний поріг цієї реакції складає 12,6 MeV і по цьому високоенергетичному каналу утворюється, згідно з [14], відповідно від 25 %  $^{232}\text{U}$  на початку кампанії реактора і до 8 %  $^{232}\text{U}$  в кінці кампанії. Очікується, що вміст  $^{232}\text{U}$  у відпрацьованому паливі ядерних енергетичних реакторів суттєво ускладнюватиме радіаційну обстановку на деяких стадіях замкненого ядерного паливного циклу, тому з'ясування форми високоенергетичної частини спектра є вкрай важливим.

### Методика досліджень швидкої частини реакторного спектра

Схему експерименту представлено на рис. 1. На пучок нейтронів із реактора ставиться тонкий радіатор із поліетилену ((CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub>), в якому при взаємодії нейтронів з ядрами водню утворюються протони віддачі, частина з яких реєструється детектором, розміщеним під кутом θ до напрямку пучка нейтронів. Радіатор і детектор знаходяться у вакуумній реакційній камері. При малих розмірах радіатора й детектора порівняно з відстанню між ними кут θ можна вважати фіксованим, тому вимірявши спектр протонів віддачі F(E<sub>p</sub>), що вилітають під кутом θ, можна визначити спектр падаючих на радіатор нейтронів. Зв'язок між спектром падаючих нейтронів Φ(E<sub>n</sub>) та вимірюваним спектром протонів віддачі F(E<sub>p</sub>) має вигляд

$$\Phi(E_n) = kF(E_p) \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1}, \quad (1)$$

де k – константа нормування; E<sub>p</sub> = E<sub>n</sub> · cos<sup>2</sup> θ. Так, перехід від спектра протонів віддачі до нейтронного спектра зводиться до перенормування шкали енергій E<sub>p</sub> → E<sub>n</sub> · cos<sup>2</sup> θ та врахування залежності диференційного перерізу (n, p) розсіювання на кут θ від енергії нейтронів E<sub>n</sub>.

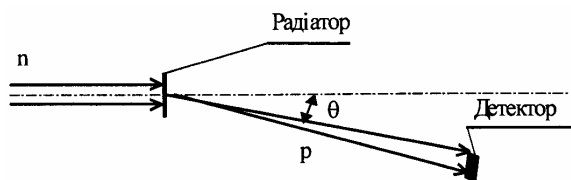


Рис. 1. Схема експерименту. Реєстрація ядер віддачі під кутом θ до напрямку пучка нейтронів.

Цей метод дає можливість відтворювати спектр нейтронів у високоенергетичній області. Так, наприклад, по вимірюваному під кутом θ = 55° спектра протонів віддачі з максимальною енергією E<sub>p</sub><sup>макс</sup> = 10 MeV відтворюється спектр нейтронів до енергій ~ 30 MeV. Діапазони енергії нейтронів, що можуть бути відтворені при реєструванні протонів віддачі від E<sub>p</sub> = 0 до E<sub>p</sub><sup>макс</sup> = + 10 MeV залежно від кута розсіювання θ такі:

θ, град	5°	15°	25°
0 ÷ E <sub>n</sub> <sup>макс</sup> , MeV	0 ÷ 10,08	0 ÷ 10,7	0 ÷ 12,1
θ, град	35°	45°	55°
0 ÷ E <sub>n</sub> <sup>макс</sup> , MeV	0 ÷ 14,9	0 ÷ 20	0 ÷ 30,4

При практичному використанні цього методу для визначення форми спектра нейтронів по спектру протонів віддачі необхідно враховувати по-

правку на гальмування протонів у водневмісному (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> радіаторі, а при енергіях нейтронів вище 14 MeV - і поправку на анізотропію (n, p) розсіювання.

Зв'язок кількості нейтронів dΦ(E<sub>n</sub>) в енергетичному інтервалі dE<sub>n</sub> із кількістю протонів dF(E<sub>p</sub>) в енергетичному інтервалі dE<sub>p</sub>, відповідно роботі [15], дається тотожністю

$$\frac{d\Phi(E_n)}{dE_n} \equiv \frac{dF(E_p)}{dE_p} \cdot \frac{d\Phi(E_n)}{dF(E_p)} \times \quad (2)$$

$$\times \frac{dE_p}{dE_n} = \frac{dF(E_p)}{dE_p} \cdot F2 \cdot F1,$$

де використані позначення для величин F1 та F2:

$$F1 = \frac{dE_p}{dE_n}, \quad (3)$$

$$F2 = \frac{d\Phi(E_n)}{dF(E_p)}. \quad (4)$$

Коректуючий множник F1, який враховує уповільнення протонів у радіаторі, знаходиться диференціюванням виразу

$$E_p = E_n \cos^2 \theta - \left( \frac{dE_p}{dt} \right) \frac{T}{2 \cos \theta}, \quad (5)$$

де T - товщина радіатора; dE<sub>p</sub>/dt – гальмівна здатність матеріалу радіатора для протонів з енергією E<sub>p</sub>. Питомі іонізаційні втрати для протонів у поліетилені містяться в табличному вигляді в [16]. Ці дані, взяті для енергетичного інтервалу реєстрації протонів [0,10 MeV], описувались за методом найменших квадратів (МНК) степеневою функцією

$$\frac{dE_p}{dt} = aE_p^{-b}. \quad (6)$$

Точність апроксимації табличних даних, виражених у MeV/мкм, степеневою залежністю з коефіцієнтами a = 3,17 · 10<sup>-2</sup> та b = 0,84 не перевищувала 2,5 %. Враховуючи вираз (6), енергію протона E<sub>p</sub> можна представити у вигляді

$$E_p = E_n \cos^2 \theta - (aE_p^{-b}) \frac{T}{2 \cos \theta}, \quad (7)$$

звідки величина поправки F1:

$$F1 = \frac{dE_p}{dE_n} = \cos^2 \theta \cdot \left( 1 - abE_p^{-(b+1)} \frac{T}{2 \cos \theta} \right)^{-1} \quad (8)$$

Величина коректуючого множника F2 знаходиться диференціюванням рівняння (1) і є обернено пропорційною енергетично залежному диференційному перерізу розсіювання протонів на кут  $\theta$  в лабораторній системі (ЛС)

$$F2 = \frac{d\Phi(E_n)}{dF(E_p)} \sim \left( \frac{d\sigma(E_n)}{d\Omega} \right)^{-1} \quad (9)$$

При ізотропному розсіюванні нейтронів у системі центра мас (СЦМ) (розсіювання нейтронів з орбітальним моментом  $l = 0$ ), що справедливо для енергій нейтронів  $E_n < 14$  МеВ, диференційний переріз утворення протонів віддачі в ЛС має вигляд

$$\frac{d\sigma(E_n)}{d\Omega} = \frac{\sigma_{n,p}(E_n) \cos \theta}{\pi} \quad (10)$$

де  $\sigma_{n,p}(E_n)$  – переріз утворення протонів віддачі при (n, p) розсіюванні.

Для визначення енергетичної залежності перерізу (n, p) розсіювання з точністю до  $1 \pm 1,5$  % можна використати аналітичний вираз, запропонований Сморозинським [17],

$$\sigma_{n,p}(E_n) = 1,30 \left[ \frac{3}{(1,22 - 0,06E_n)^2 + 0,5E_n} + \frac{1}{(0,27 + 0,06E_n) + 0,5E_n} \right] \quad (11)$$

де  $\sigma_{n,p}(E_n)$  - у барнах, а  $E_n$  - у МеВ. Формула (11) справедлива для енергій нейтронів до 15 МеВ, а при  $E_n = 25$  МеВ розходиться з експериментальними даними не більше ніж на 5 %.

При енергіях нейтронів вище 14 МеВ кутовий розподіл розсіяних нейтронів у системі центра мас відрізняється від ізотропного тим більше, чим більша енергія нейтронів. Він симетричний відносно кута  $90^\circ$ , і має місце співвідношення

$$\sigma(\varphi) = \sigma(90^\circ) [1 + B(E_n) \cos^2 \varphi], \quad (12)$$

де величина B, що визначає анізотропію розсіювання, згідно з [18], складає

$$B = \begin{cases} 0,05 - \text{при енергії нейтронів,} \\ \quad \text{що дорівнює 14 МеВ,} \\ 0,25 - \text{при 27 МеВ,} \\ 0,5 - \text{при 40 МеВ.} \end{cases} \quad (13)$$

Відношення  $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ)$ , що характеризує максимальне відхилення кутового розподілу нейтронів від сферично симетричного, згідно з (12) та (13), рівне 1,25 для  $E_n = 27$  МеВ. Відношення  $\sigma(70^\circ)/\sigma(90^\circ)$ , яке характеризує відхилення від ізотропії в СЦМ для нейтронів при куті розсіювання  $\varphi = 70^\circ$  та при  $E_n = 27$  МеВ складає величину 1,029 (куту  $\varphi = 70^\circ$  у ЛС відповідає кут розсіювання нейтрона  $\varphi_0 = 35^\circ$  відносно пучка нейтронів чи  $\theta = 55^\circ$  для протонів віддачі). Отже, при енергіях нейтронів  $E_n \sim 30$  МеВ та куті розсіювання  $\theta = 55^\circ$  оцінка дає для F2 можливу зміну близько 3 %, пов'язану з анізотропією розсіювання.

Ефективність реєстрації нейтронів диференційним спектрометром на протонах віддачі

$$\varepsilon(E_n) = n \cdot \sigma_{n,p}(E_n) \cdot T \cdot g \sim 5 \cdot 10^{-6}, \quad (14)$$

де n - число ядер водню в  $1 \text{ см}^3$  поліетилену  $(\text{CH}_2)_n$ ;  $\sigma_{n,p}(E_n)$  - переріз розсіювання нейтронів на водні, барн; T - товщина радіатора, см;  $g = S_{\text{дет}}/4\pi R_0^2$  - геометричний фактор;  $S_{\text{дет}}$  - площа чутливої зони напівпровідникового детектора, яка в експерименті дорівнювала  $0,8 \text{ см}^2$ ;  $R_0$  - відстань від радіатора до детектора, яка бралась рівною 10 см.

Для заданого кута розсіювання  $\theta = \text{const}$  енергетичну роздільну здатність методу протонів віддачі визначають три фактори:

- а) невизначеність в енергії протонів за рахунок їх гальмування в радіаторі -  $\Delta E_t$ ;
- б) енергетична невизначеність, що зумовлена кутовим розкидом протонів віддачі, -  $\Delta E_\theta$ ;
- в) власна енергетична роздільна здатність напівпровідникового детектора -  $\Delta E_d$ .

Припускаючи незалежними всі три джерела похибок при визначенні енергії зареєстрованих протонів, повна енергетична роздільна здатність методу може бути записана як

$$\Delta E_p = \sqrt{(\Delta E_\theta)^2 + (\Delta E_t)^2 + (\Delta E_d)^2} \quad (15)$$

Величина  $\Delta E_t$  прийнята рівною середній втраті енергії протона при проходженні через водневмістний радіатор товщиною T:

$$\Delta E_t = \left( \frac{dE_p}{dt} \right) \frac{T}{2 \cos \theta} \quad (16)$$

При умові, що радіус чутливої зони напівпровідникового детектора  $r \ll R_0$  - відстані від радіатора до детектора, радіатор можна вважати точковим і для величини  $\Delta E_\theta$  можна записати:

$$\Delta E_{\theta} = E_n [\cos^2(\theta + \Delta\theta/2) - \cos^2(\theta - \Delta\theta/2)] =$$

$$= E_p \frac{\cos^2(\theta + \Delta\theta/2) - \cos^2(\theta - \Delta\theta/2)}{\cos^2 \theta}, \quad (17)$$

де

$$\Delta\theta = 2 \arctg(r/R_0). \quad (18)$$

Власна енергетична роздільна здатність детектора  $\Delta E_d \sim 1,5 \% \cdot E_p$  складає величину, яка є на порядок меншою за  $\Delta E_t$  та  $\Delta E_{\theta}$ . З урахуванням цих трьох факторів, що впливають на точність застосовуваного методу, розрахункову залежність відносної енергетичної роздільної здатності  $\Delta E_p/E_p$  від енергії протонів представлено на рис. 2.

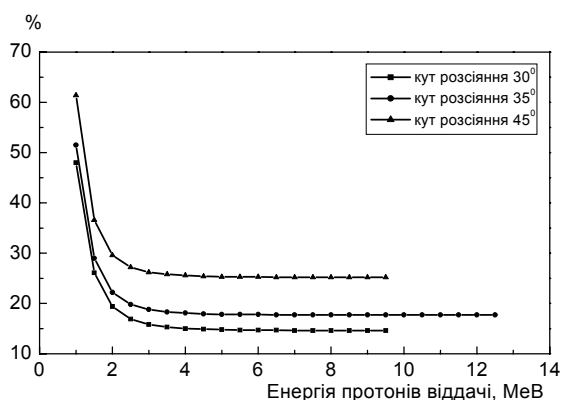


Рис. 2. Відносна енергетична роздільна здатність спектрометра при відстані "радіатор - детектор" 8 см, товщині радіатора 25 мкм, радіусі детектора 0,5 см.

Відносна роздільна здатність суттєво залежить від величини  $\Delta E_t$  при енергіях протонів 1,5 ÷ 4 МеВ, тоді як для більш високих енергій вона прямує до постійного значення відношення  $\Delta E_{\theta}/E_p$ . Як випливає з формул (17) та (18), це граничне значення відношення  $\Delta E_{\theta}/E_p$  залежить від відстані "радіатор - детектор  $R_0$ ". Характерна для даного методу відносна роздільна здатність складатиме величину 15 - 25 % при застосуванні тонких 10 ÷ 30 мкм водневмісних плівок і  $R_0$  в межах 6 ÷ 12 см.

Таким чином, методика на протонах віддачі дає змогу вивчити форму реакторного нейтронного спектра поділу вище 10 - 15 МеВ з енергетичною роздільною здатністю  $\pm 10 \%$ . Для досягнення статистичної точності  $\pm 10 \%$  необхідно 5 - 6 тижнів роботи реактора на потужності 10 МВт. Вибраний метод для дослідження високоенергетичної частини нейтронного реакторного спектра є прийнятним з точки зору ефективності, точності та інтерпретації результатів.

## Умови експерименту

Пучок нейтронів, сформований системою коліматорів горизонтального каналу, з діаметром на виході 16 мм, падав на центр поліетіленового радіатора товщиною 25 мкм. Діаметр  $(\text{CH}_2)_n$  зразка вибирався 10 мм для зменшення кутового розкиду вильоту протонів із радіатора. Протони віддачі реєструвалися напівпровідниковим детектором, розташованим за межами колімованого пучка, на відстані  $R_0 = 8$  см від центра радіатора під заданим кутом. Повна площа робочої поверхні детектора складала 3 см<sup>2</sup>, а "заколімованої" її частини - 0,8 см<sup>2</sup>. Поліетіленовий зразок підвищувався на лавсанових нитках товщиною 15 мкм у спеціальному алюмінієвому кільці-утримувачі. Апаратурні спектри "ефект + фон" та "фон" спочатку вимірювались за невеликий проміжок часу  $T_{\text{експ}} = 1$  год у припущенні, що потужність реактора за цей час є однаковою. Це давало змогу швидко отримувати орієнтовні дані про співвідношення "ефект/фон" для вимірюваного протонного спектра, після чого переходили до довготривалих експозицій. При обробці апаратурних спектрів, отриманих за більший час, брались до уваги зміни в потужності реактора.

До складу спектрометричного тракту окрім детектора входили зарядочутливий попередній підсилювач ПУ-2, підсилювач БУИ-3К, аналізатор АМА-03Ф. Апаратурні спектри з аналізатора подавались на ПЕОМ, де вони переводились у файли числових даних і проходили подальшу обробку.

## Енергетична калібровка

Характерною особливістю роботи напівпровідникових детекторів є той факт, що число пар носіїв заряду, які утворюються в чутливому об'ємі детектора, практично залежить тільки від енергії іонізуючої частинки і не залежить від таких її характеристик як заряд, маса тощо [19]. Тому припускається, що енергетична калібровка спектрометра, проведена з використанням дискретних спектрів  $\alpha$ -джерел, буде придатна і для неперервних спектрів протонів віддачі.

Для калібровки спектрометра використовувались  $\alpha$ -частинки <sup>226</sup>Ra з енергіями 4,784, 5,485, 6,002 та 7,687 МеВ. Зв'язок між енергією  $\alpha$ -частинок і номером каналу аналізатора  $N_k$  апроксимувався лінійною функцією за методом найменших квадратів.

Залежно від напруги зміщення на детекторі отримано декілька енергетичних калібровок спектрометра, дві з яких, для порівняння, наведено нижче:

для  $U_{зм.} = 50 \text{ В}$

$$E_{50} = 0,419 + 3,193 \cdot 10^{-3} \cdot N_k, \quad (19)$$

для  $U_{зм.} = 100 \text{ В}$

$$E_{100} = 0,464 + 3,052 \cdot 10^{-3} \cdot N_k, \quad (20)$$

де енергії  $E_{50}$  та  $E_{100}$  виражені в MeV.

**Вимірювання спектра під різними кутами розсіювання**

Серія вимірювання нейтронного спектра під кутом  $\theta_1 = 30^\circ$  при різних напругах зміщення носить допоміжний характер. Вона дозволяє визначити ширину чутливої зони детектора (пробіг протонів) при заданій напрузі зміщення. Як видно з рис. 3, на якому показано апаратурні спектри протонів віддачі, мають місце характерні “обриви” у спектрах. Указані граничні енергії протонних спектрів було використано при інших кутах розсіювання.

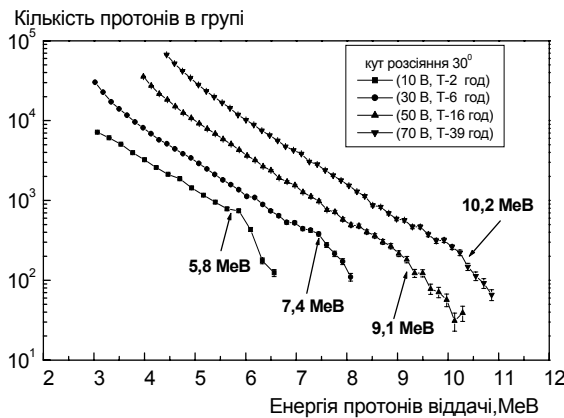


Рис. 3. Апаратурні спектри протонів віддачі, отримані під кутом  $\theta_1$  при різних напругах зміщення на детекторі. Товщина радіатора 25 мкм.

На рис. 4 і 5, як приклад, наведено набір послідовно отриманих спектрів, які необхідно мати для представлення нейтронного реакторного спектра в апроксимаційній формі (апроксиманта I, апроксиманта II). Це чотири спектри: вимірний спектр з радіатором, вимірний фоновий спектр (спектр без радіатора), згладжений апаратурний спектр протонів віддачі та відтворений нейтронний спектр. Спектр протонів віддачі отримувався як різниця між вимірним спектром з радіатором та фоновим спектром. Відтворений нейтронний спектр отримувався із апаратурного протонного спектра врахуванням коректуючих множників F1 та F2. Дані взято з експерименту, проведеного за умов:  $\theta_1 = 30^\circ$  та  $U_{зм.} = 70 \text{ В}$ .

Спектр під кутом  $\theta_2 = 35^\circ$  вимірювався при напрузі  $U_{зм.} = 100 \text{ В}$ , що давало змогу розкрити чутливу зону детектора так, щоб у ній вкладалися пробіги протонів з енергією близько 12 MeV. У результаті нейтронний спектр проглядався до

енергії  $\sim 18 \text{ MeV}$ . Нейтронний спектр, вимірний під кутом розсіювання  $35^\circ$ , має тенденцію до погорсткості при енергіях вище 12 MeV (рис. 6).

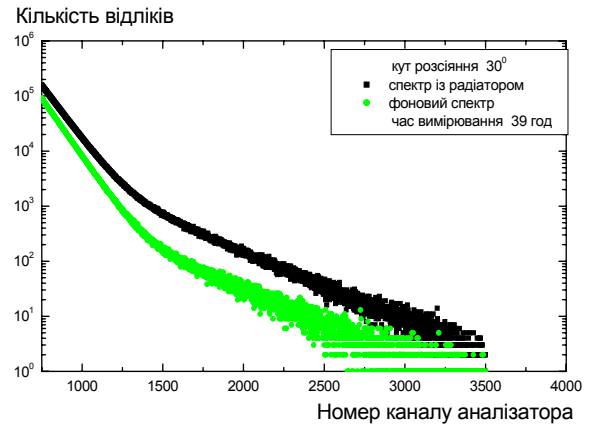


Рис. 4. Апаратурний спектр із радіатором та фоновий спектр під кутом  $\theta_1$ .

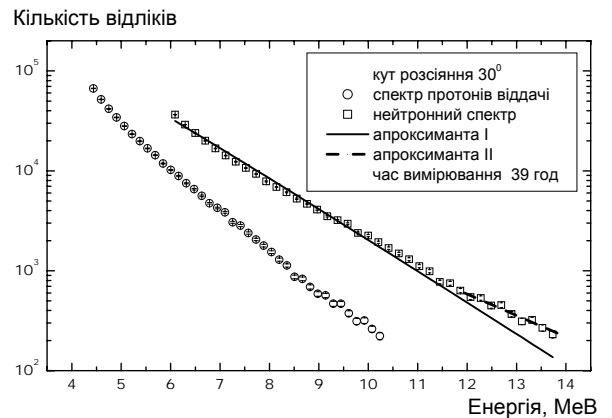


Рис. 5. Апаратурний протонний спектр та відтворений нейтронний спектр під кутом  $\theta_1$ .

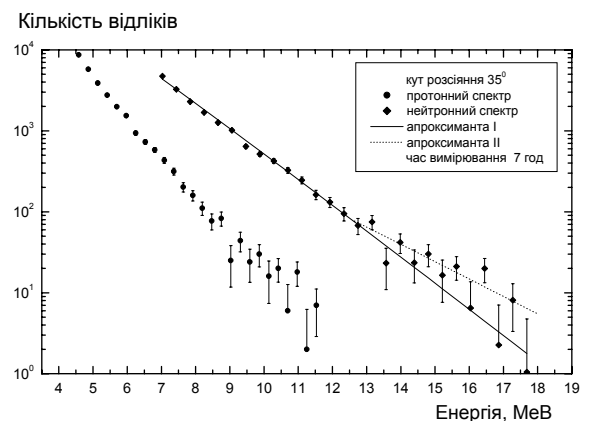


Рис. 6. Апаратурний протонний спектр та відтворений нейтронний спектр під кутом  $\theta_2$ .

На рис. 7-9 наведено апаратурні протонні спектри та відновлені по ним нейтронні спектри при кутах розсіювання  $\theta_3 = 40^\circ$ ,  $\theta_4 = 45^\circ$ ,  $\theta_5 = 50^\circ$ . Вимірні під цими кутами нейтронні спектри також збагачені нейтронами при енергіях, більших за 12 MeV.

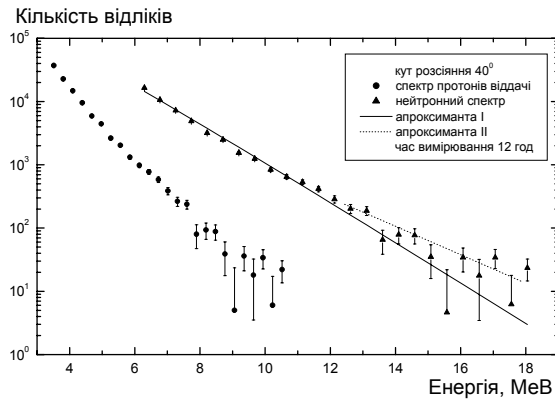


Рис. 7. Те ж саме, що і на рис. 6, але під кутом  $\theta 3$ .

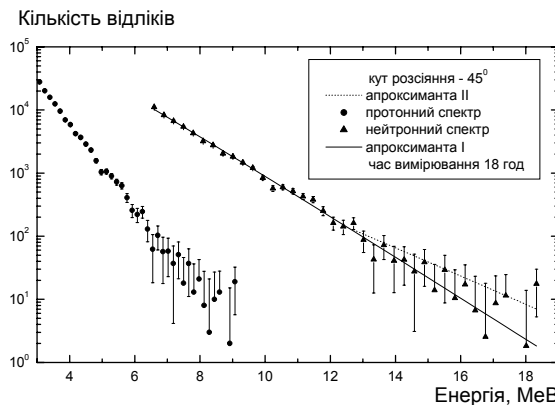


Рис. 8. Те ж саме, що і на рис. 7, але під кутом  $\theta 4$ .

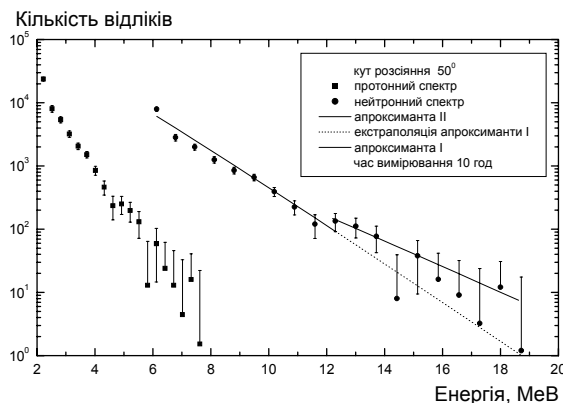


Рис. 9. Те ж саме, що і на рис. 8, але під кутом  $\theta 5$ .

Дані, отримані в результаті вимірювання нейтронних спектрів при кутах розсіяння 30, 35, 40, 45 і 50°, наведено в таблиці.

### Апроксимація нейтронного реакторного спектра

Апроксимація нейтронного спектра максвелівським розподілом проводилась за методом МНК у припущенні, що повна похибка вимірювань визначається тільки “статистичною” похибкою.

Апаратний спектр протонів віддачі  $I_p$  визначався як різниця спектрів “ефект + фон”  $I_{e+f}$  та

“фон”  $I_f$  і представлявся енергетичними групами заданої ширини

$$I_p^{(i)} = I_{e+f}^{(i)} - I_f^{(i)}, \quad (21)$$

де  $i$  – номер енергетичної групи.

Відносні похибки чисел  $I_p^{(i)}$  обчислювались наближеною формулою

$$\delta_i = \frac{\sqrt{D(I_p^{(i)})}}{I_p^{(i)}} \approx \frac{1}{I_p^{(i)}} \sqrt{I_{e+f}^{(i)} + I_f^{(i)}}, \quad (22)$$

де  $D(I_p^{(i)})$  – дисперсія значень протонного спектра  $I_p^{(i)}$ .

Величина похибки для відповідних значень  $I_n^{(i)}$  нейтронного спектра

$$\Delta I_n^{(i)} = \delta_i \cdot I_n^{(i)} = \delta_i \cdot F3 \cdot I_p^{(i)}, \quad (23)$$

де  $F3$  – коректуючий множник переходу по осі ординат від спектра протонів до нейтронного спектра, рівний добутку множників  $F1$  та  $F2$  (див. вище).

Представимо нейтронний спектр максвелівським розподілом у вигляді

$$N(E) = \beta E^{1/2} \exp(-\alpha E), \quad (24)$$

де  $N(E)$  – кількість нейтронів у спектрі з енергією  $E$ ,  $\alpha$  та  $\beta$  – параметри розподілу.

Введемо нову функцію

$$y = \ln(N(E)) = \ln \beta + \ln(E^{1/2}) - \alpha E = a + bE + \ln(E^{1/2}) \quad (25)$$

з коефіцієнтами  $a = \ln \beta$  та  $b = -\alpha$ .

Скориставшись зв'язком між ваговими факторами  $w(y_i)$  та  $w(N_i)$

$$w(y_i) = \left( \frac{\partial f(N)}{\partial N} \right)_{N=N_i}^{-2} \cdot w(N_i),$$

знайдемо для функції  $y_i = f(N_i) = \ln(N_i)$ , що

$$w(y_i) = \frac{D_1}{(\Delta y_i)^2} = \left( \frac{\partial f(N)}{\partial N} \right)_{N=N_i}^{-2} \cdot w(N_i) = N_i^2 \cdot w(N_i) = N_i^2 \cdot \frac{D_1}{(\Delta N_i)^2} = \frac{D_1}{\delta_i^2}, \quad (26)$$

тут  $D_1$  – дисперсія вимірів з одиничною вагою.

МНК дає для апроксимуючої функції  $y = a + bE + \ln(E^{1/2})$  розв'язок у вигляді

**Параметри апроксимації швидкої частини спектра реактора ВВР-М, виміряного під різними кутами розсіювання,  $\Theta$**

$\Theta$	Параметр, $\alpha$	Середня енергія $\bar{E}$ , МеВ	Інтервал каналів на АМА-03Ф	Число ділянок спектра	Інтервал енергій протонного спектра, МеВ	Інтервал енергій нейтронного спектра, МеВ	Час експозиції, год	Напруга зміщення, В
$\Theta_1 = 30^\circ$	0,745±0,015	2,013±0,041	900 - 2300	28	3,178 - 7,439	4,468 - 10,032	6	30
	0,752±0,015	1,994±0,040	1200 - 2800	17	4,070 - 9,069	5,614 - 12,186	16	50
	0,765±0,012	1,960±0,032	1300 - 3200	38	4,437 - 10,250	6,090 - 13,753	39	70
	<b>0,531±0,036</b>	<b>2,824±0,191</b>	<b>2750 - 3200</b>	<b>9</b>	<b>8,890 - 10,250</b>	<b>11,950 - 13,753</b>	<b>39</b>	<b>70</b>
$\Theta_2 = 35^\circ$	0,775±0,015	1,934±0,040	1350 - 3800	27	4,584 - 11,807	6,368 - 17,687	7	100
	<b>0,526±0,051</b>	<b>2,849±0,274</b>	<b>2600 - 3800</b>	<b>14</b>	<b>8,400 - 12,012</b>	<b>12,640 - 17,991</b>	-//-	-//-
$\Theta_3 = 40^\circ$	0,767±0,019	1,955±0,049	950 - 3280	25	3,515 - 10,521	6,296 - 18,050	12	70
	<b>0,550±0,051</b>	<b>2,724±0,250</b>	<b>2200 - 3250</b>	<b>12</b>	<b>7,202 - 10,413</b>	<b>12,441 - 17,868</b>	-//-	-//-
$\Theta_4 = 45^\circ$	0,779±0,010	1,924±0,025	860 - 2800	39	3,080 - 9,075	6,595 - 18,326	18	50
	<b>0,546±0,062</b>	<b>2,744±0,309</b>	<b>1880 - 2800</b>	<b>19</b>	<b>6,235 - 9,075</b>	<b>12,711 - 18,326</b>	-//-	-//-
$\Theta_5 = 50^\circ$	0,784±0,051	1,912±0,124	600 - 1500	10	2,218 - 4,920	6,138 - 12,300	10	30
	<b>0,498±0,057</b>	<b>3,010±0,346</b>	<b>1450 - 2300</b>	<b>10</b>	<b>4,880 - 7,581</b>	<b>12,204 - 18,621</b>	-//-	-//-

$$a_m = \frac{\begin{vmatrix} [wy - w \ln \sqrt{E}] & [wE] \\ [wEy - wE \ln \sqrt{E}] & [wE^2] \end{vmatrix}}{\Delta}, \quad (27)$$

$$b_m = \frac{\begin{vmatrix} [w] & [wy - w \ln \sqrt{E}] \\ [wE] & [wEy - wE \ln \sqrt{E}] \end{vmatrix}}{\Delta}, \quad (28)$$

тут визначник

$$\Delta = \begin{vmatrix} W & [wE] \\ [wE] & [wE^2] \end{vmatrix}, \quad \text{а } W = \sum w_i = [w].$$

Звідси знаходяться середньоквадратичні похибки коефіцієнтів  $a$  та  $b$ :

$$\Delta a_m = \sqrt{D(a_m)} \approx \sqrt{\frac{[wE^2][wv^2]}{\Delta(n-2)}}, \quad (29)$$

$$\Delta b_m = \sqrt{D(b_m)} \approx \sqrt{\frac{W[wv^2]}{\Delta(n-2)}}, \quad (30)$$

де  $[wv^2] = \sum w_i (a_m + b_m E_i + \ln E_i^{1/2} - y_i)^2$  – сума зважених квадратів лишок;  $n$  – кількість енергетичних груп спектра.

Повертаючись до параметрів спектра, знаходимо, що оскільки

$$\Delta a_m = \Delta(\ln \beta) = (\ln \beta)' \Delta \beta = (1/\beta) \Delta \beta,$$

то для параметра  $\beta$  та його середньоквадратичної похибки  $\Delta \beta$  маємо

$$\begin{aligned} \beta \pm \Delta \beta &= \exp(a_m) \pm \beta \Delta a_m = \\ &= \exp(a_m) \pm \exp(a_m) \Delta a_m. \end{aligned} \quad (31)$$

Перехід від  $b_m$  та його середньоквадратичної похибки  $\Delta b_m$  до параметра спектра  $\alpha$  та похибки  $\Delta \alpha$

$$\Delta b_m = \Delta(-\alpha) = -(\alpha)' \Delta \alpha = -\Delta \alpha,$$

звідки

$$\alpha \pm \Delta \alpha = -b_m \pm (-\Delta b_m). \quad (32)$$

Для температури  $T$  та середньої енергії нейтронів у спектрі  $\bar{E}$  маємо такі вирази:

$$\begin{aligned} T \pm \Delta T &= (\alpha^{-1}) \pm (\alpha^{-1})' \Delta \alpha = -(b_m)^{-1} \pm (-\alpha^{-2}) (-\Delta b_m) = \\ &= -(b_m)^{-1} \pm (b_m)^{-2} (\Delta b_m), \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \bar{E} \pm \Delta \bar{E} &= 1,5T \pm 1,5\Delta T = \\ &= -(1,5/b_m) \pm 1,5[\Delta b_m/(b_m)^2]. \end{aligned} \quad (34)$$

**Результати**

Вимірювання нейтронного спектра під кутом розсіювання  $\theta_1 = 30^\circ$  проведено з найкращою енергетичною роздільною здатністю (див. рис. 2). Апроксимація цього спектра максвелівським розподілом дає для параметра спектра  $\alpha$  значення:

$\alpha = (0,765 \pm 0,012) \text{ MeV}^{-1}$  (апроксиманта I). Це відповідає температурі  $T = (1,307 \pm 0,021) \text{ MeV}$  і середній енергії нейтронів у спектрі  $\bar{E} = (1,960 \pm 0,032) \text{ MeV}$ . Отриманий результат свідчить про те, що швидка частина реакторного нейтронного спектра має форму спектра, близьку до форми спектра нейтронів поділу  $^{235}\text{U}$  тепловими нейтронами. За даними роботи [20] середня енергія вимірних спектрів нейтронів поділу  $^{235}\text{U}$  тепловими нейтронами становить величину  $(1,970 \pm 0,015) \text{ MeV}$ .

Отримані дані узгоджуються з результатами попередніх робіт [21] та [22], в яких вимірний реакторний спектр мав середню енергію, близьку

до 2 MeV, а у високоенергетичній області спостерігалось відхилення (надлишок) нейтронів над максвелівським розподілом.

Усі нейтронні спектри, що отримані в цій роботі при вимірюваннях під різними кутами розсіювання, збагачені нейтронами у високоенергетичній частині спектра. Середня енергія  $\bar{E}$  спектрів для області енергій вище 12 MeV (апроксиманта II) лежить у межах 2,72 - 3,01 MeV. Імовірно, це можливо пояснити додатковою емісією розривних нейтронів високих енергій у процесі поділу ядра.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Terrell J.* Fission Neutron Spectra and Temperatures // *Phys. Rev.* - 1959. - Vol. 113. - P. 527.
2. *Watt B.E.* Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of  $\text{U}^{235}$  // *Phys. Rev.* - 1952. - Vol. 87. - P. 1037.
3. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. - М.: Атомиздат, 1977. - С. 71.
4. *Madland D., Nix J.* New calculation of prompt fission neutron spectrum and average prompt neutron multiplicities // *Nucl. Sci. Engng.* - 1982. - Vol. 81. - P. 213.
5. *Marten H., Polster D., Ruben A., and Seeliger D.* Energy balance in fission within a two-spheroid model including empirical shell corrections // *Proc. 16<sup>th</sup> Int. Symp. Nucl. Phys. Collisions and Nucl. Physics Dynamics of Heavy Ion Collisions (Gaussig, 10 - 14 Nov., 1986).* - Gaussig, 1997. - P. 169.
6. *Gerasimenko B.F., Rubchenya V.A.* Statistical calculation of  $\text{Cf}^{252}$  spontaneous fission prompt neutron spectrum // *Nuclear standard reference data. Proc. an advisory group meeting on nuclear standard reference data (Geel, 12 - 16 Nov., 1984).* - Vienna: IAEA, TECDOC-335, 1985. - P. 280.
7. *Грашин А.Ф., Лепёшкин М.В.* Новая формула для спектра мгновенных нейтронов деления // *Атомная энергия.* - 1985. - Т. 58, вып.4. - С. 59.
8. *Замятнин Ю.С., Рязанов Д.К., Басова Б.Г. и др.* О мгновенных нейтронах деления тяжелых ядер // *Ядерная физика.* - 1979. - Т. 29, вып. 3. - С. 595.
9. *Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Хамис Ф.Й.* Предразрывные нейтроны при делении  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$  // *Ядерная физика.* - 2001. - Т. 64, вып. 8 - С. 1451.
10. *Märten H., Seeliger D., Stobinski B.* The High-Energetic Part of the  $\text{Cf}^{252}$  Spontaneous-Fission Neutron Spectrum // *INDC(GDR)-17/L, IAEA, 1982.*
11. *Mannhart W.* The High Energy Portion of the  $\text{Cf}^{252}$  Neutron Spectrum Deduced from Integral Measurements // *Proc. Advisory Group Mtg. Properties of Neutron Sources.* (Leningrad, USSR, 9 - 13 June, 1986. - Vienna: IAEA-TECDOC-410, 1987. - P. 194.
12. *Chalupka A., Malek L., Tagesen S., Böttger R.*  $\text{Cf}^{252}$  Fission Neutron Spectrum Above 15 MeV // *Ibid.* - P. 190.
13. *Boikov G.S., Dmitriev V.D., Kudyaev G.A. et al.* New data on prefission neutrons // *Nuclear Data For Neutron Emission in the Fission Process // Proc. of a Consultants Meeting organized by the IAEA and held in Vienna, Austria, 22 - 24 Oct. 1990.* - INDC(NDS)-251, Nov. 1991. - P. 189.
14. *Матвеев Л.В., Центер Э.М.* Уран-232 и его влияние на радиационную обстановку в ядерном топливном цикле. - М.: Энергоатомиздат, 1985.
15. *Potenza R., Rubbino A.* Fast Neutron Spectrometer // *Nucl. Instr. and Meths.* - 1963. - Vol. 25. - P. 77.
16. *Немец О.Ф., Гофман Ю.В.* Справочник по ядерной физике. - К.: Наук. думка, 1975.
17. *Смородинский Я.А.* К теории рассеяния нейтронов протонами // *ЖЭТФ.* - 1947. - Т. 17. - P. 941.
18. *Власов Н.А.* Нейтроны. - М.: Наука, 1971.
19. *Росси Б., Штауб Г.* Ионизационные камеры и счетчики. - М.: Изд.-во иностр. лит., 1951.
20. *Ловчикова Г.И., Смиренин Г.Н., Труфанов А.М. и др.* Энергетические распределения вторичных нейтронов реакции (n,f) для ядер Th - Pu // *Ядерная физика.* - 1999. - Т. 62, № 9. - С. 1551 - 1661.
21. *Власов М.Ф., Кравченко С.А., Литвинский Л.Л., Пуртов О.А.* Исследование высокоэнергетической части спектра нейтронов реактора ВВР-М // *Нейтронная физика: Материалы I Междунар. конф. (Киев, 14 - 18 сент. 1987 г.).* - М.: ЦНИИатоминформ, 1988. - Т. 4. - С. 228.
22. *Власов М.Ф., Дряпаченко І.П., Кравченко С.А. та ін.* Дослідження високоенергетичних нейтронів поділу ядер та перерізів (n,xn) реакцій і їх ролі в ядерному паливному циклі // *Матеріали щорічн. наук. конф. Ін-ту ядерних досл. НАН України.* - К., 1995. - С. 175.



**ИЗУЧЕНИЕ ФОРМЫ НЕЙТРОННОГО СПЕКТРА ПРИ ЭНЕРГИЯХ 4,5 - 18,6 МэВ  
НА ГОРИЗОНТАЛЬНОМ КАНАЛЕ № 10 РЕАКТОРА ВВР-М**

**М. Ф. Власов, С. А. Кравченко, Е. А. Грицай, В. С. Бабков**

Для выяснения вопроса об избытке нейтронов в высокоэнергетической части спектра нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  проведено измерение нейтронного спектра реактора дифференциальным методом протонов отдачи при углах рассеяния – 30, 35, 40, 45 и 50°. Ширина чувствительной зоны кремниевого детектора подбиралась таким образом, чтобы воссозданные нейтронные спектры перекрывали общий интервал энергий 6 - 18 МэВ. Описана методика измерений и обработки аппаратурных спектров. Нейтронный спектр аппроксимировался максвелловским распределением  $E \sim E^{1/2} \exp(-\alpha E)$ , откуда определялась “статистическая” ошибка параметра  $\alpha$ . В энергетическом интервале 6 – 12 МэВ измеренный спектр хорошо согласуется со спектром деления  $^{235}\text{U}$  и имеет параметры:  $\alpha = (0,765 \pm 0,012) \text{ МэВ}^{-1}$ , температура  $T = (1,307 \pm 0,021) \text{ МэВ}$ , средняя энергия  $\bar{E} = (1,960 \pm 0,032) \text{ МэВ}$ . Анализ высокоэнергетического участка измеренного спектра (выше 12 МэВ) указывает на более жесткий характер спектра (средняя энергия  $\bar{E}$  лежит в пределах 2,72 - 3,01 МэВ). Наблюдаемый эффект обогащения нейтронами высокоэнергетической области спектра свидетельствует в пользу гипотезы эмиссии высокоэнергетических “разрывных” нейтронов при делении ядра.

**NEUTRON SPECTRUM SHAPE STUDY AT 4,5 - 18,6 MeV ON THE  
HORIZONTAL CHANNEL № 10 OF WWR-M REACTOR**

**M. F. Vlasov, S. A. Kravchenko, O. O. Gritzay, V. S. Babkov**

To clarify the issue of neutron excess in the high-energy part of  $^{235}\text{U}$  fission neutron spectrum the reactor neutron spectrum measurements in the wide energy range by differential recoil proton method have been carried out at the angles of scattering 30, 35, 40, 45 and 50°. Silicon detector sensitive zone widths were chosen thus, that obtained neutron spectra overlapped the same energy interval 6 - 18 MeV. The methods of measurements and apparatus spectra treatment were described. The neutron spectrum was approximated by Maxwell distribution  $E \sim E^{1/2} \exp(-\alpha E)$  from which the "statistical" error of the parameter  $\alpha$  was determined. The measured spectrum is in a good agreement with  $^{235}\text{U}$  fission spectrum in the energy interval 6 - 12 MeV and it has the following parameters:  $\alpha = (0,765 \pm 0,012) \text{ MeV}^{-1}$ , temperature  $T = (1,307 \pm 0,021) \text{ MeV}$  and average energy  $\bar{E} = (1,960 \pm 0,032) \text{ MeV}$ . The analysis of the high-energy range (above 12 MeV) of the measured spectrum indicates its harder character (the average energy  $\bar{E}$  is within the limits of 2,72 - 3,01 MeV). The observed effect of neutron excess in high-energy part of the spectrum is in favour of the hypotheses on high-energy “scission” neutron emission in nuclear fission.

Надійшла до редакції 12.04.06,  
після доопрацювання – 12.10.06.