

**ПЕРЕРІЗ ВИХОДУ  $\gamma$ -КВАНТІВ У РЕАКЦІЯХ ПОГЛИНАННЯ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ ЯДРАМИ ЗАЛІЗА**

**В. М. Бондар, І. М. Каденко, Б. Ю. Лещенко, Ю. М. Оніщук, В. А. Плюйко**

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ*

З апаратурного спектра виходу  $\gamma$ -квантів з реакції  $^{nat}\text{Fe}(n, \gamma)$  при енергії нейтронів 14,1 МеВ відновлено диференціальні перерізи. Використано метод регуляризації Тихонова та побудову регуляризуючого алгоритму на компактних множинах. Оцінено похибки перерізів. Експериментальні результати порівняно з теоретичними розрахунками, виконаними за статистичною моделлю Хаузера - Фешбаха. Досліджено чутливість теоретично розрахованого  $\gamma$ -спектра до зміни характеристик збуджених ядер.

**Вступ**

Визначення перерізів ядерних реакцій типу  $(n, \gamma)$  при взаємодії швидких нейтронів з ядрами конструкційних елементів ядерного реактора є важливим для уточнення розрахунків полів  $\gamma$ -квантів в активній зоні та навколореакторному просторі реактора, що безпосередньо пов'язано з проблемами розподілу енерговиділення та радіаційного захисту від  $\gamma$ -випромінювання. Крім того, порівняння експериментально отриманих перерізів із теоретичними розрахунками веде до уточнення наших уявлень про внесок різних механізмів взаємодії нейтронів з ядрами, про характеристики збуджених станів ядер та їх розпад тощо.

Найбільша кількість експериментальних робіт зі швидкими нейтронами виконана для енергії  $E_n = 14,1$  МеВ із застосуванням генераторів нейтронів, в яких реалізовано DT реакцію. Роботи, в яких одночасно експериментально вимірюється спектр  $\gamma$ -квантів в широкому енергетичному діапазоні від 0 до максимально можливої енергії збудження ядра  $E_n + S_n$ , де  $S_n$  - енергія відділення нейтрона в ядрі, практично відсутні.

У даній роботі досліджуються  $\gamma$ -спектри в енергетичному діапазоні 2 ÷ 18 МеВ у реакціях поглинання нейтронів з енергією  $E_n = 14,1$  МеВ ядрами природного заліза. Було відновлено диференціальні енергетичні перерізи реакцій типу  $(n, \gamma)$  ( $\gamma$ -спектра) з апаратурного спектра та оцінено їх похибку. Виконано теоретичний розрахунок диференціальних перерізів даних реакцій із застосуванням механізму реакції з утворенням компаунд-ядер (статистична модель ядерних реакцій); досліджено чутливість обчислених спектрів  $\gamma$ -квантів до зміни різних характеристик збуджених станів ядер та властивостей їх розпаду (густини рівнів, радіаційних силових функцій, оптичних потенціалів і мультипольності  $\gamma$ -переходів), а також оптичних потенціалів, що описують взаємодію нейтронів з атомними ядрами.

**Техніка вимірювання спектра миттєвих  $\gamma$ -квантів у реакції поглинання швидких нейтронів ядрами заліза**

Вимірювання енергетичних спектрів миттєвих  $\gamma$ -квантів ( $E_\gamma > 2$  МеВ) було виконано сцинтиляційним  $\gamma$ -спектрометром із часовою селекцією подій. Застосовувався детектор із кристалом NaI(Tl) ( $\varnothing 150 \times 100$  мм) і фотопомножувачем ФЭУ-63 з фотокатодом великого діаметра. Відбір подій, що відповідають реєстрації миттєвих  $\gamma$ -квантів на інтенсивному фоні вторинних нейтронів, космічного випромінювання та наведеної радіоактивності, реалізовано шляхом використання імпульсного джерела нейтронів. Ним слугував генератор нейтронів на основі реакції  $T(d, n)^4\text{He}$ , де дейтрони набувають необхідної енергії у низьковольтному імпульсному прискорювачі з клістронним групуванням пучка дейтронів. Його параметри: енергія дейтронів - 130 кеВ, що відповідає енергії нейтронів 14,1 МеВ під кутом  $90^\circ$  відносно дейтронного пучка; частота генерації імпульсів  $f = 7,25$  МГц; часова тривалість на половині висоти для піка нейтронів прямого пучка, виміряна методом часу прольоту, становить  $\Delta t = 2$  нс; середня інтенсивність нейтронів при використанні твердої Ti-T мішені  $\sim 10^7 \text{ c}^{-1}$  в кут  $4\pi$ .

Захист від космічного випромінювання здійснено шляхом оточення кристала NaI(Tl) килимом із лічильників Гейгера, включених у схему антизбігів ( $\tau \approx 10^{-6}$  с) із сигналами спектрометричного тракту.

Прольотна база (відстань між мішенню генератора нейтронів і серединою циліндричного кристала NaI(Tl)  $\gamma$ -спектрометра) становила  $L = 172$  см, що забезпечувало надійне розділення за часом миттєвих  $\gamma$ -квантів від фонових  $\gamma$ -квантів та нейтронів. Диференційним дискримінатором на реєстрацію відбиралися тільки  $\gamma$ -кванти (рис. 1).

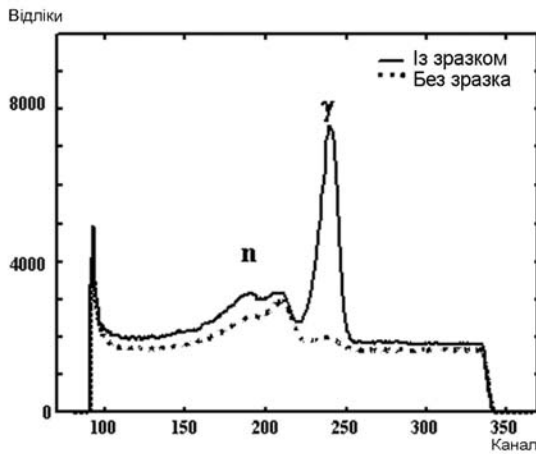


Рис. 1. Часова селекція нейтронів і миттєвих  $\gamma$ -квантів: суцільна лінія – спектр із зразком, пунктир – спектр без зразка.

$$U(V, \Delta V, \theta_\gamma) = \int_0^{E_{\max}} dE_\gamma \cdot \sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma) \int_{V-\Delta V/2}^{V+\Delta V/2} dV \cdot G\alpha(E_\gamma)\epsilon(V, E_\gamma) = \int_0^{E_{\max}} A(V, E_\gamma)\sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma) \cdot dE_\gamma, \quad (1)$$

де функція відгуку спектрометра в цілому  $A(V, E_\gamma)$  включає в себе геометричний фактор  $G$ , функцію відгуку власне детектора  $\epsilon(V, E_\gamma)$ , коефіцієнт самопоглинання  $\gamma$ -випромінювання в зразку  $\alpha(E_\gamma)$ , що залежить від енергії  $\gamma$ -квантів. В експерименті вимірювався двічі диференціальний переріз  $\sigma_\gamma(E_\gamma, \theta)$  під кутом  $\theta_\gamma = 90^\circ$ . Слабка кутова залежність перерізу дозволяє безпосередньо оцінити енергетичний диференціальний переріз

$$\sigma(E_\gamma) \equiv \frac{d\sigma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = 4\pi \cdot \sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma). \quad (2)$$

У результаті проведення даного експерименту було отримано спектр, зображений на рис. 2.

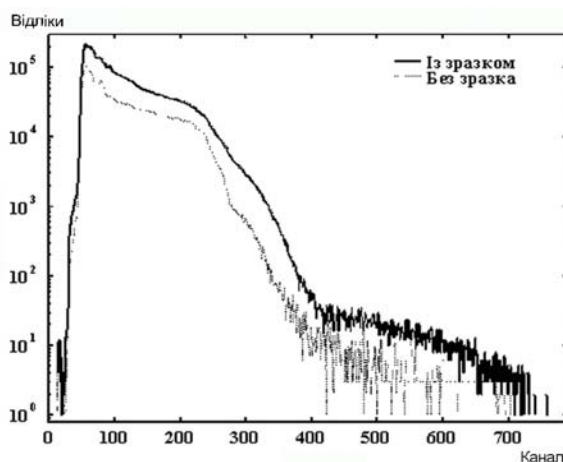


Рис. 2. Апаратурний амплітудний розподіл  $\gamma$ -квантів, отриманий при взаємодії нейтронів з енергією 14,1 MeV з ядрами природного заліза: товста лінія – спектр із зразком, тонка лінія – спектр без зразка.

Вимірювання  $\gamma$ -спектрів проводилися в кільцевій геометрії. Зразок мав форму тора та розташовувався таким чином, що мішень джерела нейтронів знаходилася в центрі тора. Така геометрія забезпечила оптимальне опромінення зразка нейтронами, що вилітають із джерела під кутом  $90^\circ$  до напрямку пучка дейтронів, які бомбардують Ті-Т мішень, а енергія нейтронів відповідно становить  $E_n = 14,1$  MeV.

У загальному вигляді амплітудний спектр  $U(V, \Delta V, \theta_\gamma)$ , де  $V$  – амплітуда сигналу,  $\Delta V$  – ширина амплітудного каналу,  $\theta_\gamma$  – кут розсіяння, що отримується в експерименті з кільцевою геометрією, пов'язаний з диференціальним перерізом

$$\sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma) = \frac{d^2\sigma_\gamma}{dE_\gamma d\Omega}(\theta_\gamma), \text{ де } E_\gamma - \text{енергія } \gamma\text{-квантів,}$$

інтегральним співвідношенням

Для відновлення спектра використовувалась функція відгуку  $\gamma$ -спектрометра  $A(V, E_\gamma)$  з роботи [2]. У даній роботі апаратурна функція відгуку отримувалася шляхом аналітичної апроксимації плавною функцією гальмівних спектрів  $\gamma$ -квантів в енергетичному діапазоні 2÷25 MeV.

Інші деталі експерименту описано в роботі [1].

### Обробка експериментальних даних з реакції (n, $\gamma$ )

Згідно з формулами (1) і (2), для відновлення перерізу  $\sigma(E_\gamma)$  з апаратурного спектра  $U(V)$  необхідно розв'язати рівняння

$$\int_0^{E_{\max}} A(V, E_\gamma)\sigma(E_\gamma)dE_\gamma = U(V), \quad (3)$$

яке є інтегральним рівнянням Фредгольма першого роду. Сімейство функцій  $A(V, E_\gamma)$  є ядром інтегрального рівняння. Розв'язання рівняння (3) є проблемою внаслідок нестійкості відновлюваних спектрів щодо похибок значень вимірюваних величин. Такі задачі отримали назву некоректних задач.

Є декілька причин, що ускладнюють отримання розв'язку (3) для нашого випадку. По-перше, відновлюваний переріз  $\sigma(E_\gamma)$  в діапазоні 2 ÷ 18 MeV змінюється в дуже широких межах (на 4 - 5 порядків); по-друге, відсутня можливість прецизійно виміряти в експерименті функцію відгуку детектора  $\gamma$ -квантів в усьому енергетичному діапазоні.

Для розв'язання рівняння (3) використовувались такі методи: ітерований варіант методу регуляризації Тихонова (РТ) [3] та побудова регуляризуючого алгоритму на компактних множи-

нах (РАКМ) [4].

При відновленні перерізу виходу миттєвих  $\gamma$ -квантів з використанням РТ було отримано результати, представлені на рис. 3.

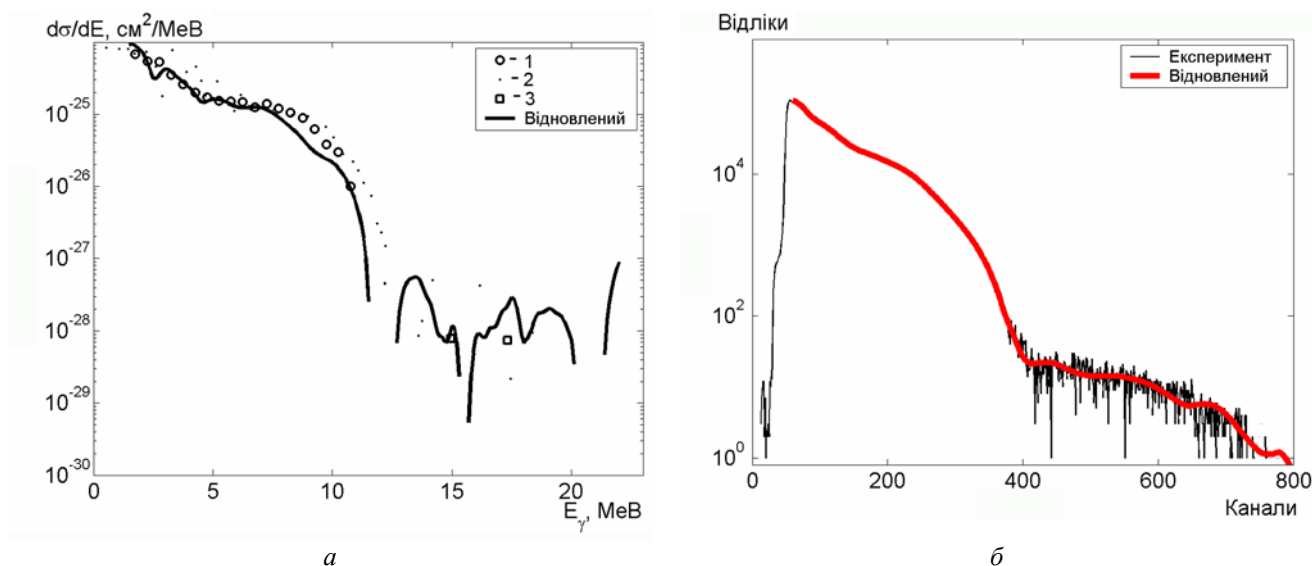


Рис. 3. Відновлений енергетичний диференціальний переріз реакцій  $\text{Fe}(n, x\gamma)$  з нейтронами енергії 14,1 МеВ (а) та відповідний амплітудний спектр (б), отримані шляхом застосування РТ. Експериментальні дані взято з робіт [5 - 7]: 1 - [5]; 2 - [6]; 3 - [7]. Товста лінія - відновлені спектри, тонка лінія - апаратурний спектр.

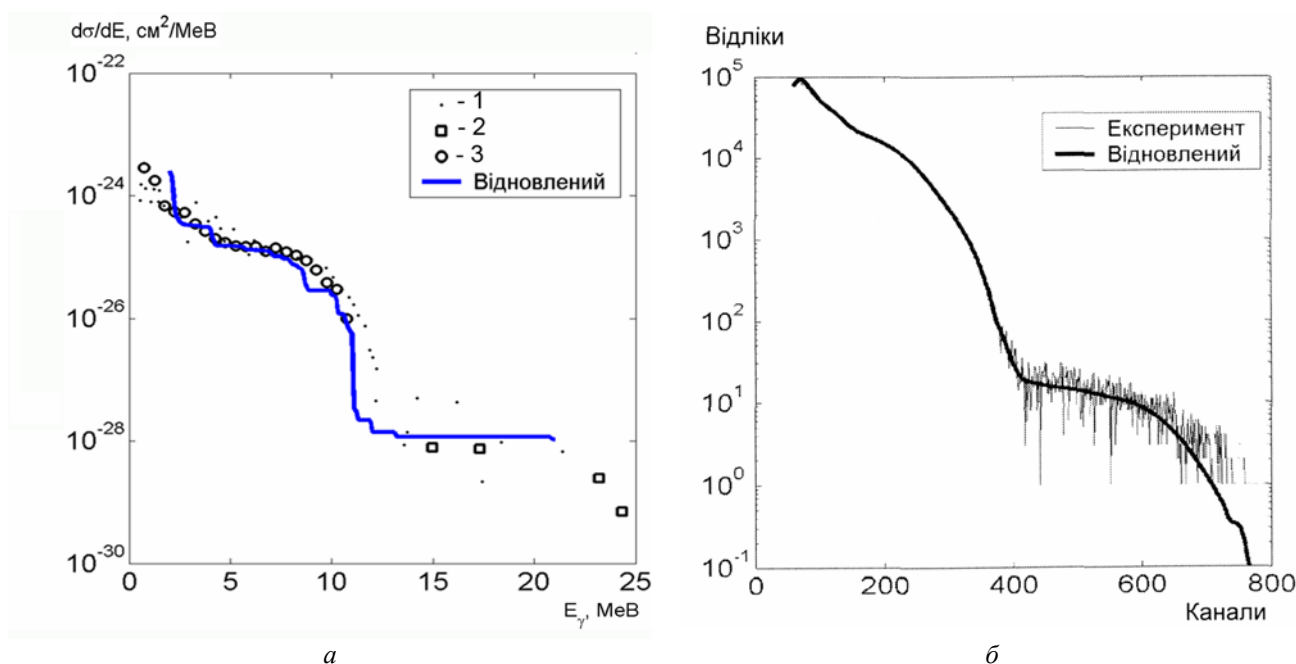


Рис. 4. Відновлений енергетичний диференціальний переріз реакцій  $\text{Fe}(n, x\gamma)$  з нейтронами енергії 14,1 МеВ (а) та амплітудний спектр (б), отримані з використанням методу РАКМ. Експериментальні дані взято з робіт [5 - 7]: 1 - [6]; 2 - [7]; 3 - [5]. Товста лінія - відновлені спектри, тонка лінія - апаратурний спектр.

Як видно з рис. 3, а, при використанні ітерованого варіанту методу РТ не вдається відновити спектр для всіх енергій гамма-квантів і для енергії  $\gamma$ -квантів більше 10 МеВ, де поперечні перерізи невеликі, з'являються викиди у від'ємну область (у цьому випадку кажуть, що стійкий розв'язок рівняння відсутній). Проте, як видно з рис. 3, б, отриманий за допомогою відновленого

спектра апаратурний спектр досить добре узгоджується з відповідним експериментальним.

Застосування методу побудови регуляризуючого алгоритму на компактних множинах дозволило отримати спектр, зображений на рис. 4, а. У даному випадку використано множину монотонно спадаючих функцій. Видно, що використання методу РАКМ дало змогу отримати досить стійкий

розв'язок задачі. Отримані результати добре узгоджуються з результатами інших авторів в областях, де існують відповідні експериментальні дані.

З метою перевірки знайденого рішення проведено, як і в попередньому випадку, зворотну процедуру, тобто відновлений методом РАКМ енергетичний спектр підставлявся в рівняння (3). Отриманий таким чином амплітудний спектр порівнювався з вихідним експериментальним спектром. У межах похибок спектри збігаються (рис. 4, б).

Ітераційний варіант методу РТ дає також добрі результати, але лише в інтервалі до 13 MeV, вище якого спостерігаються суттєві нестабільні викиди. Для енергій менше 10 MeV, де переріз  $\sigma_i(E_\gamma)$  має найбільші значення, результати відновлення обох методів між собою добре узгоджуються.

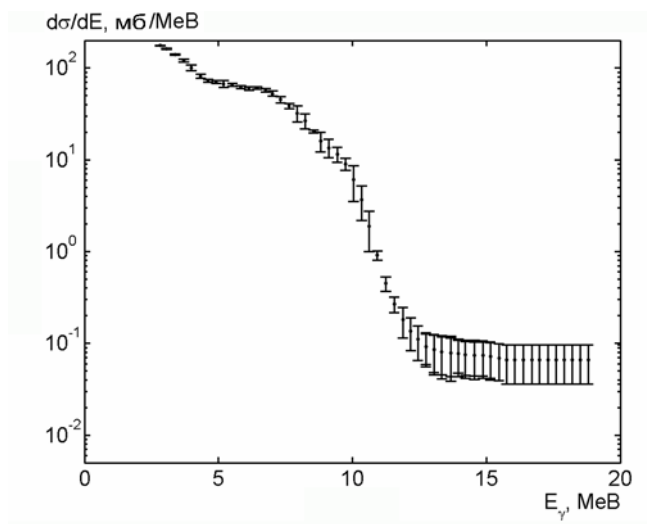
### Оцінка похибок експериментальних даних

Статистична похибка амплітудного апаратурного спектра розраховувалась за формулою, що відповідає достатньо великій кількості відліків:

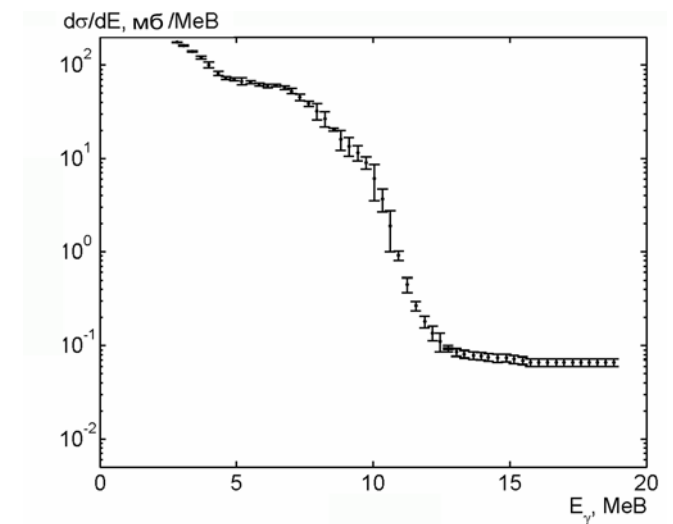
$$\sigma_i = \sqrt{D_i + D_i^\phi}, \quad (4)$$

де  $\sigma_i$  - похибка кількості відліків  $N_i$  в  $i$ -му каналі;  $D_i$  - дисперсія кількості відліків  $N_i$  в  $i$ -му каналі амплітудного спектра, отриманого при вимірюванні зі зразком;  $D_i^\phi$  - дисперсія кількості відліків  $N_i^\phi$  амплітудного спектра, отриманого при вимірюванні без зразка (фонового). Були використані значення  $D_i = N_i$   $D_i^\phi = N_i^\phi$ .

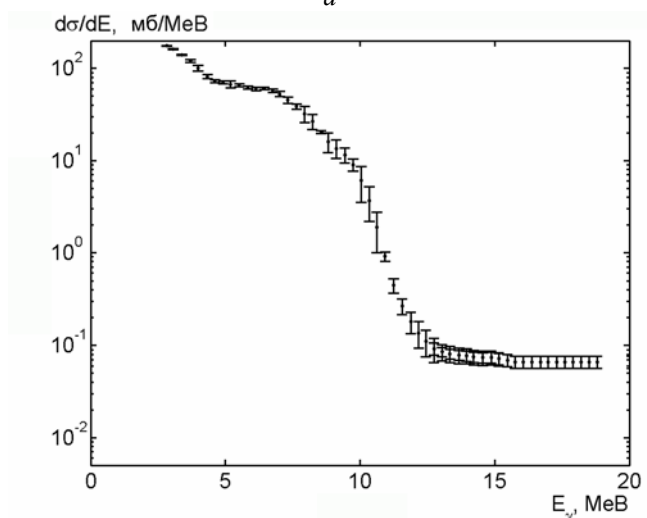
Для того, аби визначити відповідні похибки диференціальних енергетичних перерізів, амплітудний апаратурний спектр варіювався в межах статистичної похибки  $\sigma_i$  з використанням трьох різних розподілів: рівномірного, розподілів Пуассона і Гаусса [8]. Середні значення відповідали значенням експериментальних даних. Після цього виконувалось повторне відновлення енергетичного спектра з отриманого апаратурного. Межі, в яких при цьому змінюються диференціальні енергетичні перерізи, і визначають їх похибки.



a



б



в

Рис. 5. Енергетичний диференціальний переріз реакцій  $Fe(n, \gamma)$  при енергії нейтронів 14,1 MeV з похибками, що розраховувались на основі похибок експериментальних даних при використанні рівномірного розподілу (а), розподілів Пуассона(б) та Гаусса (в).

Отримані результати наведено на рис. 5. З рисунків видно, що найбільша похибка зумовлена використанням рівномірного розподілу (близько 30 %). При використанні розподілу Гаусса відносні похибки дорівнюють 10 - 15 %, а найменші похибки відповідають випадку розподілу Пуассона (8 - 10 %).

Оскільки на результат впливає багато різних випадкових факторів, то (з урахуванням центральної граничної теореми для розподілу суми випадкових величин) у подальшому найбільш реалістичним вважаємо значення похибок, отриманих із використанням розподілу Гаусса.

### Теоретичний розрахунок перерізів ядерних реакцій за моделлю Хаузера - Фешбаха

Експериментальні результати було порівняно з теоретичними, отриманими за методом Хаузера - Фешбаха, який базується на статистичній теорії ядерних реакцій. Згідно з цією теорією переріз реакції, що йде по каналу  $b$  через складене ядро відповідно до статистичної моделі, має вигляд

$$\sigma_b(E, J, \pi) = \sigma_a(E, J, \pi) \frac{\Gamma_b(E, J, \pi)}{\sum_e \Gamma_e(E, J, \pi)}, \quad (5)$$

де  $\sigma_a$  – переріз утворення компаунд-ядра;  $E$  – енергія збудження;  $\Gamma_b$  – ширина розпаду по каналу  $b$ ;  $\sum_e \Gamma_e$  – повна ширина розпаду

$$\Gamma_e(E, J, \pi) = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E, J, \pi)} \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{\pi} \sum_{j=J'-J}^{J'+J} \int_0^{E-B_e} \rho_e(E', J, \pi) T_e^{l,j}(E - B_e - E') dE'. \quad (6)$$

Тут  $B_e$  – енергія відділення частинки  $e$  в компаунд-ядрі;  $\rho$  – густина рівнів;  $T_e^{l,j}$  – коефіцієнт проходження для частинки  $e$  з енергією  $\varepsilon = E - B_e - E'$ .

При проведенні розрахунків перерізів ядерних реакцій та  $\gamma$ -спектрів використовувався модульний код "EMPIRE-II" [9]. Результати, отримані в результаті розрахунків за моделлю Хаузера - Фешбаха, подано на рис. 6.

вильоту частинок на передрівноважних стадіях. Зокрема, при розрахунках не було враховано прямий механізм реакції, що призводить до заниження значень  $\gamma$ -спектра в області великих енергій і, відповідно, завищення в області малих енергій.

### Перевірка чутливості розрахованих перерізів до зміни характеристик збуджених станів ядер

*Залежність результатів розрахунків від форми радіаційної силової функції та мультипольності  $\gamma$ -переходів.* Для визначення величини перерізу, крім інших величин, необхідно також попередньо розрахувати коефіцієнти проходження  $\gamma$ -квантів, які визначаються радіаційними силовими функціями

$$T_{XL}(\varepsilon_\gamma) = 2\pi\varepsilon_\gamma^{(2L+1)} f_{XL}(\varepsilon_\gamma). \quad (7)$$

Існує можливість використання декількох моделей для розрахунку силових функцій  $f_{XL}(\varepsilon_\gamma)$ . У даній роботі використовувалися модель стандартного лоренціану Аксеня - Брінка (SLO); модель підсиленого лоренціану Копецького - Ула (EGLO); модель модифікованого лоренціану (різні модифікації MLO, розроблені В.А. Плюйком) та модель Фермі-рідини Мугабгаба - Данфорда з узагальненнями Плюйка (GFL). Детальніше аналіз різних видів силових функцій наведено в [10].

Результати розрахунків, отримані з використанням різних силових функцій, подано на рис. 7 і 8.

Видно, що при використанні динамічного наближення для розрахунку густини рівнів, теоретично отримані результати найкраще узгоджуються з експериментальними при використанні радіаційної силової функції SLO. Аналогічний результат було отримано для функцій MLO2 та EGLO.

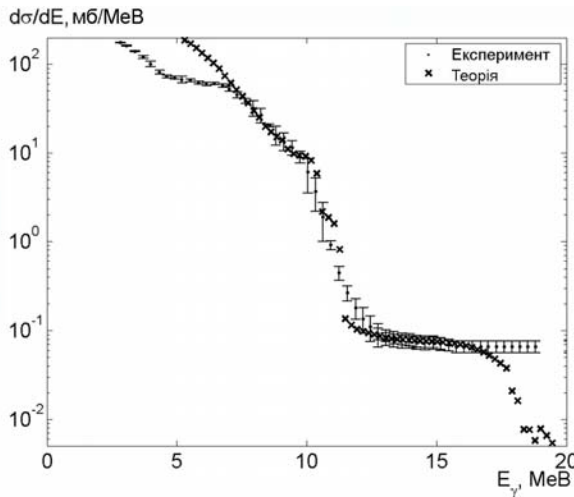


Рис. 6. Енергетичний диференціальний переріз реакцій  $Fe(n, x\gamma)$  при енергії нейтронів 14,1 MeV: (•) – експериментальні дані, отримані в даній роботі, (×) – розраховані за моделлю Хаузера - Фешбаха.

Як видно з цих рисунків, теоретично розрахований спектр у цілому узгоджується з експериментальними даними за винятком областей нижче 7 та вище 16 MeV. Розходження може бути пов'язане з тим, що розрахунок проводився лише з використанням рівноважної моделі без урахування

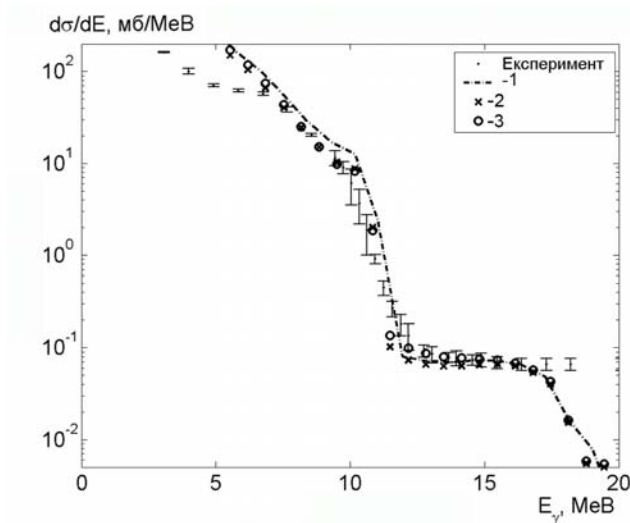
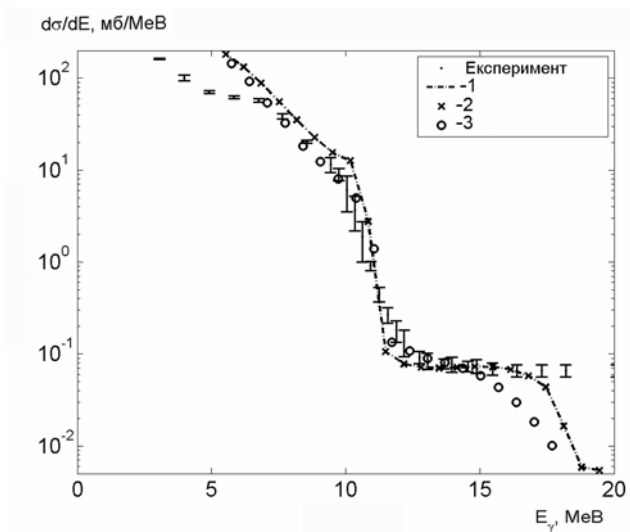
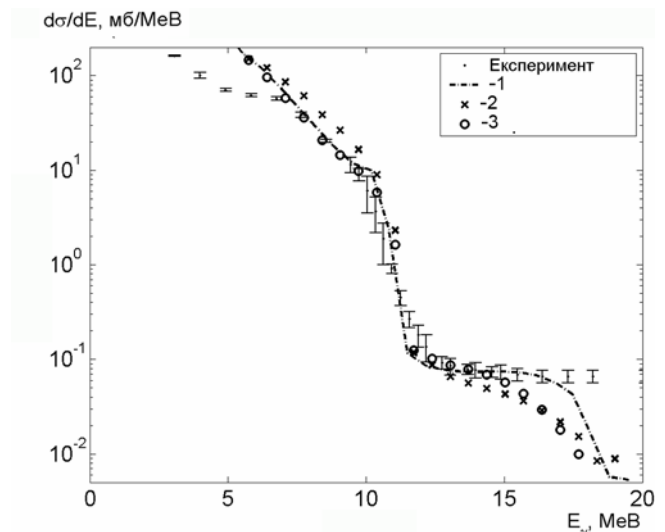


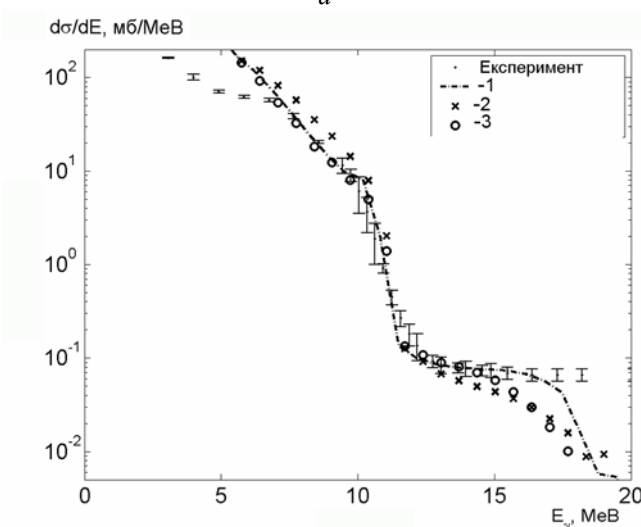
Рис. 7. Енергетичний диференціальний переріз реакцій  $Fe(n, x\gamma)$  при енергії нейтронів 14,1 MeV, розрахований з використанням статистичної теорії Хаузера - Фешбаха, отриманий при застосуванні різних силових функцій (при використанні динамічного наближення для розрахунку густини рівнів): 1 – результати, отримані за допомогою функції MLO1, 2 – GFL, 3 – SLO. Точками показано експериментальні дані.



a



б



в

Рис. 8. Енергетичний диференціальний переріз реакцій  $Fe(n, x\gamma)$  при енергії нейтронів 14,1 MeV, розрахований з використанням статистичної теорії Хаузера - Фешбаха при застосуванні різних наближень густини рівнів для радіаційної силової функції MLO1 (a), MLO2 (б) та SLO (в). 1 – динамічне наближення; 2 – наближення Гілберта – Камерона; 3 – наближення Фермі. Точками показано експериментальні дані.

Було також перевірено чутливість результатів розрахунків до зміни мультипольності  $\gamma$ -переходів. Установлено, що в даній енергетичній області результати від мультипольності не залежать, що пов'язано з тим, що кількість рівнів ве-

лика і найбільш імовірними є електричні мультипольні переходи, а отже, зміна максимально можливої мультипольності практично не впливає на результат.

*Густина рівнів та її вплив на перерізи.* Згідно зі

статистичною моделлю (див. формули (5) і (6)), для розрахунку перерізу реакції через компаунд-ядро необхідно визначити величину густини рівнів. Існує декілька наближень, відповідно до яких можна розрахувати дану величину [11]. У роботі було використано метод Гілберта - Камерона, динамічне наближення та модель Фермі-газу.

На рис. 8 показано результати обчислень, що були виконані з різними виразами для густини рівнів атомних ядер за різних форм дипольних радіаційних силових функцій.

В області низьких і середніх енергій теоретичний спектр  $\gamma$ -квантів, обчислений із використанням наближення Гілберта - Камерона, лежить вище експериментальних значень. Експериментальні дані найкраще описуються моделлю Фермі-газу та динамічною моделлю, імовірно, через те, що остання найбільш точно враховує вплив вібраційного та ротаційного рухів на густину рівнів.

Найкраще узгодження при використанні моделі Фермі-газу для густини рівнів досягається з радіаційною силовою функцією моделі MLO1, при використанні динамічного наближення – з MLO2 та SLO. При цьому для відповідних моделей використовувалися стандартні параметри, визначені в кодї Empire-II [9, 12]. Наприклад, при обчисленні радіаційних силових функцій у ядрі  $^{57}\text{Fe}$  використовується наближення аксіально-деформованого ядра з такими значеннями параметрів гігантського дипольного резонансу:  $E_{r_1} = 17,45 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_{r_1} = 6,77 \text{ MeV}$ ,  $\sigma_{r_1} = 148,2 \text{ мб}$  ( $E_{r_2} = 20,12 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_{r_2} = 6,77 \text{ MeV}$ ,  $\sigma_{r_2} = 94,4 \text{ мб}$ ), де  $E_r$  - енергія,  $\Gamma_r$  - ширина та  $\sigma_r$  - значення перерізу фотопоглинання при  $E_\gamma = E_r$  (для першого  $r = \gamma_1$  та другого  $r = \gamma_2$  піків відповідно).

*Оптичний потенціал та його вплив на результати обчислень.* Для дослідження впливу оптичного потенціалу на результати обчислень було проведено розрахунки з різними видами оптичного потенціалу взаємодії нейтронів з ядрами, а саме використовувалися оптичні потен-

ціали таких авторів [10]: Принца, Морілона, Конінга та Каді. Параметри всіх оптичних потенціалів отримані з підгонки експериментальних даних з пружного розсіяння нейтронів.

Результати розрахунків при використанні різних оптичних потенціалів не залежать від вибору оптичного потенціалу. Це може бути пояснено хорошою підгонкою їхніх параметрів.

## Висновки

1. У результаті досліджень відновлено енергетичний спектр виходу  $\gamma$ -квантів  $\sigma(E_\gamma)$  з реакції  $\text{Fe}(n, \chi\gamma)$  з використанням побудови регуляризуючого алгоритму на компактних множинах.

2. Оцінено похибки енергетичного спектра  $\sigma(E_\gamma)$ . Похибки було обчислено в припущенні, що вони розподілені рівномірно, а також за розподілами Пуассона та Гаусса. Найбільші значення похибок було отримано при використанні рівномірного розподілу (30 %), найменші – Пуассона (8 - 10 %), а з використанням розподілу Гаусса похибки становлять 10 - 15 %. Найбільш реалістичними є значення похибок, що отримані з використанням розподілу Гаусса для похибок апаратурного спектра, і вони становлять 10 - 15 %.

3. Теоретично обчислено переріз  $\sigma(E_\gamma)$  з використанням статистичної моделі Хаузера - Фешбаха. Загалом результати розрахунків узгоджуються з експериментальними даними, за винятком областей нижче 7 та вище 16 MeV. Показано, що результати теоретичних розрахунків слабо залежать від зміни мультипольності  $\gamma$ -переходів та вибору оптичного потенціалу. Продемонстровано, що теоретично розрахований спектр найкраще узгоджується з експериментальним при одночасній зміні радіаційної силової функції та густини рівнів. При використанні радіаційної силової функції MLO1 найкраще узгодження досягається з використанням моделі Фермі-газу для густини рівнів, а при використанні MLO2 та SLO – динамічного наближення.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Прокопець Г. О., Лещенко Б. Ю., Оніщук Ю. М., Басенко В.К. Диференційні перерізи виходу миттєвих  $\gamma$ -фотонів високих енергій, що супроводжують ядерні реакції під дією нейтронів з енергією 14 MeV // Вісн. Київ. ун-ту. Сер. фіз.-мат. - 1997. - Вып. 3. - С. 423 - 434.
2. Гуревич Г.М., Мазур В.М., Солодухов Г.В. Аппаратурная функция сцинтилляционного спектрометра с большим кристаллом NaI(Tl) // ПТЭ. - 1975. - Вып. 2. - С. 59 - 62.
3. Вайникко Г. М., Веретенников А. Ю. Итерационные процедуры в некорректных задачах. - М.: Наука, 1986. - 190 с.
4. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1985. - 286 с.
5. Безотосный В.М., Горбачев В.М., Ефимова М. А. и др. Групповые и полные сечения образования гамма-квантов при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов с различными ядрами // Атомная энергия. - 1980. - Вып. 4. - С. 239 - 242.
6. Hlavac S., Oblozinsky P. Inelastic and (N, 2N) gamma production cross sections of Fe-56 for 14,6 MeV neutrons // 2-nd Symp. on Neutron Induced Reactions, Smolenice, 1979, vol. 6, p. 395.

7. *Budnar M., Clevbar F., Hodgson E. et al.* Prompt  $\gamma$ -Ray Spectra and Integrated Cross Sections for the Radiative Capture of 14 MeV Neutrons for 28 Natural Targets in the Mass Region from 12 to 208 // Nuclear Instrum and Methods in Physics. - 1977. - Vol. 44. - P. 292.
8. *Каденко І.М., Плюйко В.А.* Основи методів оцінок статистичних даних та функцій їх розподілу: Навч. посібн. - К.: Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2003. - 145 с.
9. *Herman M., Oblozinsky P., Capote R. et al.* // Proc. of International Conf. on Nuclear Data for Sci. and Technology "ND2004". Sept 26 - Oct. 1, 2004. - Santa Fe (USA). - N.-Y., 2005. - AIP Conf. Proc. - Vol. 769. - P. 1184; <http://www.nnds.bnl.gov/empire219/index.htm>.
10. *Herman M., Plujko V.A.* IAEA-TEDOC - 1506: Handbook for calculations of nuclear reaction data: Reference Input Parameter Library-2. - Vienna: IAEA, 2005; <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
11. *Соколов Ю.В.* Плотность уровней атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1990. - 168 с.
12. *Herman M., Oblozinsky P., Capote R. et al.* EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation // Nuclear Data Sheets. - 2007. - Vol. 108. - P. 2655 - 2715; <http://www.elsevier.com/locate/nds>.

### СЕЧЕНИЕ ВЫХОДА $\gamma$ -КВАНТОВ В РЕАКЦИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ЖЕЛЕЗА

**В. М. Бондар, И. Н. Каденко, Б. Е. Лещенко, Ю. Н. Онищук, В. А. Плюйко**

Из аппаратного спектра реакций  $^{nat}\text{Fe}(n, \chi\gamma)$  при энергии нейтронов 14,1 МэВ восстановлены дифференциальные сечения. Для этого были использованы метод регуляризации Тихонова и подход, использующий компактные множества. Получены оценки ошибок сечений. Экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими расчетами, полученными с использованием статистической модели Хаузера - Фешбаха. Исследована чувствительность теоретически вычисленного  $\gamma$ -спектра к изменению характеристик возбужденных состояний ядер.

### CROSS SECTION OF $\gamma$ -RAYS IRRADIATION IN REACTIONS OF NEUTRON ABSORPTION BY IRON

**V. M. Bondar, I. M. Kadenko, B. Yu. Leshchenko, Yu. M. Onishchuk, V. A. Plujko**

Differential cross sections of the reactions  $^{nat}\text{Fe}(n, \chi\gamma)$  with neutron energy 14.1 MeV are unfolded from instrumental spectra using regularization procedure by Tikhonov and algorithm on the compact set of limited variations. Cross sections uncertainties are estimated. Theoretical calculations are performed using Hauser - Feshbach statistical model. Sensitivity of calculated cross sections to characteristics of excited nuclei is analysed.

Надійшла до редакції 27.02.08,  
після доопрацювання – 10.04.08.