

© 2011 Б. М. Бондар, В. М. Бондар, О. М. Горбаченко,
І. М. Каденко, Б. Ю. Лещенко, Ю. М. Оніщук, В. А. Плюйко

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ ПЕРЕРІЗИ ВИЛЬОТУ ГАММА-КВАНТІВ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ НЕЙТРОНІВ З ЯДРАМИ КАДМІО

Проведено експериментальні вимірювання спектра γ -квантів у реакції (n, γ) при взаємодії швидких нейтронів з ядрами кадмію із застосуванням методу часу прольоту. Диференціальні перерізи вильоту γ -квантів із реакції $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ відновлено з амплітудного апаратурного спектра із застосуванням регуляризовуючого алгоритму на компактних множинах. Оцінено похибки перерізів. Експериментальні результати порівняно з теоретичними розрахунками, виконаними у припущенні перебігу реакції через складене ядро, а також із урахуванням вильоту частинок на нерівноважних стадіях. Перевірено залежність теоретично розрахованих перерізів від параметрів оптичного потенціалу, густини ядерних рівнів та радіаційної силової функції.

Ключові слова: реакції з нейтронами, метод часу прольоту, γ -спектр, статистична теорія Хаузера - Фешбаха, оптичний потенціал, радіаційна силова функція, густини ядерних рівнів.

Вступ

Важливість дослідження перерізів взаємодії швидких нейтронів з атомними ядрами пов'язана з розвитком нових застосувань ядерних технологій, зокрема таких, як реалізація термоядерного синтезу [1], а також контроль радіаційного навантаження на конструкційні матеріали ядерних реакторів нового покоління [2]. Зазвичай перебіг ядерної реакції супроводжується вильотом γ -квантів, тому дослідження перерізів (n, γ) реакцій є важливим для уточнення характеристик полів γ -квантів, що безпосередньо пов'язано з особливостями розподілу енерговиділення, радіаційного захисту від γ -випромінювання тощо. Окрім того, проведення експериментальних вимірювань перерізів та їхнє порівняння з відповідними теоретичними розрахунками дає змогу поглибити наші уявлення про характеристики збуджених станів ядер та їхній розпад, а також удосконалити існуючі теоретичні моделі, що описують механізми ядерних реакцій.

У бібліотеці експериментальних даних EXFOR [3] представлено велику кількість експериментальних робіт, виконаних зі швидкими нейтронами енергії $E_n = 14$ МеВ, отриманих, зазвичай, при роботі генераторів на основі DT реакції. У той же час відмінність між результатами, представленими різними експериментальними групами, може сягати декількох разів, а роботи, в яких одночасно експериментально вимірюється спектр γ -квантів у широкому енергетичному діапазоні, відсутні. Саме тому проведення вимірювань такого типу викликають підвищений інтерес як з теоретичної, так і з практичної точок зору.

У даній роботі в енергетичному діапазоні $(2 \div 18)$ МеВ досліджуються спектри γ -квантів у реакції поглинання нейтронів з енергією

$E_n = 14$ МеВ ядрами кадмію. Було відновлено диференціальні перерізи вильоту γ -квантів з реакції типу (n, γ) з апаратурного γ -спектра, оцінено їхню похибку та виконано теоретичний розрахунок диференціальних перерізів даних реакцій із застосуванням механізму реакції через компаунд-ядро (статистична модель ядерних реакцій); перевірено залежність обчислених спектрів γ -квантів до зміни різних характеристик збуджених станів ядер, таких як густини ядерних рівнів, радіаційних силових функцій, а також оптичних потенціалів, що описують взаємодію нейтронів з атомними ядрами.

Методика проведення експериментальних вимірювань γ -спектрів

Методика вимірювань була подібною до тієї, що застосовувалася при проведенні експерименту з ядрами заліза та вісмуту [4, 5]. Джерелом нейтронів слугував імпульсний нейтронний генератор на основі реакції $T(d, n)^4\text{He}$. Дейтрони набувають необхідної енергії у низьковольтному імпульсному прискорювачі з клістронним групуванням пучка дейтронів із такими параметрами: енергія дейтронів 130 кеВ, частота послідовності імпульсів $f = 7,25$ МГц, часова тривалість на половині висоти для піка нейтронів прямого пучка, що була виміряна методом часу прольоту, становить $\Delta t = 2$ нс; середня інтенсивність джерела нейтронів при використанні твердої Ti-T мішені $\sim 10^7 \text{ c}^{-1}$.

Вимірювання проводилися в кільцевій геометрії під кутом $\theta_\gamma = 90^\circ$ відповідно до напрямку нейтронів (рис. 1). Зразок мав форму тора з великим радіусом $R_s = 16,5$ см, товщиною 2 см та масою 6050 г. Ti-T мішень, що бомбардувалася дейтронами, було розташовано в центрі тора, що опромінювався. Нейтрони вилітали з джерела під

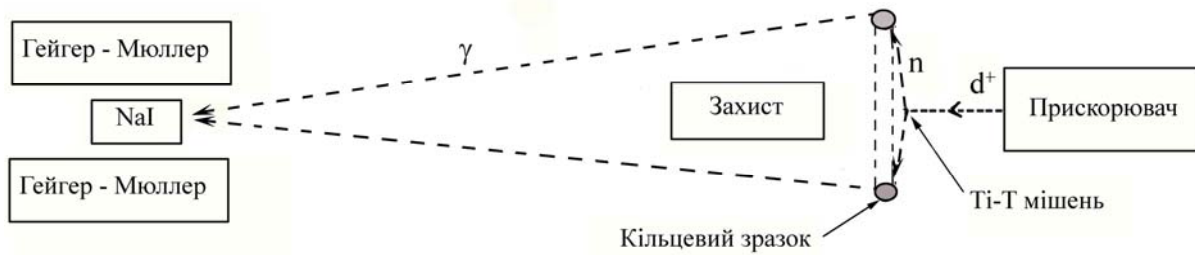


Рис. 1. Геометрія експерименту.

кутом $\theta_s \approx 90^\circ$ до напрямку дейтронів. Енергія нейтронів, відповідно, становила приблизно $E_n = 14,1$ MeV. Вимірювання γ -спектра (енергій $E_\gamma > 2$ MeV) проводилося сцинтиляційним γ -спектрометром з часовою селекцією подій на базі кристала NaI (Тl) ($\varnothing 150 \times 100$ мм) і фотопомножувача ФЭУ-63. Відбір подій, що відповідали реєстрації γ -квантів на інтенсивному фоні вторинних нейтронів, космічного випромінювання та наведеної радіоактивності, реалізовано методом часу прольоту.

Прольотна база (відстань між мішенню генератора нейтронів і серединою циліндричного кристала NaI γ -спектрометра) становила $L = 172$ см. Така геометрія забезпечувала надійне розділення за часом сукупності сигналів, обумовлених γ -квантами, що випромінювались зразком, від фонових γ -квантів та нейтронів (розсіяних на стінах, стелі та підлозі експериментальної зали), а також від нейтронів, які потрапляли до детектора після перерозсіяння на зразку. Застосовувалося формування сигналів з прив'язкою до фіксованої долі їхньої амплітуди. Диференціальним дискримінатором на реєстрацію відбиралися тільки γ -кванти (рис. 2).

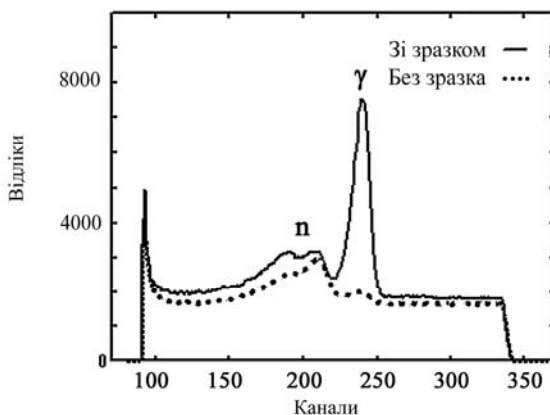


Рис. 2. Часова селекція нейтронів і миттєвих γ -квантів: суцільна лінія – спектр зі зразком; пунктир – спектр без зразка.

Ефективність часової селекції було збільшено за рахунок використання додаткового захисту

γ -детектора. Пасивний захист являв собою масивні блоки з комбінації речовин, що забезпечують сильне поглинання нейтронів та γ -квантів у широкому інтервалі енергій (сталь, важкий бетон, свинець, борований поліетилен) з товщиною близько 0,3 м та загальною масою близько 2,5 т. Пасивний захист охоплював суцільний кут, близький до 4π , тоді як захист колімаційного отвору від прямого нейтронного потоку здійснювався сталевим тінювим конусом довжиною $l = 40$ см. Додатковий активний захист, переважно від космічної радіації, реалізовано за рахунок оточення кристала NaI килимом з лічильників Гейгера - Мюллера, включених у схему антизбігів ($\tau \approx 10^{-6}$ с) із сигналами спектрометричного тракту.

Система моніторингу нейтронного потоку являла собою окремий тракт селекції первинних нейтронів методом часу прольоту та амплітудної селекції. Детектором нейтронного монітора слугував пластмасовий сцинтилятор $\varnothing 30 \times 40$ мм, з'єднаний із фотопомножувачем ФЭУ-36. Монітор було розміщено на відстані $L_m = 3,36$ м від мішені генератора нейтронів під кутом $\theta_m = 140^\circ$ до напрямку пучка дейтронів, що відповідало енергії первинних нейтронів 13,5 MeV.

У загальному вигляді амплітудний спектр $U(V, \Delta V, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ пов'язаний із диференціальним перерізом $\sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma) \equiv d^2\sigma(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma) / dE_\gamma d\Omega_\gamma$ вильоту γ -квантів із реакцій (n, $\chi\gamma$) інтегральним співвідношенням

$$U(V, \Delta V, \theta_\gamma, \varphi_\gamma) = \int_0^{E_{\max}} dE_\gamma \cdot A(V, E_\gamma) \cdot \sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma),$$

$$A(V, E_\gamma) = \int_{V-\Delta V/2}^{V+\Delta V/2} G \alpha_\gamma(E_\gamma) \varepsilon(V, E_\gamma) \cdot dV. \quad (1)$$

Тут $A(V, E_\gamma)$ є функцією відгуку спектрометра, що включає в себе геометричний фактор G , функцію відгуку власне детектора $\varepsilon(V, E_\gamma)$ та коефіцієнт поглинання γ -випромінювання в зразку $\alpha_\gamma(E_\gamma)$, що залежить від енергії γ -квантів; V – амплітуда сигналу; ΔV – ширина амплітудного ка-

налу; θ_γ – полярний кут розсіяння γ -квантів відносно напрямку вильоту нейтронів; E_γ – енергія γ -квантів; E_{\max} – енергія збудження ядра. Геометричний фактор визначається як

$$G = N_S \Phi_n \Delta\Omega_\gamma \alpha_n, \quad (2)$$

де $N_S = MN_A/A$ – кількість ядер досліджуваного зразка (N_A – число Авогадро; M та A – маса та молярна маса ядер зразка); $\Phi_n = F/4\pi R_s^2$ – кількість нейтронів, що проходять через одиницю площі в місці розташування елемента зразка (флюенс); F – повна кількість нейтронів згенерованих у суцільному куті 4π за час опромінення зразка; $\Delta\Omega_\gamma$ – суцільний кут γ -детектора для елемента зразка. Коефіцієнти α_n та α_γ дають змогу врахувати поглинання зразком первинних нейтронів та γ -квантів відповідно [4, 5].

Для відновлення спектра використовувалась функція відгуку γ -спектрометра $\varepsilon(V, E_\gamma)$ з роботи [6], де апаратурна функція відгуку знаходилася шляхом аналітичної апроксимації плавною функцією гальмівних спектрів γ -квантів в енергетичному діапазоні (2 ÷ 25) MeV.

Відновлення диференціальних перерізів реакцій $^{nat}\text{Cd}(n, \chi\gamma)$

Згідно з формулами (1) і (2) для відновлення перерізу $\sigma(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ з апаратурного спектра U необхідно розв'язати інтегральні рівняння Фредгольма першого роду

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

з ядром інтегрального рівняння $A(V, E_\gamma)$. Розв'язання рівняння (3) є проблемним унаслідок нестійкості відновлюваних спектрів щодо похибок значень вимірюваних величин. Такі задачі отримали назву некоректних задач.

У нашому випадку отримання розв'язку (3) додатково ускладнюється, оскільки відновлюваний переріз $\sigma(E_\gamma)$ в діапазоні (2 ÷ 18) MeV змінюється в дуже широких межах (на 4 - 5 порядків).

Для розв'язання рівняння (3) було використано регуляризуючий алгоритм на компактних множинах (РАКМ) [7, 8].

Для визначення похибок диференціальних перерізів значення амплітудного апаратурного спектра $U_i = U(V_i)$ варіювалися з використанням розподілу Гауса

$$p(U_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(U_i - \bar{U}_i)^2}{2\sigma_i^2}}, \quad (4)$$

з параметрами

$$\bar{U}_i = U_i, \quad \sigma_i = \sqrt{D_i + D_i^\phi}, \quad (5)$$

де дисперсія кількості відліків U_i в i -му каналі збігалася зі значенням кількості відліків $D_i = U_i$ і для амплітудного фонового спектра U_i^ϕ дисперсія також дорівнювала $D_i^\phi = U_i^\phi$ [9, 10]. Використання даних параметрів обумовлено властивостями параметрів розподілу Пуассона, якому підпорядковуються експериментально виміряні значення амплітудного спектра.

Для оцінки похибки перерізів спочатку визначалися значення амплітудного спектра в i -му каналі як елементи вибірки з випадкових величин, що розподілені за нормальним законом (4). Після кожного j -го розігрування ($j = 1, n$ де n – кількість розігрувань) отримані значення амплітудного спектра підставляються в рівняння (3), з якого знаходяться відповідні перерізи σ_j .

У якості похибки (середньо-квадратичне відхилення) відновлених перерізів $\bar{\sigma}$ використовувалося значення її незсуненої оцінки S_n (при фіксованих E_γ, θ_γ та φ_γ) [10]

$$S_n^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (\sigma_j - \bar{\sigma})^2, \quad (6)$$

яке відповідало такій кількості розігрувань, для якої виконувалася умова $|S_n - S_{n-1}|/S_n \leq 0,01$.

В експерименті вимірювався двічі диференціальний переріз $\sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ під кутом $\theta_\gamma = 90^\circ$ відносно напрямку нейтронів при фіксованому азимутальному куті φ_γ . Слабка кутова залежність перерізу дає змогу безпосередньо оцінити диференціальний переріз $\sigma(E_\gamma)$ та його похибку

$$\sigma(E_\gamma) \equiv \frac{d\sigma(E_\gamma)}{dE_\gamma} = 4\pi \cdot \sigma_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma, \varphi_\gamma). \quad (7)$$

Результати відновлення диференціальних перерізів $^{nat}\text{Cd}(n, \chi\gamma)$ реакцій та оцінки їхніх похибок представлено на рис. 3.

Як видно, використання методу РАКМ дало змогу отримати досить стійкий розв'язок задачі. Отримані результати порівнюються з експериментальними даними інших авторів [11, 12]. Значення перерізів у цілому узгоджуються з результатами інших авторів в енергетичних діапазонах, де існують відповідні експериментальні дані.

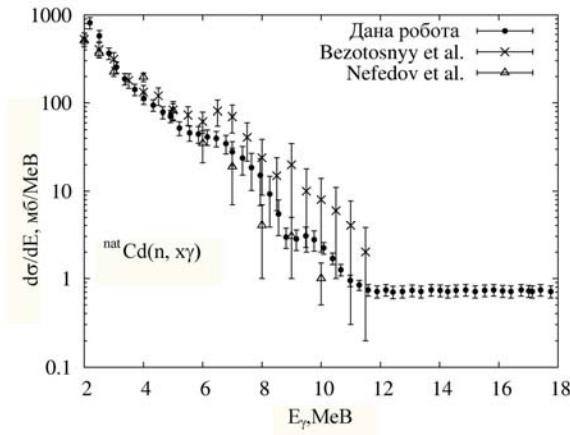


Рис. 3. Диференціальні перерізи $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ реакцій, відновлені з використанням регуляризуючого алгоритму на компактних множинах: точки – експериментальні дані, отримані в даній роботі; хрестики – [11]; трикутники – [12].

Теоретичні розрахунки та обговорення

Експериментально отримані перерізи було порівняно з теоретичними розрахунками, проведеними з використанням кодів EMPIRE [13] та TALYS [14]. Обчислення виконано із застосуванням методу Хаузера - Фешбаха, що базується на статистичній теорії ядерних реакцій. У рамках такого підходу вважається, що перебіг реакції відбувається через складене ядро. Переріз реакції типу $X(a,b)Y$: $a + X \rightarrow C \rightarrow b + Y$, що йде по каналу b , визначається співвідношенням

$$\sigma_b(E, J, \pi) = \sigma_c(E, J, \pi) \frac{\Gamma_b(U = E_a + S_a, J, \pi)}{\Gamma(U, J, \pi)}, \quad (8)$$

де σ_c – переріз утворення компаунд-ядра C ; U – енергія збудження компаунд-ядра; E_a – енергія налітаючої частинки a ; Γ_b – ширина розпаду по каналу b ; Γ – повна ширина розпаду збуджених станів компаунд-ядра зі спіном J та парністю π .

$$\Gamma(U, J, \pi) = \sum_e \Gamma_e(U, J, \pi) = \frac{1}{2\pi\rho_c(U, J, \pi)} \times \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{\pi'} \sum_{j=J'-J}^{J'+J} \sum_{l=j-1/2}^{j+1/2} \int_0^{U-S_e} \rho_{C-e}(U', J, \pi') T_e^{lj\pi'}(U - S_e - U') dU'. \quad (9)$$

Тут S_e – енергія відділення частинки e від компаунд-ядра; ρ_c – густина рівнів у компаунд-ядрі, ρ_{C-e} – густина рівнів залишкових ядер; U' – енергія збудження дочірнього ядра; $T_e^{lj\pi'}$ – коефіцієнт проходження для частинки e з енергією $E_e = U - S_e - U'$, орбітальним моментом l та повним кутовим моментом j ; J' – спін дочірнього ядра. У випадку нуклонів коефіцієнти проходження розраховувалися за оптичною моделлю, тоді як для γ -квантів $S_e = 0$ і коефіцієнт проходження γ -кванта типу X та мультипольності λ має вигляд

$$T_e^{lj\pi'} = 2\pi \cdot \sum_{X=E,M} \omega_X(l, \pi') \cdot E_\gamma^{2\lambda+1} \bar{f}_{X\lambda}(E_\gamma), \quad (10)$$

де фактор $\omega_X(l, \pi')$ враховує закон збереження парності; $\bar{f}_{X\lambda}(E_\gamma)$ – радіаційна силова функція (РСФ) γ -розпаду.

Таким чином, як видно з формул (8) - (10), для розрахунку перерізів необхідні такі вхідні параметри [15]: оптичний потенціал, густини ядерних рівнів та РСФ. Для врахування передрівноважних процесів у даній роботі використовувалась екситонна модель [16].

На рис. 4 представлено результати порівняння експериментально отриманих диференціальних перерізів реакцій $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ з відповідними теоретичними розрахунками, проведеними в припущенні перебігу реакції через складене ядро, а також з урахуванням вильоту частинок на передрівноважних стадіях реакції. При проведенні розрахунків було використано вхідні параметри, що встановлені в кодах EMPIRE і TALYS за домовленістю. Обчислення було проведено з урахуванням ізотонічного складу природного зразка кадмію: ^{106}Cd (12%), ^{108}Cd (0,9%), ^{110}Cd (12,4%), ^{111}Cd (12,8%), ^{112}Cd (24%), ^{113}Cd (12,3%), ^{114}Cd (28,8%) та ^{116}Cd (7,6%), де в дужках указано розповсюдженість відповідного ізотопу. Для отримання значень перерізів $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ реакцій результати розрахунків для різних ізотопів додавалися з масовими коефіцієнтами, що відповідають значенню їхньої розповсюдженості. Результати порівняно з експериментальними даними інших авторів [11, 12]. Як видно з рис. 4, теоретично розрахований спектр, у цілому, узгоджується з експериментальними даними за винятком енергетичного діапазону від 6 до 11 MeV. Розходження може свідчити про похибки в значеннях вхідних параметрів, що їх було використано в розрахунках, або про певні особливості структури даного ядра, не враховані в обчисленнях.

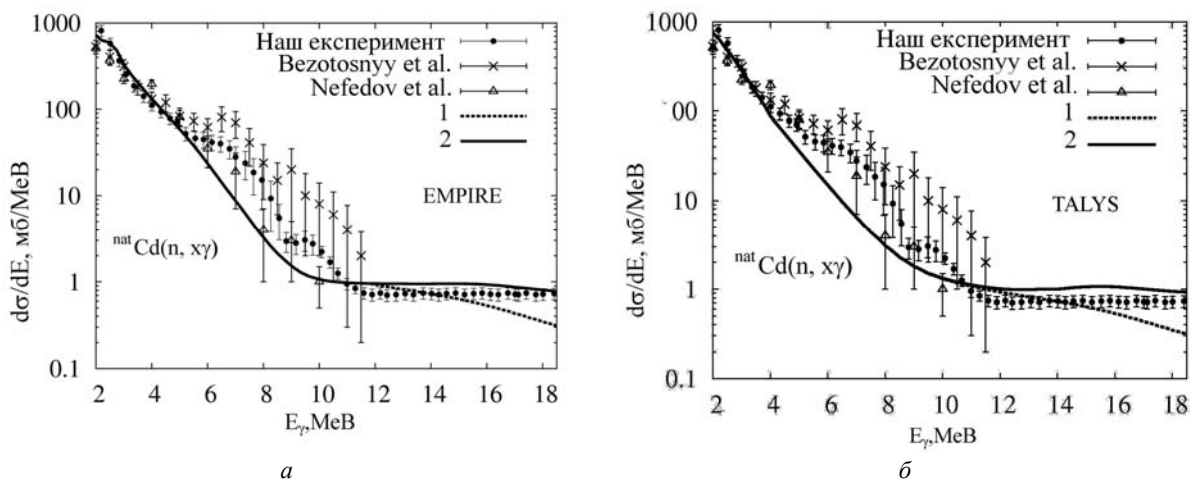


Рис. 4. Диференціальні перерізи реакцій $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma\gamma)$, розраховані з використанням кодів EMPIRE (а) та TALYS (б). Експериментальні результати: точки – дані, отримані в даній роботі; хрестики – [11]; трикутники – [12]. Теоретичні розрахунки: 1 – перерізи, обчислені з використанням моделі Хаузера - Фешбаха; 2 – результати, розраховані за моделлю Хаузера - Фешбаха з урахуванням вильоту частинок на передрівноважних стадіях.

Результати розрахунків, проведених з використанням кодів EMPIRE та TALYS, добре узгоджуються між собою. Слід також відзначити, що перерізи, обчислені з урахуванням вильоту частинок на передрівноважних стадіях, краще узгоджуються з експериментальними даними у високоенергетичній області. У той же час розрахунки, проведені за моделлю Хаузера - Фешбаха без урахування передрівноважних процесів, дають занижені значення перерізів в області високих енергій γ -квантів.

Аналіз чутливості розрахованих перерізів до зміни характеристик збуджених станів ядер

Оптичний потенціал та його вплив на результати обчислень. Для дослідження впливу виразу оптичного потенціалу взаємодії нейтронів з ядрами на результати обчислень було проведено розрахунки з різними виразами оптичного потенціалу, представленими в [17 - 19]. Параметри всіх оптичних потенціалів отримано з підгонки експериментальних даних із пружного розсіяння нейтронів.

Результати розрахунків представлено на рис. 5. Видно, що значення перерізів, розрахованих із використанням різних оптичних потенціалів, є близькими. Однак результати, отримані з використанням потенціалу [17], трохи краще узгоджуються з експериментальними даними.

Густина рівнів та її вплив на перерізи. Згідно зі статистичною моделлю для розрахунку перерізу реакції через компаунд-ядро необхідно визначити величину густини рівнів. Існує декілька наближень, відповідно до яких можна розра-

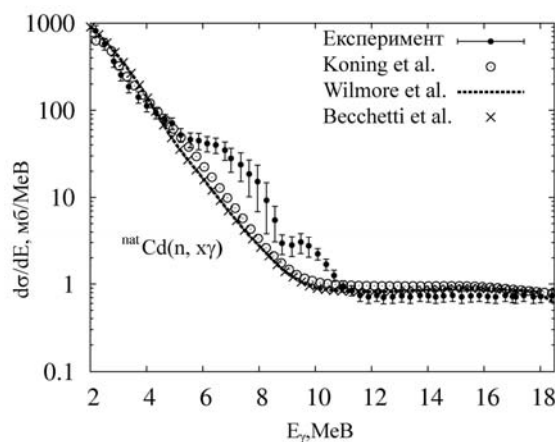


Рис. 5. Диференціальні перерізи реакцій $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma\gamma)$, розраховані з використанням різних оптичних потенціалів [17 - 19]: кола [17]; пунктирна лінія [18]; хрестики [19]. Точками показано експериментальні дані, отримані в даній роботі. Розрахунки проведено за допомогою коду EMPIRE.

хувати дану величину [15]. У роботі було проведено розрахунки з використанням наближення сталої температури Гілберта - Камерона (GC), модель Фермі-газу (BSFG) та підсилену узагальнену модель надплинної рідини (EGSM). На рис. 6 показано результати обчислень, що були виконані з різними виразами для густин рівнів атомних ядер.

Як видно з рис. 6, усі моделі дають гарне узгодження теоретично розрахованих перерізів з експериментальними даними в енергетичних діапазонах нижче 6 та вище 11 MeV. Найближчими до експериментальних даних є перерізи, розраховані за моделями EGSM та BSFM.

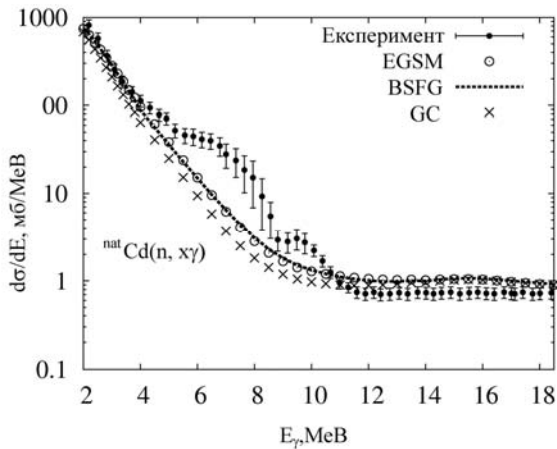


Рис. 6. Диференціальні перерізи реакцій $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$, розраховані з використанням різних моделей густин ядерних рівнів: кола – модель EGSM; пунктирна лінія – BSFG; хрестики – GC. Точками показано експериментальні дані, отримані в даній роботі. Розрахунки проведено з використанням коду EMPIRE.

Залежність результатів розрахунків від форми радіаційної силової функції. Як було зазначено в попередньому розділі (формули (5) - (8)), для обчислення перерізів необхідно попередньо визначити радіаційні силові функції. Існує можливість використання декількох моделей для розрахунку силових функцій $f_{\chi L}(\epsilon_\gamma)$. У даній роботі використовувалися такі підходи [15]: модель стандартного Лоренціану (SLO); модель підсиленого Лоренціану (EGLO); різні варіанти модифікованого Лоренціану MLO (MLO1, MLO2, MLO3 з використанням уточнених параметрів гігантського дипольного резонансу) [20, 21] та узагальнену модель Фермі-рідини (GFL). Для розрахунку густин ядерних рівнів застосовувалася узагальнена підсилена модель надплинної рідини (EGSM), що використовується в коді EMPIRE за домовленістю.

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

Значення перерізів, отриманих із використанням моделей MLO1, MLO2 та MLO3 є дуже близькими, тому на рисунку представлено результати, розраховані лише в рамках моделі MLO1. Як видно з рис. 7, моделі SLO та MLO1 дають результати, найбільш близькі до експериментальних даних.

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

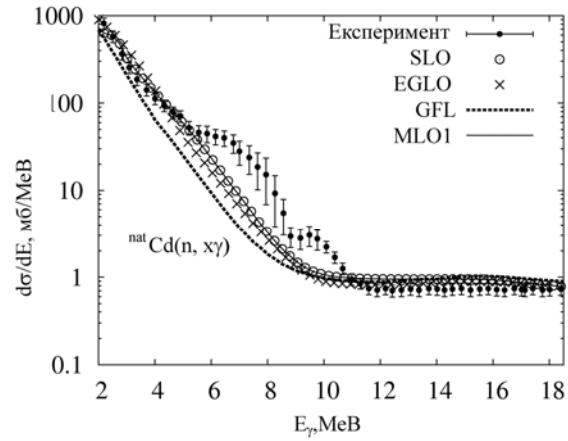


Рис. 7. Диференціальні перерізи реакцій $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$, розраховані з використанням різних моделей радіаційних силових функцій: кола – модель SLO; хрестики – EGLO; пунктирна лінія – GFL; суцільна лінія – LO1. Точками показано експериментальні дані, отримані в даній роботі. Розрахунки проведено за допомогою коду EMPIRE.

великою і найбільш імовірними є електричні мультипольні переходи.

Висновки

Виміряно γ -спектр, отриманий при взаємодії швидких нейтронів з ядрами кадмію, та відновлено диференціальні перерізи вильоту γ -квантів у $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ реакції, використовуючи регуляризуючий алгоритм на компактних множинах.

Проведено теоретичні розрахунки з використанням кодів EMPIRE та TALYS у припущенні перебігу реакції через складене ядро та з урахуванням вильоту частинок на передрівноважних стадіях. Результати розрахунків загалом узгоджуються з експериментальними даними за винятком енергетичного діапазону від 6 до 11 MeB, що може свідчити про похибки в значеннях вхідних параметрів, які було використано в розрахунках, або певні особливості структури даного ядра, не враховані в обчисленнях. У ході досліджень також продемонстровано, що перерізи, обчислені з урахуванням вильоту частинок на передрівноважних стадіях, краще узгоджуються з експериментальними даними у високоенергетичній області, тоді як результати розрахунків, проведених за моделлю Хаузера - Фешбаха, що не враховує передрівноважні процеси, є заниженими.

Найкраще узгодження теоретичних розрахунків з експериментальними результатами можна отримати одночасно варіюючи моделі для густин ядерних рівнів, радіаційних силових функцій та оптичного потенціалу. У даному дослідженні

для $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ реакцій найкраще узгодження експериментальних результатів з теоретичними розрахунками досягається за рахунок використання оптичного потенціалу [14], моделей SLO,

MLO1 для визначення радіаційної силової функції та EGSM моделі для розрахунку густин ядерних рівнів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Forrest R.A.* Nuclear data for fusion applications // Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (ND2007), May 22 - 27, 2007. - Nice, France, 2007. - P. 11 - 16.
2. *Bouchard Jacques.* Nuclear data for innovative fission reactors and fuel cycles // *Ibid.* - P. 1 - 4.
3. *Experimental Nuclear Reaction Data Library EXFOR* // International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna, Austria. - <http://www-nds.iaea.or.at/exfor/> (online).
4. *Bondar V.M., Kadenko I.M., Leshchenko B.Yu. et al.* Differential cross sections of gamma-ray production by 14 MeV neutrons on iron and bismuth // Reactor Dosimetry State Of The Art 2008: Proc. 13th Int. Symp., 25 - 30 May, 2008. - Alkmaar, Netherlands, 2009. - P. 516. - 524.
5. *Бондар В.М., Каденко І.Н., Лещенко Б.Е. и др.* Сечения выхода мгновенных гамма-квантов в реакциях поглощения быстрых нейтронов ядрами железа и в смута // Изв. РАН. Сер. физ. - 2009. - Т. 73(11). - С. 1607 - 1611.
6. *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.
7. *Вайникко Г.М., Веретенников А.Ю.* Итерационные процедуры в некорректных задачах. - М.: Наука, 1986. - 190 с.
8. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1985. - 286 с.
9. *Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И.* Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. - М.: Физматгиз, 1959. - 411 с.
10. *Каденко І.М., Плюйко В.А.* Основи методів оцінок статистичних даних та функцій їх розподілу. - К.: Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет", 2003. - 145 с.
11. *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.
12. *Нефедов Ю.Я., Нагорный В.И., Семенов В.И. и др.* Результаты измерений сечений и спектров образования гамма-квантов при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов с ядрами Na, S, Cl, Ti, V, Cr, Ni, Zn, Ge, Nb, Cd, In, Sn, Bi, ^{235}U и ^{238}U // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. - 2000. - Вып. 1. - С. 7 - 9.
13. *Herman M., Capote R., Carlson B.V. 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>.
14. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.* In TALYS-1.0 // Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, ND2007, April 22 - 27, 2007. - Nice, France, 2007. - P. 211 - 214.
15. *Capote R., Herman M., Oblovinsky P.* Parameters for calculation of nuclear reactions of relevance for energy and non-energy nuclear applications // Nucl. Data Sheets. - 2009. - Vol. 110. - P. 3107 - 3214; <http://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>.
16. *Gadioli E., Hodson P.E.* Pre-Equilibrium Nuclear Reactions. - Oxford: Clarendon Press, 1992. - 518 p.
17. *Koning A.J., Delaroche J.P.* Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV // Nucl. Phys. - 2003. - Vol. A713. - P. 231 - 310.
18. *Wilmore D., Hodgson P.E.* The calculation of neutron cross-sections from optical model potentials // Nucl. Phys. - 1964. - Vol. 55. - P. 673.
19. *Becchetti F.D., Greenlees G.W.* Nucleon-nucleus optical-model parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV // Phys. Rev. - 2000. - Vol. 182. - P. 1190 - 1209.
20. *Plujko V.A., Gorbachenko O.M., Kulich E.V.* The simplified description of dipole radiative strength function // Int. J. Mod. Phys. E. - 2008. - Vol. 17, No. 1. - P. 240 - 244.
21. *Plujko V.A., Capote R., Gorbachenko O.M.* Giant Dipole Resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 2011 (in press).

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

**ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЫЛЕТА ГАММА-КВАНТОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С КАДМИЕМ**

Експериментально виміряно спектр γ -квантів в (n, γ) реакціях при взаємодії швидких нейтронів с ядрами кадмія с використанням методу часу прольоту. С допомогою побудови алгоритму на компактних множествах из амплитудного апаратурного спектра відновлені диференціальні сечення вильоту γ -квантів в $^{nat}\text{Cd}(n, \gamma)$ реакції. Отримані оцінки помилок сечень. Експериментальні результати порівнюються с теоретичними розрахунками, отриманими в припущенні проходження реакції через складне ядро, а також с урахуванням вильоту частиць на нерівноважних стадіях. Проаналізована залежність теоретически полу-

ченних сечений от параметров оптического потенциала, плотностей ядерных уровней и радиационных силовых функций.

Ключевые слова: реакции с нейтронами, метод времени пролета, γ -спектр, статистическая теория Хаузера - Фешбаха, оптический потенциал, радиационная силовая функция, плотность ядерных уровней.

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

**DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS OF GAMMA-RAY EMISSION
IN THE INTERACTIONS OF FAST NEUTRONS WITH CADMIUM**

Experimental measurements of the γ -ray spectrum in $(n, x\gamma)$ reactions induced by the interaction of fast neutrons with Cadmium nuclei were performed using time-of-flight technique. Differential cross sections of γ -ray emission in $^{nat}\text{Cd}(n, x\gamma)$ reactions were unfolded from amplitude instrumental spectrum using algorithm on the compact set of limited variations. Cross section uncertainties are estimated. Measurement results are compared with theoretical calculations performed, assuming gamma-emission from compound nucleus as well as pre-equilibrium emission. Dependence of calculated cross sections on the parameters of optical potential, nuclear level densities and radiative strength functions is considered.

Keywords: neutron induced reactions, time-of-flight method, gamma-spectrum, Hauser - Feshbach statistical model, optical potential, radiative strength function, nuclear level densities.

Надійшла до редакції 28.03.11,
після доопрацювання - 30.05.11.