

Ю. Г. Щепкін, Н. І. Мазіна*, В. І. Слісенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

*Відповідальний автор: nadin_v@ukr.net

**МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ ІЗОМЕРІВ
З ВЕЛИКИМ ЗНАЧЕННЯМ ЕНЕРГІЇ І МОМЕНТУ**

Створено метод дослідження ізомерних станів ядер з великим значенням енергії і повним моментом у реакції захоплення нейтронів. В основі методу – спектрометрія множинності, енергії і часу реєстрації миттєвих і затриманих гамма-каскадів заселення і розпаду ізомеру відповідно. Метод апробований у вимірюваннях ізомерного співвідношення рівня ^{183}W з енергією $E_{iz} = 1,285 \text{ MeV}$ з повним моментом $J_{iz}^{\pi} = 4^{-}, 5^{-}$ і часом життя $T_{iz} = 8,2 \text{ мкс}$ у реакції поглинання нейтронів, яке дорівнює $\alpha_{iz} = (4,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$. При великих значеннях ефективності реєстрації актів заселення і розпаду ізомеру (0,6 - 0,8) рівень відповідного фону спектрометра дорівнює всього $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. При розрахунковому завантаженні на вході спектрометра $\sim 1,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ очікувана чутливість визначення ізомерного відношення у вимірюваннях з моноізотопом зразка і дорівнює $\alpha_{iz} \sim (0,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$.

Ключові слова: ізомер, компаунд-стан, гамма-каскад, статистична модель, спектрометрія, енергія, множинність, ефективність реєстрації, кратність збігів.

1. Вступ

Дослідження гамма-переходів між рівнями ядра є одним із найбільш поширених та ефективних способів вивчення властивостей ядерних станів. Зокрема, при захопленні нейтронів досліджуються переходи на рівні (і між ними), які містяться між утвореним збудженим компаунд-станом і основним станом ядра. Для переходу із компаунд-стану на нижчі рівні за допомогою гамма-променів відкривається значна кількість каналів і станів. Особливе місце у вивченні ядер належить ізомерним станам. Явище ізомерії ядер [1] інтенсивно вивчалось і згодом вилилося в цілий напрямок дослідження ядра. Інтерес до цих станів полягав у тому, що за своїми властивостями вони відрізняються від інших станів ядра, тому дослідження переходів на ізомер і з нього дає змогу з'ясувати природу ізомеру та вивчати властивості ядра. Дослідження ядерних ізомерів значно сприяли розвитку знань про властивості атомних ядер. Виявилось, що існує багато причин ізомерії – структура станів, геометрія ядра (ізомери форми), парні кореляції нуклонів, визначений вид руху ядерної матерії (вихрові ізомери) [1 - 7].

Відносно тривалий час життя ізомерів є сприятливим фактором для їх експериментального дослідження. Можливі чотири види переходів між ізомером та іншими станами ядра – збудження ізомеру з більш низьких рівнів, його заселення з більш високого рівня, розпад ізомеру

на більш низькі рівні і перехід з ізомерного стану на більш високі рівні. Останній є найбільш складним завданням [8]. Унікальні дослідження наведено у роботі, в якій збуджувався компаунд-стан ядра при захопленні нейтрона ядром, що знаходився в ізомерному стані в кількості всього $\sim 10^{14}$ ядер і навіть вдалося виявити резонанси у перерізі. Останнє надало можливість зробити висновок про «руйнування» ізомерного стану і переходу всієї енергії (ізомеру, зв'язку і кінетичної енергії нейтрона) у температуру утвореного компаунд-стану. Найбільш поширений вид заселення ізомеру – перехід на нього з більш високих станів, зокрема, із компаунд-стану, утвореного при захопленні нейтрона і наступний розпад ізомеру на більш нижчі стани. Ймовірність заселення ізомеру при цьому у вигляді ізомерного відношення α_{iz} , визначається як відношення числа N_{iz} актів захвату нейтронів з переходом компаунд-ядра в ізомерний стан до числа N_g актів переходу компаунд-ядра в основний стан

$$\alpha_{iz} = N_{iz} / N_g. \quad (1)$$

Різниця властивостей ізомерного стану від оточуючих його станів призводить до зменшення ймовірності його розпаду. Цілком природно виникає питання, як ця різниця впливає на ймовірність його заселення?

Після того, як була виявлена селективність взаємодії нейтронів з ядрами [9, 10], яка полягає в існуванні вузьких резонансів в перерізі, ширина

яких відповідає часу життя станів $\sim 10^{-14}$ с, що на сім порядків перевищує характерний ядерний час, Н. Бором була надана концепція компаунд-ядра, згідно з якою збуджене ядро в цьому стані як статистичний ансамбль існує протягом тривалого часу, проходячи через різні конфігурації збудження за рахунок обміну енергії між нуклонами або їх конфігураціями, перш, ніж відбудеться концентрація енергії на окремій частинці і відбудеться розпад компаунд-стану внаслідок його вильоту. Згідно з цією теорією, за час життя компаунд-стану ядро «забуває» про спосіб свого утворення. Особливістю реакції, що відбувається через компаунд-ядро, є статистична конкуренція всіх можливих каналів розпаду, допустимих законами збереження. Завдяки концепції Бора, хвильову функцію ψ_c компаунд-стану можна подати у вигляді суми великої кількості простих станів φ_i

$$\psi_c = \sum A_i \varphi_i. \quad (2)$$

Величина $|A_i|$ групується навколо значення $\sim 1/\sqrt{N}$, де $N \gg 1$ – число простих компонент φ_i , які роблять помітний внесок у ψ_c . Через велику кількість частинок (ядра середньої та великої атомної ваги) великої енергії збудження і можливих різноманітних типів збуджень передбачається, що некогерентність компонент φ_i , що входять у співвідношення (2), надає ймовірність, що характеристики ансамблю компаунд-рівнів будуть мати прості статистичні властивості і компаунд-стан поводить себе як статистична система. Очікується, що розпад компаунд-стану на велику кількість низьких станів через гамма-випромінення різних видів переходів $E, M(L)$ буде мати статистичний характер як конкуренція різних каналів розпаду відповідно до радіаційних силових функцій і щільності рівнів ядра. Такий вигляд має картина процесу, якщо справедлива концепція Бора і статистичний підхід до утворення та розпаду компаунд-ядра.

Одним із засобів перевірки справедливості розглянутого підходу є дослідження ізомерного відношення через порівняння експериментальних і розрахункових значень. Розрахункові значення визначаються на основі статистичного підходу процесу заселення ізомеру гамма-каскадами із компаунд-стану з використанням співвідношення для щільності ядерних станів і ймовірності одночастинкових переходів із залученням експериментальних даних за значенням середньої відстані між рівнями компаунд-станів і в області низьких енергій і радіаційних силових

функцій. При цьому розглядаються тільки дипольні E1- та M1-переходи і квадрупольні E2-переходи, інші типи переходів з більш високими мультиполями не залучаються внаслідок відсутності надійних експериментальних даних. Таке наближення коректне в області переходів між рівнями у високоенергетичній області збудженого ядра з огляду обмеженості силових функцій таких переходів порівняно з використаними у розрахунках E1-, M1- та E2-переходами. Але для переходів при малих збудженнях ядра таке наближення може призвести до некоректного співставлення розрахункових та експериментальних значень, бо може зрости внесок не врахованих переходів через зменшення щільності станів. Дане зауваження стосується і E2-переходів, оскільки наявні експериментальні дані щодо них одержані з великими помилками.

Не дивлячись на успіхи в інтерпретації експериментальних даних, частина з них не вкладається у рамки статистичної моделі – «нестатистичні ефекти». У зв'язку з цим у розрахунках деталізується механізм реакції через компаунд-ядро, утворення якого розглядається як накладення багатьох процесів різної часової тривалості і різного ступеня складності механізму. Початкове збудження відносно простої природи релаксує, розмішуючись по все більшому числу нейтронів або інших ступенях свободи, проходячи послідовні ступені часткової статистичної рівноваги, все більш наближаючись до повного статистичного рівноважного компаунд-стану. На кожному проміжному етапі можливий вихід частинок, які несуть інформацію про тривалість та ступінь рівноваги відповідної стадії. Можна вказати на внесок у реакцію від прямих, дорівноважних і рівноважних процесів. Задовільного кількісного опису процесу в усій повноті не існує. Розвиваються кілька спрощених підходів дорівноважної емісії. Припустимо, що процес встановлення статистичної рівноваги проходить через послідовні стадії. Наприклад, спочатку енергія збудження рівномірно розподіляється по частинково-діркових станах, потім по станах 2 частинки - 2 дірки і так далі у більш складні частинково-діркові стани.

У процесі утворення компаунд-стану беруть участь колективні збудження і фрагментація однофонових станів у області гігантських мультипольних резонансів, взаємодії між квазічастинками і квазічастинками з фононами. Таким чином, стан компаунд-ядра представляє собою структуру різних видів і ступенів складності.

Одна з причин розбіжності розрахунку і експерименту полягає в тому, що крім дипольних і E2-переходів не враховуються інші переходи і

крім того, силова функція E2-переходів має великі невизначеності. Справа в тому, що експериментальні дані по ізомерному відношенню, наприклад [11, 12], обмежені заселенням ізомерів з енергією не більше кількох сотень кілоелектрон-вольт, що пов'язано з тим, що використаний метод активації має низьку чутливість – вимірюване значення α_{iz} становить не менше кількох відсотків, а при збільшенні енергії ізомеру значно зменшується ймовірність його заселення, наприклад [13], для ізомеру з енергією 2,5 MeV і відмінності моментів J_{iz}^{π} та J_c^{π} на 6 – 7 одиниць, розрахункові ймовірності становлять усього $\sim 1,5 \cdot 10^{-5}$, але за рахунок великої енергії ізомеру між ізомером і основним станом знаходиться достатньо велика кількість рівнів, а це важливо для нижченаведених міркувань. Якщо енергія ізомеру невелика, то в області ізомеру (можливо і вище по енергії) знаходиться незначна кількість рівнів (а нижче ізомеру їх взагалі може не бути). Тоді при підході гамма-каскаду, що йде із компаунд-стану до ізомерного, може виникнути такий стан, при якому останній гамма-перехід внаслідок збереження моменту і парності не зможе реалізуватися у вигляді дипольного переходу на ізомер або довколишні рівні, а буде викликаний більш високими мультиполями (або E2-переходом, описуваним з великою невизначеністю). Тобто зростає внесок неврахованих переходів у заселенні ізомеру, що призводить до неадекватного співвідношення розрахунку та експерименту. Якщо ж енергія ізомеру велика, тоді в області ізомеру наявна достатня кількість станів і при підході гамма-каскаду, що йде із компаунд-стану до ізомеру, останній гамма-перехід має можливість реалізуватися як дипольний або E2-перехід на ізомер або найближчий стан, тобто заселення ізомеру має статистичний характер як конкуренція розглянутих переходів, тобто гамма-каскад ніби «просіюється» через ізомерний стан, частково «застрягаючи» на ньому (заселяючи його), а частково заселяючи нижчі рівні стану. Унаслідок того, що силові функції дипольних переходів значно перевищують відповідні значення E2-переходів і переходів з більш високими мультиполями, велика невизначеність у силовій функції E2-переходів і нехтуванні в розрахунках переходами з більш високими мультиполями не впливає на результати розрахунків, що забезпечує коректне співставлення їх з експериментом.

Інша суттєва обставина на користь дослідження високих рівнів і високомоментних ізомерів полягає в наступному. Нехай з будь-яких причин має місце перевищення ймовірності гамма-переходів, які заселяють ізомерний стан,

наприклад, внаслідок перевищення щільності рівнів зі структурою, схожою з ізомерною. Якщо внаслідок цього перевищення ймовірності одного переходу (порівняно із статистичною картиною) становить m разів, тоді, якщо множинність гамма-каскаду, який заселяє ізомер із компаунд-стану, дорівнює ν_{γ} , тоді остаточне збільшення ймовірності заселення ізомеру каскадом становить $m^{\nu_{\gamma}}$. Чим вища енергія ізомеру, тим більше значення повного моменту J_{iz}^{π} і відмінність $\Delta J = J_{iz}^{\pi} - J_i$ моментів ізомерів і компаунд-стану, а наслідок велика множинність ν_{γ} , яка необхідна для заселення ізомеру. У підсумку, чим вище енергія ізомеру, тим більший виникаючий фактор підсилення при виявленні відхилень від статистичного підходу.

І ще одна можливість відкривається при дослідженні вищих рівнів ізомерів – дослідження кореляції способів розпаду і заселення ізомеру. Знову це пов'язано з тим, що у випадку високої енергії ізомеру існує велика кількість нижчих рівнів, що призводить до розпаду ізомеру по різних каналах. А заселення ізомеру має відбуватися по багатьох каналах завдяки великій щільності станів різної природи. Якщо процеси заселення і розпаду ізомеру мають статистичний характер, тоді спосіб розпаду не повинен залежати від способу його утворення. Якщо ж розпад ізомеру пов'язаний із способом його заселення, тобто відбувається кореляція цих процесів, то це означає, що ізомер заселяється так, що якась конфігурація компаунд-стану «проноситься» гамма-каскадом, який заселяє ізомер, з відповідним наступним способом розпаду, тобто процес має нестатистичний характер.

2. Метод дослідження і установка

Метод заснований на використанні спектрометрії множинності, енергії і тривалості процесів заселення і розпаду ізомеру [14 - 19]. На відміну від методу активації у створеній методиці реєструються миттєві гамма-випромінювання заселення ізомеру при захопленні нейтрона і затримані наступні гамма-випромінювання розпаду ізомеру (у методі активації реєструються тільки випромінювання розпаду ізомеру після опромінення ядра-мішені). Вимірювали ізомерне відношення рівня ^{184}W ($E_{iz} = 1,285$ MeV, $J_{iz}^{\pi} = 4^-, 5^-$, час життя $T_{iz} = 8,3$ мкс), заселеного при захопленні теплових нейтронів. Схема створеного детектора, його розміщення на пучку нейтронів і захист, система колімації пучка нейтронів зображені на рисунку.

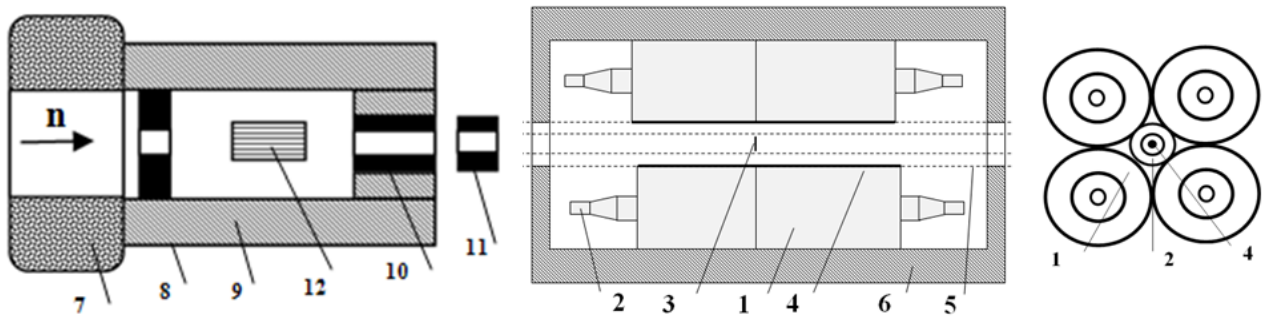


Схема детектора: 1 – секція детектора; 2 – фотопомножувач; 3 – конвертер (${}^6\text{LiH}$); 4 – досліджуваний зразок; 5 – захист (${}^6\text{LiH}$); 6 – зовнішній захист детектора (свинець, «нейтрон-стоп»); 7 – біологічний захист реактора; 8 – захист бункера; 9, 10, 11 – коліматори; 12 – кремнієвий фільтр.

Детектор представляє собою 4π -збірку на основі восьми кристалів NaI(Tl) (1) циліндричної форми 150×150 мм із загальним об'ємом 21 л, який проглядається фотопомножувачем (2). Бокові поверхні щільно стикаються одна з одною по чотири в кожній збірці, а потім дві збірки впритул з боку торців кристалів з'єднуються в одну збірку.

У центрі збірки вздовж бокових поверхонь кристалів утворюється порожнина, в яку розміщується конвертер (3) із ${}^6\text{LiH}$ товщиною $0,5 \text{ г/см}^2$ для захисту кристалів від розсіюваних нейтронів. У центрі конвертера розміщується досліджуваний зразок (4). Детектор розміщений на горизонтальному каналі реактора ІЯД ВВР-М на відстані 9,3 м від активної зони. У місцях входу та виходу пучка в детектор та із нього знаходиться циліндричний захист (5) із ${}^6\text{LiH}$ товщиною $1,0 \text{ г/см}^2$, довжиною 650 та 350 мм вздовж пучка відповідно. Ззовні детектор захищений шаром свинцю (6) товщиною 100 - 150 мм та блоками «нейтрон-стоп» товщиною 80 - 160 мм. Вся детекторна збірка оточена блоками з водою та залізним скрабом товщиною 400 мм (на рисунку не показано). Область виходу пучка із каналу реактора і його біологічного захисту (7) оточена підсиленням захистом у вигляді бункера (8). Пучок у міру проходження від виходу із реактора до детектора колімується системою коліматорів (9, 10, 11) діаметром від 15 до 150 мм. Якість колімації пучка і системи захисту при дослідженнях на реакторі малих перерізів з використанням детекторів великих об'ємів має неабияке значення для досягнення високої чутливості методики.

Стационарний дослідницький ядерний реактор – найкраще джерело при вимірюванні малих величин з використанням методу затриманих збігів, оскільки фон має характер випадкових збігів, який значно зростає у випадку імпульсних джерел, тобто імпульсних розрахункових завантажень. Друга перевага реактора – високі потоки нейтронів, що дає змогу використовувати фільтри великої товщини, виділяти інтенсивні потоки

теплових нейтронів з високим значенням кадмієвого відношення, тому що за рахунок великого потоку з невеликою втратою теплової частки спектра існує можливість вивести із пучка швидкі нейтрони та гамма-промені із реактора.

В актах заселення і розпаду ізомеру в багато-секційному 4π -детекторі подія реєструється за умови виділення гамма-променів у детекторі енергії і кратності збігів у визначеному діапазоні. Завдяки використанню 4π -системи, що лежить в основі методу спектрометрії множинності, вдається встановлювати діапазон вказаних параметрів у області великих значень без суттєвого зменшення ефективності реєстрації вказаних актів з одночасним значним зменшенням фону, що надзвичайно складно при дослідженні ізомерів з великими значеннями E_{iz} та J_{iz}^π , які зумовлюють малу α_{iz} .

Електронна схема реєструє акт заселення ізомеру, якщо виділена в детекторі гамма-каскадом енергія лежить у діапазоні $D_{H1} - D_{B1}$, а кратність збігів k перевищує значення k_{cp} – формується «стартовий» імпульс. Аналогічно – розпад ізомеру реєструється за умови виділення гамма-променями розпаду в усьому детекторі енергії у діапазоні $D_{H2} - D_{B2}$ з крайністю збігів $k > k_{cn}$ – формується «стоповий» імпульс. Акт заселення і розпаду фіксується за умови збігів затриманого на час $T_s = 1,5 \text{ мкс}$ «стартового» імпульсу зі «стоповим» впродовж часу T_e . Більш детальніша схема електронного тракту представлена у роботах [14 - 19].

3. Співвідношення і типи вимірювань

Якщо $\alpha_{iz} \ll 1$, тоді кількість зареєстрованих подій N_{iz} з переходом компаунд-ядра в ізомерний стан можна записати у вигляді

$$N_{iz} = N_\gamma' \alpha_{iz} \varepsilon_{cp} \varepsilon_{cn}, \quad (3)$$

де N_γ' – кількість захоплень нейтронів у зразку

вольфраму, ε_{cp} і ε_{cn} – ефективність реєстрації каскадів заселення і розпаду ізотопу відповідно. Величина N_{γ}' визначається трьома способами. У першому вимірювалася кількість N_{γ_3} актів захоплення нейтронів у зразку вольфраму, яке записуємо як

$$N_{\gamma_3} = n_0 S \left[1 - \exp\left(-\sum_i n_i \sigma_{Ti}\right) \right] \sum_i n_i \sigma_{\gamma_i} \varepsilon_{\gamma_i} / \sum_i n_i \sigma_{Ti}, \quad (4)$$

де σ_{Ti} , σ_{γ_i} , n_i і ε_{γ_i} – повний нейтронний переріз, переріз захоплення, товщина і ефективність реєстрації акта захоплення відповідно i -го ізотопу зразка вольфраму, S і n_0 площа зразка і щільність потоку, який падає на нього. Кількість N_{γ}' актів захоплення в ізотопі ^{183}W має вигляд

$$N_{\gamma}' = n_0 S \left[1 - \exp\left(-\sum_i n_i \sigma_{Ti}\right) \right] n' \sigma_{\gamma}' / \sum_i n_i \sigma_{Ti}, \quad (5)$$

де σ_{γ}' і n' – переріз захоплення ізотопу ^{183}W і товщина зразка за даним ізотопом. Із співвідношень (4) та (5) знаходимо кількість актів захоплення нейтронів у ізотопі ^{183}W через виміряну величину N_{γ_3}

$$N_{\gamma}' = N_{\gamma_3} n' \sigma_{\gamma}' / \sum_i n_i \sigma_{\gamma_i} \varepsilon_{\gamma_i}. \quad (6)$$

Значення перерізів σ_{γ_i} ізотопів вольфраму використовували із довідника даних.

У другому способі величина N_{γ}' визначалася вимірюванням кількості актів захоплення у «чорному» зразку ($n\sigma_T \gg 1$) із малою залежністю ймовірності захоплення від параметрів перерізу завдяки умові $\sigma_{\gamma} \gg \sigma_s$, σ_s – переріз розсіювання, в якості якого використовується кадмій. Величина N_{γ}'' для кількості актів захоплення у кадмію записується, використовуючи співвідношення (4), як

$$N_{\gamma}'' = n_0 S_{Cd} \varepsilon_{\gamma}, \quad (7)$$

де S_{Cd} – площа зразка Cd. Тоді зі співвідношень (5) та (7) знаходиться значення N_{γ}' .

У третьому способі для визначення N_{γ}' навпаки використовували «тонкий» зразок ($n\sigma_T \ll 1$) також із малою залежністю ймовір-

ності захоплення від параметрів перерізу завдяки умові $\sigma_{\gamma} \gg \sigma_s$ та з відомим перерізом захоплення. В якості якого використовувався ^{169}Tm . При вказаних умовах співвідношення N_{γ}''' для кількості актів захоплення в ^{169}Tm , враховуючи (4), матиме вигляд

$$N_{\gamma}''' = n_0 \sigma_{\gamma} \varepsilon_{\gamma}, \quad (8)$$

де n – товщина ^{169}Tm . Тоді на основі співвідношень (5) та (8) знаходимо значення N_{γ}' .

4. Визначення ефективності реєстрації

Для отримання значення α_{iz} із співвідношення (3) та розглянутих вимірювань N_{γ_3} , N_{γ}' , N_{γ}'' , N_{γ}''' та N_{iz} необхідне знання ефективності реєстрації ε_{cp} , ε_{cn} та ε_{γ} заселення, розпаду ізотопу і захоплення нейтрона. Ці параметри визначалися експериментальними і розрахунково-експериментальними способами.

Складність визначення ефективності ε_{cp} та ε_{γ} полягає у тому, що розпад компаунд-стану в основний та ізомерний стани проходить через велику кількість станів і каналів розпаду, спектри енергії і множинності вельми широкі (у випадку розпаду ізотопу не має складності визначення ε_{cn} , оскільки відома схема розпаду і ймовірність каналів розпаду). Друга складність полягає у тому, що для зменшення реєстрації фонових подій вимірювання вказаних вище величин проводилися при відповідних значеннях рівня дискримінації E_{Σ} енергії, яка виділяється у детекторі, що відрізняється від нульового значення ($E_{\Sigma} > 0$) і не в усій області кратності збігів, тому що $k > k_{zp}$, де k_{zp} – гранично встановлене значення. Однак задача значно спрощується і стає розв'язуваною внаслідок того, що ефективність реєстрації ε_1 одного гамма-кванта має високе значення завдяки використанню 4 π -детектора з достатньо високою множинністю і енергії гамма-каскадів, завдяки чому ефективність реєстрації ε всього каскаду достатньо мало залежить від невизначеного знання величини ε_1 , множинності ν , енергії гамма-каскаду. Величина ε визначається через множинність ν каскаду і ефективності ε_1 як

$$\varepsilon = 1 - (1 - \varepsilon_1)^{\nu}. \quad (9)$$

Наприклад, для каскаду з $\nu=3$ та невизначеністю δE_1 величини ε_1 у 20 % відповідно невизначеність $\delta\varepsilon$ величини при значенні $\varepsilon_1=0,2$ становить 16 %, у той час як при збільшенні ε_1 до 0,8 значення $\delta\varepsilon$ всього 2 %. Існує слабка залежність ε від невизначеності у ν при збільшенні значення ε_1 . При значенні $\varepsilon_1=0,2$ значення ε дорівнює 0,49 для каскаду з $\nu=3$, а для $\nu=2$ значення ε зменшується до 0,36, тобто зміна у 1,3 раза, а при $\varepsilon_1=0,8$ відповідна зміна становить 3 %. З урахуванням вищезазначеного проведено оцінки вказаних ефективностей, а саме на основі вимірювання інтегральних спектрів енергій, які виділяються гамма-каскадами у всьому об'ємі детектора, та інтегральних спектрів кратності збігів для широкого кола ядер з різними значеннями сумарної енергії гамма-каскаду і його множинністю. Аналогічні вимірювання проведено із радіоактивними джерелами з відомою активністю. Вказані ефективності також визначалися розрахунково-експериментальними способами.

5. Вимірювання з ^{60}Co , ^{137}Cs та **B**

Вимірювання спектрів розпаду ^{60}Co відіграють важливу роль для оцінки значення ε_{cp} та ε_{cn} , тому що середня енергія \bar{E} гамма-квантів каскаду, які заселяють ізомер ^{184}W , дорівнює

$$\bar{E} = (B_n - \varepsilon_{iz}) \bar{\nu}_\gamma. \quad (10)$$

При енергії зв'язку нейтрона $B_n = 7,41$ МеВ та середній множинності $\bar{\nu}_\gamma = J_{iz}^\pi - J_i^\pi = 4-5$ середня енергія становить $\bar{E} = 1,36$ МеВ, яка близька до середньої енергії квантів розпаду ^{60}Co – 1,25 МеВ. Вимірювалися інтенсивності $N(E_\Sigma)$ актів розпаду ^{60}Co залежно від рівня E_Σ дискримінації сумарної енергії, яка виділяється в детекторі, при відборі всіх подій ($k \geq 1$) та вимірювалися $N_c(E_\Sigma)$ при відборі подій з кратністю збігів $k \geq 2$. Результати наведено у табл. 1 у вигляді значень ефективності реєстрації ε і ε_c , які визначаються як

$$\varepsilon = N(E_\Sigma) / A_\gamma \quad \text{та} \quad \varepsilon_c = N_c(E_\Sigma) / A_\gamma, \quad (11)$$

де A_γ – відоме значення активності джерела ^{60}Co . Значення N і N_c при нульовому порозі $E_\Sigma = 0$ отримане екстраполяцією залежності від E_Σ .

Таблиця 1. Ефективність реєстрації акта розпаду ^{60}Co

E_Σ , MeB	0,00	0,28	0,62	0,87	1,43	1,95
ε	0,96	0,90	0,81	0,74	0,54	0,25
ε_c	0,58	0,56	0,53	0,51	0,43	0,22

Як видно, значення ε близьке до 100 % і залишається високим майже до значення $E_\Sigma \sim 1$ МеВ. Ще більш слабка залежність ефективності ε_c від рівня E_Σ – при переході $E_\Sigma = 0$ в області відбору кратності $k \geq 2$ зменшується всього на 14 %. Це означає, що якщо вдається визначити значення ε_{cp} та ε_γ в реакції заселення ізомеру і захоплення нейтрона при рівні $E_\Sigma \sim 0$, тоді при вимірюванні в режимі відбору кратності збігів у області $k \geq k_{cp} = 2-3$ різниця буде не більша, а насправді менша, бо енергія каскадів і їх множинність близько у 2-3 рази більша, ніж у ^{60}Co . А визначення ε_{cp} та ε_γ при $E_\Sigma = 0$ достатньо надійне, зокрема шляхом розрахунку [14]. Використовуючи співвідношення (9), знаходимо ефективність ε_γ реєстрації одного кванта каскаду при $E_\Sigma = 0$, яка дорівнює 0,8. Тоді ефективність ε_{cp} реєстрованого гамма-каскаду заселення ізомеру ^{184}W згідно зі співвідношенням (9) дорівнює 100 %, припускаючи $\bar{\nu}_\gamma = 4,5$.

Значення ε_1 ($E_\Sigma = 0$) для гамма-променів ^{137}Cs ($E_\gamma = 661$ кеВ) та із реакції поглинання нейтронів у борі ($E_\gamma = 480$ кеВ) виявилися ще вищими та становлять 85 та 93 % відповідно.

6. Вимірювання ефективності ε_γ реєстрації акта захоплення нейтрона

Для виявлення ступеня впливу на вказані ефективності встановлення порога дискримінації $E_\Sigma > 0$ та невизначеності енергії і множинності гамма-каскадів проводилися аналогічні вимірювання залежності інтенсивності $N = f(E_\Sigma)$ актів захоплення нейтронів у режимі відбору всіх кратностей збігів ($k \geq 1$) та з ($k \geq 3$) для різних ядер із широким спектром значень енергії B_n зв'язку нейтрона і моментів J_i^π та J_q^π компаунд-стану та основного стану відповідно (табл. 2), що забезпечує багаточисельність гамма-каскадів (їх енергії, множинність та каналів розпаду компаунд-станів).

У табл. 3 наведено результати вимірювань з відбором усіх подій ($k \geq 1$) у вигляді відношення $N(E_\Sigma) / N(E_\Sigma = 0)$, де $N(E_\Sigma = 0)$ екстрапольоване значення $N(E_\Sigma)$ до $E_\Sigma = 0$.

Таблиця 2. Список досліджуваних ядер та їх значення J_i^π , J_q^π і B_n

Параметр	Ядро-мішень						
	⁵⁹ Co	⁸⁷ Sr	Cd	¹²¹ Sb	¹⁶⁹ Tm	¹⁸¹ Ta	W
J_i^π	3-4 ⁻	4 ⁺	1 ⁺	2 ⁺ 3 ⁺	0 ⁺ 1 ⁺	3 ⁺ 4 ⁺	0 ⁺ , 1/2 ⁺ , 1 ⁺
J_q^π	4 ⁺	0 ⁺	0 ⁺	2 ⁻	1 ⁻	3 ⁻	0 ⁻ , 1/2 ⁺ , 3/2 ⁺
B_n , MeV	7,49	11,11	9,04	6,80	6,59	6,06	5,46 - 7,41

Таблиця 3. Залежність відношення $N(E_\Sigma) / N(E_\Sigma = 0)$ при відборі всіх подій ($k \geq 1$)

Ядро-мішень	Дискримінація E_Σ , MeV								
	0,00	0,79	1,00	1,32	1,65	2,21	2,75	3,41	3,90
⁵⁹ Co	1,00	0,96	0,92	0,85	0,88	0,79	0,68	0,49	0,29
⁸⁷ Sr	1,00	0,96	0,94	0,87	0,86	0,83	0,69	0,58	0,45
Cd	1,00	0,96	0,94	0,91	0,89	0,84	0,66	0,52	0,43
¹⁶⁹ Tm	1,00	0,92	0,89	0,84	0,83	0,76	0,56	0,35	0,19
¹⁸¹ Ta	1,00	0,90	0,87	0,79	0,78	0,68	0,48	0,28	0,13
W	1,00	0,92	0,88	0,80	0,80	0,71	0,50	0,35	0,16

Результати показують слабку залежність $N(E_\Sigma)$ – при збільшенні E_Σ до 1,65 MeV змінюється не більше 22 %, а при переході до 1 MeV вже не більше 12 %. Незначний також розкид значень для різних ядер. Наприклад, при $E_\Sigma = 1,65$ MeV діапазон змін $N(E_\Sigma) / N(E_\Sigma = 0)$ не більше $\pm 6,5$ %, а при $E_\Sigma = 1,0$ MeV – всього $\pm 3,5$ %. Не звертаючи увагу на значну відмінність параметрів ядер. Із вимірювання ϵ акта розпаду ⁶⁰Co значення цієї величини при $N_\Sigma = 0$

було 96 %. Оскільки в реакції захоплення нейтрона середня множинність ν_γ гамма-каскадів становить 3 - 4, а сумарна енергія гамма-каскадів 6 - 11 MeV, а у ⁶⁰Co ці величини дорівнюють 2 та 2,5 MeV відповідно, то для досліджуваних ядер, наведених у табл. 3, можна розглядати як ефективність ϵ_γ реєстрації акта захоплення нейтрона.

Аналогічні вимірювання захоплення нейтронів наведено для тих же ядер у режимі відбору подій з кратністю збігів $k \geq 3$ (табл. 4), які показують ще більш слабку залежність від рівня E_Σ .

Таблиця 4. Залежність відношення $N(E_\Sigma) / N(E_\Sigma = 0)$ при відборі всіх подій ($k \geq 3$)

Ядро-мішень	Дискримінація E_Σ , MeV								
	0,00	0,79	1,00	1,32	1,65	2,21	2,75	3,41	3,90
⁵⁹ Co	1,00	0,96	0,95	0,92	0,91	0,84	0,76	0,60	0,16
⁸⁷ Sr	1,00	0,98	0,98	0,96	0,95	0,94	0,88	0,73	0,22
Cd	1,00	0,99	0,98	0,95	0,92	0,87	0,75	0,68	0,20
¹⁶⁹ Tm	1,00	0,95	0,93	0,88	0,87	0,78	0,67	0,45	0,13
¹⁸¹ Ta	1,00	0,93	0,92	0,87	0,84	0,75	0,57	0,40	0,11
W	1,00	0,94	0,93	0,85	0,83	0,76	0,64	0,44	0,11

7. Вимірювання спектрів кратності збігів

Для цих же ядер проведено вимірювання інтегральних спектрів $P_i(k_{zp})$ кратності збігів $P_i(k_{zp})$, які визначаються

$$P_i(k_{zp}) = N(k_{zp}) / N(k \geq 1), \quad (12)$$

де $N(k_{zp})$ та $N(k \geq 1)$ – кількість відліків актів захоплення нейтронів з кратністю $k \geq k_{zp}$ та $k \geq 1$ відповідно. Вимірювання проводилися при рівні дискримінації $E_\Sigma = 1,65$ MeV (табл. 5).

Таблиця 5. Інтегральні спектри $P_i(k_{zp})$

кратності збігів у реакції захоплення нейтронів

k_{zp}	Ядро-мішень						
	⁵⁹ Co	⁸⁷ Sr	Cd	¹²¹ Sb	¹⁶⁹ Tm	¹⁸¹ Ta	W
1	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
2	0,95	0,97	0,97	0,97	0,93	0,93	0,94
3	0,75	0,81	0,86	0,79	0,65	0,68	0,65
4	0,43	0,51	0,61	0,48	0,28	0,31	0,29

При значеннях $k_{zp} = 3$ середнє значення $P_i(3)$ по всіх ядрах $0,74 \pm 0,11$. При $k_{zp} = 4$ середнє значення $P_i(4)$ значно зменшується і зростає розкид значень по ядрах – $0,42 \pm 0,02$.

8. Ефективність реєстрації ϵ_γ актів захоплення

При визначенні кількості актів захоплення нейтронів N_γ' у ^{183}W першим способом (за вимірюванням кількості актів захоплення N_γ^e у зразку W) згідно зі співвідношенням (6) вимагає знання ефективності реєстрації $\epsilon_{\gamma i}$ для кожного ізотопу. В якості такого приймалося значення ефективності досліджуваних ядер у режимі відбору всіх значень $k \geq 1$ і рівня дискримінації $E_\Sigma = 1,0 \text{ MeV}$ (див. табл. 3), що має близьке значення до енергії зв'язку нейтрона відповідного ізотопу вольфраму. Середні значення ефективності реєстрації та їх відхилення від середнього для вимірних ядер становлять $0,91 \pm 0,03$, тобто невизначеність ефективності становить всього кілька відсотків; у другому та третьому способах визначення числа актів захоплення ^{183}W використовувалися значення для Cd та ^{169}Tm , наведені у табл. 3.

9. Визначення ефективності реєстрації ϵ_{cp} каскаду заселення ізомеру

Визначення ϵ_{cp} проводилося двома способами. У першому способі розраховувалися інтегральні спектри $P_i^p(\nu, k_{cp})$ кратності збігів на основі розрахунково-експериментальної ефективності $P(\nu, k)$ реєстрації гамма-каскадів з множинністю ν і кратністю збігів k [14]

$$P_i^p(\nu, k_{cp}) = \sum_{k=k_{cp}}^{\nu} P(\nu, k). \quad (13)$$

$$P(\nu, k) = \sum_{m=k}^{\nu} C_\nu^m C_N^k \left(\frac{\epsilon_1}{N} \right)^m (1 - \epsilon_1)^{\nu - m} \left[k^m + \sum_{l=0}^{k-1} l^m C_k^e (-1)^{k-l} \right], \quad (14)$$

де N – кількість секцій детектора. При цьому використовувалося значення $\epsilon_1(E_\Sigma = 0)$, отримане із вимірювання ^{60}Co в силу близькості середніх енергій гамма-квантів ^{60}Co і заселення ізомеру. Результати розрахунків наведено у табл. 6.

Компаунд-стан ^{184}W при тепловому захопленні нейтрона є суміш станів з моментами $J_i^\pi = 0^-$ та $J_i^\pi = 1^-$, перерізи утворення яких дорівнюють $\sigma(0) = 1,58\delta$ та $\sigma(1) = 8,5\delta$ відповідно. Отже, середня множинність гамма-каскадів, які заселяють ізомер із цих станів, дорівнює 5 та 4. Тоді для $k \geq 3$ значення \bar{P}_i^p зважене за значеннями

$P_i^p(4,3)$ та $P_i^p(5,3)$, наведено в табл. 6 з вагою $\sigma(0)$ та $\sigma(1)$ становить 0,67. Отримане значення представляє ефективність реєстрації гамма-каскаду заселення ізомеру при $E_\Sigma = 0$. Якщо вимірювання проводяться при рівні $E_\Sigma > 0$, тоді для отримання остаточного значення ϵ_{cp} знайдене значення необхідно скорегувати на наявність рівня дискримінації $E_\Sigma > 0$.

Таблиця 6. Розрахунковий інтегральний спектр $P_i^p(\nu, k_{cp})$, $N = 8$, $\epsilon_1(0) = 0,80$

ν	Граничні значення k_{cp}						
	0	1	2	3	4	5	6
6	100	99,99	99,47	91,90	61,32	20,16	2,02
5	100	99,95	98,09	81,41	39,19	6,40	0
4	100	99,81	94,63	63,84	16,80	0	0
3	100	99,20	84,00	33,60	0	0	0

Якщо вимірювання проводилися у режимі відбору кратності збігів $k \geq 3$, тоді при рівні $E_\Sigma = 1,65 \text{ MeV}$ для Cd поправка становить 0,92 (див. табл. 4). Середнє значення поправки по всіх ядрах дає значення 0,83, а середнє по ядрах ^{121}Sb , ^{169}Tm , ^{181}Ta та W з енергіями зв'язку нейтрона, близькими до енергії гамма-каскаду заселення ізомеру, дає значення поправки 0,80. Середнє для трьох наведених значень поправок і його розкид становить $0,85_{-0,05}^{+0,07}$. Тоді, помножуючи зважене значення \bar{P}_i^p на поправку, отримаємо значення ефективності $0,57_{-0,03}^{+0,05}$.

При другому способі визначення ϵ_{cp} скористаємося результатами вимірювань інтегральних спектрів $P_i(k_{cp})$ кратності збігів (див. табл. 5) та залежності ефективності реєстрації актів захоплення від рівня дискримінації E_Σ в режимі відбору всіх кратностей збігів ($k \geq 1$) (див. табл. 3). Вимірювання заселення ізомеру проводилися при рівні $E_\Sigma = 1,65 \text{ MeV}$. Значення ефективності реєстрації дорівнює для Cd – 0,89, 0,83 при усередненні по всіх ядрах та 0,80 при усередненні по ядрах з енергіями зв'язку, близькими до енергії гамма-каскаду заселення ізомеру (^{121}Sb , ^{169}Tm , ^{181}Ta та W). Імовірність реєстрації із виділенням кратності збігів $k \geq 3$ (див. табл. 5) для вказаних ядер становить відповідно 0,86, 0,74 та 0,69. Перемножуючи вказані ефективності та ймовірності, отримуємо остаточні значення ефективності реєстрації каскаду при рівні дискримінації $E_\Sigma = 1,65 \text{ MeV}$ та відбором кратності збігів $k \geq 3$ – 0,77, 0,61 та 0,51 відповідно. Середнє значення та діапазон вимірювання дорівнюють $0,60_{-0,014}^{+0,012}$.

Як видно, значення 0,57 та 0,63, отримані цілковито різними незалежними способами, чудово збігаються, різниця менше 11 %. Отже, за остаточне значення ε_{cp} прийнято $0,60 \pm 0,03$.

10. Визначення ефективності реєстрації ε_{cn} каскаду розпаду ізомеру

Для визначення використовувалася схема розпаду ізомеру та вищезгадані результати вимірювань з ^{60}Co , ^{87}Sr та В. 9,2 % розпадів відбувалися з випромінюванням $\nu_\gamma = 2$ кванти, 62 % – $\nu_\gamma = 3,25$, 1 % – $\nu_\gamma = 3$, остаточна частка – $\nu_\gamma \geq 4$. Результати оцінок дають значення $\varepsilon_{cn} = 0,85$.

11. Вимірювання та результати

Вимірювання актів заселення ізомеру ^{184}W проводилися на теплових нейтронах зі зразком природного вольфраму у кількості 0,248 г та площею 0,2 см². З метою зменшення поглинання квантів у зразку, його розподілили на 10 порцій, які розмістили у центрі каналу детектора співвісно з пучком один за одним на відстані 5 мм.

Для виявлення актів заселення ізомеру при малих значеннях α_{iz} на фоні побічного випромінювання необхідно вибрати оптимальний режим вимірювання. Основні складові фона – космічний та природний фон детектора, фон зали реактора, розсіяння та захоплення нейтронів на системі колімації пучка, на елементах зразокотримач, захоплення нейтронів у зразку вольфраму. Лічильне завантаження на вході електронної схеми становить $\sim 1500 \text{ c}^{-1}$, що, приблизно, у 7 разів перевищує інтенсивність актів захоплення у зразку. При такому співвідношенні вимірювання малих значень α_{iz} неможливе, тому необхідно обрати режим вимірювання, який значно знизить фон без помітного зменшення ефективності реєстрації акта заселення ізомеру та його розпаду. У створеному методі існує три можливості змінити вказане співвідношення корисних та фонових подій – виділення визначених областей реєстрації кратності збігів подій, енергетичного діапазону та вибір тривалості часу збігів T_e подій «старт» та «стоп». Було обрано такий режим вимірювань. Реєструвалися події з виділенням енергії у діапазонах 1,65 - 6,1 МеВ у каналі «старт» та у діапазоні 0,28 - 1,32 МеВ у каналі «стоп». У каналі «старт» відбиралися події з кратністю збігів $k \geq 3$, а у каналі «стоп» – $k \geq 2$, час збігів $T_e = 8,3$ мкс. При обраному режимі, як видно із вищенаведених оцінок ε_{cp} , ε_{cn} та ε_γ , їх

значення залишаються високими (в межах 0,6 - 0,9), у той час, як інтенсивність лічильного завантаження імпульсів «старт» та «стоп» зменшилася до 60 - 100 c^{-1} , рівень фона установки, не пов'язаний з роботою реактора, становить $\sim 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

Вимірювання актів захоплення N_γ' у вольфрамі проводилося з відбором усіх значень $k \geq 1$ та рівня дискримінації $E_\Sigma = 1 \text{ MeV}$.

У результаті вимірювання отримано значення $\alpha_{iz} = (4,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$. Тривалість вимірювання 2,8 год. Основна складова похибки – статистична похибка, пов'язана з фоном. У даних вимірюваннях фон має характер випадкових збігів. Маємо дві можливості вимірювання фона: провести вимірювання інтенсивності рахунку збігів при затримці $T_3 \gg T_{iz}$, при цьому не реєструються корельовані збіги, обумовлені заселенням та розпадом ізомеру, та визначити фон N_{cl} випадкових збігів, що дорівнює $N_{cp,n} \cdot N_{cn,n} \cdot T_e$, де $N_{cp,n}$ та $N_{cn,n}$ – некорельована інтенсивність у каналах, а шукана кількість актів N_γ заселення та розпаду ізомеру визначається як

$$N_{iz} = N_{cov} - N_{cl}, \quad (15)$$

де N_{cov} – інтенсивність рахунку при затримці $T_3 = 1,5$ мкс. Друга залежність – при $T_3 = 1,5$ мкс виміряти інтенсивність рахунку в каналах «старт» N_{cp} та «стоп» та N_{cl} , а фон визначається як $N_{cp} \cdot N_{cl} \cdot T_e$, тоді ефект N_{iz}' дорівнює

$$N_{iz}' = N_{cov} - N_{cp} \cdot N_{cl} \cdot T_e. \quad (16)$$

У такому випадку відпадає необхідність у додаткових вимірюваннях $T_3 \gg T_{iz}$ для визначення фону. У другому способі є некоректність визначення фона, тому що до числа відліків N_{cp} та N_{cl} входить число корельованих подій N_e , обумовлених самим шуканим ефектом

$$N_{cp} = N_{cp,n} + N_{iz}, \quad N_{cl} = N_{cl,n} + N_{iz}. \quad (17)$$

Однак, унаслідок малої інтенсивності рахунку N_{iz} та значної переваги фона над ефектом різниця N_{iz} та N_{iz}' дуже мала.

12. Висновок

Для визначення достатньо малого ізомерного відношення ($\sim 4,7 \cdot 10^{-3}$) з достатньою точністю та

з використанням зразків із природної суміші ізотопів вольфраму необхідно було всього 2,8 год, що дає основу для визначення більш низьких значень α_{iz} . Результат досягнуто завдяки використанню методів спектрометрії множинності, енергії гамма-випромінення та методу затриманих збігів гамма-каскадів заселення з каскадами розпаду ізомеру, що забезпечує високу ефективність реєстрації актив заселення і розпаду ізомеру (0,6 - 0,8) з одночасним низьким власним фоном $\sim 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$. Підкреслимо, що

можливості створеного методу значно розширюються при використанні одноізотопного зразка. Зокрема, у наведених вимірюваннях з вольфрамом частка захоплення у досліджуваному ізотопі ^{183}W становить усього 7,7 %, у той час, як захоплення в інших ізотопах є джерелом значного фону. Отриманий результат і проведені на його основі оцінки показують, що при збільшенні часу вимірювання та використанні одноізотопного зразка є реальним вимірювання ізотопного відношення зі значеннями $(0,3 - 1,0) \cdot 10^{-4}$.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

- O. Hahn. Uber ein neues radioaktives Zerfallsprodukt im Uran. *Die Naturwissenschaften* 9(5) (1921) 84; В. Kourchatow et al. Sur un cas de radioactivite artificielle provoquee par un bombardement de neutrons, sans capture du neutron. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Seances de l'Academie des Sciences* 200 (1935) 1201.
- С.М. Поликанов. *Изомерия формы атомных ядер* (Москва: Атомиздат, 1997) 198 с. / S.M. Polikanov. *Isomerism of the Form of Atomic Nuclei* (Moskva: Atomizdat, 1997) 198 p. (Rus)
- V.M. Strutinsky. Shell effects in nuclear masses and deformation energies. *Nucl. Phys. A* 95 (1967) 420.
- С.М. Поликанов. Ядерная изомерия формы. *УФН* 107(4) (1972) 681. / S.M. Polikanov. Nuclear isomerism of the form. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* 107(4) (1972) 681. (Rus)
- А.В. Малышев. *Плотность уровней и структура атомных ядер* (Москва: Атомиздат, 1969) 144 с. / A.V. Malyshev. *Level Density and Structure of Atomic Nuclei* (Moskva: Atomizdat, 1969) 144 p. (Rus)
- Я.Б. Зельдович. Вихревые изомеры. Письма в ЖЭТФ IV(2) (1966) 78. / Ya.B. Zeldovich. Vortex isomers. *ZhETF/JETP Letters* IV(2) (1966) 78. (Rus)
- Н. Ikegami, Т. Udagawa. Structure of Sn^{120} and the effect of the pairing correlation on the reduction of E2 transition in Sn^{118} and Sn^{120} . *Phys. Rev.* 124(5) (1961) 1518.
- Г.В. Мурадян и др. Поиск и исследования нейтронных резонансов изомера $^{178m2}\text{Hf}$. *Ядерная физика* 66(1) (2003) 8. / G.V. Muradian et al. Search for neutron resonances in the $^{178m2}\text{Hf}$ isomer and their investigation. *Phys. At. Nucl.* 66(1) (2003) 6. (Rus)
- I.V. Kurchatov, G.Ya. Schepkin. On the selective absorption of neutrons. *Phys. Z. Sow.* 9(1) (1936) 102.
- E. Amaldi et al. Artificial radioactivity produced by neutron bombardment – II. *Proc. Roy. Soc. A* 149 (1935) 522.
- W.P. Pönitz. A gamma-ray cascade model for the calculation of average γ -ray multiplicities and isomeric cross section ratios. *Z. Phys.* 197 (1966) 262.
- В.А. Пшеничный, Е.А. Грицай, Н.Л. Гнидак. Изомерное отношение ^{151}Eu для тепловых нейтронов и нейтронов с энергией 2,55 и 144 кэВ. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. 1 (1986) 9. / V.A. Pshenichny, E.A. Gritsai, N.L. Gnidak. Isomeric ratio of ^{151}Eu for thermal neutrons and neutrons with energies of 2.55 and 144 keV. *Voprosy Atomnoy Nauki i Tekhniki. Series: Yadernyye Konstanty* 1 (1986) 9. (Rus)
- Ю.Г. Щепкин, В.І. Слісенко, Т.О. Костюк. Заселюваність рівнів в $n\gamma$ -реакції та середній квадрат проєкції одночастинкового моменту нуклонів. *Ядерна фізика та енергетика* 1(14) (2005) 43. / Yu.G. Schepkin, V.I. Slisenko, T.A. Kostyuk. Occupation of levels for $n\gamma$ -reaction and middle square projection of the single-particle momentum of nucleons. *Nucl. Phys. At. Energy* 1(14) (2005) 43. (Ukr)
- Г.В. Мурадян и др. Исследование нейтронных сечений и квантовых характеристик ядерных уровней на основе спектрометрии множественности излучений возбужденных ядер. Препринт ИАЭ-2634 (Москва, 1976) 22 с. / G.V. Muradyan et al. Study of neutron cross sections and quantum characteristics of nuclear levels on the basis of multiplicity emission spectrometry of excited nuclei. Preprint of the Institute of Atomic Energy, USSR Academy of Sciences. IAE-2634 (Moskva, 1976) 22 p. (Rus)
- Ю.Г. Щепкин и др. Спектрометрия множественности на фильтрованных пучках нейтронов. Препринт ИЯИ АН Украины. КИЯИ-91-36 (Киев, 1991) 24 с. / Yu.G. Schepkin et al. Multiplicity spectrometry on filtered neutron beams. Preprint of the Institute for Nuclear Research, Academy of Sciences of Ukraine. КИЯИ-91-36 (Kyiv, 1991) 24 p. (Rus)
- Ю.Г. Щепкин та ін. Презентативна і високочутлива експрес-методика вимірювання f -активності. *Ядерна фізика та енергетика* 23(2) (2022) 140. / Yu.G. Shchepkin et al. Representative and highly sensitive express method of measurement of f -activity. *Nucl. Phys. At. Energy* 23(2) (2022) 140. (Ukr)
- Ю.В. Адамчук и др. Методика измерения нейтронных сечений и квантовых характеристик ядерных уровней. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г. Часть 3 (Москва: ЦНИИатоминформ, 1977) с. 113. / Y.V. Adamchuk et al. Methodology of measurement of neutron cross sections and quantum

- characteristics of nuclear levels. In: Neutron Physics. Proc. of the 4th All-Union Conf. on Neutron Physics, Kyiv, April 18 - 22, 1977. Part 3 (Moskva: TsNIIatominform, 1977) p. 113. (Rus)
18. G.V. Muradyan et al. Multiplicity spectrometer for measuring neutron cross sections. *Nucl. Sci. Eng.* 90(1) (1985) 60.
19. Ю.Г. Щепкин и др. Методика определения содержания делящихся ядер. *Ядерная и радиационная безопасность* 5(4) (2002) 55. / Y.G. Shchepkin et al. Methodology for determination of fissile nuclei content. *Yadernaya i Radiatsionnaya Bezopasnost* 5(4) (2002) 55. (Rus)

Yu. G. Shchepkin, N. I. Mazina*, V. I. Slisenko

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: nadin_v@ukr.net

**METHOD FOR THE STUDY OF ISOMERS
WITH HIGH ENERGY AND MOMENTUM VALUES**

The technique for investigating isomeric states of nuclei with a large values of energy value and total momentum created in the neutron capture reaction has been developed. The technique is based on the spectrometry of multiplicity, energy, and time of registration of instantaneous and delayed gamma cascades of isomer occupancy and decay, respectively. The technique was tested in measurements of the isomeric ratio of the ^{183}W level with energy $E_{iz} = 1.285$ MeV with total moment $J_{iz}^{\pi} = 4^-, 5^-$ and lifetime $T_{iz} = 8.2$ μs in the neutron absorption reaction, which is equal to $\alpha_{iz} = (4.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$. At large values of the efficiency of registration of acts of settlement and decay of the isomer (0.6 - 0.8), the level of the corresponding background of the spectrometer is only $3.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. At the countable load at the spectrometer input $\sim 1.5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$, the expected sensitivity of determining the isomeric ratio in measurements with the mono isotope of the sample is $\alpha_{iz} \sim (0.3 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$.

Keywords: isomer, compound state, gamma cascade, statistical model, spectrometry, energy, multiplicity, registration efficiency, coincidence rate.

Надійшла / Received 11.01.2024