

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Фізичний факультет

Кафедра ядерної фізики

На правах рукопису

**Визначення ізомерного відношення виходів продуктів високопорогових  
фотоядерних реакцій з зарядженою частинкою у вихідному каналі**

**Галузь знань:** 10 Природничі науки

**Спеціальність:** 104 Фізика та астрономія

**Освітня програма:** Ядерна енергетика

**Кваліфікаційна робота магістра**

Студента 2 року навчання

Палінічака Павла Вікторовича

**Науковий керівник**

Кандидат фіз.-мат наук,

Голінка-Безшийко Лариса Олександрівна

Робота заслухана на засіданні кафедри ядерної фізики та рекомендована до захисту на ЕК, протокол № \_\_\_\_\_ від \_\_\_\_\_

Завідувач кафедри

І.М.

проф. Каденко

Київ – 2021

**ВИТЯГ**

з протоколу № \_\_\_\_\_

засідання Екзаменаційної комісії

Визнати, що студент \_\_\_\_\_ виконав та захистив  
кваліфікаційну роботу магістра з оцінкою \_\_\_\_\_.

Голова ЕК \_\_\_\_\_

« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2021р.

### Анотація

**Палінічак П.В.** «Визначення ізомерного відношення виходів продуктів високопорогових фотоядерних реакцій з зарядженою частинкою у вихідному каналі».

*Кваліфікаційна робота магістра за спеціальністю 104 – фізика та астрономія, освітня програма «ядерна енергетика». – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра ядерної фізики. – Київ, 2021.*

**Науковий керівник:** к. ф.-м. н. Голінка-Безшийко Л.О

Експериментально визначено ізомерне відношення виходів ядра  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$ , як продукту реакції  $^{54}_{26}\text{Fe}(\gamma, np)^{52}_{25}\text{Mn}$ . Проведено порівняння зі значеннями, отриманими з програмного пакету TALYS та результатами інших авторів. Написано код для оптимізації розрахунку за допомогою програмного пакету TALYS. Написано код для розрахунку параметрів площини та проведено апроксимацію площини для різних енергій задля визначення ізомерних відношень при різних енергіях опромінення зразку.

## Summary

**Palinichak P.V.** “Determination of isomeric ratios for high-threshold photonuclear reactions with charged particles in the output channel”.

*Masters qualification work in speciality 104 – Physics and astronomy, educational program “Nuclear Power Engineering”. – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Nuclear Physics Department. – Kyiv, 2021.*

**Research supervisor:** Candidate of physics and Mathematical Sciences Golinka-Bezshyyko L.O.

The isomeric ratio of the nucleus  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$  as a product of reaction  $^{54}_{26}\text{Fe}(\gamma, np)^{52}_{25}\text{Mn}$  was determined for different energies of gamma. A comparison with the values obtained from the TALYS software package and the results of other authors was made. Codes for optimization of TALYS processes and calculation plane parameters was written.



## Зміст

Вступ.....	3
Характеристики продуктів високопорогових фотоядерних реакцій.....	5
Метод ізомерних відношень.....	6
Визначення ізомерного відношення виходів продуктів реакції.....	6
Методики вимірювань.....	10
Блок-схема експерименту.....	11
Спектрометрична установка.....	13
Розрахунок поправок.....	13
Визначення ізомерних відношень продуктів фотоядерних реакцій.....	15
Аналіз спектрів та визначення ізомерних відношень $^{52m}gMn$ як продукту реакції $^{54}Fe(\gamma, np)^{52m}gMn$ .....	22
Програмний пакет TALYS.....	25
Вибір реакцій.....	26
Аналіз та порівняння отриманих значень.....	28
Висновки.....	30
Висновки.....	32
Список використаної літератури.....	33

## Вступ

Гамма-промені є зручним інструментом для дослідження різних процесів в ядерній фізиці. Фотони з енергіями в десятки МеВ вносять відносно невеликі зміни в ядра (у порівнянні з зарядженими та масивними частинками) і можуть використовуватися для отримання інформації про нуклон-нуклонну взаємодію, колективний рух ядерної речовини (гігантський дипольний резонанс), механізми збудження ядерного стану, тощо.

Ймовірність утворення високоспінових ядерних станів при взаємодії прискорених частинок з ядрами надзвичайно чутлива до енергетичних та спінових особливостей збуджених ядер та механізму їх дезбудження. Дослідження таких процесів забезпечує можливість вивчення властивостей проміжних ядерних станів та визначення параметрів, що їх характеризують (спін-парності, моменти інерції, енергії збудження, розподіли щільності ядерних рівнів). У реакціях, що включають викид невеликої кількості частинок, легше отримати надійну інформацію такого роду. Фотоядерні реакції характеризуються чистою електромагнітною взаємодією та резонансним фотопоглинанням при енергіях нижче 50 МеВ. На відміну від заряджених частинок фотони при взаємодії з ядрами не повинні долати кулонівський бар'єр, тому збудження утвореного ядра повністю визначається енергією поглиненого фотона.

Фотоядерні реакції є одним з найбільш вивчених каналів ядерного збудження. У цих реакціях в ядро вводиться певний імпульс, тоді як дисперсія імпульсу після викиду частинок є низькою. Ця обставина відкриває широкі можливості для вивчення властивостей збуджених станів атомних ядер шляхом вимірювання ізомерних відношень.

Ізомерні відношення – це відношення поперечних перерізів реакцій утворення кінцевого ядра в ізомерному та основному стані. Ці відношення є

характеристикою ядерної реакції та залежать від спіну ядер мішені та введеного кутового моменту.

Ізомерні відношення у фотоядерних реакціях були досить повно досліджені для реакцій  $(\gamma, n)$  та  $(\gamma, \gamma)$ , тоді як  $(\gamma, xn\gamma p)$  реакції вивчені набагато менш ретельно. Вивчення ізомерних співвідношень у реакціях з викидом заряджених частинок становить інтерес через їх суттєву відмінність від  $(\gamma, n)$  реакцій: такими реакціями збуджуються інші стани, які часто є неможливими у  $(\gamma, n)$  каналі.

У цій роботі визначаються ізомерні відношення  ${}^{52}_{25}\text{Mn}$  як продукту реакції  ${}^{54}_{26}\text{Fe}(\gamma, np){}^{52}_{25}\text{Mn}$ .



## Характеристики продуктів високопорогових фотоядерних реакцій

Одним з основних джерел інформації про будову атомних ядер є ядерні реакції, що можуть бути розділені на два класи:

- реакції, що проходять за рахунок сильної взаємодії частинки, що налітає, з ядром;
- реакції, що проходять за рахунок електромагнітної та слабкої взаємодії частинки, що налітає, з ядром.

Реакціям першого типу присвячено велику кількість експериментальних робіт, проте реакції другого типу є не менш важливим інструментом дослідження структури атомних ядер. Це пов'язано з тим, що інтерпретація експериментальних результатів, отриманих в реакціях другого типу, значно спрощується за рахунок можливості використання теорії збуджень. Особливі переваги дає дослідження ядерних реакцій, які проходять за рахунок електромагнітної взаємодії, тому, що властивості електромагнітного поля добре відомі та механізм передачі енергії від частинки, що взаємодіє з ядром, в даному випадку відомий точно.

Реакції з множинним вильотом частинок досліджено гірше з теоретичної та експериментальної точки зору через малі значення перерізів (порівняно з областю гігантського дипольного резонансу), тому важливим є проведення вимірювань характеристик високопорогових фотоядерних реакцій з заселенням високозбуджених станів.

## Метод ізомерних відношень

Метод ізомерних відношень - один із найпотужніших і методично простих методів для дослідження характеристик структури ядра та механізмів ядерних реакцій. Метод ізомерних відношень широко використовується для вивчення механізмів заселення та розрядки високозбуджених станів ядер та їх характеристик (середніх кутових моментів).

Ізомерними рівнями називають рівні ядра, для яких перехід на нижчі рівні є загальмованим. Якщо ядро перебуває в збудженому стані з енергією, близькою до енергії основного стану, і спіном, який значно відрізняється від спіну основного стану, то воно має значно більший час життя порівняно з гамма-розпадом, оскільки перехід до основного стану буде можливим лише після вильоту  $\gamma$ -кванту високої мультипольності [1].

### Визначення ізомерного відношення виходів продуктів реакції

Ізомерним відношенням називається відношення перерізу утворення ядра в ізомерному стані до перерізу утворення ядра в основному стані:

$$\mu = \frac{\sigma_m}{\sigma_g}, \quad (1)$$

де  $\sigma_g, \sigma_m$  – перерізи утворення ядра в основному та ізомерному станах.

Важливою є різниця між спінами досліджуваних станів, а не між енергіями. Тому часто використовують відношення між перерізом утворення високоспінового стану  $\sigma_H$  до перерізу низькоспінового стану  $\sigma_L$ :

$$\frac{\sigma_H}{\sigma_L} \quad (2)$$

При опроміненні ядер мішені гальмівними гамма-квантами спектр частинок, що налітають, не буде моноенергетичним. Для тонкої мішені, товщина якої не перевищує радіаційної довжини матеріалу, з якого вона

виготовлена, розрахунок ефективного перерізу утворення фотонів гальмівного випромінювання проведений у роботі [2]. Диференційний переріз утворення гамма-квантів на одиницю кута при випромінюванні під кутом  $0^\circ$  має вигляд:

$$\frac{1}{dE_\gamma} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta=0} = \frac{1}{2\pi} \frac{4Z^2}{137} r_0^2 \left( \frac{E_0}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{E_\gamma} \left[ \frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} \ln M(0) - \frac{(E_0 + E)^2}{E_0^2} \right] \quad (3)$$

$$\frac{1}{M(0)} = \left( \frac{mc^2 E_\gamma}{2E_0 E} \right)^2 + \frac{Z^3}{111^2},$$

де  $E_0$  – повна енергія електронів до взаємодії,  $E$  – повна енергія електрона після розсіяння,  $Z$  – атомний номер матеріалу мішені,  $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$  – класичний радіус електрона,  $\theta$  – кут між напрямком руху електронів та фотонів, що випромінюються з гальмівної мішені.

У випадках, коли спектр гамма-квантів сильно відрізняється від моноенергетичного, заселення рівнів буде пропорційне виходу реакції:

$$Y = \alpha \int_{E_{пор}}^{E_{max}} \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{max}) dE_\gamma, \quad (4)$$

де  $E_{max}$  – максимальна енергія частинок, що налітають, (гамма-квантів),  $W(E_\gamma, E_{max})$  – енергетичний спектр частинок,  $\sigma(E_\gamma)$  – переріз реакції для енергії  $E_\gamma$  частинок, що налітають, (гамма-квантів),  $E_{пор}$  – поріг реакції,  $\alpha$  – кількість ядер зразка, що опромінюється, нормована на одиницю площі.

Розподіл по енергії гальмівних гамма-квантів залежить від перерізу їх утворення в гальмівній мішені та кута вильоту:

$$W(E_\gamma, E_{max}) = \frac{dN}{dE_\gamma}, \quad (5)$$

де  $N$  – кількість гамма-квантів, що випромінюються при розсіянні електронів у гальмівній мішені. Запишемо кількість  $\gamma$ -квантів, що випромінюються в тілесний кут  $d\Omega$ :

$$N = N_0 \frac{n_a}{S_1} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega, \quad (6)$$

де  $N_0$  – кількість електронів, що взаємодіють з гальмівною мішенню,  $\frac{n_r}{S_1}$  – кількість ядер гальмівної мішені на одиницю її площі,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  – диференціальний переріз утворення гамма-квантів, що летять у тілесний кут  $d\Omega$ .

Виходячи з цього, можемо записати вираз для потоку гамма-квантів з енергіями в діапазоні  $[E_\gamma - dE_\gamma; E_\gamma + dE_\gamma]$ , що випромінюються в тілесний кут  $d\Omega$  в передньому напрямку:

$$W(E_\gamma, E_{max}) = \frac{dN}{dE_\gamma} = \int_{\Omega} N_0 \frac{n_r}{S_1} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} d\Omega \quad (7)$$

Запишемо кількість ядер, що утворюються внаслідок реакції ядер зразка з гальмівними гамма-квантами:

$$N_t = N \frac{n_t}{S_2} \sigma_\gamma, \quad (8)$$

де  $\frac{n_t}{S_2}$  – кількість ядер зразка, що опромінюється, нормована на одиницю площі  $S_2$ ,  $\sigma_\gamma$  – переріз реакції при відповідній енергії гамма-квантів. Підставимо вираз для  $N$  (6) та проінтегруємо по тілесному куту  $\Omega$ , під яким видно досліджуваний зразок:

$$N_t = \int_{\Omega} N_0 \frac{n_r}{S_1} \frac{n_t}{S_2} \sigma_\gamma(E_\gamma) \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} d\Omega dE_\gamma, \quad (9)$$

де  $\sigma_\gamma$  – переріз реакції при енергії  $\gamma$ -квантів  $E_\gamma$ , які випромінюються в тілесний кут  $d\Omega$  в передньому напрямку.

В результаті гальмування електронів на важкій мішені потік  $\gamma$ -квантів не є моноенергетичним, тому вираз для виходу реакції отримаємо після інтегрування виразу (10) по енергії гамма-квантів, що налітають, на проміжку від порогу реакції до максимальної енергії гальмівних гамма-квантів:

$$Y = \int_{E_{пор}}^{E_{max}} \int_{\Omega} \sigma_\gamma(E_\gamma) N_0 \frac{n_r}{S_1} \frac{n_t}{S_2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} d\Omega dE_\gamma \quad (10)$$

У наближенні Шиффа вважається, що  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma}$  не має кутової залежності, а випромінювання гамма-квантів обмежено лише тілесним кутом  $\Omega_0$ . Для такого випадку можна записати:

$$Y = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_\gamma(E_\gamma) N_0 \frac{n_\gamma}{S_1} \frac{n_t}{S_2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} \int_{\Omega_0} d\Omega dE_\gamma = \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_\gamma(E_\gamma) N_0 \frac{n_\gamma}{S_1} \frac{n_t}{S_2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} \Omega_0 dE_\gamma \quad (11)$$

Величина  $\frac{n_t}{S_2}$  дорівнює величині  $\alpha$  у виразі (4) (кількість ядер зразка, що опромінюється на одиницю площі його поперечного перерізу) та може бути винесена з під знаку інтегралу:

$$Y = \frac{n_t}{S_2} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_\gamma(E_\gamma) N_0 \frac{n_\gamma}{S_1} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} \Omega_0 dE_\gamma \quad (12)$$

З (12) видно, що

$$N_0 \frac{n_\gamma}{S_1} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} \Omega_0 = W(E_\gamma, E_{\text{max}}) \quad (13)$$

З цього випливає, що енергетичний спектр частинок  $W(E_\gamma, E_{\text{max}})$  з точністю до константи  $N_0 \frac{n_\gamma}{S_1} \Omega_0$  дорівнює  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma}$ . Залежність двічі диференційного перерізу від енергії визначається з формули розподілу Шиффа [3, 4].

Оскільки при проведенні експериментальних досліджень отримати моноенергетичний пучок гамма-квантів високої інтенсивності досить складно, то, найчастіше, для опромінення зразків використовують гамма-кванти, отримані за допомогою взаємодії електронів з гальмівною мішенню. Тому, при дослідженні ізомерних пар, часто використовують [5, 6, 7, 8, 9, 10] ізомерне відношення виходів:

$$D(E_{\text{max}}) = \frac{Y_H}{Y_L} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma H}(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{\text{max}}) dE_\gamma}{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma L}(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{\text{max}}) dE_\gamma} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma H}(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{\text{max}}) dE_\gamma}{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma L}(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{\text{max}}) dE_\gamma}$$

$$\dot{\epsilon} \frac{\frac{n_t}{S_2} N_0 \frac{n_{\gamma}}{S_1} \Omega_0 \int_{E_{\text{пор}}^H}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma H}(E_{\gamma}) \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} dE_{\gamma}}{\frac{n_t}{S_2} N_0 \frac{n_{\gamma}}{S_1} \Omega_0 \int_{E_{\text{пор}}^L}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma L}(E_{\gamma}) \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} dE_{\gamma}} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}^H}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma H}(E_{\gamma}) \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} dE_{\gamma}}{\int_{E_{\text{пор}}^L}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma L}(E_{\gamma}) \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} dE_{\gamma}}, \quad (14)$$

де  $Y_H, Y_L$  - виходи реакцій з утворенням кінцевого ядра у високоспіновому та низькоспіновому станах, відповідно;  $E_{\text{max}}$  - максимальна енергія гамма-квантів, що налітають;  $W(E_{\gamma}, E_{\text{max}})$  - енергетичний спектр гамма-квантів;  $\sigma_{\gamma H}(E_{\gamma}), \sigma_{\gamma L}(E_{\gamma})$  - перерізи реакцій з утворенням кінцевого ядра у досліджуваних станах для енергії  $E_{\gamma}$  частинок, що налітають;  $E_{\text{пор}}^H, E_{\text{пор}}^L$  - енергія порогу реакцій з утворенням кінцевого ядра у високоспіновому та низькоспіновому станах відповідно.

### Методики вимірювань

Методики дослідження ядерних реакцій з використанням методу ізомерних відношень базуються на вимірюванні наведеної активності зразка, що опромінюється протягом деякого часу під пучком гамма-квантів. Після опромінення вимірюються апаратурні гамма-спектри наведеної активності зразка, розраховуються інтенсивності гамма-ліній, що відповідають переходам з рівнів, що досліджуються. Потім, з урахуванням внесків випромінювання від інших ядер, визначаються виходи досліджуваних ядер в основному та метастабільному станах.

Перевагами методик з використанням наведеної активності зразка є:

- для проведення вимірювань достатньо одного гамма-спектрометра з високою роздільною здатністю;
- вимірювання проводяться не під пучком, що суттєво полегшує врахування внесків можливого фону при реєстрації спектрів;
- відносно невелика ціна проведення експериментів, оскільки під пучком знаходиться тільки зразок, що опромінюється.

Можна виділити наступні методики на основі методу ізомерних відношень.

Методика непрямого вимірювання – після опромінення проводиться хімічне виділення [11, 12, 13, 14] чи мас-сепарація окремих ізотопів [15]. Основними недоліками є помітне ускладнення методики через необхідність додаткового обладнання та утворення додаткових джерел систематичних похибок внаслідок невизначеності процесу виділення елементів у часі та кількості. Проте гамма-спектри містять лінії невеликої кількості виділених ядер, внаслідок чого вони є досить простими для розшифрування.

Методика прямого вимірювання базується на вимірюванні гамма-спектрів наведеної активності всього зразка без попереднього виділення окремих ізотопів. Основним недоліком є велика кількість гамма-ліній в спектрах, які досліджуються, що ускладнює обробку та аналіз.

Використовуються два способи проведення вимірів [16]:

- ізомерне відношення виходів продуктів реакції визначається в одному експерименті прямим порівнянням кількості відліків в лініях, що відповідають розпаду основного та метастабільного станів;
- ізомерне відношення визначається порівнянням незалежно виміряних виходів метастабільного та основного станів.

В даній роботі використовувався перший спосіб проведення прямих вимірювань.

### **Блок-схема експерименту**

Блок-схема експериментальної установки, що використовувалась для опромінення зразка та вимірювання спектрів, представлено на рис. 1. Вона складається з наступних елементів:

- джерело гамма-квантів;
- зразок, що опромінюється;

- пневмопошта для доставки зразка з зони опромінення до зони набору спектрів;
- спектрометрична установка на базі детектора з надчистого германію.

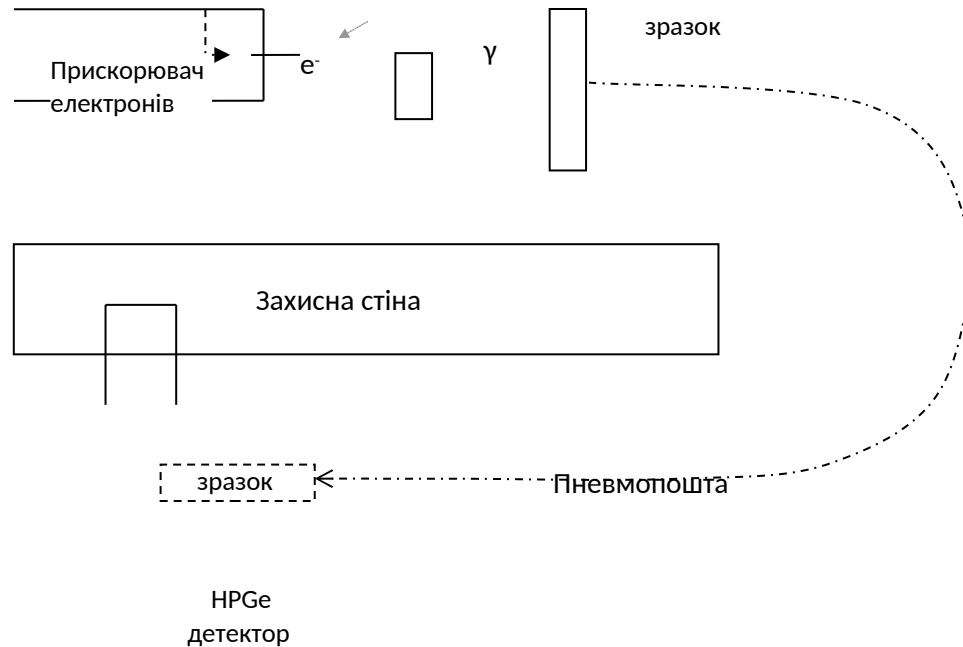


Рис. 1. Блок-схема експерименту для прямого вимірювання гамма-спектрів продуктів активації

Джерелом гамма-квантів слугував лінійний прискорювач електронів ЛУ-40, розташований у Харківському фізико-технічному інституті Національної академії наук України, з середнім струмом електронів 5-7 мкА та діапазоном енергій 32-100 МеВ. Гальмівні гамма-кванти отримано при гальмуванні електронів у танталовій мішені товщиною 1.05 мм.

Набір спектрів досліджуваних зразків проводився на різних відстанях зразок - детектор. Для забезпечення необхідних рівнів прорахунків імпульсів під час проведення вимірювань проведено оптимізацію по часу набору спектрів та відстані між детектором та зразком.



## Спектрометрична установка

Детектором слугував напівпровідниковий детектор з надчистого германію моделі GC2019 (роздільна здатність 1.9 кеВ для піку 1.33 МеВ  $^{60}\text{Co}$ ). Для отримання спектрів використовувався багатоканальний аналізатор ІМСА InSpector, накопичення апаратурних спектрів проведено з використанням програми GENIE-2000.

Детектор прокалібрований по ефективності на відстанях 5-65 см з кроком в 5 см, 70.4 см та 84 см від вхідного вікна детектора. Як калібрувальні джерела використовувалися  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ .

Повна ефективність детектора знаходилась за формулою:

$$\varepsilon(E) = \frac{S(E) \cdot 2^{\frac{-t}{T_{1/2}}}}{t \cdot A \cdot p_i(E)}$$

де  $S(E)$  – площа піку, що відповідає випромінюванню з енергією  $E$ ,  $t$  – час накопичення спектру («живий час»),  $A$  – активність джерела,  $T_{1/2}$  – період напіврозпаду джерела,  $p_i(E)$  – імовірність випромінювання гамма-кванта з енергією  $E$ .

У двічі логарифмічному масштабі залежність ефективності реєстрації від енергії гамма-квантів є лінійною функцією, тому можна апроксимувати залежність  $\varepsilon(E)$  у вигляді функції:

$$\varepsilon(E) = a E^b \quad (15)$$

## Розрахунок поправок

Для отримання статистично вірних результатів величин ізомерних відношень необхідно врахувати всі можливі джерела систематичних похибок:

- чистота зразків – контролювалась за допомогою рентгено-флюоресцентного аналізу;

- ефекти каскадного додавання гамма квантів – при вимірюваннях використовуються відстані між джерелом та детектором не менше 10 см;
- ефекти самопоглинання гамма-квантів у матеріалах зразку – в першому наближенні для розрахунку поправочного коефіцієнта можна використати формулу:

$$f_n = \frac{1 - e^{-\mu x}}{\mu x}, \quad (16)$$

де  $x$  – товщина зразка,  $\mu$  – масовий коефіцієнт поглинання гамма-квантів матеріалом зразку.

Ця формула може застосовуватись лише в наближенні «паралельного» пучка гамма-квантів. При вимірюваннях гамма-спектрів не використовувались відстані між детектором та зразком менші за 10 см, а розміри зразків становлять 10 мм в діаметрі та 0.4 мм в товщині, тому використання формули (16) є правомірним.

## Визначення ізомерних відношень продуктів фотоядерних реакцій

При дослідженні продуктів реакцій з вильотом нейтронів та заряджених частинок необхідно враховувати внесок від  $\beta$ -розпаду продуктів фотонейтронних реакцій. Вони знаходяться в ланцюгу ізобарного розпаду перед ядрами, що є предметом дослідження. Схему такого типу зображено на рис. 2, тут ядро-попередник позначено  $A$ , а ізомерний та основний стани ядра, що є предметом дослідження, позначені  $Bm$  та  $Bg$  відповідно.

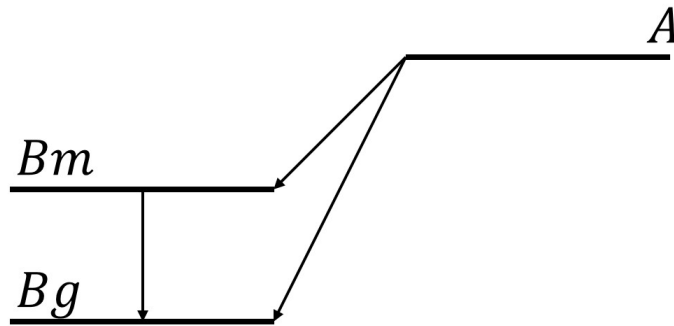


Рис. 2. Схема розпаду системи з трьох рівнів

Розглянемо розпад ядер  $A$ ,  $Bm$ ,  $Bg$  в припущенні постійного в часі потоку  $\gamma$ -квантів на зразок при опроміненні та з врахуванням додаткового внеску ядра-попередника в заселення метастабільного і основного рівнів ядра, що досліджується. Запишемо систему диференціальних рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_A(t)}{dt} = Y_A(t) - \lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_{Bm}(t)}{dt} = Y_{Bm}(t) - \lambda_{Bm} N_{Bm}(t) + p_{ABm} \lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_{Bg}(t)}{dt} = Y_{Bg}(t) - \lambda_{Bg} N_{Bg}(t) + p_{BmBg} \lambda_{Bm} N_{Bm}(t) + p_{ABg} \lambda_A N_A(t) \end{array} \right. , \quad (17)$$

де  $N_A$  , – заселеність основного рівня ядра-попередника, що в ланцюжку бета-розпаду є материнським ядром для досліджуваної ізомерної пари,  $Y_A$  – вихід реакції з утворенням цього ядра,  $\lambda_A$  - стала розпаду ядра-попередника,  $N_{Bi}$  ,  $i=g(m)$  – заселеність основного (метастабільного) рівня ядра, що вивчається,  $Y_{Bi}$  ,  $i=g(m)$  – вихід реакції з утворенням ядра, що досліджується,  $\lambda_{Bm}$  (  $\lambda_{Bg}$  ) - сталі розпаду метастабільного (основного) стану ядра, що вивчається,  $p_i(i=ABm, ABg, BmBg)$  - коефіцієнт розгалуження (відношення імовірності розпаду на ізомерний (основний) стани досліджуваного ядра до повного розпаду ядра-попередника, або відношення імовірності переходу з ізомерного стану на основний до повної імовірності розпаду ізомерного стану досліджуваного ядра).

Розглянемо три проміжки часу:  $t_1, t_2, t_3$  – час опромінення, охолодження та вимірювання відповідно. Залежність виходів реакції  $Y_A, Y_{Bm}, Y_{Bg}$  від часу можна записати наступним чином:

$$Y_i(t) = \begin{cases} Y_i = \text{const}, & \text{npu } t \leq t_1 \\ 0, & \text{npu } t \geq t_1 \end{cases} \quad (18)$$

1. Етап опромінення:

За початок опромінення кожного ядра беремо час  $t=0$ , заселеність рівнів в цей момент часу рівна нулю. Початкові умови:

$$\begin{cases} Y_i(t) = Y_i = \text{const} \\ N_i(0) = 0, i = A, Bm, Bg \end{cases}$$

Розв'язок системи:

$$\begin{cases} N_A = Y_A \cdot F_{11}(t) \\ N_{Bm} = Y_A \cdot F_{12}(t) + Y_{Bm} \cdot F_{22}(t) \\ N_{Bg} = Y_A \cdot F_{13}(t) + Y_{Bm} \cdot F_{23}(t) + Y_{Bg} \cdot F_{33}(t) \end{cases} \quad (19)$$

Тут:

$$F_{11}(t) = \frac{1 - e^{-\lambda_A t}}{\lambda_A}; \quad F_{22}(t) = \frac{1 - e^{-\lambda_{Bm} t}}{\lambda_{Bm}}; \quad F_{33}(t) = \frac{1 - e^{-\lambda_{Bg} t}}{\lambda_{Bg}};$$

$$F_{12}(t) = \frac{\lambda_A p_{ABm}}{\lambda_{Bm} - \lambda_A} (F_{11}(t) - F_{22}(t))$$

$$F_{23}(t) = \frac{\lambda_{Bm} p_{BmBg}}{\lambda_{Bg} - \lambda_{Bm}} (F_{22}(t) - F_{33}(t))$$

$$F_{13}(t) = \frac{\lambda_A p_{ABg}}{\lambda_{Bg} - \lambda_A} (F_{11}(t) - F_{33}(t)) + \frac{\lambda_{Bm} p_{BmBg}}{\lambda_{Bg} - \lambda_A} F_{12}(t) - \frac{\lambda_A p_{ABm}}{\lambda_{Bg} - \lambda_A} F_{23}(t)$$

## 2. Етап охолодження

За початковий момент часу  $t=0$  обираємо початок охолодження кожного ядра, тобто кінець опромінення. Початкові умови:

$$\begin{cases} N_A(0) = N_{A0} = N_A(t_1) \\ N_{Bm}(0) = N_{Bm0} = N_{Bm}(t_1), \\ N_{Bg}(0) = N_{Bg0} = N_{Bg}(t_1) \end{cases}$$

де фігурна дужка позначає кількість ядер певного елемента в момент часу  $t_1$ .

Відповідно до (17) отримуємо систему рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dN_A(t)}{dt} = -\lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_{Bm}(t)}{dt} = -\lambda_{Bm} N_{Bm}(t) + p_{ABm} \lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_{Bg}(t)}{dt} = -\lambda_{Bg} N_{Bg}(t) + p_{BmBg} \lambda_{Bm} N_{Bm}(t) + p_{ABg} \lambda_A N_A(t) \end{cases} \quad (20)$$

Розв'язок системи:

$$\begin{cases} N_A(t) = N_A(t_1) e^{-\lambda_A t} \\ N_{Bm}(t) = N_A(t_1) p_{ABm} \frac{\lambda_A}{\lambda_{Bm} - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_{Bm} t}) + N_{Bm}(t_1) e^{-\lambda_{Bm} t} + \frac{p_{BmBg} \lambda_{Bm}}{\lambda_{Bg} - \lambda_{Bm}} \left( N_{Bm}(t_1) - p_{ABm} N_{Bm}(t_1) \frac{\lambda_A}{\lambda_{Bm} - \lambda_A} \right) (e^{-\lambda_{Bm} t} - e^{-\lambda_{Bg} t}) \end{cases} \quad (21)$$

## 3. Етап накопичення спектру

За початковий момент часу  $t=0$  обираємо початок накопичення спектру (або кінець охолодження) кожного ядра. Початкові умови:

$$\begin{cases} N_A(0) = N_{A0} = N_A(t_2) \\ N_{Bm}(0) = N_{Bm0} = N_{Bm}(t_2) \\ N_{Bg}(0) = N_{Bg0} = N_{Bg}(t_2) \end{cases}$$

Відповідно до (17) отримаємо систему рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dN_A(t)}{dt} = -\lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_{Bm}(t)}{dt} = -\lambda_{Bm} N_{Bm}(t) + p_{ABm} \lambda_A N_A(t) \\ \frac{dN_{Bg}(t)}{dt} = -\lambda_{Bg} N_{Bg}(t) + p_{BmBg} \lambda_{Bm} N_{Bm}(t) + p_{ABg} \lambda_A N_A(t) \end{cases} \quad (22)$$

Розв'язок системи аналогічний до етапу охолодження.

Площа піків, що утворюються за рахунок розпаду ядер A, Bm, Bg, пропорційна зміні заселеності рівнів за час накопичення спектру:

$$\begin{cases} S_A = C_A \varepsilon_A f_A (N_A(t_2^A) - N_A(t_3^A)) \\ S_{Bm} = C_{Bm} \varepsilon_{Bm} f_{Bm} \left[ (N_{Bm}(t_2^{Bm}) - N_{Bm}(t_3^{Bm})) + p_{ABm} (N_A(t_2^{Bm}) - N_A(t_3^{Bm})) \right] \\ S_{Bg} = C_{Bg} \varepsilon_{Bg} f_{Bg} \left[ (N_{Bg}(t_2^{Bg}) - N_{Bg}(t_3^{Bg})) + p_{ABg} (N_A(t_2^{Bg}) - N_A(t_3^{Bg})) + p_{BmBg} (N_{Bm}(t_2^{Bg}) - N_{Bm}(t_3^{Bg})) + p_{ABm} p_{BmBg} \right] \end{cases} \quad (23)$$

де  $S_i$  – площа піків відповідного ядра;  $\varepsilon_i$  – ефективність реєстрації  $\gamma$ -квантів від розпаду відповідних ядер;  $C_i$  – корегуючі коефіцієнти, що дозволяють врахувати ефекти самопоглинання каскадного сумування та інші;  $f_i$  – квантовий вихід  $\gamma$ -квантів при розпаді ядра.

Запишемо необхідні заміни:

$$J_{11}(t) = e^{-\lambda_A t}; \quad J_{22}(t) = e^{-\lambda_{Bm} t}; \quad J_{33}(t) = e^{-\lambda_{Bg} t};$$

$$J_{12}(t) = \frac{p_{ABm} \lambda_A}{\lambda_{Bm} - \lambda_A} (J_{11}(t) - J_{22}(t))$$

$$J_{23}(t) = \frac{p_{BmBg} \lambda_{Bm}}{\lambda_{Bg} - \lambda_{Bm}} (J_{22}(t) - J_{33}(t))$$

$$J_{13}(t) = \frac{p_{ABg} \lambda_A}{\lambda_{Bg} - \lambda_A} (J_{11}(t) - J_{33}(t)) + \frac{\lambda_{Bm} p_{BmBg}}{\lambda_{Bg} - \lambda_A} J_{12}(t) - \frac{\lambda_A p_{ABm}}{\lambda_{Bg} - \lambda_A} J_{23}(t)$$

$$K_{11}(t) = 1 - J_{11}(t)$$

$$K_{22}(t) = 1 - J_{22}(t)$$

$$K_{33}(t) = 1 - J_{33}(t)$$

$$K_{12}(t) = \frac{P_{ABm}}{\lambda_{Bm} - \lambda_A} (\lambda_{Bm} K_{11}(t) - \lambda_A K_{22}(t))$$

$$K_{23}(t) = \frac{P_{BmBg}}{\lambda_{Bg} - \lambda_{Bm}} (\lambda_{Bg} K_{22}(t) - \lambda_{Bm} K_{33}(t))$$

$$K_{13}(t) = \frac{P_{ABg}}{\lambda_{Bg} - \lambda_A} (\lambda_{Bg} K_{11}(t) - \lambda_A K_{33}(t)) + \frac{\lambda_{Bg} P_{BmBg}}{\lambda_{Bg} - \lambda_{Bm}} K_{12}(t) - \frac{\lambda_A P_{ABm}}{\lambda_{Bm} - \lambda_A} K_{23}(t)$$

Запишемо введені заміни в матричному вигляді:

$$F(t) = \begin{pmatrix} F_{11}(t) & 0 & 0 \\ F_{12}(t) & F_{22}(t) & 0 \\ F_{13}(t) & F_{23}(t) & F_{33}(t) \end{pmatrix}$$

$$J(t) = \begin{pmatrix} J_{11}(t) & 0 & 0 \\ J_{12}(t) & J_{22}(t) & 0 \\ J_{13}(t) & J_{23}(t) & J_{33}(t) \end{pmatrix}$$

$$K(t) = \begin{pmatrix} K_{11}(t) & 0 & 0 \\ K_{12}(t) & K_{22}(t) & 0 \\ K_{13}(t) & K_{23}(t) & K_{33}(t) \end{pmatrix}$$

Запишемо виходи реакцій у матричному вигляді:

$$Y = \begin{pmatrix} Y_A \\ Y_{Bm} \\ Y_{Bg} \end{pmatrix}$$

Отримуємо:

$$V = K(t_3) J(t_2) F(t_1) Y \quad (24)$$

$$\text{Тут } V = \frac{S_i}{C_i \varepsilon_i f_i}.$$

Для спрощення розрахунків розглянемо матрицю:

$$G = K(t_3) J(t_2) F(t_1) \quad (25)$$

Елементи такої матриці:

$$G_{11} = K_{11}(t_3) J_{11}(t_2) F_{11}(t_1)$$

$$G_{22} = K_{22}(t_3) J_{22}(t_2) F_{22}(t_1)$$

$$G_{33} = K_{33}(t_3) J_{33}(t_3) F_{33}(t_3)$$

$$G_{12} = F_{12}(t_1) J_{22}(t_2) K_{22}(t_3) + F_{11}(t_1) (J_{11}(t_2) K_{12}(t_3) + J_{12}(t_2) K_{22}(t_3))$$

$$G_{13} = F_{11}(t_1) (K_{13}(t_3) J_{11}(t_2) + K_{23}(t_3) J_{12}(t_2) + K_{33}(t_3) J_{13}(t_2)) + F_{12}(t_1) (K_{23}(t_3) J_{22}(t_2) + K_{33}(t_3) J_{23}(t_2)) + F_{13}(t_1) J_{33}(t_3)$$

$$G_{23} = F_{23}(t_1) J_{33}(t_2) K_{33}(t_3) + F_{22}(t_1) (J_{22}(t_2) K_{23}(t_3) + J_{23}(t_2) K_{33}(t_3))$$

Отже:

$$V = G \cdot Y$$

Або:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{S_A}{C_A \varepsilon_A f_A} = Y_A G_{11} \\ \frac{S_{Bm}}{C_{Bm} \varepsilon_{Bm} f_{Bm}} = Y_A G_{12} + Y_{Bm} G_{22} \\ \frac{S_{Bg}}{C_{Bg} \varepsilon_{Bg} f_{Bg}} = Y_A G_{13} + Y_{Bm} G_{23} + Y_{Bg} G_{33} \end{array} \right. \quad (26)$$

Ізомерний та основний стан ядра, що обране для дослідження, розпадаються через одну лінію, тому, для більш зручного використання розв'язку системи при аналізі експериментальних даних, необхідно відокремити суму площ піків

$S = S_{Bm} + S_{Bg}$ . Для цього перепишемо систему рівнянь у вигляді:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_A = Y_A G_{11} C_A \varepsilon_A f_A \\ S_{Bm} = Y_A G_{12} C_{Bm} \varepsilon_{Bm} f_{Bm} + Y_{Bm} G_{22} C_{Bm} \varepsilon_{Bm} f_{Bm} \\ S_{Bg} = Y_A G_{13} C_{Bg} \varepsilon_{Bg} f_{Bg} + Y_{Bm} G_{23} C_{Bg} \varepsilon_{Bg} f_{Bg} + Y_{Bg} G_{33} C_{Bg} \varepsilon_{Bg} f_{Bg} \end{array} \right. \quad (27)$$

Додамо ліві і праві частини рівнянь та врахуємо, що  $C = C_{Bm} = C_{Bg}$  та  $\varepsilon = \varepsilon_{Bm} = \varepsilon_{Bg}$ ;  $S = S_{Bm} + S_{Bg}$ :

$$S_A + S = Y_A G_{11} C_A \varepsilon_A f_A + Y_A G_{12} C \varepsilon f_{Bm} + Y_{Bm} G_{22} C \varepsilon f_{Bm} + Y_A G_{13} C \varepsilon f_{Bg} + Y_{Bm} G_{23} C \varepsilon f_{Bg} + Y_{Bg} G_{33} C \varepsilon f_{Bg}$$

$$S_A + S = Y_A G_{11} C_A \varepsilon_A f_A + Y_A (G_{12} f_{Bm} + G_{13} f_{Bg}) C \varepsilon + Y_{Bm} (G_{22} f_{Bm} + G_{23} f_{Bg}) C \varepsilon + Y_{Bg} G_{33} C \varepsilon f_{Bg}$$

$$S_A + S = Y_A G_{11} C_A \varepsilon_A f_A + Y_A C \varepsilon f_{Bg} \left( G_{13} + \frac{G_{12} f_{Bm}}{f_{Bg}} \right) + Y_{Bm} C \varepsilon f_{Bg} \left( G_{23} + \frac{G_{22} f_{Bm}}{f_{Bg}} \right) + Y_{Bg} G_{33} C \varepsilon f_{Bg}$$

Отримуємо вираз:

$$\frac{S_A + S}{G_{33} C \varepsilon f_{Bg}} = Y_A \left( \frac{G_{11} C_A \varepsilon_A f_A}{G_{33} C \varepsilon f_{Bg}} + G_{13} + G_{12} \frac{f_{Bm}}{f_{Bg}} \right) + Y_{Bm} \left( G_{23} + G_{22} \frac{f_{Bm}}{f_{Bg}} \right) + Y_{Bg} \quad (28)$$



Перепишемо рівняння (28) у вигляді:

$$V = Y_A X_A + Y_{Bm} X_{Bm} + Y_{Bg} \quad (29)$$

З вище вказаного видно, що величини виходів реакції належать площині з параметрами  $Y_A, Y_{Bm}, Y_{Bg}$  у координатному просторі  $\{V, X_A, X_{Bm}\}$ . Проводячи апроксимацію набору точок, що отримані зі спектрів, можемо отримати ізомерне відношення виходів  $Y_{Bm}/Y_{Bg}$ .

Розрахуємо похибки коефіцієнтів площини методом часткових похідних:

$$V = \frac{S_A + S}{G_{33} C \varepsilon f_{Bg}}$$

$$\Delta V = \sqrt{\left(\frac{\Delta S_A}{G_{33} C \varepsilon f_{Bg}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{G_{33} C \varepsilon f_{Bg}}\right)^2 + \left(\frac{S_A + S}{G_{33} C \varepsilon^2 f_{Bg}} \Delta \varepsilon\right)^2} \quad (30)$$

$$X_A = \left(\frac{G_{11} C_A \varepsilon_A f_A}{G_{33} C \varepsilon f_{Bg}} + G_{13} + G_{12} \frac{f_{Bm}}{f_{Bg}}\right)$$

$$\Delta X_A = \frac{G_{11} C_A f_A}{G_{33} C f_{Bg}} \sqrt{\left(\frac{\Delta \varepsilon_A}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_A}{\varepsilon^2} \Delta \varepsilon\right)^2} \quad (31)$$

Відповідно до (16):

$$\Delta \varepsilon = \sqrt{(\Delta a E^b)^2 + (ab E^{b-1} \ln(E) \Delta b)^2} \quad (32)$$

### Аналіз спектрів та визначення ізомерних відношень $^{52m,g}\text{Mn}$ як продукту реакції $^{54}\text{Fe}(\gamma, np)^{52m,g}\text{Mn}$

В якості зразків використовувались два металеві диски заліза діаметром 10 мм та масою 236,0 мг та 215,0 мг, збагачені за ізотопом  $^{54}\text{Fe}$  (збагачення складало 99,85%). Опромінення проводилось гамма-квантами гальмівного спектру з максимальними енергіями 50, 55, 55.2, 60.1 та 64.9 МеВ, з часом опромінення 1200, 1736, 900, 1200 та 1200 секунд відповідно. Один з отриманих спектрів наведено на рис. 3:

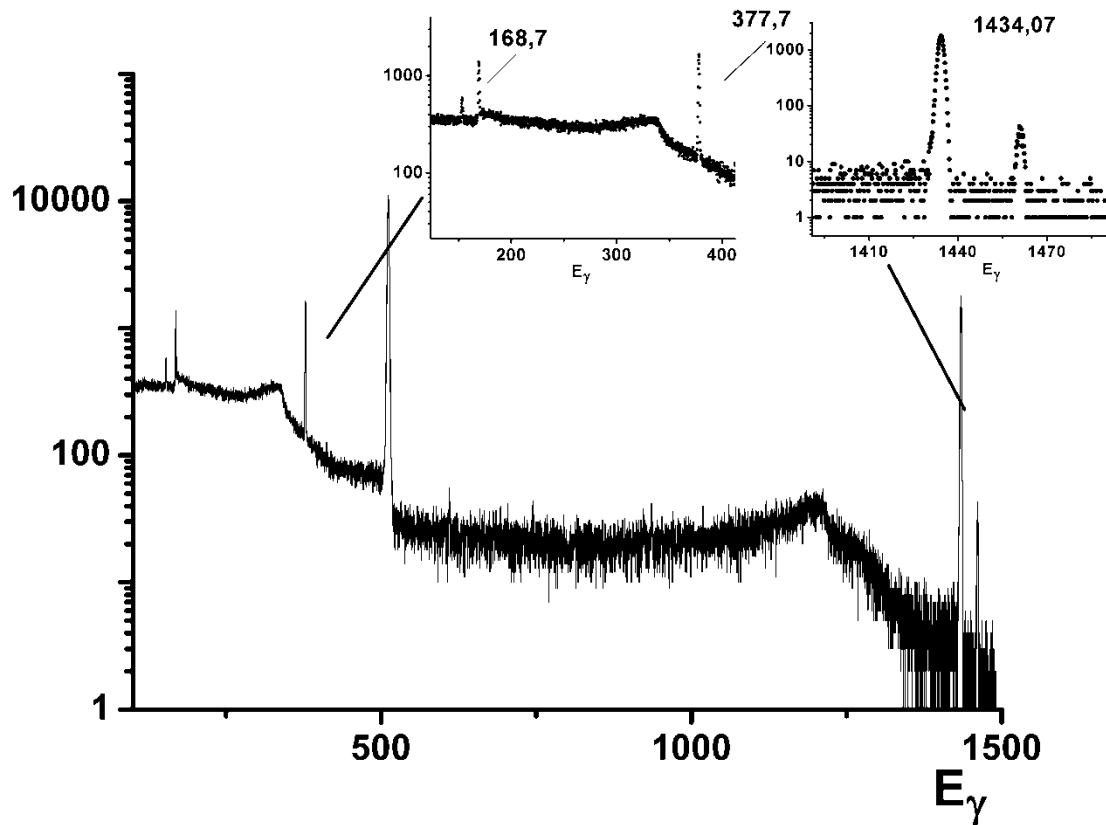


Рис. 3. Спектр продуктів активації зразка заліза, збагаченого за ізотопом  $^{54}\text{Fe}$

Предметом дослідження був  $^{52m,g}\text{Mn}$  як продукт реакції  $^{54}\text{Fe}(\gamma, np)^{52m,g}\text{Mn}$ .

Разом з  $(\gamma, np)$  реакцією на  $^{54}\text{Fe}$  відбувається реакція  $^{54}\text{Fe}(\gamma, 2n)^{52}\text{Fe}$ , що знаходиться вище  $^{52}\text{Mn}$  в ізобарному ланцюгу розпаду, внаслідок чого має місце

додаткове заселення рівнів  $^{52}_{25}\text{Mn}$ , що досліджуються, внаслідок  $\beta$ -розпаду  $^{52}_{26}\text{Fe}$  (відповідно до схеми на рис. 4).

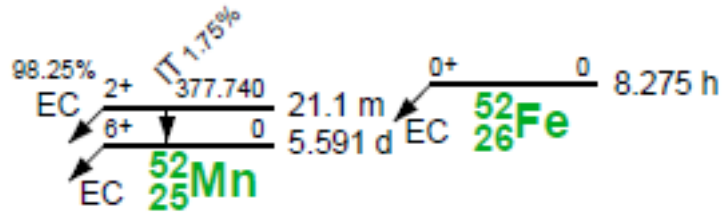


Рис. 4 Схема розпаду ізоотопів  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$  та  $^{52}_{26}\text{Fe}$

Для визначення виходів реакції для ізомерної пари  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$ , використовувався гамма-перехід з енергією  $E_\gamma = 1434.07 \text{ keV}$ , що відповідає дезбудженню ядра внаслідок  $\beta$ -розпаду ізомерного та основного станів ядра  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$ .

Періоди напіврозпаду метастабільного та основного станів ядра  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$  складають 21,1 хвилини та 5,591 діб, відповідно.

Для врахування заселення рівнів досліджуваного ядра внаслідок бета-розпаду ядра-попередника  $^{52}_{26}\text{Fe}$  використовувався гамма-перехід з енергією  $E_\gamma = 168.68 \text{ keV}$ , що відповідає розпаду основного стану цього ядра.

Ядро  $^{52}_{26}\text{Fe}$  може мати метастабільний рівень зі спіном  $12^{+\hbar\hbar}$  ( $T_{1/2} = 45.9 \text{ c}$ ), але заселення цього рівня при опроміненні гамма-квантами з граничними енергіями 50-65 MeV не спостерігалось, оскільки спін та парність ядра мішені  $^{54}_{26}\text{Fe}$  становить  $0^{+\hbar\hbar}$ .

Ізомерний стан  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$  є низькоспіновим станом  $\hbar\hbar$ , а основний – високоспіновий  $\hbar$ , тому ізомерне відношення виходів визначалось як

$$D = \frac{Y_H}{Y_L} = \frac{Y_g}{Y_m},$$

де  $Y_m$  та  $Y_g$  визначались при розв'язку системи (17).

Для аналізу спектрів використано програмний пакет WinSpectrum 2.0, розрахунки параметрів площини проведено за допомогою коду на Python 3. Апроксимація отриманих точок площиною проведена за допомогою пакету Wolfram Mathematica.

Отримані значення ізомерних відношень наведені в Таблиці 1.

Таблиця 1

Ізомерні відношення  $^{52m,g}_{25}\text{Mn}$  як продукту реакції  $^{54}_{26}\text{Fe}(\gamma, np)^{52m,g}_{25}\text{Mn}$

$E_\gamma, \text{MeV}$	$IR, -i$
50	$0.343 \pm 0.072$
55.2	$0.237 \pm 0.039$
60.1	$0.336 \pm 0.041$
64.9	$0.318 \pm 0.027$

## Програмний пакет TALYS

Для розрахунку перерізів обраних реакцій використовувався програмний пакет TALYS 1.95 [17], який є одним з небагатьох відкритих кодів для опису перебігу ядерних реакцій. Він дає змогу розраховувати ядерні реакції за участю нейтронів, гамма-квантів, протонів, дейтронів та альфа-частинок в діапазоні енергій від 1 кеВ до 200 МеВ.

TALYS використовує сучасні модельні підходи для опису прямих реакцій, передрівноважних механізмів, реакції з компаунд ядром та процесів розпаду. Використовуються 6 модельних підходів (LD1-LD6) для обрахунку густини заповнення рівнів (LD – level density): 3 феноменологічні моделі та 3 моделі мікроскопічної густини рівнів.

LD1: Модель Фермі-газу з постійною температурою [18]. В цій моделі діапазон значень енергії збудженого стану ядра розділяється на низькоенергетичну частину, від  $E_0$  до енергії  $E_M$ , для якої застосовується, так званий, закон постійної температури, і високоенергетичну частину, для опису якої використовується модель Фермі-газу.

LD2: Модель Фермі-газу зі зворотним зсувом. Енергія сполучення трактується як регульований параметр, а модель Фермі-газу використовується на всьому діапазоні енергій.

LD3: Узагальнена модель надплинності. Модель враховує надпровідні кореляційні зв'язки відповідно до теорії Бардіна-Купера-Шріффера. Феноменологічний варіант моделі характеризується фазовим переходом від надплинної поведінки при низькій енергії, де кореляційні зв'язки сильно впливають на щільність рівня, до області високих енергій, що описується газовою моделлю Фермі.

LD4: Мікроскопічна густина рівнів (з таблиць Горіелі). Використання цієї моделі дозволяє читати таблиці щільності мікроскопічних рівнів з бази даних

RIPL. Ця таблиця обчислена на основі розрахунків Хартрі-Фока для енергій збудження до 150 MeV та для значень спіну до  $I=30$ .

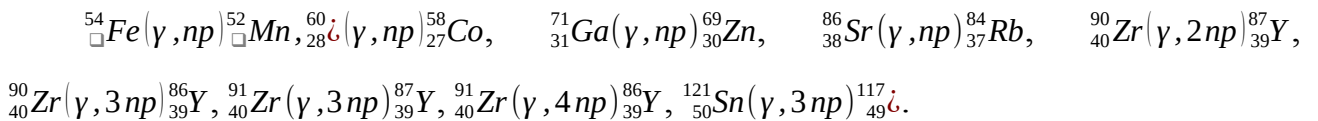
LD5: Мікроскопічна густина рівнів (з комбінаторних таблиць Ілера). Комбінаторна модель включає детальний мікроскопічний розрахунок щільності власного стану та колективне посилення.

LD6: Мікроскопічна густина рівнів (залежно від температури, з комбінаторних таблиць Ілера).

### Вибір реакцій

В роботі проведено аналіз бази експериментальних даних ядерних реакцій EXFOR [19] та бібліотеку центру експериментальних даних фотоядерних реакцій [20]. Обрано набір реакцій виду  $(\gamma, X)$ , для яких є пораховані результати експериментальних досліджень. Тут  $X: n, np$ .

Обрані реакції:



З використанням програмного пакету TALYS 1.95 отримані значення перерізів утворення метастабільного та ізомерного станів для кожної з обраних реакцій для всіх теоретичних моделей, що наявні в TALYS, з урахуванням передрівноважних механізмів, та без урахування. Після чого проведена згортка отриманих результатів зі спектром гальмівних гамма-квантів згідно до (15).

Порівняння отриманих значень з експериментальними результатами наведено в Доданку 1.

З таблиці видно узгодження експериментальних значень зі значеннями, отриманими за допомогою модельних підходів лише для деяких реакцій:

- ${}^{71}_{31}\text{Ga}(\gamma, pn){}^{69}_{30}\text{Zn}$  – LD3 без механізму передрівноважного стану;

-  ${}_{40}^{90}\text{Zr}(\gamma, p 2n){}_{39}^{87}\text{Y}$  – LD1, LD2, LD3, LD6 без урахування механізмів передрівноважного стану та з урахуванням;

-  ${}_{50}^{119}\text{Sn}(\gamma, pn){}_{49}^{117}\text{Sb}$  – Співпадіння лише для одного з результатів.

Для інших ядер результати розрахунків за допомогою модельних підходів погано узгоджуються з експериментальними даними.

## Аналіз та порівняння отриманих значень

Для порівняння отриманих експериментальних значень з теоретичними моделями використовувався програмний пакет TALYS [17], в якому обраховані значення виходів реакцій від порогової енергії реакції до 100 MeV з кроком в 100 кеВ.

Для автоматизації процесу обрахування було написано Bash-скрипт, згортка з розподілом Шиффа проведена за допомогою коду на Python 3.7.

Результати порівняння обрахунку в TALYS та експериментальних значень показано на рис. 5:

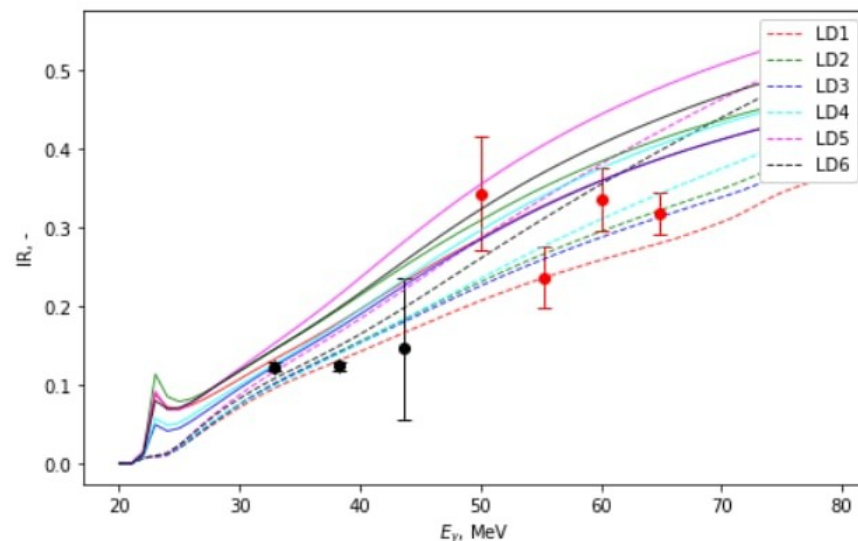


Рис. 5. Порівняння отриманих значень зі значеннями, розрахованими з використанням програмного пакету TALYS 1.95

Тут точками червоного кольору показано результати, отримані в даній роботі, точками чорного кольору показано результати роботи інших авторів [21].

В Таблиці 2 наведено порівняння отриманих результатів з модельними підходами:



Таблиця 2

Узгодження отриманих значень з модельними підходами

E, MeV	Узгодження з модельними підходами
50	LD1-6 з урахуванням передрівноважних механізмів, LD5 без урахування передрівноважних механізмів
55.2	LD1-4 без урахування передрівноважних механізмів
60.1	LD1-6 без урахування передрівноважних механізмів, LD3 з урахуванням передрівноважних механізмів
64.9	LD2-4 без урахування передрівноважних механізмів

## Висновки

В ході виконання кваліфікаційної роботи магістра було експериментально визначено ізомерне відношення виходів ядра  $^{52}_{\square}Mn$ , як продукту реакції  $^{54}_{\square}Fe(\gamma, np)^{52}_{\square}Mn$ . Проведено порівняння зі значеннями, отриманими з програмного пакету TALYS та результатами інших авторів. В ході роботи було зроблено:

- проведено огляд літератури з даної тематики, та розглянуто принцип роботи методу ізомерних відношень виходів для продуктів фотоядерних реакцій;
- проведено пошук наявних експериментальних даних для реакцій  $(\gamma, npx)$  у базах EXFOR, CDFE;
- проведено розрахунок обраних реакцій з використанням різних модельних підходів за допомогою програмного пакету TALYS. Проведена згортка отриманих значень з спектром гальмівних гамма-квантів, обрахованим за допомогою розподілу Шиффа;
- проведено порівняння результатів, отриманих за допомогою коду TALYS з наявними результатами інших авторів;
- проведено аналітичний розв'язок системи диференціальних рівнянь з урахуванням впливу ядра-попередника для обрахування виходів реакцій;
- написаний код для обрахунку необхідних параметрів та визначення параметрів площини;
- виконано аналіз та обробку апаратних спектрів для експериментального визначення ізомерного відношення виходів ядра  $^{52}_{\square}Mn$ , як продукту реакції  $^{54}_{\square}Fe(\gamma, np)^{52}_{\square}Mn$ . Проведено порівняння отриманих результатів з результатами інших авторів та результатами, отриманих за допомогою пакету TALYS.

### Список використаної літератури

1. Каденко І. М., Плюйко В. А. Фізика атомного ядра та частинок — К. : ВПЦ «Київський університет», 2008. — 414 с.
2. Schiff L.I. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung. – // Phys. Rev. – 1951. - Vol. 83. – P. 252-253.
3. Ишханов Б.С. / Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // - М.: МГУ, - 1979. - 215 с.
4. Мордасов Н.Г. / Моделирование методов экспрессного определения энергетического спектра тормозного излучения ускорителей электронов. Мордасов Н.Г., Иващенко Д.М., Членов А.М., Астахов А.А. // Журнал технической физики. – 2004. – Т.74. – Вып.9. – С.108-115.
5. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. Изомерные отношения выходов (сечений) фотоядерных реакций // Атомная энергия. – 1987. – Т.62. - Вып. 4. – С.236-243.
6. Безшийко О.А. Дослідження фотоядерних реакцій на ядрах  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{123}\text{Sb}$ ,  $^{121}\text{Sb}$ ,  $^{118}\text{Sn}$  з використанням методу ізомерних відношень. Дис. канд. фіз.-мат. Наук – Київ. - 2005.- 139. с.
7. Kolev D., Dobрева E., Nenov.N., Todorov V. A convenient method for experimental determination of yields and isomeric ratios in photonuclear reactions measured by the activation technique // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. - 1995. - Vol. 356. - P. 390-396.
8. Kolev D., Ernst J. The role of angular-momentum removal photonuclear reactions as deduced from the isomeric ratios for Sb-120m,g and In-117m,g // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1998.- Vol. 24. - P. 589-599.
9. Желтоножский В.А., Мазур В.М., Биган З.М. Исследование возбуждения метастабильных состояний Pt-197 и Hg-197 В ( $\gamma$ , n) (d,2n) реакциях // Ядерная физика. – 2004. – Т.67. - Вып. 5. – С.899-905.

10. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В., Шомуродов Э.М. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций для гамма-активационного анализа // Атомная энергия. - 1985. - Т. 58, Вып. 1. - С. 47-50.
11. Ford G.P., Wolfsberg K., Erdal B.R. Independent yields of the isomers of  $^{133}\text{Xe}$  and  $^{135}\text{Xe}$  for neutron-induced fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , and  $^{242}\text{Am}^m$  // Phys. Rev. C. - 1984. - Vol. 30, №1. - P. 195-213.
12. Tomar B.S., Goswami A., Das S.K. et al. Fragment angular momenta in alpha-induced fission of  $^{238}\text{U}$  // Phys. Rev. C. - 1988. - Vol. 38, №4. - P. 1787-1791.
13. Naik H., Dange S.P., Singh R.J., Datta T. Systematics of fragment angular momentum in low-energy fission of actinides // Nucl. Phys. A. - 1995. - Vol. A587. - P. 273-290.
14. Imanishi N., Fujiwara I., Nishi T. Independent isomer yields of Sb and Te isotopes in thermal-neutron fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  // Nucl. Phys. A. - 1976. - Vol. A263. - P. 141-149.
15. Rudstam G., Aagaard P., Ekström B. et al. Yields of products from thermal neutron-induced fission of  $^{235}\text{U}$  // Radiochem. Acta. - 1990. - Vol. 49. - P. 155-191.
16. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. Изомерные отношения выходов (сечений) фотоядерных реакций // Атомная энергия. - 1987. - Т.62. - Вып. 4. - С.236-243.
17. [www.talys.eu](http://www.talys.eu)
18. A. Gilbert, A.G.W. Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // Canadian Journal of Physics. 1965, v.43, p.1446.
19. [www-nds.iaea.org/exfor/](http://www-nds.iaea.org/exfor/)
20. [cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php](http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php)
21. Голінка-Безшийко Л.О. Ізомерні стани продуктів фотоядерних реакцій на ядрах з  $51 < A < 116$  з множинним вильотом частинок. дис. канд. фіз.-мат. наук – Київ – 2015 – 134 с.

22. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. Изомерные отношения выходов (сечений) фотоядерных реакций // Атомная энергия. – 1987. – Т.62. - Вып. 4. – С.236.
23. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Nguyen Tuan Khai, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh. The isomeric ratios in photonuclear reactions of natural strontium induced by bremsstrahlungs in the giant dipole resonance region and by 65 MeV bremsstrahlung - // J Radioarial Nucl Chem -2010 – P.286:161-167
24. O.A. Bezshyko, A.N. Vodin, L.A. Golinka-Bezshyko, A.N. Dovbnya, I.N. Kadenko, A. Kivernyk, A.A. Kovalenko, V.A. Kushnir, V.V. Mitrochenko, S.N. Olejnik, G.E. Tuller. Isomeric ratios of the products of  $(\gamma, xnp)$  reactions on  $^{90,91}_{\square}Zn$  nuclei for a maximum bremsstrahlung energy of 84 MeV - // Jour: Bull.Russian Academy of Sciences – Physics, Vol.75, p.937(2011), USA
25. Tran Duc Triep, Truong Thi An, Nguyen Tuan Khai, Nguyen The Vinh, Phan Viet Cuong, A.G.Belov, O.D.Maslov. The isomeric ratios in some photonuclear reactions  $(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, 2n)$  and  $(\gamma, np)$  induced by bremsstrahlungs with end-point energies in the Giant Dipole Resonance region - // Jour: Fiz. Elementarnykh Chastich I Atomn.Yadra, Letters, Vol.6, p.209(2009), Russia
26. I. N. Vishnevsky, V.A.Zheltonozhsky, I.N.Kadenko, E.V.Kulich, V.A.Plyujko, N.V.Strilchuk. Photonuclear reactions on nuclei of  $^{118}_{\square}Sn$  and  $^{121}_{\square}Sb$  with escaping of charged particles - // Jour: Bull.Russian Academy of Sciences – Physics, Vol.72, Issue.11, p.1569(2008), USA
27. N.A.Demekhina, A.S.Danagulyan, G.S.Karapetyan. Analysis of Isomeric Ratios in  $(\gamma, n)$  and  $(\gamma, p)$  Reactions Around Giant-Resonance Energies - // Jour: Physics of Atomic Nuclei, Vol.65, p.365 (2002), USA
28. Yu.P.Gangrsky, P.Zuzaan, N.N.Kolesnikov, V.G.Lukashek, A.P.Tonchev. Isomeric ratios in the reaction  $(\gamma, p)$  at the energies of the giant dipole resonance - // Jour: Physics of Atomic Nuclei, Vol.62, p.1615 (1999), USA

- 29.S.R.Palvanov,O.Razhabov. Isomer Yield Ratios of Photonuclear Reactions at  $E_{\gamma_{max}}$  25 and 30 MeV - // Jour: Atomic Energy, Vol.87, p.533 (1999), USA
- 30.M.G.Davydov,V.G.Magera,A.V.Trukhov,E.M.Shomurodov. Isomeric Ratios of the Yields of Photonuclear Reactions for Gamma-Activation Analysis - // Jour: Soviet Atomic Energy, Vol.58, p.56 (1985), USA

**Порівняння експериментальних значень з результатами, отриманими  
за допомогою TALYS 1.95**

Реакція	$E_{mc}$ Me	Посилання	Експериментальне значення	TALYS	
				З механізмом передрівноваж- ного стану	Без механізму передрівноваж- ного стану
${}^{60}_{28}\text{Ni}(\gamma, pn){}^{58}_{27}\text{Co}$  $E_{th} = 20 \text{ MeV}$ $m: 5^{+\dot{\iota}:9.2\text{zod}\dot{\iota}}$ $g: 2^{+\dot{\iota}:70.8\text{дiб}\dot{\iota}}$	48	[22]	$0.47 \pm 0.02$	0.24; 0.25; 0.23; 0.26; 0.30; 0.33;	0.18; 0.19; 0.19; 0.20; 0.24; 0.27;
${}^{71}_{31}\text{Ga}(\gamma, pn){}^{69}_{30}\text{Zn}$  $E_{th} = 19 \text{ MeV}$ $m: 9/2^{+\dot{\iota}:14\text{zod}\dot{\iota}}$ $g: 1/2^{-\dot{\iota}:55.6\text{xв}\dot{\iota}}$	70	[22]	$0.67 \pm 0.04$	0.81; 0.83; 0.81; 0.86; 0.93; 1.05;	0.77; 0.88; 0.73; 0.95; 1.05; 1.17;
${}^{86}_{38}\text{Sr}(\gamma, pn){}^{84}_{37}\text{Rb}$  $E_{th} = 20 \text{ MeV}$ $m: 6^{-\dot{\iota}:20.2\text{xв}\dot{\iota}}$ $g: 2^{-\dot{\iota}:32.77\text{днi}\dot{\iota}}$	65	[23]	$0.11 \pm 0.01$	0.18; 0.19; 0.20; 0.19; 0.24; 0.22;	0.16; 0.18; 0.16; 0.19; 0.24; 0.23;
${}^{90}_{40}\text{Zr}(\gamma, p2n){}^{87}_{39}\text{Y}$  $E_{th} = 31 \text{ MeV}$ $m: 1/2^{-\dot{\iota}:13.8\text{zod}\dot{\iota}}$ $g: 9/2^{+\dot{\iota}:79.8\text{zod}\dot{\iota}}$	84	[24]	$1.02 \pm 0.10$	1.00; 1.03; 1.04; 1.21; 1.48; 1.06;	1.04; 1.05; 1.09; 1.28; 1.56; 1.1;

${}_{40}^{90}\text{Zr}(\gamma, p3n){}_{39}^{86}\text{Y}$  $E_{th}=37\text{ MeB}$  $m: 8^{+\zeta:48\text{x}\zeta}$  $g: 4^{-\zeta:14.7\text{z}\zeta}$	84	[24]	$0.30 \pm 0.04$	0.17; 0.18; 0.17; 0.21; 0.20; 0.23;	0.15; 0.15; 0.15; 0.19; 0.19; 0.23;
${}_{40}^{91}\text{Zr}(\gamma, p3n){}_{39}^{87}\text{Y}$  $E_{th}=33\text{ MeB}$  $m: 1/2^{-\zeta:13.8\text{z}\zeta}$  $g: 9/2^{+\zeta:79.8\text{z}\zeta}$	84	[24]	$1.03 \pm 0.10$	1.59; 1.60; 1.69; 2.03; 2.34; 1.82;	1.63; 1.61; 1.68; 2.09; 2.49; 1.88;
${}_{40}^{91}\text{Zr}(\gamma, p4n){}_{39}^{86}\text{Y}$  $E_{th}=45\text{ MeB}$  $m: 8^{+\zeta:48\text{x}\zeta}$  $g: 4^{-\zeta:14.7\text{z}\zeta}$	84	[24]	$0.42 \pm 0.03$	0.24; 0.26; 0.26; 0.33; 0.31; 0.36;	0.22; 0.23; 0.23; 0.30; 0.35; 0.35;
${}_{50}^{119}\text{Sn}(\gamma, pn){}_{49}^{117}\text{I}$  $E_{th}=22\text{ MeB}$  $m: 1/2^{-\zeta:116.2\text{x}\zeta}$  $g: 9/2^{+\zeta:43.2\text{x}\zeta}$	23.5	[25]	$4.98 \pm 0.50$	2.29; 2.28; 1.86; 1.69; 1.83; 1.54;	2.83; 2.78; 2.02; 2.20; 2.28; 2.09;
	22	[26]	$1.18 \pm 0.09$	2.32; 2.30; 1.87; 1.67; 1.88; 1.45;	2.83; 1.95; 2.12; 2.34; 2.34; 2.02;
	43	[22]	$1.75 \pm 0.06$	0.96; 0.94; 0.84; 0.79; 0.71; 0.70;	1.18; 0.15; 0.98; 0.96; 0.83; 0.86;
	30	[27]	$0.66 \pm 0.07$	1.62; 1.62; 1.37; 1.27; 1.23; 1.18;	1.98; 1.95; 1.53; 1.59; 1.44; 1.46;
	40	[27]	$0.85 \pm 0.08$	1.05; 1.03; 0.91; 0.85; 0.78; 0.77;	1.29; 1.27; 1.06; 1.05; 0.92; 0.94;



	24	[28]	$3.8 \pm 0.3$	2.26; 2.26; 1.84; 1.70; 1.82; 1.57;	2.76; 2.74; 2.01; 2.19; 2.23; 2.09;
	25	[29]	$2.9 \pm 0.2$	2.14; 2.15; 1.76; 1.64; 1.71; 1.53;	1.60; 2.59; 1.93; 2.10; 2.07; 1.99;
	30	[29]	$3.1 \pm 0.2$	1.62; 1.62; 1.37; 1.27; 1.23; 1.18;	1.98; 1.95; 1.53; 1.59; 1.44; 1.46;
	22	[30]	$9.53 \pm 2.68$	2.32; 2.30; 1.87; 1.67; 1.88; 1.45;	2.83; 1.95; 2.12; 2.34; 2.34; 2.02;
${}^{121}_{50}\text{Sn}(\gamma, p3n){}^{117}_{49}\text{Sb}$  $E_{th} = 36 \text{ MeB}$  $m: 1/2^{-\zeta: 116.2 \times \zeta}$  $g: 9/2^{+\zeta: 43.2 \times \zeta}$	40	[27]	$3.1 \pm 0.2$	0.54; 0.57; 0.49; 0.41; 0.45; 0.44;	0.57; 0.60; 0.51; 0.43; 0.47; 0.46;
	43	[22]	$0.68 \pm 0.07$	0.53; 0.55; 0.48; 0.40; 0.43; 0.42;	0.57; 0.58; 0.52; 0.43; 0.45; 0.44;