

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Фізичний факультет

Кафедра ядерної фізики

На правах рукопису

**Визначення ізомерних відношень виходів продуктів високопорогових
фотоядерних реакцій з множинним вильотом нейтронів на Rh-103**

Галузь знань: 10 Природничі науки

Спеціальність: 104 Фізика та астрономія

Освітня програма: Ядерна енергетика

Кваліфікаційна робота магістра

Студента 2 року навчання

Палінічак Анастасії Олександрівни

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

Каденко І.М.

Київ – 2021

ВИТЯГ

з протоколу № _____

засідання Екзаменаційної комісії

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

Голова ЕК _____

« _____ » _____ 2021р.

Анотація

Палінічак А.О. «Визначення ізомерних відношень виходів продуктів високопорогових фотоядерних реакцій з множинним вильотом нейтронів на Rh-103».

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 отримано значення ізомерних відношень для продуктів фотоядерних реакцій (γ, xn) на ^{103}Rh . Ізомерне відношення для ядра $^{100m,g}\text{Rh}$ як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100m,g}\text{Rh}$ визначалось при граничних енергіях гамма-квантів 55 МеВ, 65 МеВ, 80 МеВ, 90 МеВ. Ізомерне відношення для ядра $^{99m,g}\text{Rh}$ як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}\text{Rh}$ визначалось при граничних енергіях гамма-квантів 65 МеВ, 80 МеВ, 90 МеВ. Отримані результати порівнювались зі значеннями, отриманими з програмного пакету TALYS та результатами інших авторів.

Ключові слова: ізомерні відношення, фотоядерні реакції, родій, TALYS

Зміст

1.	ВСТУП.....	2
2.	МЕТОД ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ.....	3
2.1	Застосування методу ізомерних відношень.....	3
2.2	Ізомерне відношення.....	4
2.3	Методики вимірювань.....	6
3.	РОЗРАХУНОК ІЗОМЕРНОГО ВІДНОШЕННЯ.....	8
4.	ВИЗНАЧЕННЯ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ.....	12
4.1	Аналіз реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99\text{m}, \text{gRh}}$ та розпаду $^{99\text{m}, \text{gRh}}$	12
4.2	Аналіз спектрів продуктів реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99\text{m}, \text{gRh}}$	13
4.3	Визначення ізомерного відношення для $^{99\text{m}, \text{gRh}}$ як продукту реакції $^{103}\text{Rh}\gamma, 4n^{99\text{m}, \text{gRh}}$	15
4.4	Аналіз реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100\text{m}, \text{gRh}}$ та розпаду $^{100\text{m}, \text{gRh}}$	16
4.5	Аналіз спектрів продуктів реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100\text{m}, \text{gRh}}$	18
4.6	Визначення ізомерного відношення для $^{100\text{m}, \text{gRh}}$ як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100\text{m}, \text{gRh}}$	19
5.	РОЗРАХУНОК ІЗОМЕРНОГО ВІДНОШЕННЯ З ВИКОРИСТАННЯМ ТЕОРЕТИЧНИХ МОДЕЛЬНИХ ПІДХОДІВ.....	21
6.	АНАЛІЗ ТА ПОРІВНЯННЯ ДАНИХ.....	23
7.	ВИСНОВКИ.....	26
8.	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	27

1. ВСТУП

Гамма-кванти є зручним та широко використовуваним інструментом для дослідження ядерних характеристик. Фотони можуть взаємодіяти як з усім ядром, так і з нуклонами. Крім того, в них відсутня енергія зв'язку і вони не вносять великого кутового моменту в ядро, на відміну від масивних частинок. Відтак, дослідження взаємодії різноманітних ядер з фотонами може дати багато корисної інформації про глобальні та локальні характеристики атомного ядра. Гамма-кванти середніх енергій можуть взаємодіяти з ядрами трьома різними способами: гігантський дипольний резонанс (при енергіях гамма-квантів 10-40 MeV), створення фотопіонів (при енергії гамма-квантів більше ніж 130 MeV). Дослідження фотоядерних реакцій в енергетичній області між гігантським дипольним резонансом та квазідейтронним механізмом представляє особливий інтерес для ядерних досліджень.

Мета даної роботи – експериментальне визначення ізомерного відношення для продуктів фотонейтронних реакцій на Родії-103, а також порівняння експериментальних значень з теоретичними, отриманими за допомогою розрахункового коду TALYS.

Експеримент проводився в Харківському фізико-технічному інституті Національної академії наук України на лінійному прискорювачі ЛУ-40. Цей прискорювач генерує пучок електронів високої інтенсивності, що дає можливість для досліджування реакцій з перерізом менше 2 мб. Пучок γ -квантів з енергією від 33 до 100 MeV, отримували в результаті гальмування електронів у танталовій мішені, товщиною 1.05 мм. Схема експерименту представлена на Рис. 1.

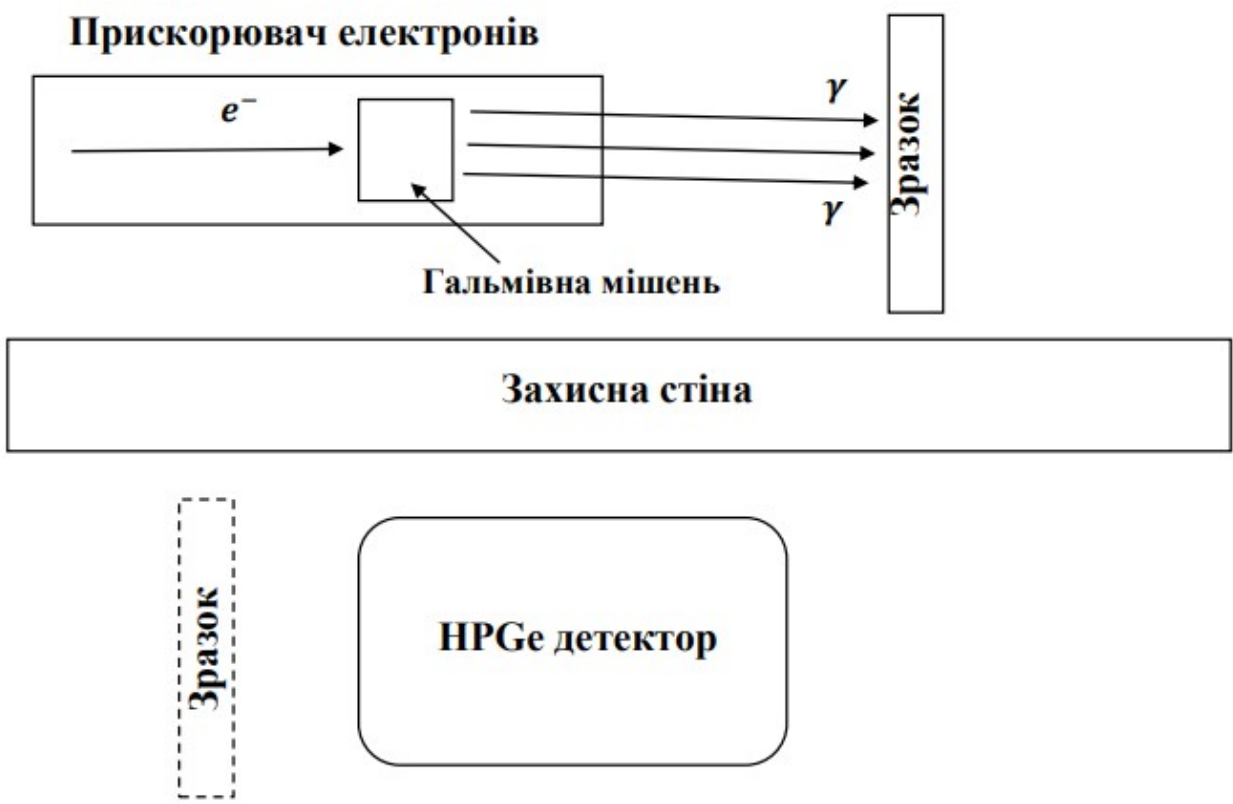


Рис. 1. Блок-схема експерименту

2. МЕТОД ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ

2.1 Застосування методу ізомерних відношень

Ізомерний (метастабільний) рівень – це такий рівень ядра, переходи з якого на інші, нижчі по енергії рівні, є сповільненими. Зазвичай це пов'язано з великим кутовим моментом стану ядра. Чим більша різниця між спінами початкового та кінцевого рівня ядра, тим більша має бути мультипольність гамма-кванту, що випромінюється, для переходу. Як відомо, імовірність виходу гамма-кванту сильно зменшується при збільшенні його мультипольності. Саме тому такий перехід є загальмованим. [1].

На відміну від звичайних рівнів, час розрядки яких менший за 10^{-9} секунд, метастабільні рівні розряджаються переважно за час порядку $1-10^4$ секунд. В порівнянні з основними станами ядер метастабільні рівні, зазвичай, мають не дуже високі енергії та відносно велику різницю спінів з основним станом ядра.

Метод ізомерних відношень є досить простим та потужним методом для дослідження механізмів ядерних реакцій та характеристик ядра, наприклад їх кутових моментів. Цей метод часто застосовується для вивчення механізмів заселення та розрядки високозбуджених станів ядер та їх характеристик.

2.2 Ізомерне відношення

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 σ_g – переріз утворення ядра в основному стані, σ_m – переріз утворення ядра в ізомерному стані. Також використовують інший вираз для ізомерного відношення:

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_0}, \quad (2)$$

де $\sigma_0 = \sigma_g + \sigma_m$ - повний переріз утворення дочірнього ядра в усіх можливих станах.

В деяких ядрах кутовий момент ізомерного рівня може бути меншим за кутовий момент основного стану. Так як на імовірність переходу впливає саме різниця між спінами, а не між енергіями рівнів, то більш вагомим є відношення заселеності рівня з більшим спіном до заселеності рівня з меншим спіном:

$$\frac{\sigma_H}{\sigma_L}, \quad (3)$$

де σ_H - переріз утворення ядра в стані з більшим спіном, σ_L - переріз утворення ядра в низькоспіновому стані.

При опроміненні мішені гальмівними γ -квантами, спектр налітаючих частинок не буде моноенергетичним, а буде мати вигляд так званого спектру Шиффа. Дане твердження було експериментально підтверджене у роботі [2]. Таким чином, диференційний ефективний переріз утворення γ -квантів на одиницю кута задається формулою:

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

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

де E_0 – повна енергія електронів до взаємодії, E – повна енергія електрона після розсіяння, Z – атомний номер матеріалу мішені, $r_0 = \frac{e^2}{m c^2}$ – класичний радіус електрона, θ – 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:

$$Y = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{\text{max}}) dE_\gamma, \quad (5)$$

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

Тому часто використовують [3, 4, 5] ізомерне відношення виходів $D(E_{\text{max}})$:

$$D(E_{\text{max}}) = \frac{Y_H}{Y_L} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}^H}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma H}(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{\text{max}}) dE_\gamma}{\int_{E_{\text{пор}}^L}^{E_{\text{max}}} \sigma_{\gamma L}(E_\gamma) W(E_\gamma, E_{\text{max}}) dE_\gamma} \quad (6)$$

де Y_H, Y_L – виходи реакцій з утворенням кінцевого ядра у високоспіновому та низькоспіновому станах, відповідно; E_{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_γ частинок, що налітають; $E_{\text{пор}}^H, E_{\text{пор}}^L$ – енергія порогу реакцій з утворенням кінцевого ядра у високоспіновому та низькоспіновому станах відповідно.

У тих випадках, коли енергія електронів перевищує 30 МеВ, більшість γ -квантів мають малу енергію порівняно з максимальною. Коли ж вона зростає графік залежності (4) виходить на полицку. З цього слідує, що при дослідженні реакцій поріг яких близький до E_{max} низькоенергетична область спектру

Шиффа не впливає на вихід реакції і функція енергетичного спектру налітаючих частинок слабо залежить від енергії. Саме тому значення відношення виходів реакцій буде того ж порядку, що й ізомерне відношення [6].

2.3 Методики вимірювань

Для визначення ізомерного відношення зразок опромінюється гамма-квантами протягом деякого часу, після чого набираються спектри наведеної активності зразка для їх подальшої обробки. Такий метод має ряд переваг:

- прості фонові умови при реєстрації завдяки набору гамма-спектру не під пучком;
- достатньо одного гамма-спектрометру з високою роздільною здатністю;
- відносна дешевизна експерименту.

Недоліком даного методу є неможливість відокремити сигнали, що реєструються від різних продуктів реакції.

Виділяють два основні типи методик, що основані на методі ізомерних відношень за типом зразка, що опромінюють. Перша – методика непрямого вимірювання. В даному випадку спектр вимірюється після хімічного виділення окремих хімічних елементів. Недоліками даної методики є її складність, кількість необхідного обладнання та додаткові систематичні похибки, що з'являються внаслідок нечіткої визначеності процесу виділення елементів в часі і кількості.

Натомість, значною перевагою такого методу є те, що отримані спектри досить прості для розшифровки внаслідок невеликої кількості виділених ядер.

Методика прямого вимірювання основана на тому, що вимірюється активність усього зразка, без виділення окремих елементів та ізотопів. Однак обробка спектрів, отриманих при використанні такої методики, є досить складною, за рахунок великої кількості піків в апаратурних спектрах, особливо

у випадках великих енергій опромінення, за яких відкривається багато каналів реакцій.

Можливі два способи проведення вимірів [7]:

1. Для визначення ізомерного відношення використовується один експеримент. Даний спосіб використовується у випадках, коли періоди основного та метастабільного станів ядра близькі за значенням. Виходи реакцій визначаються шляхом безпосереднього порівняння площ піків повного поглинання, що відповідають розпаду основного та ізомерного рівнів ядра, у спектрі. За допомогою даного способу можна отримати похибки до 2-3%;

2. Виходи основного та метастабільного станів вимірюються незалежно один від одного, але похибки даного способу можуть досягати 20-30%.

3. РОЗРАХУНОК ІЗОМЕРНОГО ВІДНОШЕННЯ

При використанні активаційного методу, утворення ізомерної пари та її розпад протягом часу активації можна описати за допомогою системи рівнянь[6]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_m}{dt} = Y_m - \lambda_m \cdot N_m \end{array} \right. \quad (3.1)$$

Де зміна заселеності рівнів N_m, N_g метастабільного та основного станів, відповідно Y_i , сталих розпаду основного та метастабільного рівнів λ_m , та p - коефіцієнту розгалуження для переходів між досліджуваними рівнями.

Результатом розв'язку системи рівнянь (3.1), є:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{S_m}{C_m \varepsilon_m f_m} = Y_m \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9 \\ \frac{S_g}{C_g \varepsilon_g f_g} = Y_g \Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8 \end{array} \right. \quad (3.2)$$

де S_i , $i=g,m$ - площа фотопіку (кількість зареєстрованих відліків), що відповідає гамма-лінії від розпаду ізомерного ($i=g$) та основного ($i=m$) стану; ε_i , $i=g,m$ - ефективність реєстрації відповідної гамма-лінії, $C_{m,g}$, $i=g,m$ - коефіцієнти, які враховують ефекти самопоглинання, сумування, та інші; f_i , $i=g,m$ - кількість гамма квантів на 100 актів розпаду i -ого стану ядра; коефіцієнти Λ_i , $i=1,9$ однозначно визначаються через t_1 , t_2 , t_3 , - час

опромінення, витримки, вимірювання відповідно, λ_m , λ_g - постійні розпаду ізомерного і основного станів, та коефіцієнт розгалуження p за формулами:

$$\Lambda_1 = \frac{p}{\lambda_g} \left[1 - \frac{\lambda_m \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} \left(\frac{e^{-\lambda_g t_1}}{\lambda_g} - \frac{e^{-\lambda_m t_1}}{\lambda_m} \right) \right] \quad (3.3)$$

$$\Lambda_2 = \frac{1}{\lambda_g} (1 - e^{-\lambda_g t_1}) \quad (3.4)$$

$$\Lambda_3 = \frac{1}{\lambda_m} (1 - e^{-\lambda_m t_1}) \quad (3.5)$$

$$\Lambda_4 = \frac{p \cdot \lambda_m}{(\lambda_m - \lambda_g)} (e^{-\lambda_g t_2} - e^{-\lambda_m t_2}) \quad (3.6)$$

$$\Lambda_5 = e^{-\lambda_g t_2} \quad (3.7)$$

$$\Lambda_6 = e^{-\lambda_m t_2} \quad (3.8)$$

$$\Lambda_7 = p \left[1 - \frac{\lambda_m \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} \left(\frac{e^{-\lambda_g t_3}}{\lambda_g} - \frac{e^{-\lambda_m t_3}}{\lambda_m} \right) \right] \quad (3.7)$$

$$\Lambda_8 = 1 - e^{-\lambda_g t_3} \quad (3.8)$$

$$\Lambda_9 = 1 - e^{-\lambda_m t_3} \quad (3.9)$$

У випадку, коли внаслідок бета-розпаду з ізомерного та з основного стану розрядка гамма-квантами кінцевого ядра йде через один і той самий рівень

(випромінюються гамма-кванти однакової енергії, які використовуються для визначення площ S_g та S_m в апаратурному спектрі) у системі рівнянь можна врахувати $C = C_g = C_m$ та $\varepsilon = \varepsilon_g = \varepsilon_m$. Тоді, друге рівняння системи (3.2) можна привести до вигляду:

$$F = Y'_m X + Y'_g, \quad (3.10)$$

де F та X визначаються як:

$$F = \frac{S}{\varepsilon f_g \Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8} \quad (3.11)$$

$$X = \frac{(\Lambda_1 \Lambda_5 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_4 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_7) + \frac{f_m}{f_g} (\Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9)}{\Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8}, \quad (3.12)$$

де S – сумарна площа фотопіку ($S = S_m + S_g$), $Y_{m,g} = C Y_{m,g}$. Ефекти самопоглинання в одному і тому ж зразку не будуть вносити суттєвого внеску в похибку результатів вимірів, а за рахунок досить великих відстаней «зразок-детектор» (більше 10 см) ефектами каскадного сумування нехтуємо. Оскільки

ізомерне відношення виходів $D = \frac{Y_H}{Y_L}$, для ядер, які досліджуються, як $D = \frac{Y_m}{Y_g}$

, то $\frac{Y_H}{Y_L} = \frac{Y_m}{Y_g} = \frac{C \cdot Y_m}{C \cdot Y_g} = \frac{Y_m}{Y_g}$, тобто при визначенні ізомерного відношення коефіцієнт C скорочується в наближенні, коли можна знехтувати систематичною похибкою внаслідок каскадного додавання. Ефективність

необхідно враховувати при розрахунку F для кожного часу охолодження при зміні відстаней між детектором та зразком, що було і зроблено з прийнятною похибкою, яка складала не більше 2 %.

Ізомерне відношення виходів $D(E_{\max}) = \frac{Y_m}{Y_g}$ можна знайти, як

$$D(E_{\max}) = \frac{Y'_m}{Y'_g}, \quad (3.13)$$

де Y'_m , Y'_g задаються формулою (3.10).

Отримані при обробці спектрів інтенсивності піків S , можна представити графічно у вигляді точок на площині (F, X) . Згідно з формулою (3.10) точки, кожна з яких відповідає одному з знятих спектрів, мають розташовуватися на прямій з нахилом Y'_m та зміщенням по осі F у Y'_g одиниць. Виходячи з вище сказаного, ізомерне відношення виходів можна знайти як відношення параметрів апроксимації отриманих точок прямою лінією.

4. ВИЗНАЧЕННЯ ІЗОМЕРНИХ ВІДНОШЕНЬ

4.1 Аналіз реакції $^{103}_{\square}Rh(\gamma, 4n)^{99m,g}_{\square}Rh$ та розпаду $^{99m,g}_{\square}Rh$

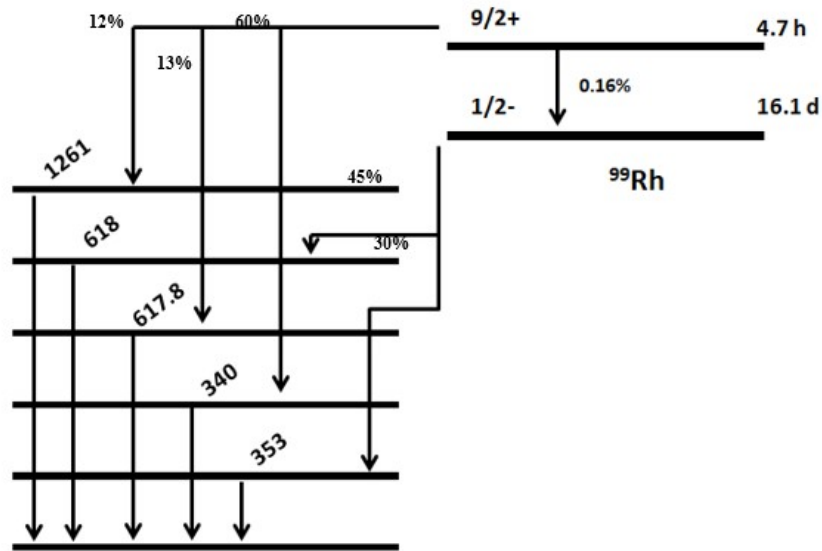
Тонка металічна пластина родію опромінювалась гамма-квантами, після чого транспортувалась в зону вимірювання за допомогою пневматичної системи. Виміри представляли собою серію послідовних наборів спектрів.

Згідно зі схемами розпаду ядер $^{99}Rh^m$ та $^{99}Rh^g$ на отриманих спектрах було визначено піки, що відповідають енергіям гамма-квантів, які випромінюються при розпаді ядра з ізомерного та основного станів. Спрощену схему розпаду $^{99}Rh^{m,g}$ наведено на Рис. 2.

У результаті аналізу апаратурних спектрів гамма-квантів, з урахуванням схеми розпаду, для розрахунку ізомерного відношення було обрано пік, що відповідає енергіям гамма-квантів 618 кеВ. Цей пік, що відповідає випромінюванню гамма-кванта даної енергії, присутній в спектрах розпаду як основного, так і метастабільного стану. Вірогідність виходу гамма-кванта з енергією 618 кеВ становить 4% та 12% для розпадів основного та метастабільного станів відповідно.

Період напіврозпаду метастабільного стану ядра складає 4,2 години, основний рівень розпадається з періодом –14 днів.

Перевірка можливого внеску в пік, що відповідає енергії 618 кеВ, інших можливих продуктів фотоядерної реакції була проведена за допомогою бази даних NUDAT [5]. Елементів, що можуть утворитись при опроміненні зразка гамма-квантами з граничними енергіями від 50 МеВ до 90 МеВ та при дезбудженні можуть випромінювати гамма-кванти обраної нами енергії не виявлено.

Рис. 2. Схема розпаду ${}^{99}\text{Rh}$

4.2 Аналіз спектрів продуктів реакції ${}^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n){}^{99m,g}\text{Rh}$

Металічна пластина ${}^{103}\text{Rh}$ опромінювався гамма-квантами гальмівного спектру з граничними енергіями 65, 80, 90 MeV, протягом 5-20 хвилин, після чого виводився з пучку гамма-квантів у зону вимірювання за допомогою пневматичної системи. Вимір представляв собою серію послідовних наборів спектрів, що проводилися через різні інтервали часу та на різній відстані зразок-детектор. Витримка зразка від моменту опромінення до набору спектрів складала від 2 хвилин до 3 днів. Час набору кожного спектру брався у межах від 40с до 2 годин.

В таблиці 1 наведено детальні дані щодо часу опромінення, охолодження та набору спектрів

Загальні параметри експериментів

Гранична енергія гамма-квантів	Час опромінення	Мінімальний час витримки	Максимальний час витримки	Мінімальний час набору	Максимальний час набору
65 MeV	20 хв	311с	26409с	88с	355с
80 MeV	5 хв	717с	265020с	183с	2616с
90 MeV	16 хв	470с	23640с	69с	432с

Один з отриманих апаратурних спектрів, наведено на Рис. 3.

Як видно з рисунку №3, обраний для розрахунку пік добре видно на спектрах. Площі піків, що відповідають реєстрації гамма-квантів енергії 618 кеВ було визначено на кожному апаратурному спектрі за допомогою програми обробки спектрів WinSpectrum.

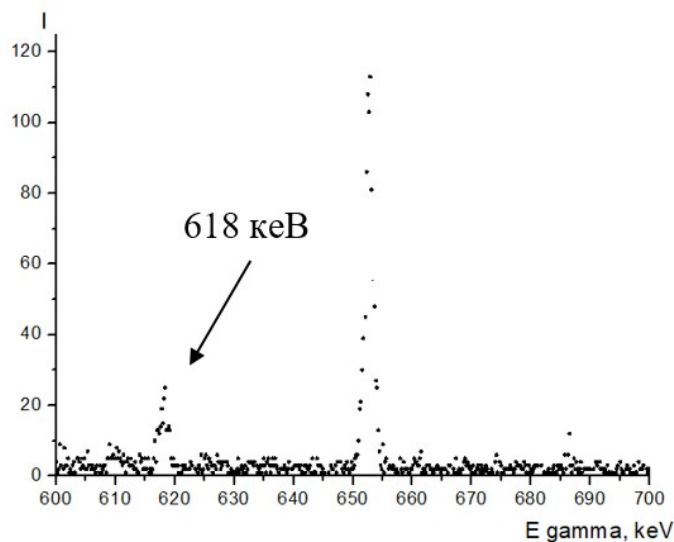
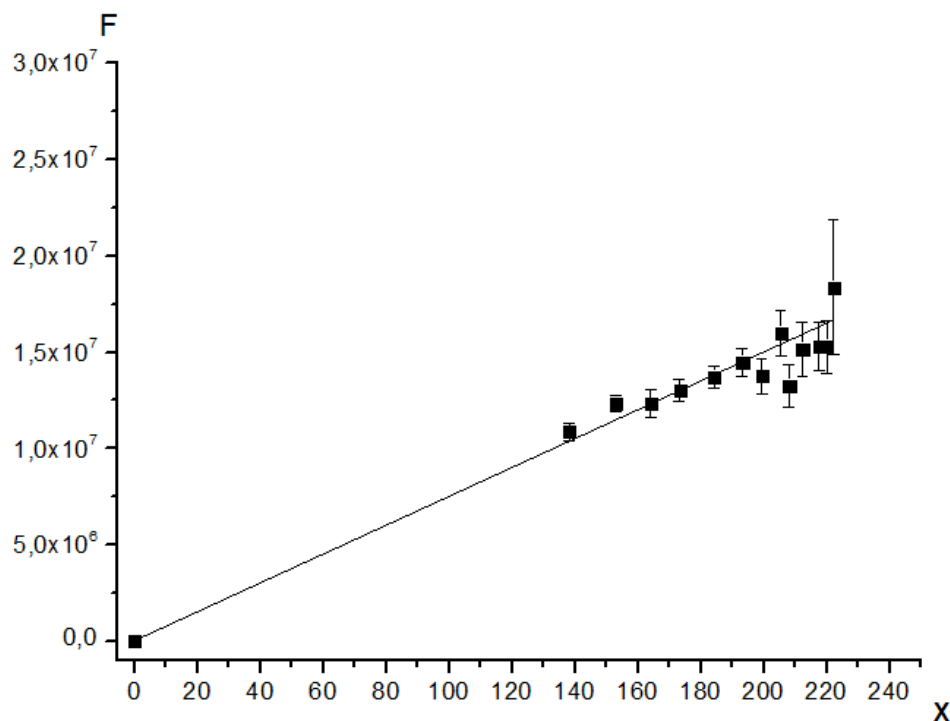


Рис. 3. Частина спектру з досліджуваним піком продуктів активації зразка ^{103}Rh , час опромінення 300с, час охолодження 1251с, час вимірювання 90с

4.3 Визначення ізомерного відношення для $^{99m,g}\text{Rh}$ як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}\text{Rh}$

Отримані при обробці апаратурних спектрів інтенсивності піків ^{99}Rh , можна представити графічно у вигляді точок на площині (F,X). Згідно з формулою (3.10) точки, кожна з яких відповідає одному з отриманих спектрів, мають розташовуватися на прямій з нахилом та зміщенням по осі F у одиниць. Одна з отриманих залежностей для досліджуваних енергій наведена



на Рис. 3.

Рис. 4 . Графічне представлення результатів розрахунків $^{99m,g}\text{Rh}$ для енергії опромінення 80MeV

Ізомерне відношення виходів знаходилось після апроксимації цих точок прямою методом найменших квадратів з урахуванням вагових множників згідно з формулою (3.13) як відношення коефіцієнтів параметрів отриманої прямої.

Обчислюючи ізомерне відношення, як відношення коефіцієнтів апроксимуючої прямої маємо наступні результати, що представлені в Таблиці 2:

Таблиця 2

Ізомерні відношення $^{99m,g}_{45}\text{Rh}$ як продукту реакції $^{103}_{45}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}_{45}\text{Rh}$

E_{γ}, MeV	$IR, -\dot{t}$
65	1.82 ± 0.19
80	1.39 ± 0.19
90	1.55 ± 0.27

4.4 Аналіз реакції $^{103}_{45}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100m,g}_{45}\text{Rh}$ та розпаду $^{100m,g}_{45}\text{Rh}$

Тонка металічна пластина родію опромінювалась гамма-квантами, після чого транспортувалась в зону вимірювання за допомогою пневматичної системи. Виміри представляли собою серію послідовних наборів спектрів.

Згідно зі схемами розпаду ядер $^{100}\text{Rh}^m$ та $^{100}\text{Rh}^g$ на отриманих спектрах було визначено піки, що відповідають енергіям гамма-квантів, які випромінюються при розпаді ядра з ізомерного та основного станів. Спрощену схему розпаду $^{100}\text{Rh}^{m,g}$ наведено на Рис. 5:

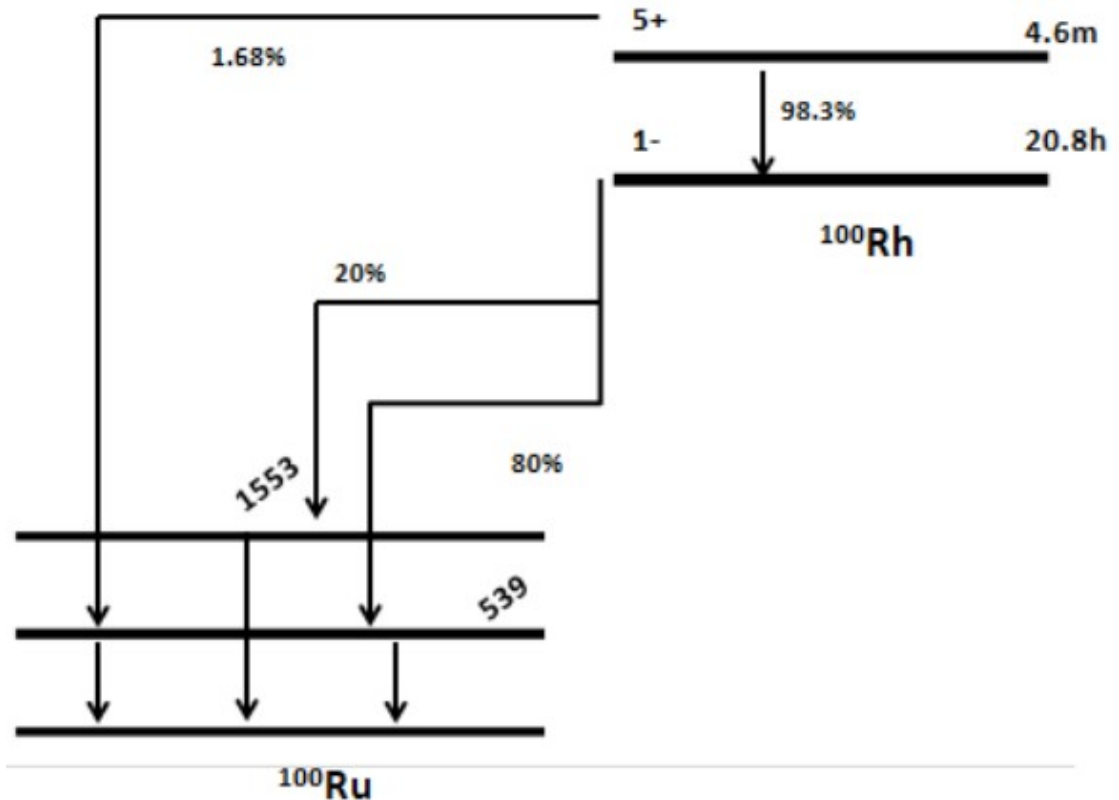


Рис. 5. Схема розпаду ^{100}Rh

У результаті аналізу апаратурних спектрів гамма-квантів, з урахуванням схеми розпаду, для розрахунку ізомерного відношення було обрано пік, що відповідає енергіям гамма-квантів 539 кеВ. Цей пік, що відповідає випромінюванню гамма-кванта даної енергії, присутній в спектрах розпаду як основного, так і метастабільного стану. Ймовірність виходу гамма-кванта з енергією 539 кеВ становить 1,68% та 80% для розпадів основного та метастабільного станів відповідно.

Період напіврозпаду метастабільного стану ядра складає 4,6 хвилини, основний рівень розпадається з періодом 20 годин.

Перевірка можливого внеску в пік, що відповідає енергії 539 кеВ, інших можливих продуктів фотоядерної реакції була проведена за допомогою бази даних NUDAT [5]. Елементів, що можуть утворитись при опроміненні зразка

гамма-квантами з граничними енергіями від 50 MeV до 90 MeV та при дезбудженні можуть випромінювати гамма-кванти обраної нами енергії не виявлено.

4.5 Аналіз спектрів продуктів реакції $^{103}_{\square}Rh(\gamma, 3n)^{100m,g}_{\square}Rh$

Металічна пластина ^{103}Rh опромінювався гамма-квантами гальмівного спектру з граничними енергіями 65, 80, 90 MeV, протягом 5-20 хвилин, після чого виводилась з пучку гамма-квантів у зону вимірювання за допомогою пневматичної системи. Вимір представляв собою серію послідовних наборів спектрів, що проводилися через різні інтервали часу та на різній відстані зразок-детектор. Витримка зразка від моменту опромінення до набору спектрів складала від 2 хвилин до 3 днів. Час набору кожного спектру брався у межах від 40с до 2 годин. В таблиці 3 наведено детальні дані щодо часу опромінення, охолодження та набору спектрів

Таблиця 3

Загальні параметри експериментів

Гранична енергія гамма-квантів	Час опромінення	Мінімальний час витримки	Максимальний час витримки	Мінімальний час набору	Максимальний час набору
65 MeV	20 хв	311с	26409с	88с	355с
80 MeV	5 хв	717с	265020с	183с	2616с
90 MeV	16 хв	470с	23640с	69с	432с

Один з отриманих апаратурних спектрів, наведено на Рис. 5.

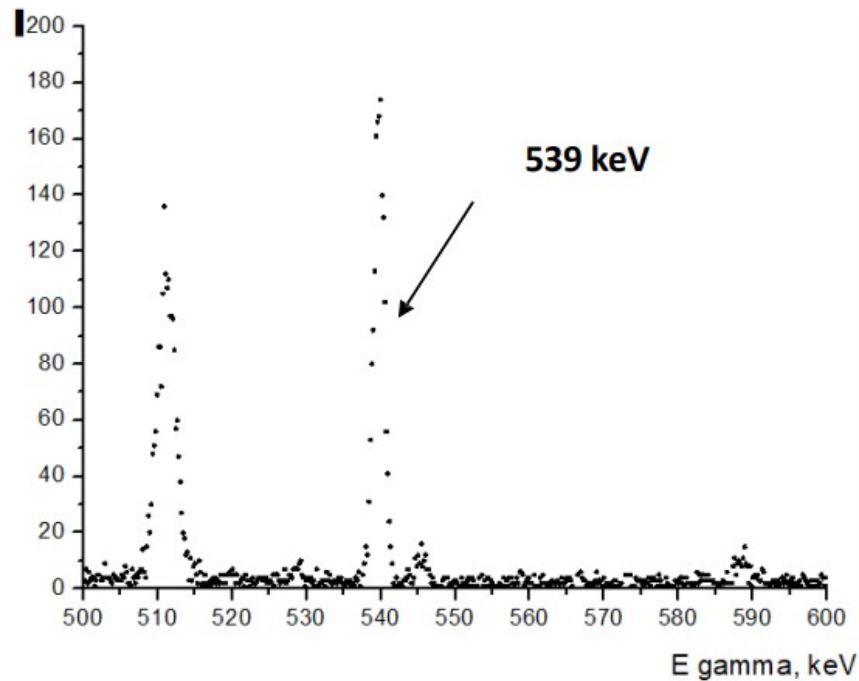


Рис. 6. Спектр продуктів активації ^{103}Rh , час опромінення 300с, час охолодження 1251с, час вимірювання 90с

Як видно з рисунку 6, обраний для розрахунку пік добре видно на спектрах. Площі піків, що відповідають реєстрації гамма-квантів енергії 539 кеВ було визначено на кожному апаратурному спектрі за допомогою програми обробки спектрів WinSpectrum.

4.6 Визначення ізомерного відношення для $^{100m,g}\text{Rh}$ як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100m,g}\text{Rh}$

Отримані при обробці апаратурних спектрів інтенсивності піків ^{100}Rh , можна представити графічно у вигляді точок на площині (F,X). Згідно з формулою (2.10) точки, кожна з яких відповідає одному з отриманих

спектрів, мають розташовуватися на прямій з нахилом та зміщенням по осі F у одиниць. Одна з отриманих залежностей для досліджуваних енергій наведена на Рис. 6. Ізомерне відношення виходів знаходилось після апроксимації цих точок прямою методом найменших квадратів з урахуванням вагових множників згідно з формулою (2.13) як відношення коефіцієнтів параметрів отриманої прямої.

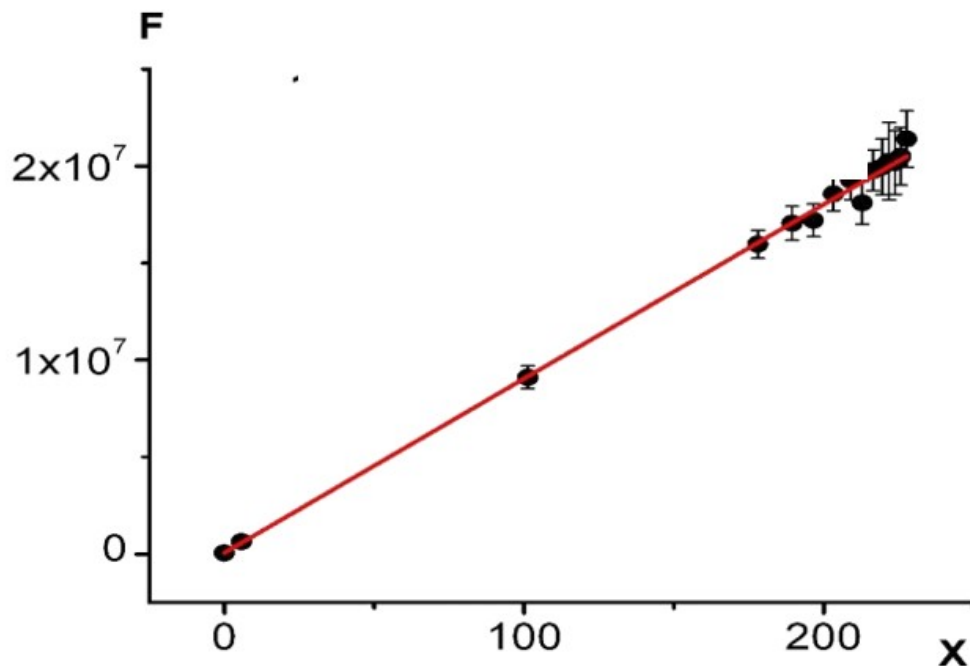


Рис. 7 . Графічне представлення результатів розрахунків $^{100m,g}Rh$ для енергії опромінення 65MeV

Обчислюючи ізомерне відношення, як відношення коефіцієнтів апроксимуючої прямої маємо наступні результати, що представлені в Таблиці 4:

Ізомерні відношення $^{99m,g}\text{Rh}$ як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100m,g}\text{Rh}$

E_γ, MeV	$IR, -i$
55	$0,13 \pm 0,02$
65	$0,16 \pm 0,03$
80	$0,50 \pm 0,07$
90	$0,63 \pm 0,16$

5. РОЗРАХУНОК ІЗОМЕРНОГО ВІДНОШЕННЯ З ВИКОРИСТАННЯМ ТЕОРЕТИЧНИХ МОДЕЛЬНИХ ПІДХОДІВ

Розрахунок перерізів досліджуваних реакцій $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100m,g}\text{Rh}$ та $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}\text{Rh}$ проводився за допомогою програмного пакету TALYS[9], що є одним з нечисленних відкритих кодів, за допомогою яких можна описати ядерні реакції з різними налітаючими частинками, зокрема фотонами. Найвагомішою перевагою даного коду є неперервний опис механізмів реакцій в діапазоні енергій налітаючих частинок від 1кеВ до 200МеВ.

Використання TALYS для розрахунку необхідне через можливість врахування різних сучасних модельних підходів та передрівноважних процесів. В таблиці 5 наведені основні модельні підходи TALYS для оцінки щільності рівнів – 3 феноменологічні моделі та 3 мікроскопічні.

Модельні підходи TALYS

Назва	Опис
LD1	постійна температура + модель фермігазу.
LD2	модель фермі-газу зі зворотним зміщенням
LD3	узагальнена надплинна модель (GSM)
LD4	мікроскопічні щільності рівнів (сила Скірма) з таблиць Goriely's
LD5	мікроскопічні щільності рівнів (сила Скірма)
LD6	мікроскопічні щільності рівнів (залежні від температури HFB, сили Gogny) з комбінаторних таблиць Hilaire's

Значення перерізів утворення метастабільного та ізомерного станів для кожної реакції розраховувались при кожному модельному підході з та без врахування передрівноважних станів. Після чого проведена згортка отриманих результатів зі спектром гальмівних гамма-квантів.

6. АНАЛІЗ ТА ПОРІВНЯННЯ ДАНИХ

Для порівняння отриманих експериментальних значень з теоретичними моделями використовувався програмний пакет TALYS [9], в якому обраховані значення виходів реакцій від порогової енергії реакції до 100 MeV з кроком в 100 кеВ.

Результати порівняння ізомерного відношення для реакції $^{103}_{\square}Rh(\gamma, 3n)^{100m,g}_{\square}Rh$, знайдених теоретично, за допомогою обрахунку в TALYS, та експериментальних значень показано на Рис. 8.:

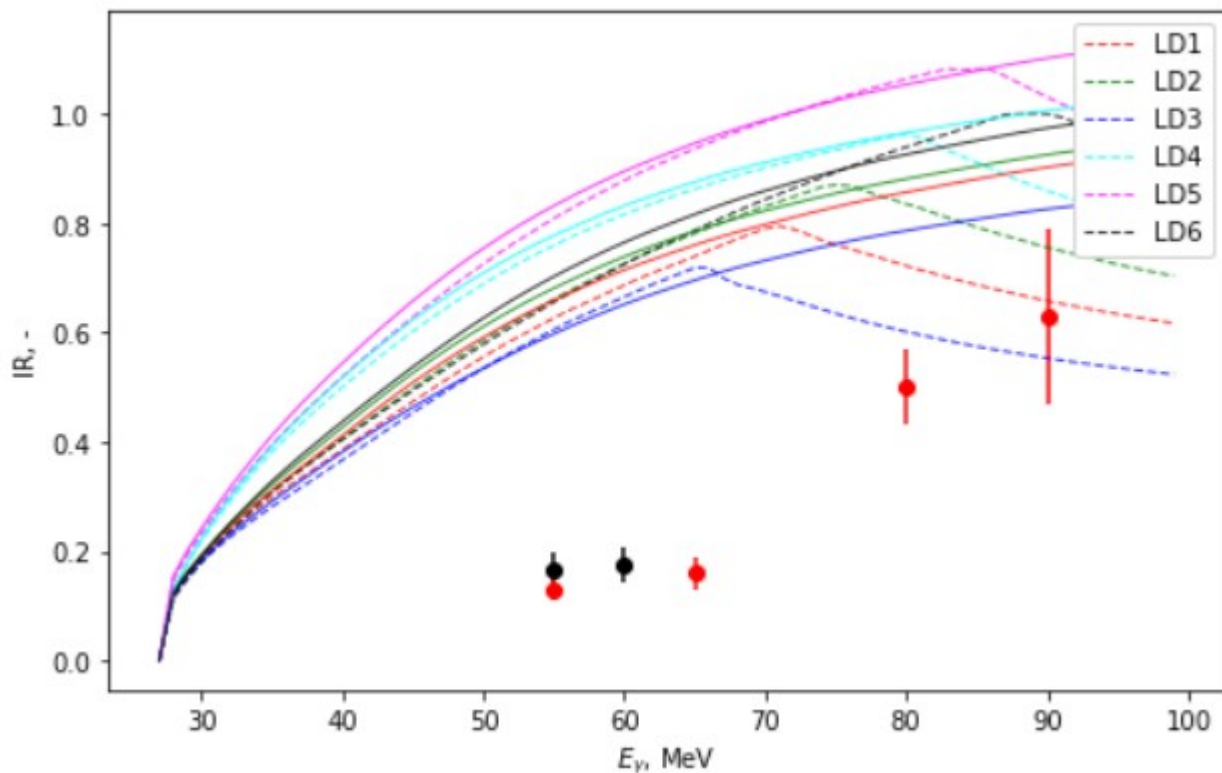


Рис. 8. Порівняння експериментальних та теоретичних значень ізомерного відношення для реакції $^{103}_{\square}Rh(\gamma, 3n)^{100m,g}_{\square}Rh$

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

Суцільними лініями показано залежності ізомерного відношення від граничної енергії опромінення з врахуванням передрівноважного стану для різних модельних підходів (умовні позначення в таблиці 5). Пунктирними лініями побудовано графік залежності ізомерного відношення від граничної енергії опромінення без врахування передрівноважного стану.

В базах даних EXFOR[10], CDFE[11] є дані для досліджуваної реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}\text{Rh}$ при граничних енергіях опромінення 55 MeV та 60 MeV[12]. Як видно з рисунку (8), знайдені значення ізомерних відношень при граничних енергіях опромінення 55MeV та 65 MeV добре узгоджуються зі значеннями, представленими іншими авторами. Чисельні значення ізомерного відношення при енергії 55 MeV співпадають в межах похибки. Значення при граничних енергіях опромінення 80MeV та 90 MeV мають однаковий порядок зі значеннями, визначеними іншими авторами. Порівнюючи експериментальні та теоретичні розрахунки можна зробити висновок, що модельні підходи без врахування передрівноважного стану в цілому краще описують експериментальні дані. При граничних енергій опромінення 55-65 MeV експериментальні та теоретичні значення мають відрізняються в кілька разів, проте зі збільшенням граничної енергії опромінення експериментально отримані значення ізомерних відношень добре узгоджуються зі значеннями, розрахованими за допомогою феноменологічних трьох модельних підходів:

- Модель Фермі-газу з постійною температурою,
- Модель Фермі-газу зі зворотним зсувом,
- Узагальнена модель надплинності

На рисунку 9 показано порівняння ізомерного відношення для реакції $^{103}_{\square}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}_{\square}\text{Rh}$, знайдених експериментально та за допомогою обрахунку в TALYS в даній роботі з результатами інших авторів[12-14]

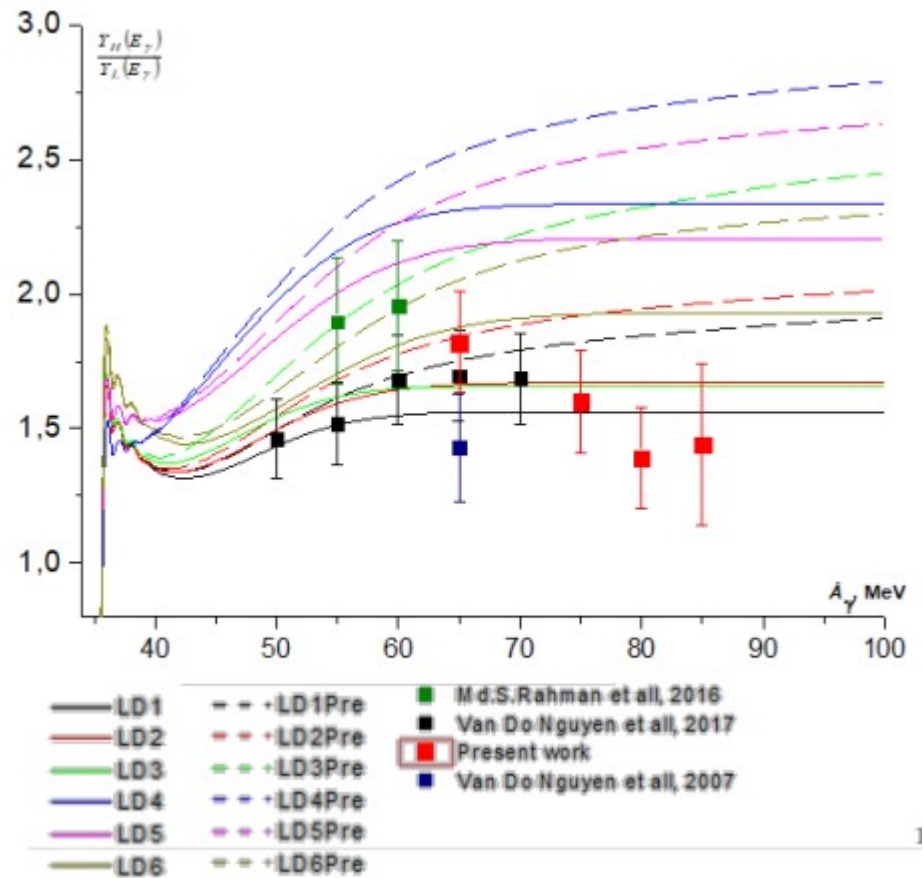


Рис. 9. Порівняння експериментальних та теоретичних значень ізомерного відношення для реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}\text{Rh}$

Як видно з рисунку, значення ізомерного відношення $^{99m,g}\text{Rh}$, як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99m,g}\text{Rh}$ при різних граничних енергіях опромінення, розраховані різними авторами мають однаковий порядок та в цілому добре узгоджуються. В точці 65 MeV значення, знайдене в даній роботі в межах похибки сходиться зі значеннями, опублікованими раніше.

Як і для ізомерного відношення $^{100m,g}\text{Rh}$, експериментальні дані краще описують залежності, розраховані за допомогою феноменологічних моделей Фермі-газу з постійною температурою, Фермі-газу зі зворотним зсувом та узагальненої моделі надплинності без врахування передрівноважних станів.

7. ВИСНОВКИ

Під час виконання кваліфікаційної роботи магістра було експериментально визначено ізомерне відношення виходів ядер ^{99}Rh , як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99}\text{Rh}$ при граничних енергіях опромінення 65 MeV, 80 MeV, 90 MeV, та ^{100}Rh як продукту реакції $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100}\text{Rh}$ при граничних енергіях опромінення 55 MeV, 65 MeV, 80 MeV, 90 MeV. Отримані значення добре узгоджуються з наявними експериментальними даними та теоретичними значеннями, розрахованих за допомогою модельних підходів Фермі-газу з постійною температурою, Фермі-газу зі зворотним зсувом та узагальненої моделі надплинності без врахування передрівноважних станів.

Робота включала в себе наступне:

- Огляд тематичної літератури та ознайомлення з методом ізомерних відношень для продуктів фотоядерних реакцій з кількома нейтронами у вихідному каналі;
- Пошук наявних експериментальних даних для реакцій $^{103}\text{Rh}(\gamma, 4n)^{99}\text{Rh}$ та $^{103}\text{Rh}(\gamma, 3n)^{100}\text{Rh}$ у базах EXFOR, CDFE;
- Аналіз та обробка спектрів для експериментального розрахунку ізомерного відношення продуктів реакції на ^{103}Rh
- Розрахунок ізомерного відношення за допомогою програмного пакету TALYS
- Порівняння експериментальних даних з отриманими при розрахунку в TALYS та вже опублікованими даними інших авторів.

8. СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

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. 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.
4. Безшийко О.А. Дослідження фотоядерних реакцій на ядрах ^{238}U , ^{237}Np , ^{232}Th , ^{123}Sb , ^{121}Sb , ^{118}Sn з використанням методу ізомерних відношень. Дис. канд. фіз.-мат. Наук – Київ. - 2005.- 139. с.
5. 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.
6. Голінка-Безшийко Л.О. Ізмерні стани продуктів фотоядерних реакцій на ядрах з $51 < A < 116$ з множинним вильотом частинок. Дис. канд. Фіз.-мат. Наук – Київ – 2015 – 134с.
7. 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.
8. Голінка-Безшийко Л.О. Ізмерні стани продуктів фотоядерних реакцій на ядрах з $51 < A < 116$ з множинним вильотом частинок. Дис. канд. Фіз.-мат. Наук – Київ – 2015 – 48с.
9. [Електронний ресурс]: NuDat 2.8 National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, updated 2011

Режим доступа: https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx_dec.jsp

10. [Электронный ресурс]: TALYS

Режим доступа: www.talys.eu

11. [Электронный ресурс]: Experimental Nuclear Reaction Data / [editor V. Zerkin]. – Режим доступа: <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>

12. [Электронный ресурс]: Centre for photonuclear experiments data (CDFE). -
Режим доступа: http://cdfe.sinp.msu.ru/services/calc_thr/calc_thr_ru.html

13. Shakilur Rahman et al. Measurement of flux-weighted average cross-sections and isomeric yield ratios for $^{103}\text{Rh}(\gamma, xn)$ reactions in the bremsstrahlung endpoint energies of 55 and 60 MeV, Eur. Phys. J. A (2016) 52: 194

14. Nguyen Van Do et al Measurement of isomeric yield ratios of $^{99\text{m,g}}\text{Rh}$; $^{101\text{m,g}}\text{Rh}$; $^{102\text{m,g}}\text{Rh}$ in the $^{nat}\text{Pd}(\gamma, pxn)$ reactions with the bremsstrahlung end- 17 point energies of 50–70MeV. Radiation and Isotopes, <http://dx.doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.06.024>

15. V.D. Nguyen, D.K. Pham, T.T. Kim, D.T. Tran, V.D. Phung, Y.-S. Lee, G.N. Kim, Y. Oh, H-S. Lee, H. Kang, M.-H. Cho, I.S. Ko, W. Namkung, J. Korean Phys. Soc. 50, 417 (2007).