

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Визначення ізомерного відношення у реакції (γ , 3n) на сріблі

Галузь знань: 10

Спеціальність: 104

Освітня програма:

Кваліфікаційна робота бакалавра

4 б

Науковий керівник:

.....

, No 17 16.06. 2022 .



б 2022

ВИТЯГ

,

_____.

«____» _____ 2022

Анотація

Коваленко І. Д. Визначення ізомерного відношення у реакції $(\gamma,3n)$ на сріблі. Кваліфікаційна робота бакалавра за спеціальністю 104 Фізика та астрономія, освітня програма «Фізика». – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра ядерної фізики. Київ – 2022.

Науковий керівник: кандидат фізико-математичних наук Голінка-Безшийко Л.О.

Одержано значення ізомерних відношень для продуктів фотоядерної реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma,3n)^{104\text{m.g}}\text{Ag}$ при максимальній енергії γ -квантів (E_{max}) рівній 43.4 МеВ.

Отримані результати порівнювались з розрахунками що зроблено за допомогою коду TALYS.

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

SUMMARY

Kovalenko I. D. Determination of the isomeric ratio in the reaction $(\gamma, 3n)$ on silver. Bachelor qualification work in the direction 104 Physics and astronomy, educational program «Physics». – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Nuclear Physics Department. – Kyiv. – 2022.

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

The isomeric ratios were obtained for photonuclear reaction $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104\text{m.g}}\text{Ag}$ with maximum energy of gamma $E_{max} = 43.4$ MeV. The obtained results were compared with the calculations made using TALYS code.

Keywords: isomeric ratios, photonuclear reactions, stibium, TALYS

1 Модель експерименту та її обґрунтування

1.1 Визначення ізомерного відношення

Метою даної роботи є визначення ізомерного співвідношення продуктів фотоядерної реакції з вильотом декількох нейтронів.

Ізомерне відношення — відношення перерізу утворення ядра у високоспіновому стані до перерізу утворення ядра у низькоспіновому стані, та розраховується за формулою:

$$k = \frac{\sigma_H}{\sigma_L},$$

де σ_H — переріз утворення ядер-продуктів у стані з більшим спіном, а σ_L — переріз утворення ядер-продуктів у стані з меншим спіном.

Вихід фотоядерної реакції розраховувався зважаючи на не моноенергетичний спектр гальмівних налітаючих частинок (гамма-квантів). Енергетичний спектр гамма-квантів розраховувався за формулою Шиффа [7] для диференціального ефективного перерізу утворення гальмівних гамма-квантів на одиницю кута під кутом 0° :

$$\frac{d}{dE_\gamma} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta=0} = \frac{1}{2\pi} \frac{4Z^2}{137} r_0^2 \left(\frac{E_0}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{E_\gamma} \left[\frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} \ln M(0) - \frac{(E_0 + E)^2}{E_0^2} \right],$$
$$\frac{1}{M(0)} = \left(\frac{mc^2 E_\gamma}{2E_0 E} \right)^2 + \frac{Z^{2/3}}{111^2},$$

де E_0 — повна енергія електронів до взаємодії з мішенню, E — повна енергія розсіяного електрона, r_0 — класичний радіус електрона, Z — зарядове число ядер мішені, θ — кут між напрямками руху фотонів, що випромінюються, та електронів.

Оскільки ми маємо енергетичний спектр, який не є дельта-функцією, для обрахунку виходу реакції нам необхідно зробити згортку:

$$Y = \alpha \cdot \int_{E_{por}}^{E_{max}} \sigma(E_\gamma) \cdot W(E_\gamma, E_{max}) dE_\gamma,$$

де α — кількість ядер опромінюваного зразка на одиницю площі поперечного (до пучка гамма-квантів перерізу), $\sigma(E_\gamma)$ — переріз проходження очікуваної реакції за енергії гамма-кванта E_γ , $W(E_\gamma, E_{max})$ — відносна кількість гамма-квантів енергії E_γ при максимальній енергії E_{max} , E_{por} — порогова енергія реакції, E_{max} — максимальна енергія налітаючих гамма-квантів.

Величину $W(E_\gamma, E_{max})$ можна представити через диференціальний ефективний переріз утворення гальмівних гамма-квантів на одиницю кута під кутом θ° :

$$W(E_\gamma, E_{max}) = \int_{\Omega} N_0 \cdot \frac{n_j}{S_1} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} d\Omega,$$

де N_0 — кількість електронів, які взаємодіють з гальмівною мішенню, $\frac{n_j}{S_1}$ — поверхнева густина ядер гальмівної мішені, $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma}$ — ефективний переріз утворення гамма-квантів енергії dE_γ , що летять у тілесний кут $d\Omega$.

Візьмемо до уваги що абсолютна більшість гальмівних гамма-квантів вилітають під малим кутом θ до початкового напрямку електронів. Дана умова має вигляд $\theta < \frac{mc^2}{E_0}$, а відповідний тілесний кут позначається Ω_0 . За наближенням Шиффа, $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma}$ не має кутової залежності, а отже:

$$W(E_\gamma, E_{max}) = N_0 \cdot \frac{n_j}{S_1} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} \Omega_0.$$

Тоді маємо

$$Y = \alpha \int_{E_{por}}^{E_{max}} \sigma(E_\gamma) \cdot N_0 \cdot \frac{n_j}{S_1} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} \Omega_0 \cdot dE_\gamma.$$

Отже, ізомерне відношення $k(E_{max})$ можна записати наступним чином:

$$k(E_{max}) = \frac{Y_H}{Y_L} = \alpha \cdot N_0 \cdot \frac{n_{\text{я}}}{S_1} \Omega_0 \frac{\int_{E_{\text{por}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_H(E_{\gamma}) \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} \cdot dE_{\gamma}}{\alpha \cdot N_0 \cdot \frac{n_{\text{я}}}{S_1} \Omega_0 \int_{E_{\text{por}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_L(E_{\gamma}) \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} \cdot dE_{\gamma}} = \frac{\int_{E_{\text{por}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_H(E_{\gamma}) \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} \cdot dE_{\gamma}}{\int_{E_{\text{por}}}^{E_{\text{max}}} \sigma_L(E_{\gamma}) \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{\gamma}} \cdot dE_{\gamma}},$$

де $\sigma_{H,L}(E_{\gamma})$ — переріз проходження реакції з утворенням ядра у високоспіновому та низькоспіновому станах, відповідно.

1.2 Методика вимірювання

Методика визначення ізомерного відношення, яку ми використовуємо у даній роботі, базується на аналізі наведеної активності зразка, який опромінюється гальмівними гамма-квантами високих енергій впродовж деякого часу. Після чого вимірюються апаратурні спектри наведеної гамма-активності зразка, обраховуються інтенсивності гамма-ліній, що відповідають переходам в деяке кінцеве ядро з ізомерного та основного рівнів. Далі, враховуючи ефективність реєстрації, ефект самопоглинання та імовірність випромінювання при розпаді для гамма-квантів відповідних енергій, розраховуються виходи досліджуваних ядер в основному та ізомерному станах.

1.3 Блок-схема експерименту

Блок-схема даного експерименту складається з джерела гальмівних гамма-квантів (прискорювач електронів та гальмівна мішень), зразка що опромінюється, пневмопошти, що доставляє зразок з зони опромінення у зону набору апаратурного спектру, та спектрометричної установки на основі детектора з надчистого германію. Блок-схема зображена на *Рис. 1.1*.

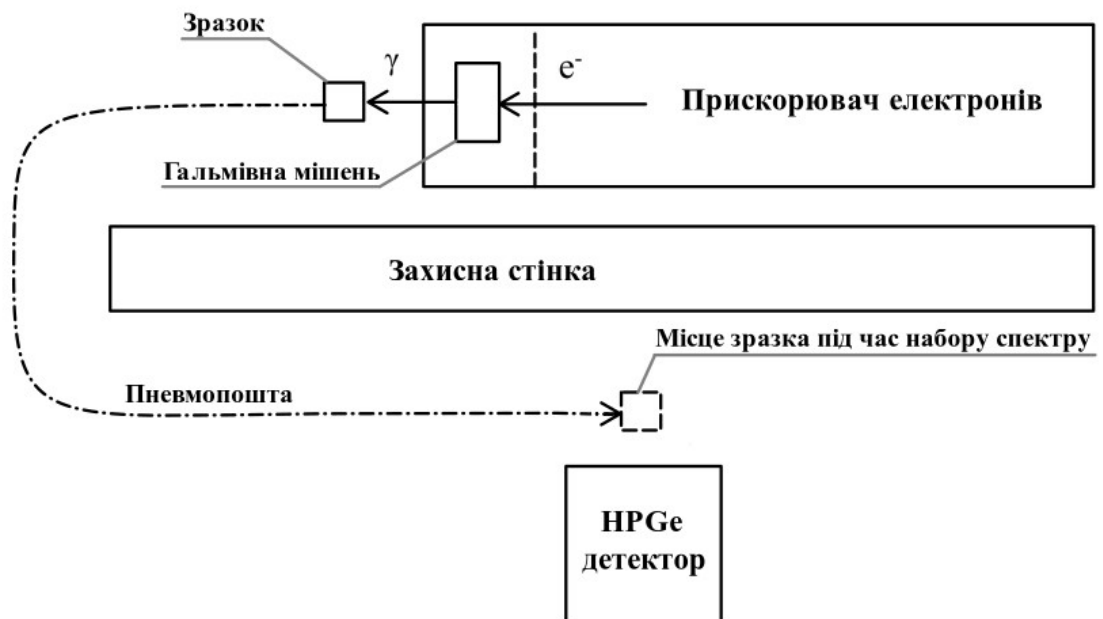


Рис. 1.1 Блок-схема експерименту з визначення ізомерних відношень продуктів фотоядерних реакцій шляхом вимірювання гама-спектрів наведеної активності зразка.

1.4 Спектрометрична установка

У даній роботі як налітаючі частинки використовуються гальмівні гамма-кванти значних енергій (десятки мегаелектронвольт). За таких енергій, багато каналів реакцій є відкритими. Ядра-продукти даних реакцій можуть бути як стабільними, так і квазістабільними. Окрім супутніх гамма-квантів, що випромінюються при розпаді радіоактивних ядер-продуктів, мають місце і переходи між рівнями збудження ядер. Все це робить апаратний спектр достатньо складним для аналізу, тож для уникнення “злиття” піків та менших похибок, варто використовувати детектори з високою роздільною здатністю. Саме це є причиною використання нами напівпровідникового детектора з надчистого германію.

1.4.1 Спектрометр на базі напівпровідникового детектора з надчистого германію

Набір спектрів був реалізований за використання спектрометричної установки фірми Canberra на базі напівпровідникового детектора з надчистого германію GC2019. Блок-схема спектрометричної установки для набору спектрів наведеної активності зразків зображена на Рис. 1.2.



Рис. 1.2 Блок-схема спектрометричної установки.

Роздільна здатність детектора складає 1.9 кеВ для піку 1332 кеВ, а відносна ефективність — 20%. Форма робочого об'єму — циліндр, висота якого рівна 4.15 см, а діаметр — 5.55 см. Відстань до вікна криостату — 0.5 см, робоча напруга — 3000 В.

1.4.2 Калібрування детектора по ефективності реєстрації та визначення повної ефективності реєстрації

Калібрування по ефективності проводиться для коректного врахування того, що не всі гамма-кванти випромінені зразком потрапляють в детектор та реєструються в ньому. Оскільки при великих енергіях налітаючих гамма-квантів ми маємо велику кількість можливих каналів реакцій, ми отримуємо велику кількість значно інтенсивніших ліній спектру у порівнянні з досліджуваною (причиною є те що переріз реакції, яка нас цікавить, має порядок мілібарн). Тож,

для отримання найбільш достовірних даних, ми проводили оптимізацію шляхом зміни геометрії експерименту (відстані від зразка до детектора) та часу набору спектру.

Під час набору спектру зразок розміщався на осі симетрії робочого об'єму детектора на таких відстанях від вхідного вікна детектора: 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70,4 та 84 см. Відповідно, для цих відстаней і проводилось калібрування по ефективності з використанням наступних джерел: ^{60}Co , ^{137}Cs та ^{133}Ba . Енергетичні гамма-лінії, за якими проводилось калібрування (E), а також інтенсивність відповідної гамма-лінії на один акт розпаду ядра (p_i) наведено у Додатку 1.

Далі повна ефективність детектора обраховувалась за формулою:

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

де $S(E)$ — площа піку апаратного спектру, який відповідає енергії E , t — “живий” час накопичення спектру, $T_{1/2}$ — період напіврозпаду джерела, $p_i(E)$ — відносна кількість вилітаючих гамма-квантів енергії E на один акт розпаду ядра.

Площі піків та відповідні похибки знайдено з використанням програмного пакету для обробки та аналізу апаратних гамма-спектрів WinSpectrum2.0.

На Рис. 1.3 зображено приклади калібрувальних залежностей.

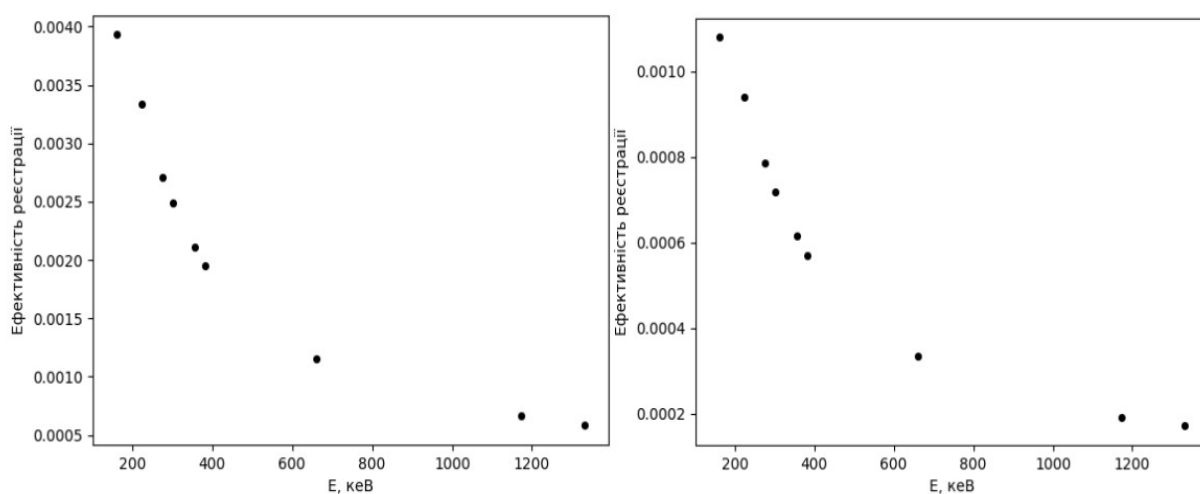


Рис. 1.3 Залежність ефективності реєстрації від енергії гамма-кванта на відстанях джерело-детектор 15 см (зліва) та 30 см (справа).

Було помічено, що у вдічі логарифмічному масштабі дані залежності наближаються до лінійних. Тому апроксимація була проведена формулою:

$$\varepsilon(E) = a \cdot E^b$$

Деякі з результатів апроксимації наведено на Рис. 1.4.

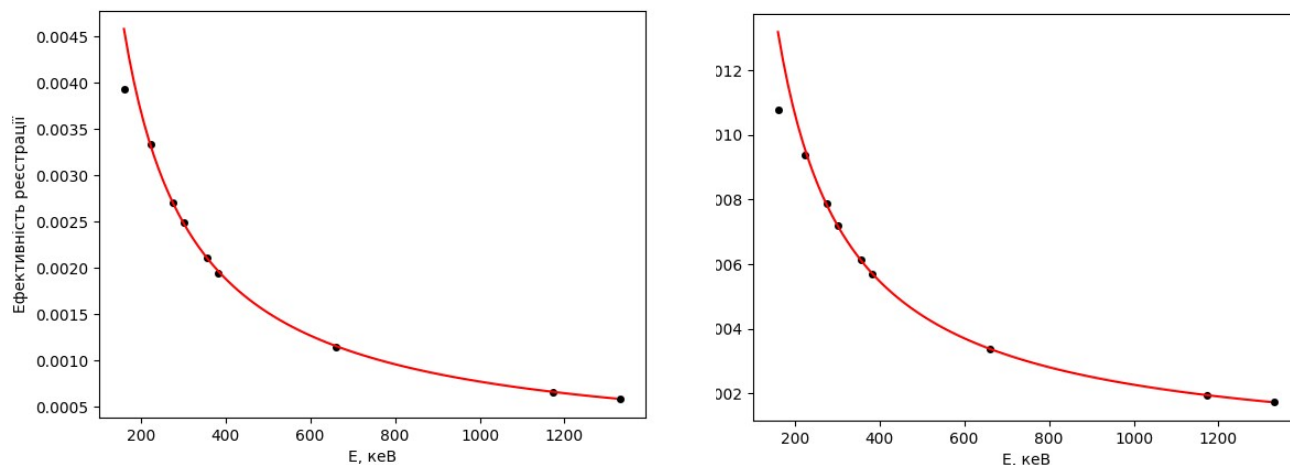


Рис. 1.4 Результат апроксимації ділянок калібрувальної залежності повної ефективності реєстрації γ -випромінювання для відстаней джерело-детектор 15 см (зліва) та 30 см (справа).

Параметри емпіричної залежності наведено у Додатку 4 для всіх відстаней джерело-детектор, на яких проводилось калібрування.

2. Експериментальне визначення ізомерного відношення фотонейтронних реакцій з вильотом 3 нейтронів на ядрах срібла

2.1 Аналіз процесу розпаду ядер та обґрунтування вибору реакції та ядра

В загальному випадку можна сказати що ізомерні стани ядер зазвичай мають енергії близькі до основного, а значення спіну великі у порівнянні з основним

станом ядра. Через високоспіновість високозбуджених станів, частіше відбувається перехід не в основний, а в метастабільний стан (через меншу різницю у спінових значеннях). Тобто маємо залежність між спіном ядра та заселенням його метастабільного та основного рівнів. Отже, при вивченні ізомерного відношення, ми маємо змогу оцінити середні величини спінів збуджених станів ядер-продуктів реакцій. З низькоспінових збуджених станів збудження, найчастіше, знімається шляхом гамма-переходу на основний рівень, що має ще менший спін. Але бувають винятки, коли метастабільний рівень має спінове число менше за основний рівень (наприклад ^{104}Ag , який ми розглядаємо у даній роботі). Також варто зазначити, що для нашого ізотопу розрядка ізомерного рівня відбувається як шляхом β -розпаду, так і шляхом ізомерного переходу на основний рівень (хоча і з малою імовірністю в $<0.07\%$).

Ситуацію значно ускладнює факт, що розрядка як основного, так і ізомерного стану, проходить через один і той же рівень. А отже, випромінюються гамма-кванти однакової енергії, а отже, на спектрі фіксується лише один пік. Окрім того, метастабільний рівень обраного ізотопу має значний період напіврозпаду (34 хвилини)[6]. Саме тому це ядро/зразок було обрано для дослідження високопорогових фотоядерних реакцій.

2.2 Методика знаходження ізомерного відношення

Оскільки при дослідженні ізомерної пари $^{104m,g}\text{Ag}$ аналізується сумарний фотопік, що відповідає випромінюванню гамма-кванта при розпаді як основного, так і ізомерного стану, нами було застосовано алгоритм для випадку розрядки ізомерного та основного рівнів через один і той самий енергетичний рівень [1].

Для розпаду ядер $^{104m,g}\text{Ag}$ можна записати просту системи диференціальних рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dN_m}{dt} = Y_m - \lambda_m \cdot N_m \\ \frac{dN_g}{dt} = Y_g - \lambda_g \cdot N_g + p \cdot \lambda_m \cdot N_m \end{cases}$$

де N_i — заселеність рівнів (тут і надалі $i=m$ для ізомерного рівня, $i=g$ — для основного), Y_i — виходи реакцій з ядром-продуктом у метастабільному та основному станах, λ_m, λ_g — сталі розпаду метастабільного та основного рівнів, відповідно, p — імовірність розпаду ізомерного стану через основний стан.

Площі піків від гамма-квантів, що випромінюються при розпаді ядра з основного та ізомерного станів пропорційні зміні заселеності рівнів за час накопичення спектру, тому їх можна записати наступним чином:

$$\begin{cases} S_m = C_m \cdot \varepsilon_m \cdot f_m \cdot (N_{m1} - N_{m2}) \\ S_g = C_g \cdot \varepsilon_g \cdot f_g \cdot (N_{g1} - N_{g2}) \end{cases}$$

де $C_i, i=m, g$ — коефіцієнти, що враховують ефекти самопоглинання, каскадного додавання, інше, $f_i, i=m, g$ — ймовірність випромінювання гамма-квантів даної енергії при розпаді i -го стану ядра, $\varepsilon_i, i=m, g$ — ефективність реєстрації гамма-квантів відповідної енергії.

Розв'язок системи (з врахуванням наведених властивостей та того що увесь час розбивається на три проміжки: час опромінення, час витримки і час набору спектру) матиме вигляд:

$$\begin{cases} \frac{S_m}{C_m \cdot \varepsilon_m \cdot f_m} = Y_m \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_9 \\ \frac{S_g}{C_g \cdot \varepsilon_g \cdot f_g} = Y_g \Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8 + Y_m (\Lambda_1 \Lambda_5 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_4 \Lambda_8 + \Lambda_3 \Lambda_6 \Lambda_7) \end{cases}$$

де $S_i, i=m, g$ — площа піку повного поглинання гамма-квантів, що випромінюються при розпаді з i -го рівня, $C_i, i=m, g$ — коефіцієнти, що враховують ефекти самопоглинання, каскадного додавання, інше, $f_i, i=m, g$ — ймовірність випромінювання гамма-квантів даної енергії при розпаді i -го стану ядра, $\varepsilon_i, i=m, g$ — ефективність реєстрації гамма-квантів відповідної енергії, коефіцієнти $\Lambda_i, i=1,9$ однозначно визначаються через t_1, t_2 та t_3 (час опромінення, час витримки та час набору спектру, відповідно), λ_m, λ_g (сталі розпаду основного

та ізомерного рівнів), та імовірність розпаду ізомерного стану через основний стан p :

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

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

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

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

$$\Lambda_5 = e^{-\lambda_g t_2}$$

$$\Lambda_6 = e^{-\lambda_m t_2}$$

$$\Lambda_7 = \frac{p \cdot \lambda_m}{(\lambda_m - \lambda_g)} (e^{-\lambda_g t_3} - e^{-\lambda_m t_3})$$

$$\Lambda_8 = 1 - e^{-\lambda_g t_3}$$

$$\Lambda_9 = 1 - e^{-\lambda_m t_3}$$

Оскільки у нашому випадку, бета-розпад з ізомерного та основного рівня іде через один рівень, гамма-кванти розрядки кінцевого ядра (площі фотопіків яких позначені S_m та S_g) мають однакову енергію, а отже вважається, що $S_m = S_g = S$, а $\varepsilon_m = \varepsilon_g = \varepsilon$.

Після перенесення коефіцієнта C в праву сторону та сумування відповідних частин обох рівнянь, отримаємо:

$$F = Y'_m X + Y'_g$$

де F та X знаходяться як:

$$F = \frac{S}{\varepsilon f_g \Lambda_2 \Lambda_5 \Lambda_8}$$

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

де $S = S_m + S_g$ — площа повного фотопіку, $Y'_i = C \cdot Y_i$, $i = m, g$ — величини пропорційні виходам реакції. Коефіцієнт C вважається незмінним для різних значень F та X , бо для визначення ізомерного відношення виходів використовується розрядка гамма-квантом однієї енергії, як для ізомерного, так і для основного стану.

Ефектом каскадного додавання можна знехтувати через значну відстань ”зразок-

детектор” (більше 10 см), а ефекти самопоглинання в одному і тому ж зразку не будуть давати зміни результатів у різних вимірах.

Ізомерне відношення визначається як $D = \frac{Y_H}{Y_L} = \frac{Y_g}{Y_m} = \frac{C \cdot Y_g}{C \cdot Y_m} = \frac{Y'_g}{Y'_m}$, тобто у

випадку нехтування систематичною похибкою каскадного додавання, коефіцієнт

C скорочується. Тоді ізомерне відношення $D(E_{max}) = \frac{Y_g}{Y_m}$ можна знайти як:

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

де Y'_m, Y'_g задаються рівнянням $F = Y'_m X + Y'_g$.

Отже, отримані при обробці спектрів, площі сумарних фотопіків S (що відповідають їх інтенсивностям), можна представити точками на площині (X, F). Після чого, згідно з формулою $F = Y'_m X + Y'_g$, точки мають представляти собою пряму з нахилом Y'_m та зміщенням по осі F на Y'_g . Іншими словами, шуканим ізомерним відношенням є відношення параметрів апроксимації точок на площині (X, F) лінійною функцією.

Часові інтервали обиралися зважаючи на схему розпаду ізомерної пари, що була взята з [2]. Для оптимального завантаження спектрометра та оптимізації часу виміру, набір гамма-спектрів проводився на різних відстанях між зразком і детектором.

За допомогою схеми розпаду ізомерної пари з [2], на отриманому енергетичному спектрі було визначено піки, що відповідають реєстрації гамма-квантів розрядки ядра-продукту бета-розпаду основного та ізомерного стану ядра-продукту фотонейтронної реакції. Площі піків обраховані за допомогою програми обробки спектрів WinSpectrum 2.0 [4].

2.3 Визначення ізомерного відношення та аналіз спектру продукту реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104\text{m,g}}\text{Ag}$

Зразок мав форму диска з срібла природнього ізотопного складу діаметром 3 мм та товщиною 1 мм. Опромінювання відбувалося гамма-квантами

гальмівного спектру з максимальною енергією 43.4 MeV протягом 20 хвилин.

Один з отриманих спектрів наведено у Додатку 2.

За допомогою схеми розпаду ядер $^{104m.g}\text{Ag}$, спрощена схема яких зображена у Додатку 3, було визначено фотопіки повного поглинання, що відповідають гамма-квантам, що випромінюються при розпаді ядер з основного та ізомерного рівнів.

Провівши аналіз апаратурних спектрів та схеми розпаду $^{104m.g}\text{Ag}$, для розрахунку ізомерного відношення було обрано два піки, що відповідають гамма-квантам енергій 767.6 кеВ та 555.8 кеВ. Пік енергії 767.6 кеВ відповідає гамма-кванту, що випромінюється при дезбудженні кінцевого ядра, при розпаді з основго стану, використовувався для забезпечення надійності визначення каналу розпаду. Пік енергії 555.8 кеВ відповідає гамма-кванту, що випромінюється при дезбудженні кінцевого ядра, при розпаді як з основго стану, так і з метастабільного, використовувався для визначення ізомерного відношення.

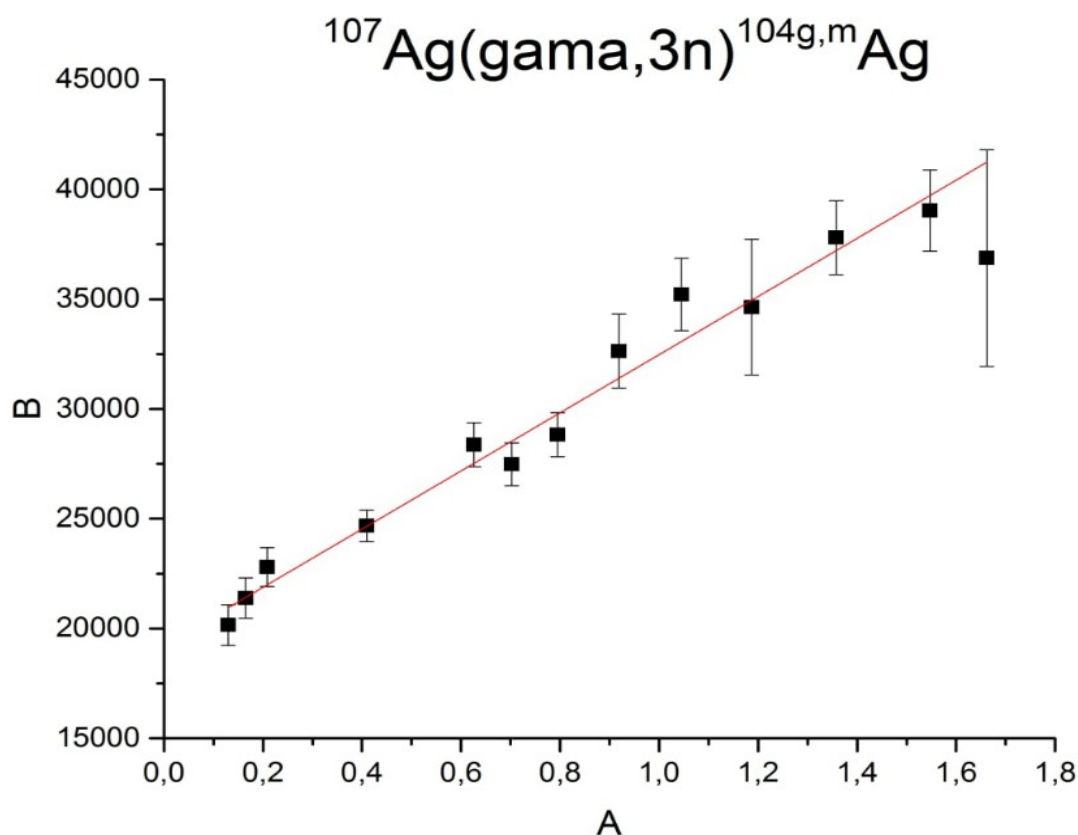


Рис. 2.3 Графічне представлення результатів розрахунків ізомерного відношення виходів для ядра $^{104m.g}\text{Ag}$ продукту ядра реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104g,m}\text{Ag}$ при опроміненні гальмівними гамма-квантами з максимальною енергією 43.4 MeV.

Період напіврозпаду метастабільного та основного станів ядра ^{104}Ag дорівнюють 33.5 хвилини та 69.2 хвилини, відповідно.

Спін та парність основного стану ядра рівні 5^+ , а метастабільного — 2^+ . Тому ізомерне відношення визначалося, як

$$D = \frac{Y_h}{Y_l},$$

де Y_h, Y_l — виходи реакції з утворенням ядра-продукту з більшим та меншим спіновим числом, відповідно. У нашому випадку $\frac{Y_h}{Y_l} = \frac{Y_g}{Y_m}$, де Y_m та Y_g визначалися при розв'язку початкової системи. Отримані площі піків повного поглинання S , що пропорційні інтенсивності, представлені у графічному вигляді на площині (F, X) на Рис. 2.3. Згідно з формулою $F = Y'_m X + Y'_g$ кожна з точок має розташовуватись на прямій з нахилом Y'_m та зміщенням Y'_g .

Ізомерне відношення виходу реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m.g}\text{Ag}$ при опроміненні гальмівними гамма-квантами з максимальною енергією 43.4 МеВ представлено в Таблиці 2.1.

Таблиця 2.1

Реакція	E_{\max} , МеВ	I_{tar}^{π}	I_m^{π}	I_g^{π}	D
$^{107}\text{Ag}(\gamma, 3n)^{104m.g}\text{Ag}$	43.4	$\left(\frac{1}{2}\right)^-$	2^+	5^+	1.45 ± 0.08

В Таблиці 2.1 $I_{tar}^{\pi}, I_m^{\pi}, I_g^{\pi}$ — спін та парність ядра-мішені, метастабільного та основного станів ядра-продукту реакції, відповідно; E_{\max} — максимальна енергія гальмівних гамма-квантів, D — експериментально визначене ізомерне відношення виходів реакції.

Потенціально, при опроміненні зразка природнього ізотопного складу до заселення рівнів ізомерної пари $^{104m.g}\text{Ag}$ може давати внесок реакція $^{109}\text{Ag}(\gamma, 5n)^{104m.g}\text{Ag}$, але, при опроміненні гамма-квантами енергії 43.4 МеВ, поріг даної реакції 43.98 МеВ [2] не перевищувався.

3. Розрахунок ізомерного відношення виходу реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma,3n)^{104\text{m,g}}\text{Ag}$ за допомогою розрахункового коду TALYS

В сучасному уявленні фізики існує два модельних підходи для опису механізму перебігу ядерних реакцій: модель складеного ядра та модель прямих реакцій.

Моделі складеного ядра (інша назва — статистична модель) описує ядерну реакцію як потрапляння налітаючої частинки в ядро, встановлення рівноваги та подальше випаровування вилітаючої частинки. Вважається що енергія, внесена налітаючою частинкою розподіляється між усіма нуклонами.

У моделі прямих реакцій ядерна реакція розглядається як взаємодія налітаючої частинки з певною кількістю нуклонів, а не з усіма. Тобто виліт частинки відбувається до встановлення статистичної рівноваги, а енергія налітаючої частинки, відповідно, розподіляється між нуклонами, з якими вона взаємодіє. При цьому можливе як пряме ”вибивання” нуклона, так і виліт нуклона після поглинання, але до встановлення рівноваги (передрівноважні процеси).

3.1 Обрахунок ізомерного відношення за допомогою програмного коду TALYS

У наш час існує багато сучасних та потужних програмних кодів для визначення характеристик ядерних реакцій згідно з різними теоретичними підходами. Один з таких програмних кодів, які є у відкритому доступі, ми і використовуємо у даній роботі (TALYS). Даний код дає змогу детально розрахувати такі параметри перебігу ядерних реакцій як перерізи, ізомерні відношення та інші.

Отримані експериментальним шляхом величини ізомерного відношення було порівняно з розрахунками, проведеними за допомогою програмного коду TALYS. Розрахунки проводились для шести різних моделей густини рівнів:

- модель постійної температури та модель Фермі-газу;
- модель Фермі-газу з оберненим зсувом;
- узагальнена модель надплинної рідини;
- мікроскопічні щільності рівнів (сила Скірма) з таблиць Горілії;
- мікроскопічні щільності рівнів (сила Скірма) з комбінаторних таблиць Ілера;
- мікроскопічні щільності рівня (залежний від температури HFB, сила Гоні) з комбінаторних таблиць Ілера.

3.2 Врахування не моноенергетичність налітаючих гамма-квантів

У даній роботі експериментальним шляхом визначалося ізомерне відношення виходів реакції, а не перерізів. Тому, для порівняння теоретично та експериментально отриманих даних, теоретичні величини треба звести шляхом згортки енергетичного спектра та перерізу реакції до виду ізомерного відношення виходів реакції з певною енергією налітаючих частинок.

Для цього були проведені розрахунки перерізів реакцій на ядрах ^{107}Ag при опроміненні гамма-квантами з використання програмного коду TALYS-1.95 [5]. Діапазон енергій гамма-квантів що враховувались складав від порогової енергії реакції до максимальної енергії гамма-квантів, якими опромінювались зразки. Для реакції, що розглядається у даній роботі порогова енергія рівна 27.5 MeV, а максимальна — 43.4 MeV. При розрахунках, крок енергії складав 0.1 MeV.

Як гальмівна мішень для електронів використовувалась танталова пластина товщиною 1.05 мм, що менше половини радіаційної довжини у даному матеріалі. Тож, для розрахунку енергетичного спектру гальмівних гамма-квантів використовувалась формула Шиффа (спектр Шиффа).

3.3 Порівняння експериментально визначеного ізомерного відношення виходу реакції з теоретично розрахованим

Теоретичний розрахунок проводився з використання розрахункового коду TALYS-1.95. Порівняння отриманих ізомерних відношень виходу реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma,3n)^{104\text{m,g}}\text{Ag}$ експериментальним та теоретичним шляхом значень, а також результатів інших авторів наведено у Таблиці 4.1.

Таблиця 4.1

Робота	E_{max} , MeV	d
Експеримент, дана робота	43.4	1.45 ± 0.08
Розрахунок у TALYS-1.95, дана робота	43.4	1.65
[1]	33	0.88 ± 0.14
[1]	34.5	1.04 ± 0.1
[1]	36.5	1.26 ± 0.05
[1]	38.5	1.39 ± 0.08

Дані, наведені в таблиці також зображені на Рис. 3.1 (Додаток 5):

Висновки

Використовуючи активаційний метод, експериментальним шляхом було виміряне ізомерне відношення виходу реакції $^{107}\text{Ag}(\gamma,3n)^{104\text{m,g}}\text{Ag}$.

Отриманий результат є оригінальним і може бути використаний для доповнення баз ядерних даних та перевірки модельних підходів, що застосовуються у розрахункових кодах.

Отриманий результат добре узгоджується з даними з бази EXFOR[3].

Також отриманий результат непогано узгоджується з розрахунком у розрахунковому коді TALYS, але варто зазначити, що найкращий збіг ми отримуємо за використання моделі мікроскопічних щільностей рівнів (сила Скірма) з комбінаторних таблиць Ілера.

Джерела

- [1] Isomer ratios for products of photonuclear reactions with middle-weight nuclei. O.A.Bezshyuko and others.
- [2] Національний центр ядерних даних. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/>
- [3] Nuclear reaction experimental data (EXFOR). URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
- [4] Хоменков В.П. Исследование атомно-ядерных эффектов в прNuclear reaction experimental data оцессе внутренней конверсии гамма-лучей: Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.16. - ИЯИ. - К., 2003. - 127 с.
- [5] Розрахунковий код TALYS-1.95. URL: https://tendl.web.psi.ch/tendl_2021/talys.html
- [6] Nuclear structure and decay Data (NuDat3). URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>
- [7] L. I. Schiff. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung. Stanford University, USA. 1951.

Додаток 1

Джерело	Е [кеВ]	ρ_i
^{133}Ba	276,398	0,0716
	302,851	0,183
	356,0134	0,6194
	383,848	0,08905
^{137}Cs	661,66	0,851
^{60}Co	1173,228	0,9986
	1332,492	0,9998

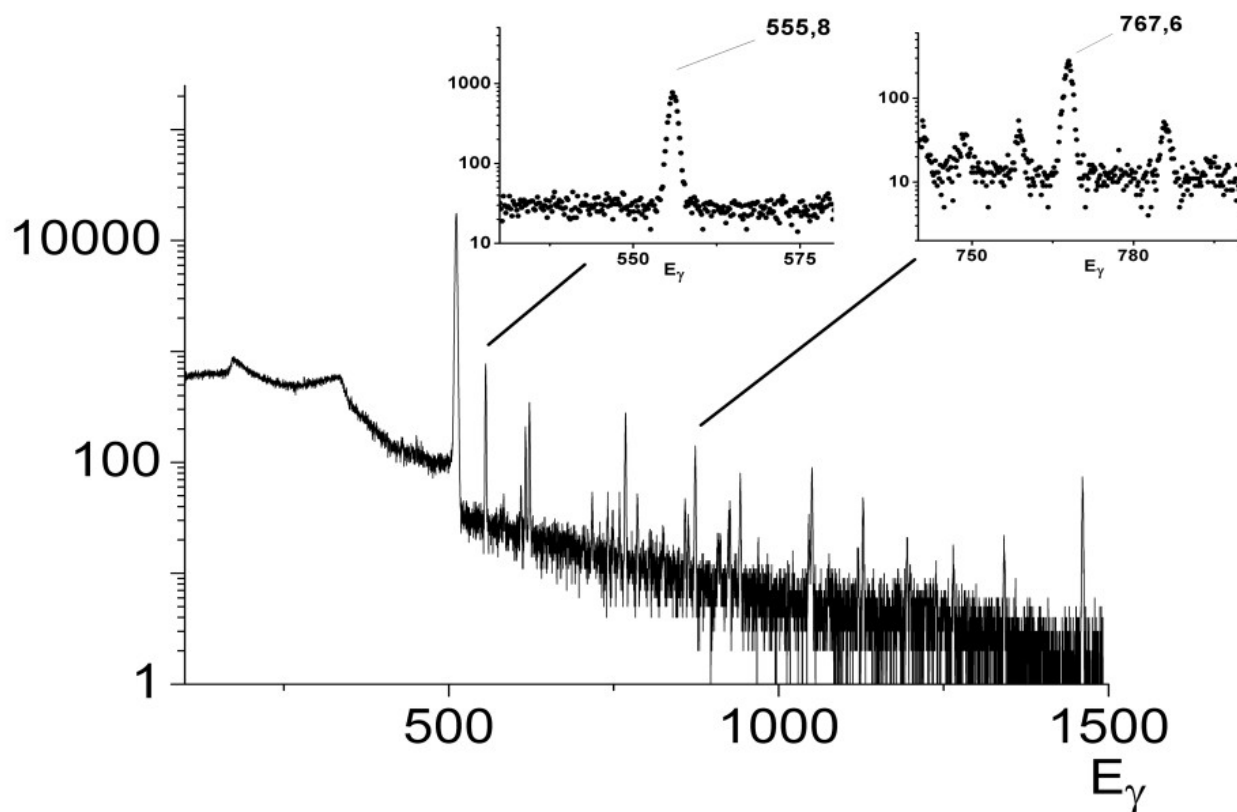


Рис. Апаратурний енергетичний спектр продуктів активації срібла природнього ізотопного складу. Досліджувані піки вказано на виносках. Енергія вказана в кеВ.

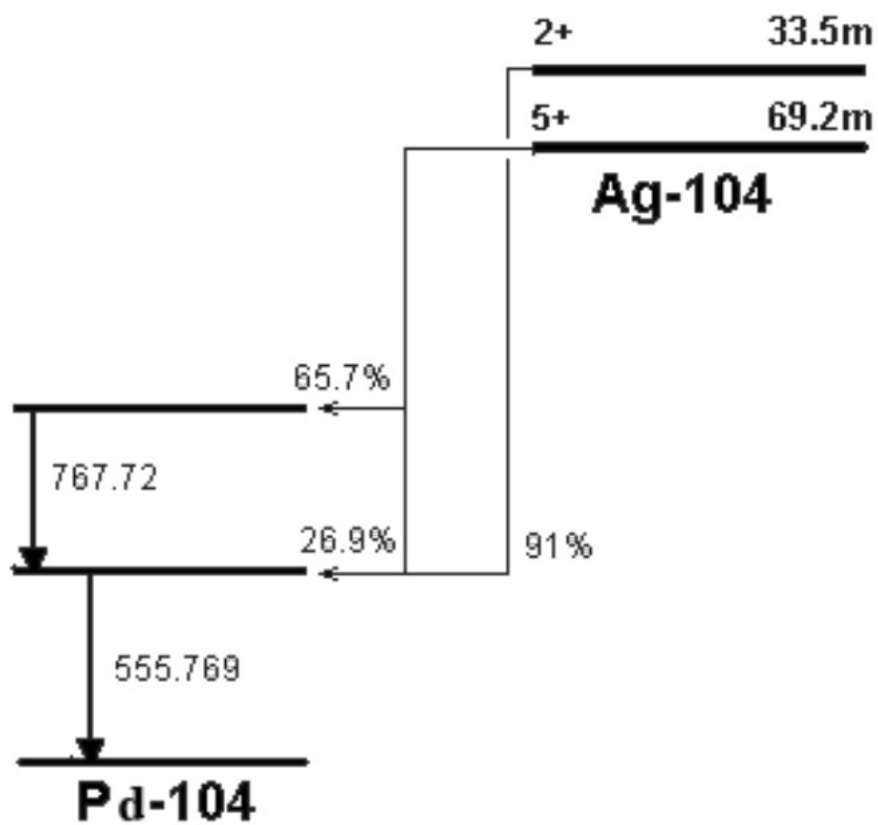


Рис. Спрощена схема розпаду ^{104m}Ag

Додаток 4

Таблиця. Параметри емпіричної залежності ефективності реєстрації від енергії для різних відстаней

Відстань, см	$a \pm \Delta a$	$b \pm \Delta b$
3	6.9 ± 0.7	-0.98 ± 0.02
5	2.9 ± 0.3	-0.94 ± 0.02
10	1.3 ± 0.1	-0.98 ± 0.02
15	0.64 ± 0.05	-0.97 ± 0.01
20	0.38 ± 0.03	-0.97 ± 0.01
25	0.26 ± 0.01	-0.972 ± 0.009
30	0.18 ± 0.01	-0.96 ± 0.01
35	0.122 ± 0.006	-0.95 ± 0.008
40	0.116 ± 0.006	-0.985 ± 0.008
45	0.071 ± 0.003	-0.941 ± 0.007
50	0.069 ± 0.005	-0.97 ± 0.01
55	0.05 ± 0.005	-0.95 ± 0.01
60	0.044 ± 0.005	-0.95 ± 0.02
65	0.038 ± 0.003	-0.96 ± 0.01
84	0.023 ± 0.002	-0.96 ± 0.01

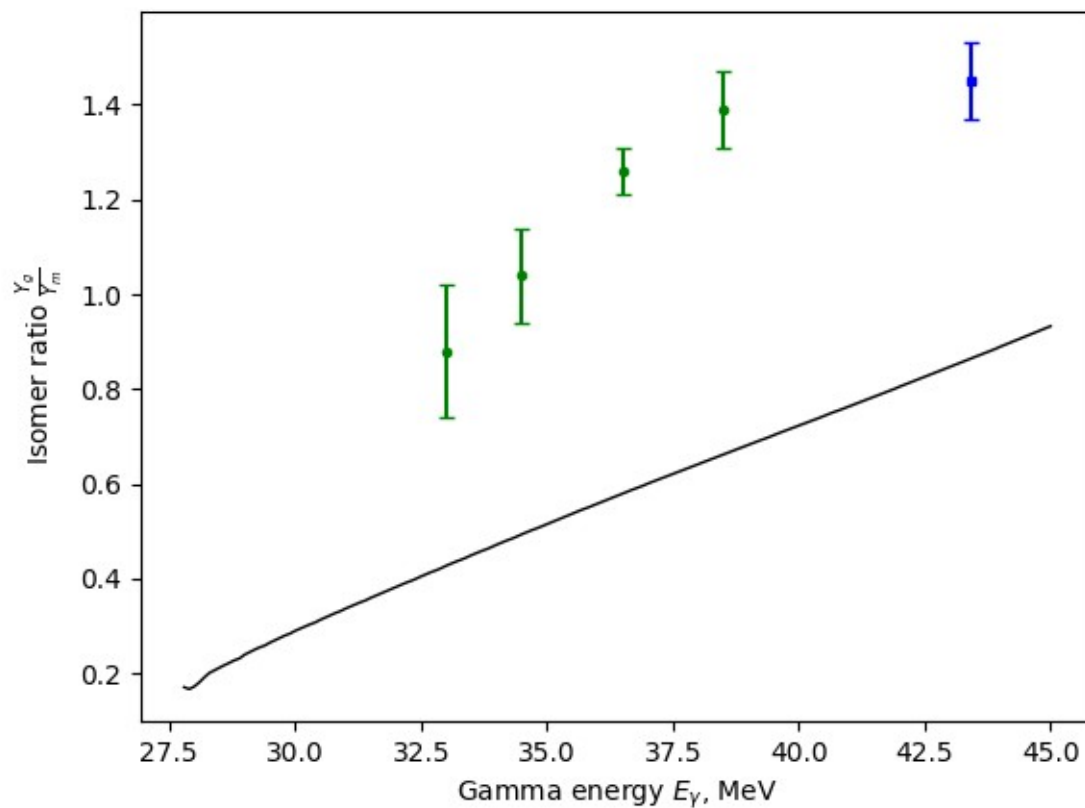


Рис. 3.1. Графік з порівнянням даних розрахованих за допомогою розрахункового коду TALYS (суцільна лінія), даних попередніх авторів [1] (зображено зеленим кольором) та даних отриманих у цій роботі (зображено синім кольором).