

Інститут ядерних досліджень
Національна академія наук України

Інститут ядерних досліджень
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Саврасов Андрій Миколайович

УДК 539.17.02:539.173.3

ДИСЕРТАЦІЯ

**Вивчення механізмів реакцій з гамма-квантами та
легкими частинками за допомогою активаційного методу**

01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок
і високих енергій

104 – фізика та астрономія

Подається на здобуття наукового ступеня доктора
фізико-математических наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

А.М. Саврасов

Науковий консультант Желтоножський Віктор Олександрович, доктор
фізико-математичних наук

Київ – 2021

АНОТАЦІЯ

Саврасов А.М. Вивчення механізмів реакцій з гамма-квантами та легкими частинками за допомогою активаційного методу. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.16 «Фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій». – Інститут ядерних досліджень, НАН України, Київ, 2021.

Дисертаційна робота присвячена комплексному вивченню розпаду основних і/чи ізомерних станів атомних ядер, які утворюються в результаті ядерних реакцій з гамма-квантами та легкими частинками.

За допомогою гамма-активаційного методу вперше отримані експериментальні дані з ізомерних відношень виходів (ІВВ) і/чи середньозважених виходів (СВ) при окремих значеннях граничної енергії гальмівних гамма-квантів в ядрах: $^{179m2}\text{Hf}$ в (γ, n) -, (γ, γ') - та (γ, pn) -реакціях; ^{180m}Hf в (γ, γ') -, (γ, α) - та (γ, p) -реакціях; ^{178m}Ta в $(\gamma, 2n)$ - та $(\gamma, 3n)$ -реакціях; ^{177}Ta в $(\gamma, 4n)$ -реакції; ^{177}Lu в (γ, p) -, (γ, pn) -, $(\gamma, p2n)$ -, (γ, pxn) - та (γ, α) -реакціях; ^7Be в $(\gamma, 2n)$ -, (γ, txn) -, (γ, dxn) - та (γ, pxn) -реакціях; $^{178m, g}\text{Lu}$ в (γ, pn) -реакції та ^{182m}Hf в (γ, α) -реакції.

Встановлено одногорбий характер функції збудження реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в області гігантського дипольного резонансу (ГДР), оскільки при зростанні граничної енергії гальмівних γ -квантів з 15.1 до 17.5 MeV знижуються і ізомерні відношення виходів і середньозважені виходи напрацювання $^{179}\text{Hf}^{m2}$.

Для усіх вищезгаданих реакцій проведені теоретичні розрахунки ізомерних відношень виходів та середньозважених виходів за допомогою програмних пакетів TALYS-1.6, 1.9 та EMPIRE-3.2 і здійснено порівняння з експериментальними значеннями. В реакціях (γ, γ') -, $(\gamma, 2n)$ -, $(\gamma, 3n)$ - та $(\gamma, 4n)$ - показано домінування статистичного механізму, а в реакціях (γ, p) -, (γ, pn) -, $(\gamma, p2n)$ -, (γ, pxn) - та (γ, α) - при $E_{\text{гр}} = 17.5$ та 20 MeV - нестатистичних процесів.

Для (γ, p) -реакції та для реакцій на борі та берилії зі зростанням граничної енергії гальмівних γ -квантів внесок статистичних та передрівноважних механізмів зростає на 1-2 порядки і починає давати значний вклад у їх вихід.

Отримано кількісне узгодження експериментальних та теоретичних виходів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$ в широкому діапазоні величин граничної енергії ($E_{\text{гр}}$) гальмівних γ -квантів за умови врахування ізоспінового розщеплення ГДР в межах напівпрямого механізму.

Отримано перерізи реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$ і $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ в області ГДР. Їх функції збудження мають одnogорбу форму характерну для сферичних ядер. В рамках програмного пакету TALYS-1.9 проведені теоретичні розрахунки перерізів реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$, $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ і $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141}\text{Nd}$. Задовільне узгодження теоретичних і експериментальних результатів свідчить про домінуючу роль статистичного механізму перебігу (γ, n) -реакції на досліджуваних ядрах.

Виміряні ізомерні відношення перерізів (ІВП) в ядрах $^{93}\text{Tc}^{\text{m},g}$ в (d, n) - і (p, γ) -реакціях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{\text{m},g}$ в (d, n) -реакції, вперше в ядрах $^{95}\text{Nb}^{\text{m},g}$ в (d, α) -реакції для дейтронів та протонів з максимальними величинами енергій 4.5 та 6.8 MeV, відповідно. Результати моделювання в рамках програмних кодів TALYS-1.4 та EMPIRE-3.2 показують, що теоретичні величини ІВП значно перевищують експериментальні, за винятком реакції $^{97}\text{Mo}(d, \alpha)^{95}\text{Nb}^{\text{m},g}$ при моделюванні в пакеті TALYS-1.4. Загальною можливою причиною неузгодженостей є малочисельна інформація про шляхи розпаду високозбуджених дискретних рівнів, особливо для ^{95}Nb . Додатковою причиною розходження для усіх реакцій можуть бути внески нестатистичних механізмів.

Вперше отримано переріз реакції $^{178}\text{Hf}(n, \gamma)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ на нейтронах реакторного енергетичного спектру. Проведено її моделювання в рамках програмного коду TALYS-1.9 з якого випливає, що реакція $^{178}\text{Hf}(n, \gamma)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ йде на швидких нейтронах реакторного спектру і при цьому домінує статистичний механізм (95%) з внеском біля 5% передрівноважного механізму.

Розраховано ізомерні відношення перерізів реакцій $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134\text{m,g}}\text{Cs}$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ та $^{197}\text{Au}(n,p)^{197\text{m,g}}\text{Pt}$ при енергії нейтронів 2.9 МеВ. Проведено їх моделювання в кодї TALYS-1.9 з якого випливає, що реакція $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ носить повністю статистичний характер, в той час як для інших можливий значний вклад нестатистичних механізмів.

Вперше проведено вимірювання перерізу реакції $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93\text{m}}\text{Mo}$ при енергії протонів 3.85 МеВ. Здійснено вимірювання ізомерних відношень перерізів реакцій $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ і $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ при енергії протонів 6.8 МеВ та $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{\text{m,g}}$ при енергії протонів 3.9 МеВ. Результати порівняння експериментальних та теоретичних даних вказують на можливу присутність низькорозташованого, високоспінового збудженого рівня з енергією 330 кеВ та спіном $(7^-, 8^-)$ в схемі дискретних рівнів ^{120}Sb та значний вплив нестатистичних механізмів для реакцій $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ та $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198\text{m,g}}\text{Au}$.

Вперше проведено вимірювання перерізів та ізомерних відношень перерізів реакції $^{175}\text{Lu}(\alpha,\alpha n)^{174}\text{Lu}^{\text{m,g}}$ для окремих значень енергії альфа-частинок при опроміненні ними мішеней природного і збагаченого лютетію в діапазоні 15.3-25.2 МеВ. Проведено її моделювання в рамках відкритих програмних кодів для усіх доступних густин рівнів. В діапазоні величин енергії 15.3-21.0 МеВ теоретичні перерізи значно нижчі експериментальних, що говорить про можливий внесок структури та способів розпаду збуджених рівнів в заселення $^{174}\text{Lu}^{\text{m,g}}$. При $E_\alpha = 25.2$ МеВ домінує статистичний механізм.

Вперше проведено вимірювання перерізів реакцій $^{176}\text{Lu}(\alpha,p)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{175}\text{Lu}(\alpha,2n)^{177}\text{Ta}$ при опроміненні мішеней природного лютетію альфа-частинками з енергією 26 МеВ. Як випливає з порівняння, теоретичні перерізи вдвічі перевищують експериментальні величини для $(\alpha,2n)$ -реакції, що може свідчити про значний вплив нестатистичних процесів. В той же час для (α,p) -реакції внесок передрівноважного механізму на рівні 11%, а статистичного ~ 89 % дозволяє узгодити експериментальні та теоретичні дані.

Вперше проведено вимірювання перерізів напрацювання $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ при опроміненні мішеней природного танталу альфа-частинками в енергетичному

діапазоні 36-92 MeV. Проведено моделювання цих перерізів у кодi TALYS-1.4 з якого випливає, що основний внесок в напрацювання $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ дають реакції $(\alpha, \alpha p 2n)$, $(\alpha, 3p 4n)$ та $(\alpha, {}^3\text{He} p 3n)$. Отримано оцінку величин ІВП $\sigma(^{178\text{m}2}\text{Hf})/\sigma(^{178\text{g}}\text{Hf})$ в діапазоні енергій α -частинок 58-92 MeV. Ці величини знаходяться у непоганому узгодженні з тенденцією зміни ІВП у інших реакціях з альфа-частинками нижчих енергій на інших мішенях.

Вперше визначено середні кутові моменти уламків ділення ^{90}Rb , ^{130}Sb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe , утворених внаслідок фотоділення ^{237}Np та ^{241}Am гальмівними γ -квантами з величинами граничної енергії 9.8 та 17 MeV за допомогою вимірювання ізомерних відношень виходів. Експериментальні значення ІВВ розраховувались з врахуванням внеску від бета-розпаду ізобарних ядер у виходи досліджуваних нуклідів. Теоретичні значення середніх кутових моментів уламків поділу розраховані із використанням кодів TALYS-1.6 та EMPIRE-3.2 на основі дельтаподібного спінового розподілу.

Спостерігається відсутність зростання величин середніх кутових моментів (СКМ) з ростом A для непарних по Z ядер на відміну від парних ядер ^{235}U та ^{239}Pu та особлива поведінка середнього кутового моменту (\bar{J}) для ^{135}Xe .

Отримано вперше нові дані з ізомерних відношень (ІВ) для ядер ^{97}Nb , що утворюється після фотоподілу ядер ^{235}U та ^{238}U гальмівним випромінюванням з граничними енергіями 10.5, 12.0 та 18.0 MeV. Продемонстровано відмінність значень ізомерних відношень при $E_{\text{гр}} = 10.5$ та $E_{\text{гр}} = 12$ MeV від $E_{\text{гр}} = 18$ MeV, що може свідчити про те, що ІВ суттєво залежать від типу вхідного каналу. Відмінність значень середніх кутових моментів від значень у материнському ядрі свідчить про наявність додаткового механізму формування кутових моментів.

При фотоподілі ^{238}U гальмівними γ -квантами з граничними енергіями $E_{\text{гр}} = 6.25, 12, 12.5, 14.5$ та 18 MeV вперше проведено експериментальне вимірювання ізомерних відношень виходів ядер ^{133}Xe та ^{135}Xe та ядер ^{95}Nb при $E_{\text{гр}} = 12$ і 12.5 MeV. Визначені середні кутові моменти досліджуваних уламків ділення з використанням статистичної моделі розпаду та дельтаподібного

спінового розподілу. Результати вимірів вказують на імовірний вплив оболонкових ефектів та відкриття (γ, nf) - і $(\gamma, 2nf)$ -каналів поділу на значення ізомерних відношень та СКМ первинних уламків ділення.

Вперше виміряні ІВВ фрагментів фотоділення ядер ^{235}U , ^{237}Np і ^{239}Pu гальмівними γ -квантами з граничними енергіями 18 МеВ. Розраховані нові дані щодо виходів ізомерних пар ^{84}Br , ^{90}Rb , ^{131}Te , ^{132}Sb , ^{132}I , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe . Вперше проведено вимірювання ІВВ ядер ^{90}Rb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe при фотоділенні ^{233}U гальмівними γ -квантами з граничною енергією 10.5 та 17 МеВ та ^{241}Am при $E_{\text{гр}} = 9.8$ МеВ. З аналізу отриманих середніх кутових моментів виявлено вплив непарних та парно-парних ефектів в системах, що діляться.

Ізомерні відношення виходів розраховані для ядер ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe – фрагментів фотоділення ^{235}U для (γ, f) -, (γ, nf) -реакцій вперше при граничній енергії гальмівних γ -квантів 17 МеВ. Показано, що величини середніх кутових моментів слабо залежать від моделей радіаційних силових функцій і густин рівнів. Величини \bar{J} співпадають між собою в межах похибок та їх різниці в абсолютних величинах не перевищують 8 %. Показана різниця між середніми кутовими моментами первинних уламків ділення та спінами компаунд-ядра ^{235}U , сформованого після поглинання дипольного γ -кванта.

Виміряна з високою точністю енергія першого збудженого стану ^{197}Au . Її величина рівна 77.339 ± 0.003 кеВ і отже енергетичне неспівпадання для подій збудження ядра при електронному переході (ЗЯЕП) в золоті рівне 39 ± 3 еВ. Отримані результати підтверджують дані останнього експерименту з ЗЯЕП, проведеного на золоті.

Проведене з найвищою точністю вимірювання енергії γ -лінії 497 кеВ, яка супроводжує розпад ядер ^{115}Sb . Отримана величина енергії першого збудженого стану ядер ^{115}Sn склала: $E_{\text{збуд}} = 497.342(3)$ кеВ. Вона непогано узгоджується з оціненими даними - $497.334(22)$ кеВ, але в межах 3.4σ відрізняється від останніх експериментальних результатів - $497.316(7)$ кеВ.

Отримана величина енергії β -розпаду ядер ^{115}In на перший збуджений рівень ядер ^{115}Sn склала: $Q_{\beta} = 147 \pm 10$ еВ. Ця величина призводить до кращого

узгодження експериментальної величини періоду напіврозпаду ($T_{1/2}$) цього β -розпаду з теоретичними оцінками.

Вперше показано, що для γ -переходу 55 кеВ з розпаду $^{177}\text{Lu}^m$ розбіжності між експериментальними та теоретичними значеннями коефіцієнта внутрішньої конверсії (КВК) можна пояснити проявом внутрішньоядерної конверсії з параметром проникнення $\lambda_1 = 5.7 \pm 0.8$.

Внесено уточнення в схему розпаду ^{177m}Lu , які дозволили підвищити точність визначення інтенсивностей K_{X} - та γ -променів в усьому діапазоні енергій. Визначено інтенсивності гілок γ - та β^- -розпаду ізомерного стану, а також коефіцієнти внутрішньої конверсії для трьох К-заборонених γ -переходів.

Виміряні з високою точністю відносні інтенсивності γ -переходів та K_{X} -випромінювання з розпаду ^{120}Sb . З отриманих даних визначені повні КВК та КВК на К-оболонці загальмованих E1- та E2-переходів з енергіями 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно. Для E1-переходу вперше виявлено внесок ефектів проникнення та визначено вклад спінових струмів. Уточнено внесок ефектів проникнення в загальмованому E2-переході.

Приведені в дисертаційній роботі експериментальні дані для реакцій за участю частинок і гальмівних γ -квантів будуть корисні при створенні теорії ядерних реакцій. Ці дані будуть використані для оцінки можливостей напрацювання різних радіонуклідів та в активаційному аналізі. Інформація про середні кутові моменти фрагментів фотоподілу буде корисною при створенні всебічної теорії ділення, а також використовуватиметься в ядерній енергетиці при розрахунках продуктів ділення на діючих АЕС.

Ключові слова: основні та ізомерні стани атомних ядер, рентгенівська та гамма спектрометрія, перерізи, середньозважені виходи, коди TALYS-1.4,1.6,1.9 та EMPIRE-3.2.

ANNOTATION

Savrasov A.M. Study of reactions mechanism with gamma-rays and light particles by using of activation method. – Qualification scientific work with the manuscript copyright.

The thesis for a doctor of physical and mathematical sciences degree in speciality 01.04.16 «Physic of nucleus, elementary particles and high energy». – Institute for nuclear research, NAS of Ukraine, Kyiv, 2021.

The thesis is devoted to a complex study of the decay of ground and/or isomeric states of atomic nuclei, which are formed as a result of nuclear reactions with γ -rays and light particles.

Using the gamma-activation method, the experimental data about isomeric yields ratios (IYR) and/or flux-weighted average cross-sections (AC) were obtained for the first time in reactions with bremsstrahlung γ -rays at individual values their end-point energies in nuclei: $^{179m2}\text{Hf}$ in the (γ, n) -, (γ, γ') - and (γ, pn) -reactions; ^{180m}Hf in the (γ, γ') -, (γ, α) - and (γ, p) -reactions; ^{178m}Ta in the $(\gamma, 2n)$ - and $(\gamma, 3n)$ -reactions; ^{177}Ta in the $(\gamma, 4n)$ -reaction; ^{177}Lu in the (γ, p) -, (γ, pn) -, $(\gamma, p2n)$ -, (γ, pxn) - and (γ, α) -reactions; ^7Be in the $(\gamma, 2n)$ -, (γ, txn) -, (γ, dxn) - and (γ, pxn) -reactions; $^{178m,g}\text{Lu}$ in the (γ, pn) -reaction and ^{182m}Hf in the (γ, α) -reaction.

The one-hump character of the excitation function for the $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ reaction was established in the giant dipole resonance (GDR) region, because as at increasing of the end-point energy of the bremsstrahlung photons (E_{br}) from 15.1 to 17.5 MeV, the isomeric yields ratios and the flux-weighted average cross-sections of $^{179}\text{Hf}^{m2}$ creation is decreased.

For all the above-mentioned reactions, theoretical calculations of isomeric yields ratios and flux-weighted average cross-sections were performed using the TALYS-1.6, 1.9 and EMPIRE-3.2 codes and compared with the experimental values. For the (γ, γ') -, $(\gamma, 2n)$ -, $(\gamma, 3n)$ - and $(\gamma, 4n)$ -reactions the dominance of the statistical

mechanism is shown and in the (γ,p) -, (γ,pn) -, $(\gamma,p2n)$ -, (γ,pxn) - and (γ,α) -reactions at $E_{br} = 17.5$ and 20 MeV – the non-statistical processes dominate.

For the (γ,p) -reactions and for reactions on boron and beryllium when the end-point energy of the bremsstrahlung photons is increased, the contribution of statistical and preequilibrium mechanisms is increased by 1-2 orders of magnitude and begins to make a significant contribution to their yield.

Quantitative agreement of experimental and theoretical yields for the $^{181}\text{Ta}(\gamma,p)^{180m}\text{Hf}$ reaction is obtained, in a wide range of end-point energy values for bremsstrahlung γ -rays at taking into account the isospin splitting of the GDR within the semi-direct mechanism.

The cross-sections of the $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$ and $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ reactions in the region of GDR were obtained. The excitation functions have a single hump shape which is the characteristic of the spherical nuclei. Satisfactory agreement between the theoretical results calculated within the framework of the TALYS-1.9 code and the experimental results testifies to the dominant role of the statistical mechanism for the (γ,n) -reaction on the studied nuclei.

The isomeric cross-sections ratios (ICR) are measured in $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ nuclei in the (d,n) - and (p,γ) -reactions, in $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ in the (d,n) -reactions, for the first time in $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ in the (d,α) -reaction for deuterons and protons with maximum energy values of 4.5 and 6.8 MeV, respectively. It is shown that the theoretical values of the isomeric cross-sections ratios, obtained by using of the EMPIRE-3.2 and TALYS-1.4 codes significantly exceed the experimental ones, with the exception of the $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ reaction in the TALYS-1.4 package. A common possible cause of inconsistencies is the little information about the decay paths of highly excited discrete levels, especially for ^{95}Nb . An additional reason for the disagreement for all reactions may be the contributions of non-statistical effects for the given values of the energies of the projectiles.

For the first time, the cross-section for the $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ reaction was obtained on neutrons of the reactor energy spectrum. From the comparison of the experimental and theoretical data, obtained by using of the TALYS-1.9 codes it follows that the

$^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ reaction is triggered by high-energy neutrons of the reactor spectrum. For this reaction the statistical mechanism dominates (95%) with a contribution of about 5% of the pre-equilibrium mechanism.

The isomeric cross-sections ratios for the $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134\text{m,g}}\text{Cs}$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ and $^{197}\text{Au}(n,p)^{197\text{m,g}}\text{Pt}$ reactions were measured at neutron energy of 2.9 MeV. Their simulation was performed in the TALYS-1.9 code, from which it follows that the $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ reaction mechanism is completely statistical, while for others reactions a significant contribution of non-statistical processes is possible.

For the first time, the cross-section for the $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93\text{m}}\text{Mo}$ reaction was measured at proton energy of 3.85 MeV. The isomeric cross-sections ratios were measured for the reactions $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ and $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ at proton energy 6.8 MeV and $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{\text{m,g}}$ at proton energy 3.9 MeV. The results of the comparison of the experimental and theoretical data indicate about the possible presence of a low-lying, high-spin excited level with an energy 330 keV and spin (7,8⁻) in the scheme of the ^{120}Sb discrete levels and significant influence of non-statistical mechanisms for the $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ and $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ reactions.

For the first time, the cross-sections and ICRs for the reaction $^{175}\text{Lu}(\alpha,\alpha n)^{174}\text{Lu}^{\text{m,g}}$ were measured for individual values of the energy of alpha-particles in the range of 15.3-25.2 MeV at irradiation of the targets of natural and enriched lutetium. It is modeled in the framework of open source code for all available density levels models. In the range of energy values $E_\alpha = 15.3\text{-}21.0$ MeV, the theoretical cross sections are much lower than the experimental ones, which indicates a possible contribution of the structure of the excited levels and paths of their decays to the $^{174}\text{Lu}^{\text{m,g}}$ population. At $E_\alpha = 25.2$ MeV, the statistical mechanism dominates.

For the first time, the cross-sections for the $^{176}\text{Lu}(\alpha,p)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ and $^{175}\text{Lu}(\alpha,2n)^{177}\text{Ta}$ reactions were measured by irradiating of the natural lutetium targets with 26 MeVs alpha-particles. As follows from the comparison, the theoretical cross-sections are twice the experimental values for ($\alpha,2n$)-reactions, which may indicate a significant impact of nonstatistical processes. At the same time, for the (α,p)-reaction, the

contributions and the pre-equilibrium and statistical mechanisms at the levels of 11% and 89%, properly allow to reconcile the experimental and theoretical data.

For the first time, the $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ creation cross-sections were measured when the natural tantalum targets were irradiated of alpha-particles with individual values of the energy in the energy range of 36-92 MeV. These cross-sections were simulated in the framework of the TALYS-1.4 code, from which it follows that the main contribution to creation of $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ is given by the $(\alpha, \alpha p 2n)$, $(\alpha, 3p 4n)$ and $(\alpha, {}^3\text{He} p 3n)$ reactions. In the energy range of α -particles 58-92 MeV, the evaluation of the ICRs values $\sigma(^{178\text{m}2}\text{Hf})/\sigma(^{178\text{g}}\text{Hf})$ is obtained. These values are in good agreement with the tendency of the ICR change in other reactions with lower-energy alpha particles at other targets.

The average angular momentum of the ^{90}Rb , ^{130}Sb , ^{133}Te , ^{134}I and ^{135}Xe fission fragments were determined, formed as a result of ^{237}Np and ^{241}Am photofission by bremsstrahlung γ -quanta with end-point energies of 9.8 and 17 MeV, by measuring of the isomeric yields ratios. The experimental values of the isomeric yields ratios were calculated taking into account the contribution of the beta-decay of isobaric nuclei to the yields of the studied nuclides. The theoretical values of the average angular momenta of the photofission fragments were calculated by using of the TALYS-1.6 and EMPIRE-3.2 codes based on the delta spin distribution.

There is no increasing of the average angular momentum (AAM) values with increasing of A for odd Z nuclei in contrast to the ^{235}U and ^{239}Pu even nuclei and the special behavior of the average angular momentum for ^{135}Xe is observed.

New data were obtained about the isomeric ratios in the ^{97}Nb nuclei, which are formed as a result of photofission of ^{235}U and ^{238}U nuclei by bremsstrahlung with end-point energies of 10.5, 12.0, and 18.0 MeV. The difference between the values of the isomeric ratios at $E_{\text{br}} = 10.5$ and $E_{\text{br}} = 12$ MeV from their values at $E_{\text{br}} = 18$ MeV has been demonstrated, which may indicate that the isomeric ratios significantly depend on the type of the entrance channel. The difference between the values of the average angular moments and their values in the mother nucleus indicates the presence of an additional mechanism for the formation of the angular momentum.

For the first time, the measurement of the isomeric yields ratios of the ^{133}Xe and ^{135}Xe nuclei was performed after the photofission of ^{238}U by bremsstrahlung γ -quanta with end-point energies: $E_{\text{br}} = 6.25, 12.5, 14.5, 18$ MeV and ^{95}Nb nuclei at $E_{\text{br}} = 12,$ and 12.5 MeV. The AAMs of the investigated fragments are determined within the statistical model of decay based on the their delta spin distribution. The measurement results indicate the possibility of the influence of shell effects and opening of the (γ, nf) and $(\gamma, 2\text{nf})$ fission channels on the values of isomeric yields ratios and average angular momentum of the primary fission fragments.

For the first time, the IYRs of photofission fragments of ^{235}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu nuclei were measured by bremsstrahlung γ -quanta with end-point energy of 18 MeV. New data are obtained about the yields of the ^{84}Br , ^{90}Rb , ^{131}Te , ^{132}Sb , ^{132}I , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe isomeric pairs. For the first time, the IYRs of ^{90}Rb , ^{133}Te , ^{134}I and ^{135}Xe were measured which are the photofission fragments of ^{233}U at $E_{\text{br}} = 10.5$ and 17 MeV and ^{241}Am at $E_{\text{br}} = 9.8$. The influence of odd and even-even effects in fission systems is revealed.

The isomeric yield ratios were measured for the ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe nuclei, which are the fragments of ^{235}U photofission for the (γ, f) -, (γ, nf) -reactions at end-point energy of bremsstrahlung γ -quanta of 17 MeV. It is shown that the values of the average angular moments weakly depend on the models both the radiation strength functions and the level densities. The values of the AAM coincide within the errors and their difference in absolute values does not exceed 8%. The difference is shown between the average angular moments of the primary fission fragments and the spins of the ^{235}U compound nucleus formed after the absorption of the dipole γ -quantum.

The energy of the first excited state of ^{197}Au was measured with high accuracy. Its value is 77.339 ± 0.003 keV and therefore the energy mismatch for nuclear excitation by electron transition (NEET) events in gold is 39 ± 3 eV. The obtained results confirm the data from the recent experiment with NEET, which was carried out on gold.

The γ -line was measured with energy of 497 keV with high accuracy, which accompanies the decay of ^{115}Sb nuclei. The obtained value of the energy of the first

excited state of ^{115}Sn nuclei is: $E_{\text{exc}} = 497.342 (3) \text{ keV}$. It agrees well with the estimated data, but within 3.4σ differs from the recent experimental results - $497.316 (7) \text{ keV}$.

The obtained value of the β -decay energy of ^{115}In nuclei at the first excited level of ^{115}Sn nuclei is: $Q_{\beta} = 147 \pm 10 \text{ eV}$. This value leads to a better agreement of the experimental value of the half-life of this β -decay with theoretical estimates.

There is a significant excess of the experimental values of internal conversion coefficient (ICC) over the theoretical ones for the 55 keV γ -transition, calculated assuming the E1-multipolarity of this transition. These differences can be explained by the manifestation of the intranuclear conversion with the penetration parameter $\lambda_1 = 5.7 \pm 0.8$.

The decay scheme of $^{177\text{m}}\text{Lu}$ has been improved, and the accuracy of determining of the intensities of K_{X} and γ -rays in the entire energy range has been improved. The intensities of the branches of γ - and β^{-} - decay of the isomeric state are defined, as well as the internal conversion coefficients for three K-hindered γ -transitions are determined.

The relative intensities of the γ -transitions and K_{X} -irradiation from the ^{120}Sb decay were measured with high accuracy. From the obtained data, the total ICC and ICC on the K-shell were determined for the hindered E1- and E2-transitions with energy 89.9 keV and 197.3 keV , respectively. For the first time, the contributions both of penetration effects and spin currents in this hindered E1-transition is revealed. The contribution of penetration effects in the hindered E2-transition is specified.

Experimental data obtained in the thesis for reactions with gamma-rays and light particles will be useful at creation of the nuclear reaction theory. This data will be used for evaluation of the creation possibility of the other radionuclides and in the activation analysis. Information about average angular momentum will be useful at creation of the universal fission theory and will be used in nuclear energetics at calculation of the fission product on the operated nuclear power plant.

Key words: ground and isomeric states of atomic nuclei, X-ray and gamma-spectrometry, cross-sections, flux-weighted average yields, the TALYS-1.4,1.6,1.9 and EMPIRE-3.2 codes.

Список публікацій здобувача, в яких опубліковані основні результати дисертації (без праць у журналах за матеріалами конференцій)

1. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V. and Chernyaev A. P. Excitation of $^{180}\text{Hf}^m$ with (γ, p) -reaction. *The European Physical Journal*. 2021. Vol. A57. P. 121-126. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
2. Желтоножский В. А., Желтоножская М. В., Саврасов А. М., Черняев А. П., Яценко В. Н. Исследование возбуждения К-изомеров $^{180,182}\text{Hf}$ и ^{177}Lu в (γ, α) -реакциях. *Физика Элементарных частиц и атомного ядра*. 2021. Т. 18. № 3(235). С. 255-260. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
3. Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. N., Varzar S. V. and Kobets V. V. Studying the Population of $^{178m,177}\text{Ta}$ in (γ, xn) Reactions. *Physics of elementary particles and atomic nuclei*. 2021. Vol. 18. № 3. P. 315-318. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
4. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V., Chernyaev A. P. Excitation of $^{177,178}\text{Lu}$ in reactions with bremsstrahlung with escaping of charged particles. *Nuclear Instruments and Methods*. 2020. Vol. B476. P. 68-72. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
5. Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. M., Belyshev S. S., Chernyaev A. P. and Yatsenko V. N. Studying the Activation of ^{177}Lu in (γ, pxn) Reactions. *Bulletin Russian Academy of Science. Physics*. 2020. Vol. 84. P. 923–928. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
6. Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. N., Chernyaev A. P. and Yatsenko V. N. Investigation of Excitation of K Isomers $^{179m2}\text{Hf}$ and ^{180m}Hf in (γ, γ') Reactions. *Physics of Atomic Nuclei*. 2020. V. 83. P. 539–544. (Особистий

- внесок – брав участь в проведенні експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
7. Желтоножський В. О., Мизніков Д. Є., Саврасов А. М., Слісенко В. І. Дослідження заселення ${}^7\text{Be}$ в реакціях з гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні величин енергії. *Ядерна фізика та енергетика*. 2020. Т. 21. № 4. С. 302-307. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
 8. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M. Population cross-section of ${}^{179\text{m}2}\text{Hf}$ from the reactions on hafnium and tantalum targets. *Nuclear Instruments and Methods*. 2019. Vol. B438. P. 20-25. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
 9. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M. Excitation of ${}^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ with (γ, n) -reaction. *Nuclear Instruments and Methods*. 2019. Vol. B456. P. 116-119. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, теоретичному моделюванні даних експерименту та написанні статті).
 10. Мазур В. М., Біган З. М., Деречкей П. С., Желтоножський В. О., Саврасов А. М. Дослідження перерізів (γ, n) -реакцій на р-ядрах ${}^{120}\text{Te}$, ${}^{136}\text{Ce}$ в області енергії гігантського E1-резонансу. *Ядерна фізика та енергетика*. 2019. Т. 20. № 3. С. 228-234. (Особистий внесок – брав участь в проведенні експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
 11. Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Плюйко В. А., Горбаченко О. М., Солодовник К. М. Фотоподіл ${}^{238}\text{U}$ гальмівним випромінюванням у широкому інтервалі значень граничної енергії. *Ядерна фізика та енергетика*. 2019. Т. 20. С. 126-130. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та їх аналізі).
 12. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Strilchuk N. V., Tretyak V. I. Precise measurement of energy of the first excited state of ${}^{115}\text{Sn}$ ($E_{\text{exc}} \sim 497.3$ keV). *Europhysical Letters*. 2018. Vol. 121. 12001. P. 1-5. (Особистий внесок – брав

участь у проведенні експерименту, вимірюванні γ -спектрів та теоретичному моделюванні).

13. Вишневецький І. М. Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Плюйко В. А., Горбаченко О. М., Солодовник К. М. Середні кутові моменти фрагментів фотоподілу ^{238}U гальмівним випромінюванням. *Ядерна фізика та енергетика*. 2018. Т. 19. № 1. С. 5–13. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
14. Желтоножський В. О., Саврасов А. Н., Солодовник К. М., Плюйко В. А., Горбаченко А. Н., Давидовська О. І. Ізомерні відношення та середні кутові моменти первинних фрагментів ^{97}Nb при фотоподілі ^{235}U та ^{238}U . *Український фізичний журнал*. 2017. Т. 62. № 4. С. 285–293. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та їх аналізі).
15. Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N., Mazur V. M. Study of $^{179}\text{Hf}^{m2}$ Excitation. *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. Vol. 79. No. 9-10. P. 1381–1385. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
16. Savrasov A. M. Isomeric cross-section ratios for $^{93,95}\text{Tc}$ and ^{95}Nb nuclei. *Ukrainian Journal of Physics*. 2016. Vol. 61. No. 4. P. 283–290.
17. Вишневецький І. Н., Желтоножський В. А., Саврасов А. Н., Хоменков В. П., Плюйко В. А., Ровенских Е. П. Измерение изомерных отношений в фотоделении ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов*. 2015. Вып. 1. С. 790-794. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
18. Вишневецький І. Н., Желтоножський В. А., Плюйко В. А., Саврасов А. Н., Горбаченко А. Н., Давидовская О. И., Ровенских Е. П. Изомерные отношения и средние угловые моменты фрагментов фотоделения ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Ядерна фізика та енергетика*. 2015. Т. 16. № 1. С. 5–12. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

- 19.Лашко А. П., Лашко Т. Н., Саврасов А. М., Желтоножский В. А. Исследование низкоэнергетической области гамма-спектра ^{177m}Lu . *Известия РАН. Серия физическая*. 2014. Т. 78. №7. С. 795-801. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
- 20.Вишневский И. Н., Драпей С. С., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Хоменков В. П. Распад ^{120}Sb . *Известия РАН. Серия физическая*. 2014. Т. 78. №7. С. 790-794. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, теоретичному моделюванні даних експерименту, вимірюванні γ -спектрів та написанні статті).
- 21.Vyshnevskiy I. M., Zheltonozhskii V. O., Savrasov A. M., Rovenskykh E. P., Plujko V. A., Davydovska O. I., Gorbachenko O. M. Isomer yield ratios of ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe in photofission of ^{235}U with 17 MeV bremsstrahlung. *Ядерна фізика та енергетика*. 2014. Т. 15. № 2. С. 111–118. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
- 22.Вишневский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Ровенских Е. П. Исследование фрагментов фотоделения ^{233}U и ^{241}Am . *Ядерна фізика та енергетика*. 2014. Т. 15. №3. С. 215-221. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
- 23.Lashko A. P., Lashko T. M., Savrasov A. M. and Zheltonozhsky V. O. Anomalous internal conversion of the K-forbidden 55 keV E1-transition in ^{177}Hf . *European Physical Journal A*. 2013. Vol. 49. 32001. P. 21-27. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
- 24.Kirischuk V., Savrasov A., Strilchuk N., Zheltonozhsky V. Precise energy measurements of the first-excited state in ^{197}Au . *European Physical Letters*. 2012. Vol. 97. 32001. P. 1-4. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
- 25.Вишневский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н. Исследование фотоделения ^{237}Np и ^{241}Am . *Известия РАН. Серия физическая*. 2012. Т. 76.

№ 8. С. 1017-1020. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Список наукових праць, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації та додатково відображають її наукові результати

1. Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Ровенських Є. П. Дослідження ^{178m}Ta та ^{180m}Hf у фотоядерних реакціях. Тези доповідей XXVII щорічної наукової конференції ІЯД НАНУ. До 50-річчя ІЯД НАН України. 2020. Київ, 21-25 вересня 2020 р. С. 67. (on-line).
2. Желтоножський В. О., Мизніков Д. Є., Саврасов А. М., Слісенко В. І. Фотоядерні реакції на мішенях бору та берилію. Тези доповідей XXVI щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 8-12 квітня 2019 р. С. 49.
3. Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Ровенських Є. П., Желтоножська М. В. Ізомерні відношення в ядрах $^{133,135}\text{Xe}$ при фотоділенні ^{238}U . Тези доповідей XXV щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 16-20 квітня 2018 р. С. 55.
4. Желтоножский В. А., Вишнеvский И. Н., Давидовская О. И., Саврасов А. Н., Солодовник Е. Н., Плюйко В. А., Горбаченко А. Н. Исследование изомерных отношений $^{95m,g}\text{Nb}$ и $^{133m,g}\text{Xe}$ при фотоделении ^{238}U . Тези доповідей XXIV щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 10-13 квітня 2017 р. С. 66.
5. Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Солодовник Е. Н., Плюйко В. А., Горбаченко А. Н., Давидовская О. И. Исследование изомерных отношений $^{97m,g}\text{Nb}$ при фотоделении ^{235}U и ^{238}U . Тези доповідей XXIII щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 01-05 лютого 2016 р. С. 51-52.

6. Вишневський І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Кирищук В. І., Гладковська О. В. Ізмерні відношення в ядрах $^{174m,g}\text{Lu}$ в реакціях з біляпороговими альфа-частинками. Тези доповідей XXII щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 26-30 січня 2015 р. С. 29.
7. Вишневський І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Кирищук В. І. Напрацювання $^{179m2}\text{Hf}$ в реакціях з альфа-частинками та гамма-квантами при біляпорогових енергіях. Тези доповідей XXII щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 26-30 січня 2015 р. С. 29.
8. Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N., Rovenskikh E. P. Isomeric yields ratios of ^{238}U photofission fragments at end-point energy of bremsstrahlung photons about 18 MeV. *Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies*. Book of Abstracts of the LXIV international conference on nuclear physics "Nucleus 2014". Minsk, July 01-04, 2014 y. P. 88.
9. Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N., Kirischuk V. I. Investigation of $^{178m2,179m2}\text{Hf}$ isomers creation in reactions with alpha-particles. *Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies*. The book of Abstracts of the LXIV international conference on nuclear physics "Nucleus 2014". Minsk, July 01-04, 2014 y. P. 89.
10. Вишневський І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Ровенських Є. П., Применко Г. І. Вивчення реакцій з протонами та нейтронами на ядрах ^{133}Cs , ^{196}Pt та ^{197}Au . Тези доповідей XXI щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 27-31 січня 2014 р. С. 27.
11. Lashko A. P., Lashko T. N., Savrasov A. N., Zheltonozhsky V. A. The study of the low-energy range of the ^{177m}Lu gamma-spectrum. *Fundamental problems of nuclear physics and atomic power engineering*. Book of Abstracts of the LXIII international conference on nuclear physics "Nucleus 2013". Moscow, October 08-12, 2013 y. St.-Petersburg. 2013. P. 93.
12. Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N. Investigation of high-spin isomeric states in $^{196,198}\text{Au}$ nuclei in (p,n)-reactions. *Fundamental problems of*

nuclear physics and atomic power engineering. Book of Abstracts of the LXIII international conference on nuclear physics “Nucleus 2013”. Moscow, October 08 -12, 2013 y. St.-Petersburg. 2013. P. 103.

13. Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N., Rovenskykh E. P. Measurements of isomeric yields ratios at ^{235}U photofission. *Fundamental problems of nuclear physics and atomic power engineering*. Book of Abstracts of the LXIII international conference on nuclear physics “Nucleus 2013”. Moscow, October 08-12, 2013 y. St.-Petersburg. 2013. P. 104.

ЗМІСТ

ВСТУП	25	
РОЗДІЛ 1	РЕАКЦІЇ З ГАММА-КВАНТАМИ ТА ЛЕГКИМИ ЧАСТИНКАМИ В ОБЛАСТІ НИЗЬКИХ ТА СЕРЕДНІХ ЕНЕРГІЙ (Огляд літератури)	34
1.1	Фотоядерні реакції	35
1.2	Реакції з протонами, дейтронами, альфа-частинками та нейтронами	45
1.3	Фотоділення актинидів	50
1.4	Дослідження атомно-ядерних процесів	54
Висновки до розділу 1		66
РОЗДІЛ 2	МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ	68
2.1	Аналіз методів дослідження збуджених станів ядер і механізмів перебігу ядерних реакцій	68
2.2	Напівпровідникові спектрометри гамма-випромінювання і методи вимірювань	73
2.3	Основні характеристики програми WinSpectrum	77
Висновки до розділу 2		81
РОЗДІЛ 3	ВИВЧЕННЯ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ	83
	Умови проведення експериментів і спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер	83
3.1	Дослідження (γ, γ') - та (γ, xn) -реакцій	86
3.1.1	Вивчення реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в області гігантського дипольного резонансу	86
3.1.2	Дослідження (γ, n) -реакцій на телурі та церії	98
3.1.3	Вивчення (γ, xn) -реакцій на танталі при $E_{\text{гр}} = 20, 40$ та 55 MeV	106
3.1.4	Дослідження ізомерів $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ в (γ, γ') -реакції в широкому діапазоні величин граничної енергії	110

		23
	гальмівних γ -квантів	
3.2	Вивчення реакцій з вильотом заряджених частинок	117
3.2.1	Дослідження $(\gamma, \text{рхп})$ -реакцій на ядрах природного танталу	117
3.2.2	Вивчення $(\gamma, \text{рхп})$ -реакцій на ядрах гафнію з заселенням $^{177,178}\text{Lu}$ в широкому діапазоні величин граничної енергії гальмівних γ -квантів	131
3.2.3	Дослідження (γ, α) -реакцій на ядрах танталу та вольфраму в області величин енергії вищій енергії гігантського дипольного резонансу	140
3.2.4	Вивчення заселення ^7Be в реакціях з гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні величин енергії	146
	Висновки до розділу 3	150
РОЗДІЛ 4	ДОСЛІДЖЕННЯ РЕАКЦІЙ З НЕЙТРОНАМИ ТА ЛЕГКИМИ ЗАРЯДЖЕНИМИ ЧАСТИНКАМИ	154
	Умови проведення експериментів і спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер	154
4.1	Дослідження ізомерних відношень перерізів в ядрах $^{93,95}\text{Tc}$ та ^{95}Nb	155
4.2	Вивчення реакцій $^{178}\text{Hf}(n, \gamma)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}^{\text{m}, \text{g}}$, $^{197}\text{Au}(n, \text{p})^{197}\text{Pt}^{\text{m}, \text{g}}$ та $^{133}\text{Cs}(n, \gamma)^{134}\text{Cs}^{\text{m}, \text{g}}$	164
4.3	Дослідження реакцій з низькоенергетичними протонами	170
4.4	Вивчення реакцій з альфа-частинками	177
	Висновки до розділу 4	192
РОЗДІЛ 5	ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОДІЛЕННЯ АКТИНІДІВ	196
	Умови проведення експериментів і спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер	196

		24
5.1	Фотоділення ізоотопів урану	197
5.1.1	Вивчення ^{97}Nb при фотоділенні ядер $^{235,238}\text{U}$ в широкому діапазоні граничних енергій гальмівних γ -квантів	197
5.1.2	Дослідження фотоділення ^{238}U при $E_{\text{гр}}=12$ та 12.5 MeV	212
5.1.3	Вивчення $^{133,135}\text{Xe}$ при фотоділенні ядер ^{238}U в широкому діапазоні енергій гальмівних γ -квантів	217
5.1.4	Дослідження фотоділення ^{235}U при $E_{\text{гр}} = 18$ MeV	221
5.1.5	Вивчення фотоділення ядер ^{233}U	225
5.1.6	Вивчення фотоділення ^{235}U при $E_{\text{гр}} = 17$ MeV	231
5.2	Фотоділення трансуранових нуклідів	236
	Висновки до розділу 5	245
РОЗДІЛ 6	ДОСЛІДЖЕННЯ АТОМНО-ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ	249
6.1	Вимірювання енергії першого збудженого стану ^{197}Au з високою точністю	249
6.2	Визначення енергії першого збудженого стану ^{115}Sn з високою точністю	255
6.3	Вимірювання аномальних коефіцієнтів внутрішньої конверсії	261
6.3.1	Дослідження K-забороненого E1-переходу з енергією 55 кеВ в ^{177}Hf	261
6.3.2	Дослідження низькоенергетичної області γ -спектру $^{177\text{m}}\text{Lu}$	270
6.3.3	Вивчення розпаду ^{120}Sb	276
	Висновки до розділу 6	283
	ВИСНОВКИ	286
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	291
	ДОДАТОК А	315

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми досліджень

Однією з найважливіших задач ядерної фізики є отримання повної інформації як про структуру збуджених рівнів ядер, так і про механізми перебігу ядерних реакцій. На сьогоднішній день ця задача далека до свого розв'язання а одним з таких джерел інформації є дослідження розпаду ізомерних та основних станів ядер, які заселяються в ядерних реакціях різного типу [1].

Використання різних бомбардуючих частинок дає можливість дослідити властивості збуджених станів ядер в межах неперервного спектру та механізми перебігу реакцій в залежності від енергії, спінів, кутових моментів та типу частинок. Вивчення розпадів ізомерних та основних станів у різних реакціях дозволяє розділити в часі процеси опромінення і вимірювання та покращити фонові умови під час проведення експериментів. Тому дослідження ізомерних та основних станів ядер за допомогою різних реакцій проводяться уже не один десяток років і до сьогоднішнього дня не втратили свою актуальність [1].

Фотоядерні реакції (ФЯР) були предметом численних досліджень, проте увага вчених була в основному зосереджена на (γ, γ') - і (γ, n) -каналах в районі енергії гігантського дипольного резонансу. Заселення ядер в фотоядерних реакціях з вильотом заряджених частинок досліджено значно гірше, хоча в них заселяються інші збуджені стани, часто недоступні для (γ, γ') - і (γ, n) -реакцій [1].

Дослідження збудження високоспінових ізомерів в реакціях з низькоенергетичними дейтронами, протонами, альфа-частинками та нейтронами також викликає значний науковий інтерес. Їх заселення поблизу енергетичного порогу ядерної реакції згідно статистичного механізму може бути сильно загальмоване. Тому дослідження збудження цих ізомерів на ядрах мішеней з низькими спінами і бомбардуючими частинками, які вносять невеликий кутовий момент, дозволяє краще оцінити роль нестатистичних механізмів [1].

Великий науковий інтерес викликає також вимірювання середніх кутових моментів уламків ділення. Вони надають корисну інформацію про конфігурацію ядерної системи ділення біля точки розриву, динаміку процесу ділення, де ще залишається багато не вирішених питань. Абсолютні значення величин кутових моментів можуть бути критичними при виборі між різними механізмами формування системи, що ділиться. Необхідно відзначити, що такі експериментальні дані дуже нечисленні, а їхня достовірність в ряді випадків викликає великий сумнів. Зокрема, одним із недостатньо вивчених питань процесу поділу ядра є одночасне існування двох каналів ділення: симетричного і асиметричного [1].

Великий інтерес викликає також дослідження ефектів проникнення в атомних ядрах. Ці дані дозволяють отримати таку унікальну інформацію як величина і знак спін-мультипольних сил, перехідні тороїдні моменти ядер і т.п.

Визначення з високою точністю величин енергії збудження окремих ядер може пролити світло як на слабо вивчені атомно-ядерні процеси, так і на імовірність β -розпадів з низькими величинами енергетичного виходу. Інформацію про граничну енергію таких переходів потенціально можна використовувати для обмеження (чи вимірювання) маси нейтрино.

Усе це вказує на актуальність досліджень вищезгаданих процесів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами і темами

Дисертаційна робота виконана у відділі структури ядра Інституту ядерних досліджень НАН України як складова частина державних бюджетних тем №0108U002915 "Дослідження структури збуджених атомних ядер на пучках частинок і в радіоактивному розпаді", виконаної в 2008-2012 рр., №0113U001123 "Дослідження збуджених атомних ядер і механізмів ядерних процесів в біляпорогових реакціях", виконаної в 2013-2017 рр., №0117U002847 "Дослідження структури ядер, механізмів ядерних реакцій та фізичних процесів в пучках заряджених частинок", виконаної в 2018-2022 рр., №0116U004450 "Дослідження поділу ядер в низькоенергетичній області, розробка нових методів реєстрації продуктів поділу ядер та вивчення фізичних процесів в

пучках заряджених іонів", виконаної в 2017-2021 рр., №0117U002885 "Розробка нових методів реєстрації радіологічно значимих нуклідів в радіоактивних відходах АЕС", виконаної в 2018-2019 рр., №0120U100635 "Дослідження фотоядерних реакцій з вильотом заряджених частинок та гамма-квантів в області деформованих ядер", виконаної в 2020-2021 рр. та №0112U005132 "Дослідження динаміки ділення радіоактивних трансуранових ядер при енергіях збудження складеного ядра 10-12 МеВ", виконаної в 2012-2016 рр. Результати роботи використано в звітах по темах.

Робота здійснювалась спільно з Ужгородським інститутом електронної фізики та Харківським фізико-технологічним інститутом.

Мета і завдання дослідження

Метою роботи було одержання нових даних про збуджені ядра і механізми перебігу ядерних реакцій з різними бомбардуючими частинками і гамма-квантами, використовуючи ізомерні і/чи основні стани атомних ядер за допомогою активаційного методу.

Для досягнення мети дослідження були поставлені такі завдання:

1. Отримати експериментальні дані з ізомерних відношень перерізів(виходів) чи перерізів(виходів) для ряду ядер-продуктів реакцій за участю гальмівних γ -квантів, дейтронів, протонів, альфа-частинок та нейтронів.

2. Дослідити фрагменти фотоподілу ^{237}Np , $^{233,235,238}\text{U}$, ^{241}Am і ^{239}Pu з метою отримання інформації про ізомерні відношення виходів ядер-уламків фотоподілу.

3. З отриманих ІВВ на основі модельних припущень отримати середні кутові моменти ядер-уламків фотоподілу важких ядер ^{237}Np , $^{233,235,238}\text{U}$, ^{241}Am і ^{239}Pu та висунути гіпотези про їх динаміку ділення за окремими каналами.

4. Виміряти з високою точністю величини енергії перших збуджених станів ядер ^{115}Sn та ^{197}Au , розрахувати коефіцієнти внутрішньої конверсії та параметри проникнення для окремих γ -переходів в ядрах ^{120}Sn та ^{177}Hf .

5. Порівняти отримані експериментальні дані з теоретичними значеннями, порахованими на базі існуючих модельних уявлень про механізми перебігу відповідних реакцій з врахуванням структури збуджених рівнів атомних ядер.

Об'єкт дослідження - атомні ядра в збуджених станах.

Предмет дослідження - ізомерні та основні стани атомних ядер.

Методи дослідження

Для експериментального визначення ізомерних відношень перерізів(виходів) та перерізів(виходів) використовувалася методика прямого вимірювання γ -спектрів продуктів активації без попереднього радіохімічного виділення за допомогою рентгенівської і γ -спектрометрії. Здійснювалась математична обробка γ -спектрів.

Теоретичні розрахунки ізомерних відношень та середніх кутових моментів ядер-продуктів фотоділення спиралися на припущення статистичного механізму розпаду збуджених материнських ядер (використання модельного підходу Хаузера-Фешбаха). Для теоретичного моделювання використовувалися відкриті програмні коди TALYS-1.4,1.6,1.9 та EMPIRE-3.2 для розрахунків характеристик ядерних реакцій, в яких введено можливість вивчати різні реакції, досліджувати процеси дезбудження уламків фотоподілу, підраховувати ізомерні відношення, перерізи та виходи.

Наукова новизна отриманих результатів

У дисертаційній роботі вперше отримано експериментальні величини ізомерних відношень виходів та середньозважених виходів в реакціях з гальмівними γ -квантами при окремих значеннях їх граничної енергії в ядрах $^{179m2}\text{Hf}$, ^{180m}Hf , ^{178m}Ta , ^{177}Ta , ^{177}Lu , ^7Be , $^{178m,g}\text{Lu}$ та ^{182m}Hf . Встановлено одногорбий характер функції збудження реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma,n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в області ГДР.

В (γ,γ') -, $(\gamma,2n)$ -, $(\gamma,3n)$ -, $(\gamma,4n)$ -реакціях показано домінування статистичного механізму, а в (γ,p) -, (γ,pn) -, $(\gamma,p2n)$ -, (γ,pxn) - та (γ,α) -реакціях при $E_{\text{гр}} = 17.5$ та 20 MeV - нестатистичних процесів. Для (γ,p) -реакції та для реакцій на борі та

берилії зі зростанням $E_{\text{тр}}$ внесок статистичних та передрівноважних механізмів зростає на 1-2 порядки і починає давати значний вклад у їх вихід.

Отримано кількісне узгодження експериментальних та теоретичних виходів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$ в широкому діапазоні величин $E_{\text{тр}}$ за умови врахування ізоспінового розщеплення ГДР в межах напівпрямого механізму.

Отримано перерізи реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$ і $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ в області ГДР та встановлено статистичний механізм їх перебігу.

Виміряні ізомерні відношення перерізів в ядрах $^{93}\text{Tc}^{\text{m,g}}$ в (d,n)- і (p, γ)-реакціях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{\text{m,g}}$ в (d,n)-реакції, вперше в ядрах $^{95}\text{Nb}^{\text{m,g}}$ в (d, α)-реакції для дейтронів та протонів з величинами енергій 4.5 та 6.8 МеВ, відповідно.

Розраховано ІВП реакцій $^{133}\text{Cs}(n, \gamma)^{134\text{m,g}}\text{Cs}$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ та $^{197}\text{Au}(n, p)^{197\text{m,g}}\text{Pt}$ при енергії нейтронів 2.9 МеВ. Показано, що реакція $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ носить статистичний характер, а для інших можливий значний вклад нестатистичних механізмів.

Вперше проведено вимірювання перерізу реакції $^{93}\text{Nb}(p, n)^{93\text{m}}\text{Mo}$ при енергії протонів 3.85 МеВ. Здійснено вимірювання ІВП реакцій $^{196,198}\text{Pt}(p, n)^{196\text{m,g};198\text{m,g}}\text{Au}$ при енергії протонів 6.8 МеВ та $^{120}\text{Sn}(p, n)^{120}\text{Sb}^{\text{m,g}}$ при енергії протонів 3.9 МеВ. Констатується можлива присутність низькорозташованого, високоспінового рівня з енергією 330 кеВ та спіном (7, 8⁻) в схемі рівнів ^{120}Sb та значний вплив нестатистичних механізмів для реакцій $^{196}\text{Pt}(p, n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ та $^{198}\text{Pt}(p, n)^{198\text{m,g}}\text{Au}$.

Вперше проведено вимірювання перерізів та ІВП реакції $^{175}\text{Lu}(\alpha, \alpha n)^{174}\text{Lu}^{\text{m,g}}$ для окремих значень енергії альфа-частинок в діапазоні 15.3-25.2 МеВ. При $E_{\alpha} = 25.2$ МеВ домінує статистичний механізм, а при інших енергіях можливий внесок структури збуджених рівнів та способів їх розпаду.

Вперше проведено вимірювання перерізів реакцій $^{176}\text{Lu}(\alpha, p)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{175}\text{Lu}(\alpha, 2n)^{177}\text{Ta}$ для 26 МеВних альфа-частинок. Для ($\alpha, 2n$)-реакції можливий значний вплив нестатистичних процесів. Для (α, p)-реакції внесок

передрівноважного механізму на рівні 11%, а статистичного в околі 89% дозволяє узгодити експериментальні та теоретичні дані.

Вперше проведено вимірювання перерізів напрацювання $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ при опроміненні мішеней природного танталу альфа-частинками в енергетичному діапазоні 36-92 МеВ.

Вперше визначено середні кутові моменти уламків ділення ^{90}Rb , ^{130}Sb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe , утворених внаслідок фотоділення ^{237}Np та ^{241}Am гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 9.8$ та 17 МеВ з виміряними ізомерними відношень виходів.

Встановлено як відсутність зростання величини \bar{J} з ростом A для непарних по Z ядер на відміну від парних ядер ^{235}U та ^{239}Pu , так і особлива поведінка СКМ для ^{135}Xe .

Отримано вперше нові дані з ізомерних відношень виходів ядер ^{97}Nb , що утворюються після фотоподілу ^{235}U та ^{238}U гальмівним випромінюванням з граничними енергіями 10.5, 12.0 та 18.0 МеВ.

При фотоподілі ^{238}U гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 6.25, 12, 12.5, 14.5$ та 18 МеВ вперше проведено експериментальне вимірювання ІВВ та розрахунок СКМ ядер ^{133}Xe та ^{135}Xe та ядер ^{95}Nb при $E_{\text{гр}} = 12$ і 12.5 МеВ. Констатується можливість впливу оболонкових ефектів та відкриття (γ, nf) - і $(\gamma, 2\text{nf})$ -каналів поділу на значення ІВВ та СКМ первинних фрагментів ділення.

Вперше виміряні ІВВ ядер ^{84}Br , ^{90}Rb , ^{131}Te , ^{132}Sb , ^{132}I , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe при фотоділенні ^{235}U , ^{237}Np і ^{239}Pu гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 18$ МеВ; ядер ^{90}Rb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe при фотоділенні ^{233}U гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 10.5$ і 17 МеВ. Виявлено вплив непарних та парно-парних ефектів в системах, що діляться.

Ізомерні відношення виходів та СКМ розраховані для ядер ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe – фрагментів фотоподілу ^{235}U для (γ, f) -, (γ, nf) -реакцій вперше при $E_{\text{гр}} = 17$ МеВ. Показано, що величини середніх кутових моментів слабо залежать від моделей радіаційних силових функцій і густин рівнів.

Виміряна з високою точністю енергія першого збудженого стану ^{197}Au . Її величина рівна 77.339 ± 0.003 кеВ.

Проведене з найвищою точністю вимірювання енергії γ -лінії 497 кеВ з розпаду ^{115}Sb . Величина енергії першого збудженого стану ^{115}Sn склала 497.342(3) кеВ і значення енергії β -розпаду ^{115}In на цей стан склало 147 ± 10 еВ.

Вперше показано, що для γ -переходу 55 кеВ з розпаду $^{177}\text{Lu}^m$ розбіжності між експериментальними та теоретичними КВК можна пояснити проявом внутрішньоядерної конверсії з параметром проникнення $\lambda_1 = 5.7 \pm 0.8$.

Визначені повні КВК та КВК на К-оболонці загальмованих E1- та E2-переходів з енергією 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно, з розпаду ^{120}Sb . Для E1-переходу вперше виявлено внесок ефектів проникнення та визначено вклад спінових струмів. Уточнено внесок ефектів проникнення в загальмованому E2-переході.

Практичне значення отриманих результатів

Приведені в дисертаційній роботі експериментальні та теоретичні дані для реакцій за участю дейтронів, нейтронів, протонів, альфа-частинок і гальмівних γ -квантів будуть корисні при створенні теорії ядра та ядерних реакцій. Для оцінки можливостей напрацювання радіонуклідів та в активаційному аналізі будуть використані дані з усіх досліджених реакцій. Інформація про середні кутові моменти фрагментів фотоподілу може бути корисною при створенні всебічної теорії ділення, а також використовуватись в ядерній енергетиці при розрахунках продуктів ділення на діючих АЕС. Експериментальні дані щодо величин енергії збудження перших збуджених рівнів ядер ^{197}Au та ^{115}Sn будуть корисними для окремих атомно-ядерних процесів та встановлення обмеження на масу нейтрино.

Особистий внесок здобувача

Співавторами наукових праць є науковий консультант та науковці, спільно з якими проведені дослідження. Автор приймав участь в усіх розробках, що складають зміст дисертації. Усі експерименти, на основі яких були отримані результати дисертації, проводились автором безпосередньо. Моделювання з використанням програмних кодів TALYS-1.4,1.6,1.9 та EMPIRE-3.2 здійснювалось безпосередньо дисертантом. Усі наукові узагальнення,

положення, результати, висновки та рекомендації, викладені у дисертації, виконані автором особисто.

Апробація результатів дисертації

Основний зміст дисертаційної роботи викладено та обговорено на 62, 63, 64, 67-й Міжнародних нарадах з ядерної спектроскопії та структури атомного ядра, на 4-й Міжнародній конференції «Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy», (Kyiv, September 3-7, 2012), щорічних конференціях ІЯД НАН України 2012–2020 років, семінарах відділу структури ядра та на об'єднаних семінарах відділів ІЯД.

Основні положення роботи викладено та обговорено на наукових конференціях різного рівня:

1. XXVII щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 21-25 вересня 2020 р.) (on-line).
2. XXVI щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 8-12 квітня 2019 р.)
3. XXV щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 16-20 квітня 2018 р.)
4. International conference “Nucleus 2017”(67th Meeting on Nuclear Spectroscopy and Atomic Nuclear Structure). Almaty, Republic of Kazakhstan, September 12-15, 2017.
5. XXIV щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 10-13 квітня 2017 р.)
6. XXIII щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 01-05 лютого 2016 р.)
7. XXII щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 26-30 січня 2015 р.)
8. LXIV international conference on nuclear physics “Nucleus 2014” (Minsk, July 01-04, 2014 y.).

9. XXI щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 27-31 січня 2014 р.)
10. LXIII international conference on nuclear physics. “Nucleus 2013” (Moscow, October 08-12, 2013 у.).
11. XX щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 28 січня – 1 лютого 2013 р.)
12. 4 international conference “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy” (Kyiv, September 3 - 7, 2012 у.).
13. LXII international conference “Nucleus 2012”, Voronezh, Russia, June 25-30, 2012.
14. XIX щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАН України, 24-27 січня 2012 р.)

Обсяг і структура дисертації

Дисертаційна робота викладена на 320 сторінках машинописного тексту, складається зі вступу, 6 розділів, загальних висновків, списку використаних джерел та 1 додатку. Обсяг основного тексту дисертації складає 290 сторінок друкованого тексту. Робота ілюстрована 53 таблицями, 111 рисунками та 2 схемами. Список використаних джерел містить 267 найменувань, з них 41 кирилицею та 226 латиницею.

РОЗДІЛ 1

РЕАКЦІЇ З ГАММА-КВАНТАМИ ТА ЛЕГКИМИ ЧАСТИНКАМИ В ОБЛАСТІ НИЗЬКИХ ТА СЕРЕДНІХ ЕНЕРГІЙ (Огляд літератури)

До теперішнього часу не створена всеохоплююча теорія атомних ядер та ядерних реакцій багато в чому завдяки обмеженості експериментальних даних.

Параметри окремих збуджених рівнів (спіни, електричні і магнітні моменти, парності, матричні елементи радіаційних переходів) можуть бути визначені за допомогою реакцій з різними бомбардуючими частинками. Ці реакції також дозволяють висувати гіпотези щодо статистичних властивостей рівнів при високій енергії збудження (залежність густини рівнів від енергії і кутового моменту). При використанні різних бомбардуючих частинок із усього набору ядерних рівнів виділяються певні групи і найбільш чітко проявляються лише деякі з вищезгаданих параметрів. Отже, використовуючи широкий набір бомбардуючих частинок та γ -квантів можна отримати детальну картину властивостей збуджених рівнів аж до високих значень енергії збудження залишкового ядра [1]. Збуджені рівні в області неперервного спектра перекриваються, мають малий час життя і тому аналіз їх структури викликає певні труднощі. Ситуація значно покращилась із відкриттям ядерної ізомерії.

З ізомерним рівнем, зазвичай, пов'язана ціла система розташованих вище нього збуджених станів, які мають подібну структуру - ротаційна чи вібраційна смуга, побудована на ізомерному стані, компоненти одного мультиплету з одним і тим же числом квазічастинок і т. д. Радіаційні переходи між рівнями цієї системи, як правило, мають вищу імовірність, ніж на інші рівні. Дослідження цих рівнів, вимірювання їх параметрів викликає великий науковий інтерес, оскільки дає можливість більш детально вивчати структуру ізомерів [1]. Наприклад, дослідження властивостей рівнів, пов'язаних з ізомерами форми, дозволило отримати детальну інформацію про структуру потенціального бар'єра в важких ядрах: глибину потенціальної ями, висоти

внутрішнього та зовнішнього бар'єрів, величину деформації ядра в ізомерному стані [1].

1.1 Фотоядерні реакції

Головною перевагою фотоядерних реакцій є те, що характер взаємодії бомбардуючих частинок - γ -квантів з ядром є повністю електромагнітним. Тому в ФЯР, насамперед, проявляються ті властивості ядер, які пов'язані з їх електричним зарядом. Наприклад, при поглинанні γ -квантів важливу роль грають електричні і магнітні резонанси різної мультипольності, які визначають величину перерізу реакції. Основним з них являється гігантський дипольний резонанс, який виникає внаслідок колективного руху протонів відносно нейтронів в ядрі.

Іншою особливістю ФЯР є те, що висока інтенсивність та значна проникаюча здатність гамма-випромінювання, яке отримується на сучасних прискорювачах електронів дозволяє досягати досить високих виходів досліджуваних нуклідів чи проводити вимірювання з радіонуклідами, які мають гранично низькі виходи.

Наступною особливістю γ -квантів порівняно з іншими бомбардуючими частинками при їх взаємодії з ядрами є відсутність енергії зв'язку і кулонівського бар'єру. В результаті цього енергія збудження ядра відповідає енергії поглиненого гамма-кванта, а переріз реакції має помітну величину аж до самих низьких значень енергії збудження. Усе це відкриває унікальну можливість дослідження ФЯР і рівнів, котрі в них збуджуються, нижче енергії зв'язку нуклона. Крім того, при значеннях енергії γ -квантів нижчих 30 MeV їх довжина хвилі значно перевищує розміри ядра. В такому довгохвильовому наближенні основним способом взаємодії γ -квантів з ядром є електричне дипольне поглинання, а внесок магнітної дипольної чи електричної квадрупольної складових не перевищує декілька відсотків. Тому в даному діапазоні енергії γ -квант вносить в ядро момент, близький до $1\hbar$, і ця величина

практично не залежить від енергії γ -квантів. Це суттєво обмежує діапазон спінів збуджених рівнів і спрощує тлумачення отриманих результатів.

Широке вивчення фотоядерних реакцій почалось в 50-их роках минулого століття, завдяки введенню в дію потужних прискорювачів електронів, які здатні продукувати інтенсивні пучки γ -квантів високої енергії. Були отримані важливі експериментальні результати, аналіз і інтерпретація яких до 2000 року включно приведена в оглядових статтях [2-5].

Експериментальне вивчення ФЯР проводились як методом вимірювання повних перерізів поглинання γ -квантів, так і шляхом вимірювання повних фотонейтронних перерізів.

Зростання інтересу до вимірювання перерізів фотоядерних реакцій, що спостерігається в теперішній час, пов'язане з одного боку з необхідністю одержання відсутньої інформації для астрофізичних обчислень [6-7], а з другого – зі створенням принципово нових джерел квазімонохроматичного гамма-випромінювання [8-9] і відповідно можливістю уточнення існуючих фотоядерних даних [10].

При збудженні ізомерних станів в різних реакціях можуть проявлятися різні внески статистичних та нестатистичних каналів реакцій. $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в цьому ряду є одним з цікавих об'єктів дослідження, оскільки цей К-заборонений ізомер ($\Delta K=8$) має $I^\pi=25/2^-$ і заселяється в реакціях на мішенях природного ізотопного складу з широким значенням величин їх спінів. Дослідження збудження високоспінових ізомерів також представляє значний інтерес для розробки нових джерел енергії, а саме пошуку резонансних перерізів їх напрацювання з наступним дезбудженням. Зокрема для високоспінового ізомерного стану в ^{178}Hf ($I^\pi=16^+$, $T_{1/2}=30$ р.) спостерігалось прискорення його розпаду при опроміненні низькоенергетичними гамма-квантами [11]. Проте досліджувати переріз утворення ядер $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ в різних реакціях методично доволі складно внаслідок значного періоду напіврозпаду. Дослідження з $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ значно простіші, оскільки його $T_{1/2}=25.1$ д [12].

Заселення $^{179}\text{Hf}^{m2}$ раніше вивчалось в реакціях з реакторними нейтронами [13], альфа-частинками в діапазоні величин енергії 28-36 МеВ [14] на мішенях ^{176}Yb , ^{nat}Lu для 25-35 МеВних альфа-частинок [15], ^{nat}Hf для 34 МеВних [16]. Зокрема в роботі [13] був виміряний переріз реакції $^{178}\text{Hf}^{m2}(n_{th},\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$, який склав 47 барн. Даний ізомер досліджувався також в реакціях з високоенергетичними протонами на мішенях природного танталу при величинах енергії протонів 100, 200 та 660 МеВ [17], для окремих значень енергії протонів в діапазонах від 66 до 2605 МеВ [18] та від 100 до 500 МеВ [19], на мішенях ренію для 150, 300, 450, 660 МеВних протонів [17], природного вольфраму [18,20] і ^{186}W [20-21] для окремих величин енергії протонів в діапазоні від 68 МеВ до 1.6 ГеВ, на ядрах природного гафнію та ^{179}Hf для окремих величин енергії протонів в діапазоні від 90 до 440 МеВ [22]. В роботі [23] досліджувалась реакція $^{181}\text{Ta}(d,2p2n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ для дейтронів з енергією до 40 МеВ.

Проте, реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma,n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ та $^{181}\text{Ta}(\gamma,pn(d))^{179}\text{Hf}^{m2}$ на сьогоднішній день взагалі не вивчалися.

Реакція $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ на сьогоднішній день вивчалась в роботі [24] де приведена верхня межа перерізу для теплових нейтронів та в роботі [25] для теплових та епітеплових нейтронів. Також заселення $^{179}\text{Hf}^{m2}$ досліджувалось при опроміненні Та нейтронами з енергією 200 МеВ [26].

Виходячи з вищевикладеного, цікаво дослідити збудження $^{179}\text{Hf}^{m2}$ в (n, γ)-реакції на ^{178}Hf для реакторного спектру нейтронів та в (γ ,n)- і (γ ,pn(d))-реакціях на ядрах ^{180}Hf та ^{181}Ta , відповідно, для граничної енергії гальмівних γ -квантів як в області ГДР, так і вище.

При синтезі вважається доведеним, що ядра важчі за залізо створюються у зірках після захоплення нейтронів (s- і r-процеси). Але в природі існує кілька десятків нейтронно-дефіцитних стабільних нуклідів, які екрановані від захоплення швидкими нейтронами стабільними ізобарами. Створення цих нуклідів не можна пояснити захопленням нейтронів. Ці ядра зазвичай називаються r-нуклідами [27]. Були розроблені різні механізми як пояснення

кількості р-ядер існуючих в сонячній системі, так і відхилення («аномалії») кількості р-ізоотопів окремих елементів, які мають місце в деяких об'єктах сонячної системи [6]. Ці ядра продукуються з попередників через ланцюжок фотоядерних (γ, n) -, (γ, p) -, (γ, α) -реакцій [7,28]. Для обчислень широкого кола р-процесів необхідні масиви даних, які включають десятки, а то і сотні перерізів реакцій. Але не дивлячись на помітні зусилля зроблені в останні роки, наявна інформація про перерізи фотоядерних реакцій, відповідальних в т. ч. за перебіг р-процесів, все ще залишається недостатньою [27]. На теперішній час оцінки можливого внеску реакцій в синтез р-ядер, які використовуються в астрофізичних розрахунках, базуються на теоретичних перерізах одержаних з використанням статистичної теорії Хаузера-Фешбаха [29].

Однією з причин малої кількості вимірювань на р-ядрах, була відсутність ізотопно збагачених мішеней. Ці нейтронно-дефіцитні ядра, які знаходяться на границі β -стабільності, в природній суміші ізотопів часто містяться в дуже малій кількості і збагатити їх ізотопно до необхідної маси і необхідних параметрів складно і дорого. В той же час на сучасних гамма-спектрометрах, зібраних на базі надчистих HPGe-детекторів такі виміри можна провести на природній суміші ізотопів, реєструючи γ -випромінювання радіоактивних дочірніх ядер [27].

Ізотопи ^{120}Te та ^{136}Ce належать до р-ядер [6]. Раніше було здійснено вимірювання перерізів в області енергій гамма-квантів 8–26 MeV реакцій (γ, n) -, $(\gamma, 2n)$ -, $(\gamma, 3n)$ - на важких ізотопах телуру і церію [30]. Для цих нуклідів були доступні мішені із збагаченим ізотопним складом. Це стало підставою для вивчення виходів та перерізів реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$ і $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ в області гігантського дипольного резонансу [27].

Для фотоядерних реакцій з вильотом заряджених частинок очікується значний вклад нестатистичних механізмів. Він для важких ядер може перевищувати на порядки величини внесків від процесів, які проходять через складене ядро. При цьому цікаво порівняти ядра, ізомерні стани яких мають

однакову різницю спінів між основним та ізомерним станами. Для ядер $^{177}\text{Lu}^m$ і $^{178}\text{Lu}^m$ ця різниця дорівнює 8. $^{177}\text{Lu}^m$ має $I^\pi = 23/2^-$ з періодом напіврозпаду 160.1 доби, а $^{178}\text{Lu}^m$ має $I^\pi = 9^-$ з $T_{1/2} = 23.1$ хв [31].

Раніше в реакціях з тепловими [32] і резонансними нейтронами [33] на мішенях ^{176}Lu вивчалися перерізи і ізомерні відношення перерізів заселення $^{177}\text{Lu}^{m,g}$. Ці перерізи також досліджувалися в реакціях, спричинених протонами на мішенях ^{nat}U [34], ^{179}Hf та ^{nat}Hf [22]. Зокрема, в роботі [19] досліджувалися перерізи та ІВП реакції $^{181}\text{Ta}(p,3p2n)^{177}\text{Lu}^m$ для протонів з енергією в діапазоні 100-500 МеВ. Оганесян та ін. досліджували реакцію $^{176}\text{Yb}(\alpha,p2n)^{177}\text{Lu}^m$ для 30-45 МеВних альфа-частинок [14].

Реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma,\alpha)^{177}\text{Lu}$ досі вивчалася лише в роботі [35] при опроміненні гальмівними фотонами з граничною енергією 23 МеВ. Однак в ній був отриманий лише вихід ^{177}Lu по відношенню до виходу реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}^g$. Водночас реакція $^{180}\text{Hf}(\gamma,pn)^{178}\text{Lu}^{m,g}$ досі не вивчалася [31].

Враховуючи вищезазначене, однією з цілей третього розділу буде вивчення збудження як $^{177}\text{Lu}^{m,g}$ в (γ,α) -реакції на ^{181}Ta , так і $^{178}\text{Lu}^{m,g}$ в (γ,pn) -реакції на ^{180}Hf для величин граничної енергії гальмівного випромінювання вище гігантського дипольного резонансу.

Дані про перерізи реакцій з випромінюванням протонів на природному гафнії та його ізотопах також мають велике прикладне значення для оцінки виходів напрацювання ^{177}Lu . Техніка лікування пухлин кісткових тканин і внутрішніх органів радіофармпрепаратами на основі радіонукліду ^{177}Lu є однією з новітніх технологій в галузі ядерної медицини. Низька енергія β -випромінювання ($E_{\text{гр}} = 0.497$ МеВ), довжина пробігу електронів в тканинах складає 1.6 мм, забезпечує неглибоке проникнення і, таким чином, локальність терапії [36]. ^{177}Lu в цьому відношенні є менш токсичною альтернативою радіонукліду ^{90}Y , оскільки при цьому пацієнт отримує нижчу дозу опромінення та є можливість повторення циклів терапії. Ці властивості у поєднанні зі зручним періодом напіврозпаду – 6.71 доби дозволяють досягти хороших паліативного та радіотерапевтичного ефектів при відносно низькій

мієлотоксичності [37] при лікування раку простати та нейроендокринних пухлин. В даний час отримання ^{177}Lu проводиться, в основному, за допомогою опромінення нейтронами мішеней, зроблених з високозбагаченого ^{176}Lu , при цьому збагачення ^{176}Lu природної суміші ізотопів має бути не нижчим 82%. Отримання ^{177}Lu в реакції $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}$ призводить до присутності хімічно невіддільних домішок рідкоземельних елементів як стабільного вихідного ^{176}Lu , так і довгоживучого $^{177}\text{Lu}^m$, що погіршує радіохімічну чистоту отриманого радіофармпрепарату [36]. Утворення цих невіддільних домішок можна уникнути, використовуючи реакцію $^{176}\text{Yb}(n,\gamma)^{177}\text{Yb}$ з подальшим розпадом ^{177}Yb ($T_{1/2} = 1.9$ год.) на ^{177}Lu . В цьому випадку необхідно виконувати процедуру відокремлення Lu від Yb, що викликає певні методичні труднощі [32]. Тому вивчення альтернативних способів отримання перспективного медичного ізотопу ^{177}Lu є важливим і актуальним завданням.

Враховуючи вищезазначене однією з цілей третього розділу роботи буде отримання середньозважених виходів заселення ^{177}Lu в (γ,pxn) -реакціях для гальмівних фотонів з $E_{\text{гр}} = 17.5, 20, 37$ та 55 MeV. Буде проведено порівняння отриманих виходів з теоретично розрахованими в рамках відкритих програмних кодів та оцінено можливості напрацювання активності ^{177}Lu при різних граничних енергіях гальмівних γ -квантів.

Дослідження перерізів ФЯР на ядрах ^9Be і $^{10,11}\text{B}$ викликає значний науковий та прикладний інтерес, оскільки дані ядра належать до перехідної області з $A = 6-11$. В цьому діапазоні масових чисел можуть відбуватися як прямі процеси, так і збудження через резонансні стани [38]. Дослідження (γ,n) - і $(\gamma,2n)$ -реакцій в легких ядрах показують, що процеси фотозбудження з наступним вильотом нейтрона(*iv*) відбуваються завдяки прямим процесам [39]. Виходячи з цього існує певна зацікавленість дослідити $(\gamma,p2n)$ -, (γ,dn) -, і (γ,t) -реакції на ^{10}B з напрацюванням ^7Be , оскільки виліт тритонів, як правило, також відбувається за допомогою прямого механізму. Експериментальні дані про перерізи реакцій $(\gamma,2n)$ -, $(\gamma,p2n)$ - на ^{10}B отримані до енергії 36 MeV, проте похибка цих вимірювань складає біля 50% (див. рис. 1.1(a)). Для ^9Be також

відсутні дані про перерізи в області енергії монохроматичних γ -квантів вищій 36 MeV (див. рис. 1.1(б)) [38].

Дані дослідження викликають також значний прикладний інтерес, оскільки експериментальні перерізи на нуклідах, реакції на яких ведуть до утворення ^7Be необхідно знати при активаційному аналізі домішок ^9Be та ^{10}B в конструкційних матеріалах АЕС.

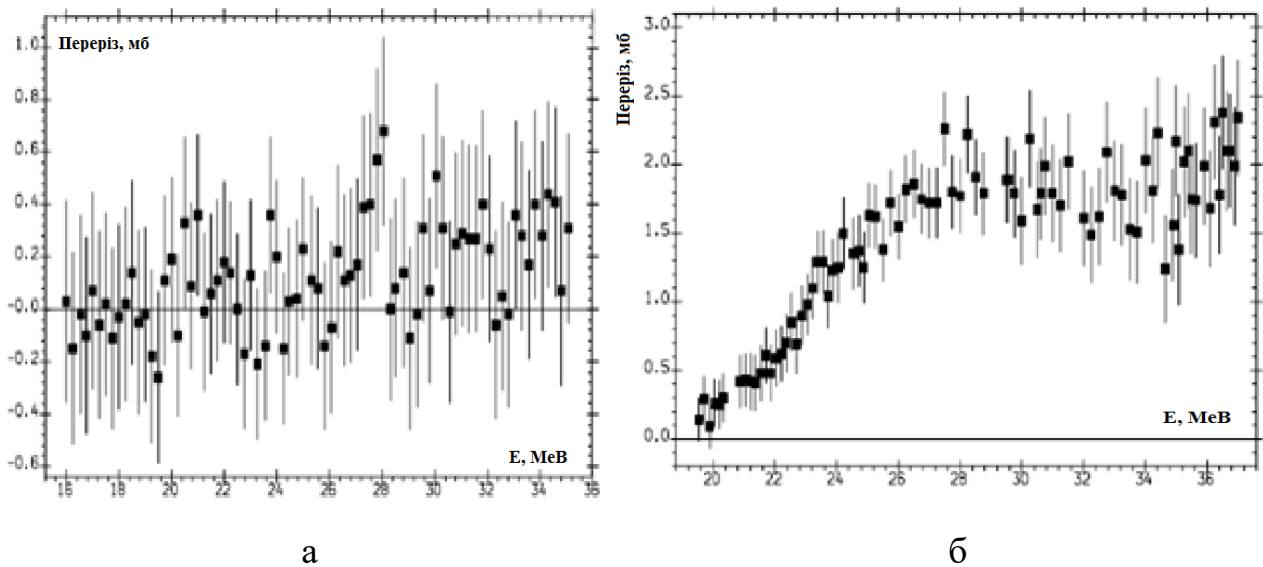


Рис. 1.1 Експериментальні перерізи реакцій $^{10}\text{B}(\gamma,2n)^8\text{B} + ^{10}\text{B}(\gamma,2np)^7\text{Be}$ (а) і $^9\text{Be}(\gamma,2n)^7\text{Be} + ^9\text{Be}(\gamma,2np)^6\text{Li}$ (б), отримані з експериментальної бази EXFOR [40]

Берилій, як відомо, має унікальне поєднання двох ядерних характеристик: низький переріз захоплення теплових нейтронів та високий коефіцієнт їх розсіяння. До того ж оксид берилію є хімічно інертним та має дуже високу температуру плавлення. Завдяки цим властивостям і враховуючи його високу теплоємність та жаростійкість стабільний моноізоотоп ^9Be використовується в конструкційних матеріалах відбивачів та в оболонках тепловиділяючих елементів на атомних електростанціях [38]. Проте, під час тривалої роботи станцій в конструкційних матеріалах активної зони реактора та в навколишніх приміщеннях ідентифікується ^{10}Be , з періодом напіврозпаду 1.6×10^6 років. Цей нуклід має яскраво виражену канцерогенну дію та високу токсичність, (для повітря гранично допустима концентрація в перерахунку на берилій складає

1×10^{-6} г/м³), значну радіобіологічну небезпеку. При такому значному періоді напіврозпаду, потрапляючи в організм берилій відкладається або в нирках, або в кістках, де заміщує магній) [38]. Внаслідок вищезазначених обставин необхідно організувати ретельний оперативний контроль за вмістом ¹⁰Be у відходах, конструкційних матеріалах та приміщеннях атомних станцій. В атомних реакторах технологічним матеріалом є також борна кислота. А при опроміненні реакторними нейтронами бора на ¹⁰B відбувається реакція (n,p) з перерізом приблизно рівним перерізу (n,γ)-реакції на ⁹Be. Цей канал також приводить до продукування ¹⁰Be [38]. Даний нуклід є чистим бета-випромінювачем, розпад якого супроводжується випромінюванням лише електронів з граничною енергією 555 кеВ. Тому традиційними методами його ідентифікації та вимірювання концентрації є складні методично і високовартісні радіохімічні процедури виділення ¹⁰Be. Для альтернативного визначення вмісту ¹⁰Be створена фотоактиваційна методика, яка ґрунтується на визначенні вмісту ⁹Be та ¹⁰B в конструкційних матеріалах за допомогою фотоядерних реакцій [41].

Виходячи з вищевикладеного однією з цілей третього розділу даної роботи було дослідження заселення ⁷Be в реакціях на мішенях природніх берилію і бору в широкому діапазоні граничних величин енергії гальмівних γ-квантів.

Вивчення заселення К-заборонених ізомерів в ^{179,180}Hf викликає особливий інтерес, оскільки вони мають однакову різницю спінів ($\Delta K=8$) між основним та ізомерним рівнями і приблизно однакові енергії ізомерних станів (1106 кеВ та 1142 кеВ, відповідно). В той же час Γ^π в ¹⁷⁹Hf^{m2} та ¹⁸⁰Hf^m різні і рівні $25/2^-$ та 8^- , відповідно.

Іншою причиною вивчення реакцій ¹⁷⁹Hf(γ,γ')¹⁷⁹Hf^{m2} та ¹⁸⁰Hf(γ,γ')¹⁸⁰Hf^m є можливість дослідити функції збудження на імовірну присутність другого резонансу. Відомо, що пружне розсіяння фотонів в області ізольованих резонансів подібне до пружнього розсіяння нуклонів. Це пружне розсіяння конкурує як з непружнім, так і при зростанні величини енергії фотонів з емісією частинок [42]. В області гігантського дипольного резонансу переріз

поглинання фотонів зростає. Отже переріз пружнього розсіяння може мати два максимуми: перший в області емісії частинок, а другий в області ГДР [43].

Оцінки перерізів виконані в роботі [44] з точністю порядку величини дали наступні результати $\sigma(\gamma, \gamma')/\sigma \sim \Gamma_\gamma N_\gamma / \Gamma_n N_n$. Тут Γ_γ / Γ_n – відношення радіаційних і парціальних ширин оболонкового рівня. Це відношення в області ГДР має той же порядок величини, що й стала тонкої структури. N_γ / N_n – відношення числа кінцевих рівнів, яке для важких ядер в області граничної енергії 20 МеВ може бути близьким і/чи більшим 1 [42]. З цього випливає, що $\sigma(\gamma, \gamma') \sim 10^{-2} \sigma$ і отже для ізотопів гафнію $\sigma(\gamma, \gamma') \approx 1$ мб. Для резонансних γ -квантів виміряти подібний переріз не є складним завданням. Проте в експерименті непружнє розсіяння фотонів досліджується для ядер, в яких в результаті (γ, γ') -реакції заселяються довгоживучі ізомерні стани. Оскільки переважна більшість вимірювань проводиться для гальмівного γ -пучка, який має неперервний розподіл від граничної енергії до максимальної, то фактично отримуються інтегральні перерізи. Ці перерізи для високоенергетичних гальмівних γ -квантів формуються як сума двох резонансів [42]. Враховуючи неперервний розподіл гальмівних γ -квантів, стає важким завданням оцінити внесок другого резонансу в отриманому з експерименту виході заселення ізомерного стану, якщо даний внесок співрозмірний з внеском від першого резонансу. Наприклад, класичним об'єктом для дослідження є ядра ^{115}In , для якого максимальний вихід (γ, γ') -реакції ~ 1 мб. Подібна величина виходу також очікується і області енергій вищих ГДР і тому внесок другого резонансу важко виділити в повній активації ізомерного рівня. В даній роботі пропонується досліджувати вплив другого резонансу у функції збудження (γ, γ') -реакції з заселенням К-заборонених ізомерних станів. В роботі [45] експериментально показано, що в області першого резонансу переріз активації при заселенні $^{180}\text{Hf}^m \approx 10^{-5}$ мб. Даний незначний переріз дозволяє виділити на його фоні другий резонанс, якщо вищенаведені оцінки близькі до реальних величин.

Слід відмітити, що раніше реакція $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180}\text{Hf}^m$ досліджувалась в роботі [46] для граничної енергії 20 МеВ. Було отримано вихід даної реакції на три

порядки вищий ніж в області першого резонансу [42].

Виходячи з вищевикладеного однією з цілей третього розділу даної роботи є дослідження механізму перебігу (γ, γ') -реакції на ядрах $^{179,180}\text{Hf}$ з заселенням довгоживучих ізомерних станів в широкому діапазоні величин граничної енергії від 17.5 до 55 MeV. Будуть виміряні середньозважені виходи реакцій $^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ і $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ та порівняні з теоретично розрахованими.

Реакції $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ та $(\gamma, 4n)$, особливо зі збудженням високоспінових ізомерних станів залишаються погано дослідженими. В той же час вони дозволяють пролити світло як на механізми перебігу цих реакцій, так і на структуру збуджених рівнів залишкового ядра в області неперервного та дискретного спектрів. Дані реакції також чутливі до вибору функцій, які описують густину рівнів в області енергій гальмівних γ -квантів від 17.5 до 55 MeV. Тому отримання нових експериментальних даних про фотоядерні реакції на різних мішенях танталу в широкому діапазоні енергії гальмівних γ -квантів має важливе фундаментальне значення [47]. Реакції $^{180}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178\text{m}}\text{Ta}$ і $^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta}$ на сьогоднішній день не вивчались, а реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$ досліджувалась в роботі [48] для монохроматичних γ -квантів до максимальної величини їх енергії 36 MeV. Додатковий інтерес викликає напрацювання ^{178}Ta , оскільки цей радіонуклід використовується як в терапевтичних процедурах (висока іонізаційна здатність $K_{\alpha 1}$ та $K_{\alpha 2}$ -випромінювання (60%)), так і його концентрація в людському тілі може бути визначена за допомогою позитронно-емісійної томографії (імовірність β^+ -розпаду складає 1.24%) [49].

Серед великої кількості ізомерних станів ізомери $^{180,182}\text{Hf}$ є цікавими об'єктами дослідження, оскільки ці K-заборонені ізомери ($\Delta K=8$) схожі та мають однакові $I^\pi = 8^-$, і близькі значення енергії збудження, 1141 та 1173 кеВ, відповідно.

Особливий інтерес викликає дослідження (γ, α) -реакцій з заселенням даних ядер, оскільки експериментальних дані про цю реакцію практично відсутні. Переріз (γ, α) -реакцій значно нижчий перерізу (γ, n) -каналу внаслідок кулонівського бар'єру. В той же час в (γ, α) -реакціях можуть збуджуватись

стани, часто недоступні для (γ, n) -каналу. Також для фотоядерних реакцій з вильотом альфа-частинок очікується значний внесок прямих та напівпрямих процесів, особливо при заселенні високоспінових К-ізомерів. На сьогоднішній день реакції $^{184}\text{W}(\gamma, \alpha)^{180\text{m}}\text{Hf}$ та $^{186}\text{W}(\gamma, \alpha)^{182\text{m}}\text{Hf}$ не вивчалися [50].

Виходячи з вищевикладеного однією з цілей третього розділу даної роботи є дослідження збудження ядер $^{180\text{m}}\text{Hf}$ та $^{182\text{m}}\text{Hf}$ в (γ, α) -реакціях для граничних величин енергії гальмівних γ -квантів 40 та 55 MeV.

1.2 Реакції з протонами, дейтронами, альфа-частинками та нейтронами

Дослідження збуджених станів атомних ядер вже протягом багатьох років проводиться різними методами. Одним із найбільш інформативних напрямків подібних досліджень є вимірювання ізомерних відношень перерізів реакцій, які приводять до утворення кінцевих ядер в ізомерному і основному станах. Ці відношення залежать від спіна ядра-мішені і внесеного кутового моменту, який визначається масою і енергією бомбардуючої частинки, а також від механізму даної реакції та властивостей збуджених станів як в безперервній, так і в дискретній областях [51]. Отже, з даних про ІВ можна досліджувати як механізми перебігу реакцій, так і статистичні властивості збуджених станів ядер. Отримана інформація буде більш однозначною для простих реакцій, таких як (n, γ) , (p, n) , (n, p) , (p, γ) , (d, n) та (d, α) . В усіх цих реакціях вноситься невеликий кутовий момент $(1/2 \div 1)\hbar$, а дисперсія моментів після вильоту частинки змінюється в діапазоні $(1 \div 2)\hbar$ [51].

При цьому реакції з зарядженими частинками залишаються слабо дослідженими в біляпороговій області величин енергій бомбардуючих частинок. А саме для даних величин енергії можливий як значний внесок нестатистичних механізмів в заселення як основного так і ізомерного станів, так і вплив структури збуджених рівнів залишкового ядра. Тому в дослідженнях використовувались реакції з низькоенергетичними протонами, нейтронами, альфа-частинками та дейтронами [51].

В усіх досліджуваних залишкових ядрах $^{93,95}\text{Tc}$ та ^{95}Nb ізомерні та основні стани мають зворотні значення спінів (основний стан – високоспіновий, а ізомерний – низькоспіновий, причому до магічного числа $N=50$ (^{93}Tc) додається 2 (^{95}Tc) чи 4 (^{95}Nb) нейтрони.

На сьогоднішній день дані ядра є недостатньо вивчені. Для реакції $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}$ лише в двох роботах [52-53] були отримані чисельні значення ІВП, причому в [52] для дейтронів з енергією – 4 МеВ. Подібна ситуація спостерігається і для реакцій $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}$ та $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}$. Ізомерні відношення перерізів в першій реакції виміряні лише в [52] і те ж для дейтронів з величиною енергії – 4 МеВ, а в другій в роботах [54-56] для різних значень енергій протонів. ІВП для реакції $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95m,g}\text{Nb}$ взагалі не вивчались [51].

Додатковий інтерес викликає те, що ядра $^{92,94}\text{Mo}$ є р-нуклідами, які мають найбільший вміст у природній суміші серед усіх існуючих р-нуклідів, 14.84 % та 9.25 %, відповідно. Причому вміст ^{92}Mo в різних астрофізичних моделях є заниженим порівняно із існуючим у природі.

Виходячи з усього вищевикладеного однією з цілей четвертого розділу даної роботи є:

Вимірювання ізомерних відношень перерізів в $^{93m,g}\text{Tc}$ в (d,n) та (p, γ)-реакціях, $^{95m,g}\text{Tc}$ в (d,n)-реакції, $^{95m,g}\text{Nb}$ в (d, α)-реакції при величинах енергій протонів та дейтронів 6.8 та 4.5 МеВ, відповідно.

Теоретичний розрахунок ізомерних відношень перерізів для даних величин енергій протонів та дейтронів за допомогою пакетів TALYS-1.4 [57] та EMPIRE-3.2 [58].

Порівняння теоретичних значень ІВП з експериментальними, аналіз механізмів перебігу ядерних реакцій та структури збуджених рівнів [51].

Вивчення збудження ізомерних станів в реакціях із зарядженими частинками дозволяє отримати різноманітну важливу інформацію про структуру ядер. Для високоспінових ізомерних станів в Nf додатковий інтерес викликає те, що вони мають також високе значення K порівняно із основним станом. Але, на жаль,

експериментальна інформація є малочисельною і лише для обмеженої кількості ядер.

В той же час величина енергії, яку мають ізомерні стани може бути досить значною. Дана обставина сприяє їх можливому широкому використанню в якості контрольованих джерел γ -квантів, γ -лазерів [59] чи ядерних ізомерних реакторів [60]. Нещодавно в роботі [61] повідомлялось про експериментально спостережуване збіднення ^{93m}Mo в процесі електронного захвату. Проте, не дивлячись на механізм подібного збіднення (тріггерінга певного ізомерного стану), повинні виконуватись дві базові передумови. По перше, в ядрі зобов'язаний існувати підходящий збуджений рівень з величиною енергії незначно вищою величини енергії ізомерного рівня. По друге, матричний елемент переходу між цими рівнями має бути значним.

Ці передумови не були виконані в усіх експериментальних роботах, де спостерігався прискорений розпад $^{178m2}\text{Hf}$, що підсилює сумніви щодо надійності отриманих експериментальних даних. Проте вони виконуються апріорі при зв'язку збудженого рівня із атомною оболонкою (збудження ядра внаслідок електронного захвату (ЗЯЕЗ)). При цьому існує реальна можливість вибрати необхідний ізомерний стан (E_i) Одним з таких кандидатів є вищезгаданий ^{93m}Mo ($E_i = 2.425 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 6.85 \text{ г.}$), хоча в даному випадку для його дезбудження використовувались експериментальні методи, які є значно складнішими та дорожчими ніж у випадку $^{178m2}\text{Hf}$. Проблема надійності експериментальних даних залишається не вирішеною, оскільки теоретичні оцінки перерізу дезбудження ^{93m}Mo [62] внаслідок ЗЯЕЗ не узгоджуються з експериментальними на 9 порядків.

На сьогоднішній день лише тріггерінг ^{180m}Ta підтверджений надійно і теоретично і експериментально. Проте тривають спроби пояснити механізм його дезбудження і розширити цей механізм на інші ізомерні стани, енергія яких значно перевищує 75 кеВ (енергія ізомера в ^{180}Ta).

Теорія ядра передбачає наявність великої кількості ізомерних станів з енергією 1 МеВ та вище. Проте лише три з них виявлені і мають достатньо

довгий період напіврозпаду (більше 25 днів), щоб бути використаними в практичних цілях. Це $^{178m2}\text{Hf}$, ^{177m}Lu та ^{179m}Hf і серед них унікальним є $^{178m2}\text{Hf}$.

Це проявляється у тому, що він має серед цих ізотопів як найвищу енергію збудження ($E_i = 2447.4$ кеВ), так і найдовший період напіврозпаду ($T_{1/2} = 31$ р.). Тому не дивно, що експериментальні зусилля щодо вивільнення енергії при де збудженні ізотопних станів були, переважно зосереджені на ядрах $^{178m2}\text{Hf}$ [63].

Але цей ізотоп не існує в природі і його потрібно напрацьовувати. При цьому нейтрони реакторного енергетичного спектру є неефективними, оскільки вони вносять в ядро низький кутовий момент. Тому, щоб напрацьовувати $^{178m2}\text{Hf}$ в достатній кількості слід використовувати ядерні реакції із зарядженими частинками.

Детальний аналіз напрацювання ядер $^{178m2}\text{Hf}$ в реакціях з протонами наведено в [17,20]. Експерименти проводились на циклотроні м. Дубна, енергія протонів варіювалась в діапазоні 100-650 МеВ. Використовувались мішені Hf, Ta, W та Re як природного ізотопного складу, так і збагачені ^{179}Hf та ^{186}Re . $^{178m2}\text{Hf}$ ефективно напрацьовувався також на високоенергетичних прискорювачах електронів у Єревані при $E_{\text{тр}} = 4.5$ ГеВ [64] та у Харкові при $E_{\text{тр}} = 1.2$ ГеВ [65].

Іншою реакцією, яка використовувалась для напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$ є реакція $(\alpha, 2n)$. Вона досліджувалась на ядрах ^{176}Yb як на циклотроні м. Дубна [66] при величині енергії альфа-частинок 36 МеВ, так і в роботі [15] при $E_\alpha = 35$ МеВ. В останній роботі вивчалась також реакція $^{175,176}\text{Lu} (\alpha, p/d) ^{178m2}\text{Hf}$.

Виходячи з вищевикладеного слід продовжувати пошук оптимальних реакцій напрацювання ядер $^{178m2}\text{Hf}$, акцентуючи увагу на відносно недорогих прискорювачах заряджених частинок середніх величин енергії. Тому однією з цілей четвертого розділу даної роботи було вивчення перерізів напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$ на мішенях природного танталу при їх опроміненні альфа-частинками для окремих значень енергії в діапазоні 36-92 МеВ.

Тантал є також загальнозживаним металом, який використовується в якості послаблювача енергії для високоенергетичних прискорювачів, оскільки є моноізотопом з високою температурою плавлення. Тому цікаво оцінити

активності опромінених мішеней танталу з метою розрахунку потенційних доз, які може отримати персонал прискорювачів.

Цікаво виміряти ізомерні відношення перерізів при збудженні $^{196m,g}\text{Au}$, $^{198m,g}\text{Au}$, $^{197m,g}\text{Pt}$ та $^{134m,g}\text{Cs}$ протонами і нейтронами з величинами енергій 6.8 та 2.9 MeV, відповідно з метою оцінки їх механізмів перебігу. До того ж зарядообмінні реакції $^{197}\text{Au}(n,p)^{197m,g}\text{Pt}$, $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196m,g}\text{Au}$, $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198m,g}\text{Au}$ та $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{m,g}$ дозволяють селективно вивчати збуджені рівні при величинах енергії дещо нижчих кулонівського бар'єру. Ядра ^{198}Au використовуються в медицині для лікування раку матки, сечового міхура, простати, шиї, меланому, молочної залози та шкіри. А сама мішень золота рекомендується в якості монітора для різних реакцій. Короткоживучий ^{134m}Cs використовується для візуалізації міокарда та дослідження процесів транспортування і метаболізму сезію, який є хімічним аналогом калію [67].

Реакції з альфа-частинками на мішенях лютецію при заселенні високоспінових ізомерних станів в околі 27 MeV також залишаються слабодослідженими, хоча цікаво вивчити механізми їх перебігу в широкому діапазоні енергій альфа-частинок. При цьому можна більш точно оцінити внесок передрівноважного механізму. Лютецій як рідкоземельний метал з найвищим атомним номером є важливою домішкою для покращення характеристик нержавіючих сталей, які використовуються як матеріал першої стінки термоядерного реактора.

На сьогоднішній день недостатньо досліджені ядерні реакції з протонами при біляпороговій області значень енергії бомбардуючих частинок при значній різниці спінів ізомерного та основного станів залишкового ядра. Одним із таких ізотопів є ^{93m}Mo – триквалічастинковий ізомерний стан ($J^\pi = 21/2^+$), і тому однією з цілей четвертого розділу даної роботи є дослідження перерізу напрацювання ^{93m}Mo в (p,n)-реакції на ніобії при біляпороговій величині енергії протонів. Ніобій має високі корозійну стійкість та температуру плавлення і використовується як в ядерній енергетиці, так і в якості тримача мішеней чи

мішенної камери. Цей метал використовується також в ракетобудуванні і тому важливо отримати перерізи його взаємодії з протонами.

Цікаво також дослідити реакцію $^{178}\text{Hf}(n_r, \gamma)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ для нейтронів реакторного енергетичного спектру, оскільки різниця спінів між ядром-мішенню та ізомерним станом складає 12.5. Це дозволить оцінити внесок високоенергетичних нейтронів, оскільки імовірність даної реакції на теплових та епітеплових нейтронах дуже низька. А гафній та його сплави, в свою чергу, використовуються у виробництві регулюючих стрижнів в атомній енергетиці, оскільки даний метал є гарним поглиначем нейтронів, стійкий до корозії і має високу температуру плавлення.

1.3 Фотоділення актинидів

Експериментальне дослідження динаміки поділу ядра до теперішнього часу залишається важливою задачею, необхідною для розробки теоретичних моделей ділення. Проводиться активна експериментальна робота щодо визначення загальної кінетичної енергії уламків ділення, їх виходів, спектра миттєвих та затриманих нейтронів та гамма-квантів ділення, асиметрії вильоту продуктів ділення і т.д. Зокрема, одним із недостатньо вивчених питань процесу поділу ядра є рівноімовірне існування двох каналів ділення: симетричного і асиметричного. Для розуміння цих процесів необхідно вивчати динаміку ділення атомних ядер. Одним із важливих експериментальних даних, що використовується при описі динаміки поділу ядра, є середні кутові моменти продуктів ділення. Вони застосовуються при описі переходу ядра, що ділиться, від сідлової точки до точки розриву [68]. Порівняння величин середніх кутових моментів уламків ділення, отриманих для різних величин енергії бомбардуючих частинок чи гамма-квантів дозволяє отримати важливу інформацію про залежність кутового моменту від енергії збудження ядра, що ділиться та пролити світло на причину одночасного існування двох каналів ділення.

Виходячи з гіпотези про статистичну рівновагу в точці розриву, у роботах [69-70] автори показали, що кутовий момент уламків поділу повинен зростати зі зростанням їхньої деформації в точці розриву.

В рамках краплинкової моделі ядра, виникнення великих кутових моментів пояснюється збудженням мод, пов'язаних із обертанням фрагментів поділу. Зокрема, збільшення кутових моментів у порівнянні із материнським компаунд-ядром, може свідчити про наявність механізмів розкручування фрагментів за рахунок дії кулонівських та ядерних сил після розриву ядра, що ділиться [71-74]. Проте кутові моменти та їхній зв'язок з іншими характеристиками низькоенергетичного поділу ядер погано вивчені.

Один з найбільш розвинених методів отримання інформації про середні кутові моменти фрагментів поділу є метод ізомерних відношень. Він базується на вимірюванні відношень перерізів σ_{α} або виходів Y_{α} утворення високоспінових ($\alpha=\text{high}$) та низькоспінових ($\alpha=\text{low}$) станів одного і того ж уламка поділу, що має ізомерний стан $R_{\sigma} = \sigma_{\text{high}} / \sigma_{\text{low}}$ ($R_Y = Y_{\text{high}} / Y_{\text{low}}$) [75].

Вивчення ізомерних відношень уламків ділення дозволяє виявити вплив структури ядра і деформації в точці ділення на середній кутовий момент уламків та залежність їх величин від середньої нейтронної мультипольності та виходу.

Експериментальні дані щодо виходів фрагментів ділення актуальні також для вирішення ряду прикладних задач в ядерній та радіаційній фізиці, оскільки в багатьох випадках розрахункові значення виходів уламків відрізняються від експериментальних даних на десятки відсотків. Тому будь-яка інформація про напрацювання радіонуклідів при поділі важких ядер дозволяє підвищити достовірність прогнозних оцінок [68].

Ядра-фрагменти розташовані далеко від лінії β -стабільності часто мають ізомерні пари з періодами напіврозпаду, тривалості яких відрізняються між собою на порядок і більше. При цьому дані про характеристики станів з $T_{1/2} > 10$ с можна вивчати, вимірюючи γ -спектри, а для станів з $T_{1/2} \sim$ мс це

зробити доволі складно. Проте використовуючи дані по ізомерним відношенням та γ -спектрам довгоживучого ізомерного стану можна оцінити внесок в повну інтенсивність γ -переходів від домішки короткоживучих ізомерів. Дана інформація важлива при аналізі масових розподілів уламків ділення [76].

Слід відмітити, що основна інформація про величини $R_\alpha(R_\gamma)$ отримана в реакціях поділу під дією нейтронів (n,f) [77]. Експериментальні дані по вимірюванню ізомерних відношень у реакціях фотоподілу (γ ,f) переважно отримані для таких материнських ядер-актинідів, як ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$ [78-85] та ^{237}Np , ^{239}Pu і ^{241}Am [86-87,76]. Останніми роками проводились роботи щодо вивчення фрагментів фотоділення методом газової струї [88-89], проте досліджувалися лише ядра ^{135}Xe . Серед отриманих значень ізомерних відношень недостатньо експериментальної інформації для легкого уламку поділу ^{95}Nb та важкого ^{133}Xe , а для ізотопу ^{135}Xe спостерігаються флуктуації значення ізомерного відношення.

П'ятий розділ даної роботи є новими дослідженнями, що продовжують раніше проведені дослідження ізомерних відношень та середніх кутових моментів фрагментів фотоподілу ядер-актинідів (див. [87, 90-93] та посилання в них). Однією з цілей даного розділу було дослідження ізомерних відношень та середніх кутових моментів при фотоподілі ядер ^{238}U для уламків ^{95}Nb в реакції (γ ,f) в області нижче порогу (γ ,nf)-реакції і уламків ^{133}Xe , ^{135}Xe в широкому діапазоні величин граничної енергії гальмівних γ -квантів. Також ставилося завдання виявити закономірності поведінки ізомерних відношень в залежності від енергії гальмівного випромінювання шляхом порівняння із раніше отриманими даними. При низькоенергетичному фотоділенні, на відміну від ділення зарядженими частинками і/чи нейтронами, ядро, що ділиться залишається тим же і збуджується обмежена кількість компаунд-станів.

Експериментальні дані про ізомерні відношення виходів окремих уламків ділення можуть бути корисними для неруйнівного аналізу матеріалів, що діляться. Знаючи ІВВ та отримавши вихід основного стану можна отримати

вихід ізомерного чи навпаки в тих випадках коли неможливо прямо їх виміряти γ -спектрометричним методом. Останній при цьому має наступні переваги над методом прямого ліку нейтронів, який на даний час переважно використовується: унікальність кожного γ -спектру дозволяє однозначно ідентифікувати радіонуклід, вища повна інтенсивність гамма-квантів дозволяє підвищити чутливість, високоенергетичні гамма-кванти мають вищу проникну здатність у водневмісних матеріалах ніж нейтрони [94].

Цікаво також визначити ІВ та \bar{J} та дослідити вищезгадані закономірності для ^{97}Nb , ізотопу ^{95}Nb до якого додані два нейтрони також для широкого діапазону величин $E_{\text{гр}}$. Слід порівняти поведінку ІВ та \bar{J} двох ізотопів ніобію між собою при фотоділенні парно-парного ^{238}U і отримати нові експериментальні дані для ^{97}Nb при фотоділення парно-непарного ^{235}U .

Хоча ізомерні відношення виходів для уламків ^{134}I та ^{133}Te при фотоділення ядер ^{235}U вивчалися для широкого діапазону величин граничної енергії $E_{\text{гр}} = 12, 15, 20$ та 30 МеВ, проте в тих дослідженнях використовувалась радіохімічна методика і пряма гамма-спектрометрія [83-84]. А при використанні такого методу неможливо коректно врахувати підживлення окремих досліджуваних ізомерних пар, оскільки в залежності від часу проведення радіохімічного виділення даного ізотопу, тривалість якого дуже складно контролювати, буде змінюватись доля підживлення за рахунок β -розпаду материнських ядер. Крім того, в цій методиці не враховується підживлення даного ядра за рахунок материнського ядра під час опромінення. А при співрозмірних тривалостях опромінення і розпаду досліджуваних ядер, ця величина може значно перевищувати ймовірність збудження даного ізомера за рахунок ділення [95]. Тому в усіх дослідженнях, описаних у п'ятому розділі використовувалась методика, яка полягала у вимірюванні γ -спектрів безпосередньо після опромінення без радіохімічного виділення. Також чітко фіксувався час опромінення, охолодження і вимірювання, який враховувався при розв'язку системи диференційних рівнянь. Тому при фотоділенні ^{235}U цікаво провести дослідження ізомерних відношень виходів та середніх кутових

моментів ядер ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}}=17$ MeV та порівняти їх з роботами вищезгаданих авторів при $E_{\text{гр}} = 15$ та 20 MeV. У даному випадку буде відкрито два канали ділення – (γ, f) та (γ, nf) і це також буде продовженням раніше проведених досліджень при $E_{\text{гр}}=9.6$ MeV [87].

Цікаво також провести дослідження ізомерних відношень виходів та середніх кутових моментів для ядер ^{233}U та порівняти отримані результати для одних і тих же величин граничної енергії гальмівних γ -квантів та для тих самих фрагментів ділення з даними для ^{235}U .

Викликає також певний інтерес вивчення IB та \bar{J} для трансуранових ядер ^{239}Pu при $E_{\text{гр}} = 18$ MeV та ^{237}Np при $E_{\text{гр}} = 9.8, 17$ та 18 MeV. У цьому випадку при $E_{\text{гр}} = 17$ та 18 MeV відкриті два канали ділення: (γ, f) та (γ, nf) , а при $E_{\text{гр}} = 9.8$ MeV лише (γ, f) . При цьому можна також оцінити вплив ядер, що діляться на імовірності утворення уламків, оскільки ^{239}Pu є парно-непарним а ^{237}Np - непарно-парним. Дослідження ^{239}Pu продовжить раніше проведenu роботу при $E_{\text{гр}} = 9.8$ MeV [87].

Цікаво також вивчити поведінку ізомерних відношень та середніх кутових моментів ізотопів ксенона - ^{133}Xe та ^{135}Xe при фотоподілі стандартного для атомної енергетики ^{238}U гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні граничних енергій – від 6.25 до 18 MeV з точки зору впливу різних каналів ділення.

Слабо дослідженим залишається також фотоділення непарно-парного ^{241}Am в широкому діапазоні величин енергії гальмівних γ -квантів, особливо легкі уламки ділення.

Усі вищезгадані задачі будуть цілями досліджень п'ятого розділу даної роботи.

1.4 Дослідження атомно-ядерних процесів

Збудження ядра за допомогою електронних переходів - це процес, під час якого будь-який атомний перехід резонансно збуджує власне ядро. В цьому

розумінні даний процес зворотній внутрішній електронній конверсії. Він виникає у випадку близьких величин енергії атомних та ядерних переходів і однакових мультипольностей. Основною складністю експериментального детектування ЗЯЕП є пошук ядра, що має атомний та ядерний переходи близькі за величиною енергії. На сьогоднішній день лише два ядра - ^{197}Au і ^{193}Ir є гарними кандидатами для експериментального спостереження ЗЯЕП, оскільки різниця в величинах енергії між вищезгаданими переходами є нижчою 120 еВ [96]. Ще більш унікальним є ізомер $^{178\text{m}2}\text{Hf}$, для якого заявлена різниця складає 6 еВ що є предметом дискусії [97]. По-перше, ЗЯЕП не був експериментально підтверджений жодною іншою дослідницькою групою [63] і по-друге, відповідний ядерний рівень в ^{178}Hf може бути заселений лише при заповненні вакансії L3 в електронній оболонці. А цей процес ще ніколи не спостерігався експериментально.

ЗЯЕП в ядрах ^{197}Au вперше спостерігався в 2000 році на установці SPring-8 [98] і був повторений у 2006 році [99] з набагато вищою точністю. Моніторинг величин енергії бомбардуючих фотонів показав, що події ЗЯЕП мали місце до величини енергії, яка на 40 ± 2 еВ перевищує граничну енергію К-краю. Фактично, згідно із доступною ядерною інформацією [100] неспівпадання у величинах енергії між відповідним ядерним ($3/2^+$, 0 кеВ \Rightarrow $1/2^+$, 77.351 кеВ) та атомним ($3S_{1/2}$, 3.425 кеВ \Rightarrow $1S_{1/2}$, 80.725 кеВ) переходами складає 51 еВ. При цьому похибка табульованого значення енергії першого збудженого стану в ^{197}Au рівна 2 еВ [96].

Усі спроби розв'язати дану неузгодженість [101] не привели до успіху і тому необхідно продовжувати експерименти щодо покращення точності вимірювання величини енергії першого збудженого стану в ^{197}Au . Це буде однією з цілей шостого розділу даної роботи.

Не згасає інтерес до вивчення розпаду ізомерного стану $K^\pi = 23/2^-$ в ^{177}Lu ($T_{1/2} = 160.44$ доби). Про це свідчать чотири статті, опубліковані з лютого 2012 по лютий 2013 рр. різними групами авторів [102-105]. Не дивлячись на піввікові дослідження, не вдалося отримати вичерпні відповіді про гілки

розпаду ізомерного стану, інтенсивності γ -переходів та коефіцієнти внутрішньої конверсії [106].

До недавнього часу вважалось, що розпад триквазічастинкового ізомерного стану $\pi 7/2^+[404] \nu(7/2^-[514], 9/2^+[624])$ в ^{177}Lu відбувається як на рівень $17/2^+$ ротаційної смуги основного стану ^{177}Lu за допомогою К-забороненого 116 кеВного Е3-переходу, так і через β -розпад на ізомерний стан $K^\pi = 23/2^+\pi(7/2^+[404], 9/2^-[514]) \nu 7/2^-[514]$ в ^{177}Hf . Останній розряджається К-забороненим М1-переходом з енергією 14 кеВ на рівень $21/2^+$ ротаційної смуги одноквазічастинкового стану $\nu 9/2^+[624]$ ^{177}Hf та К-забороненим Е2-переходом з енергією 229 кеВ на рівень $19/2^+$ тієї ж смуги. Спостерігається також розрядка К-забороненим Е1-переходом з енергією 55 кеВ на рівень $21/2^-$ ротаційної смуги основного стану ^{177}Hf (див. рис. 1.2). Авторам роботи [102] вдалося ідентифікувати нові гілки розпаду ізомерного стану $K^\pi = 23/2^-$ на рівні $17/2^-$ та $15/2^-$ ротаційної смуги одноквазічастинкового стану $\pi 9/2^-[514]$ ^{177}Lu з інтенсивностями нижчими 0.1%, що дозволило отримати цікаві дані про характеристики К-заборонених М3- та Е4-переходів [106].

$^{177\text{m}}\text{Lu}$ – це перспективне ядро для пошуку аномалій в коефіцієнтах внутрішньої конверсії К-заборонених γ -переходів. Гамма-переходи, які супроводжують його розпад, мають високий ступінь заборони по К. Усі вони загальмовані порівняно з одностинковими оцінками Вайскопфа, і для них можливі аномалії в КВК, зумовлені ефектом проникнення. Оскільки спостережувані при цьому відхилення КВК від їх стандартних табличних значень в більшості випадків невеликі, необхідно проводити прецизійні вимірювання, які можна виконати лише за допомогою β -спектрометрів високої роздільної здатності. Такі дані, на жаль, на сьогоднішній день практично відсутні. В роботах [107-108] для переходів $\gamma 116$ і $\gamma 229$ кеВ були виявлені незначні – біля (5–10) % – розходження експериментальних і теоретичних значень КВК. Їх не вдається пояснити домішками інших мультипольностей тієї ж парності і, можливо, це свідчить про вплив внутрішньоядерної конверсії. Автори роботи [104] виміряли коефіцієнти внутрішньої конверсії на К-, L- та

М-оболонках для 32 γ -переходів за допомогою β -спектрометра типу міні-апельсин, проте досягнута точність не перевищує 5% що недостатньо для

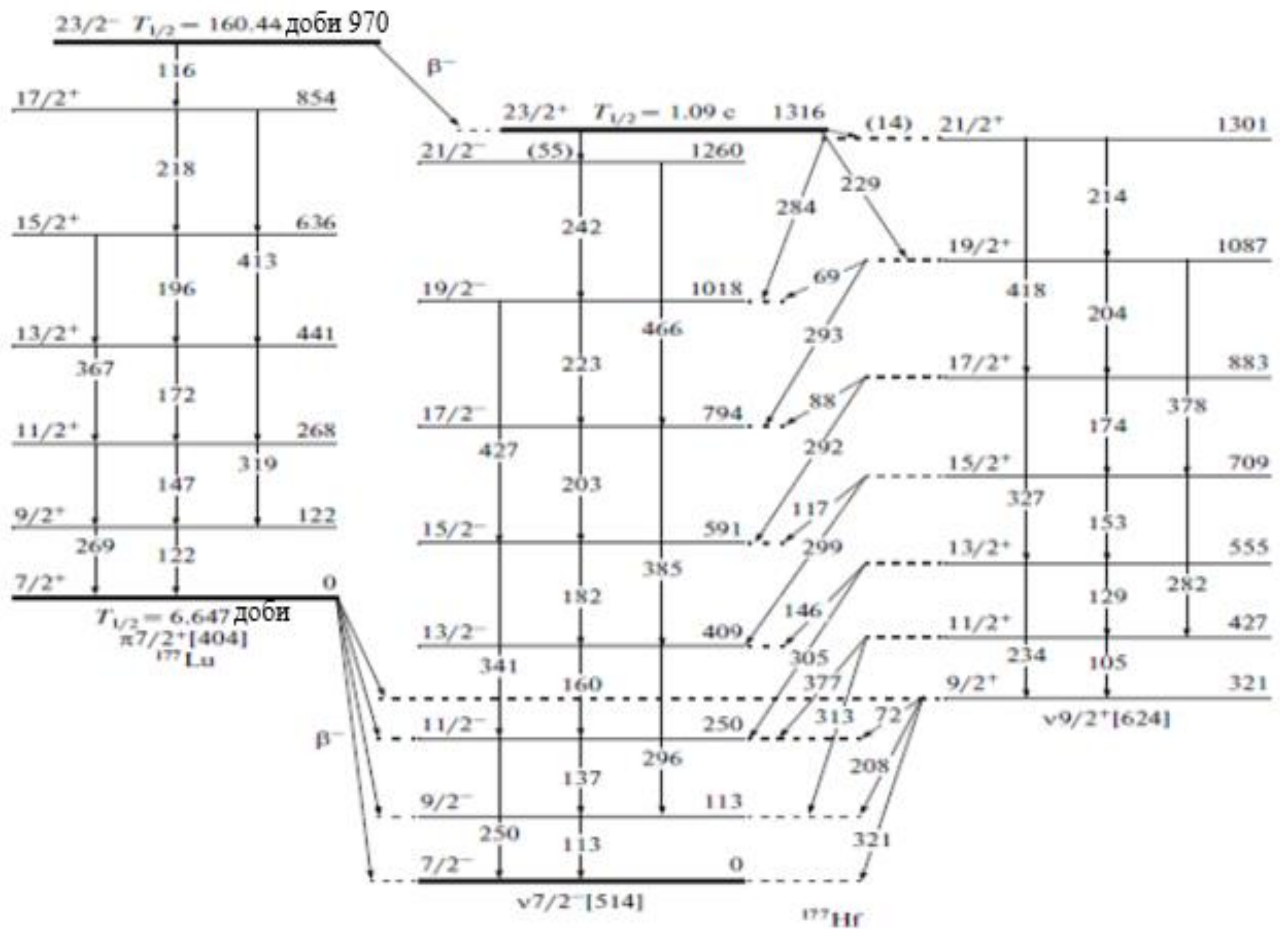


Рис. 1.2 Фрагмент схеми розпаду ^{177m}Lu [106]. Позначення переходів і їх розташування в схемі розпаду відповідають [102].

пошуку аномалій в КВК.

Можна спробувати визначити з високою точністю повні КВК γ -переходів з балансу інтенсивностей відповідних рівнів. Проте, хоча інтенсивності сильних γ -променів відомі з похибкою (2–5)% [109], існують суттєві розходження в оцінках інтенсивностей деяких слабших ліній. Точність же визначення інтенсивностей γ -переходів в області величин енергії нижче 100 кеВ (за виключенням $\gamma 71$ кеВ, яка належить розпаду дочірнього ^{177}Lu) не перевищує (10–35) %. Не кращі справи і з вимірами рентгенівського спектра ^{177m}Lu , тому на порядку денному сьогодні стоїть питання прецизійних досліджень

низькоенергетичної області γ -спектру ^{177m}Lu . Дослідження, які будуть виконані у шостому розділі покликані прояснити суперечливі питання в цій області.

На рисунку 1.2 показано три γ -переходи, які супроводжують розпад ізомерного стану з $T_{1/2} = 160.44$ дні в ^{177}Lu : γ_{55} , γ_{116} , і γ_{229} кеВ. Усі вони є забороненими згідно одночастинкових оцінок і отже можливі аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії для цих переходів, спричинені ефектами проникнення.

Ефект проникнення, чи внутрішньоядерна конверсія в теорії внутрішньої конверсії – це поправка в КВК, яка виникає, коли електромагнітні потенціали (виникають при переході ядра з одного збудженого стану на інший) розраховані для точкоподібного ядра заміняються потенціалами для ядра певних розмірів [110]. Він був врахований в таблицях Банда і Тражсковської [111], де використовується модель поверхневих струмів Сліва [112]. Проте ефект проникнення був проігнорований в табуляціях Хагера та Зельтцера [113] і Ресола та ін. [114], які базувалися на непроникній моделі Роуз [115].

Величина ефекту залежить від параметра проникнення λ . Як визначено в [116], λ – це відношення безрозмірного проникнення до емісії матричних елементів. Матричний елемент внутрішньоядерної конверсії відрізняється від матричного елемента випромінювання як формою інтегралу, так і межами інтегрування. Це призводить до різних правил відбору матричних елементів для γ -випромінювання та внутрішньоядерної конверсії [116].

Для незаборонених переходів внесок матричних елементів проникнення в КВК змінюється від $\sim 0.01\%$ (для усіх, за виключенням M1- та M2-переходів в легких елементах) до $\sim 15\%$ (для M1 переходів в надважких елементах) [117].

Ефект проникнення має суттєвий вплив на сильно заборонені переходи і тому в теоретичні КВК в даному випадку слід вносити відповідні поправки [118-120]. Заборонений характер γ -переходу означає зниження відповідного радіаційного матричного елемента. Отже, внесок внутрішньоядерної конверсії може домінувати і визначати величину КВК даного переходу. При цьому необхідно, щоб правила відбору, які спричиняють зниження імовірності

γ -випромінювання не впливали на імовірність внутрішньоядерної конверсії [105]. Крім того, в деяких випадках, так звані «випадкові» заборонені M1-переходи (I-заборона) існують (див., наприклад, роботу [121]). КВК аномальні також у випадку заборони внаслідок правил відбору для асимптотичних квантових чисел в деформованих ядрах, оскільки ці правила для матричних елементів γ -емісії та внутрішньоядерної конверсії є різними [118].

Існування аномалій в КВК для K-заборонених переходів пояснюється домішками квантового числа K в хвильових функціях початкового та кінцевого станів. Ці домішки дозволяють конверсійні переходи згідно правил відбору для асимптотичних квантових чисел, в той час як γ -перехід є забороненим. В цьому випадку спостерігаються аномалії в КВК, спричинені ефектом проникнення. Якщо правила відбору для конверсійного переходу та γ -переходу є ідентичними, то аномалії відсутні [105].

На сьогоднішній день доволі складно оцінити ці домішки кількісно і тому важко робити прогноз аномалій в КВК для певного K-забороненого переходу. Певна систематика по K-забороненим E1-переходам доступна в [122]. Для K-заборонених E2-переходів існують лише окремі дані про аномалії в КВК, спричинені ефектами проникнення. А для переходів вищих мультипольностей не протабульовані навіть коефіцієнти проникнення, які необхідні для визначення параметрів проникнення з експериментальних даних.

Так, Артамонова та ін. [123] проаналізувавши експериментальні дані про аномалії в КВК для K-забороненого E1-переходу з енергією 19.39 кеВ з розпаду ^{171}Lu змогли визначити амплітуду домішок в число K в ядерних хвильових функціях станів ^{177}Yb . Дана робота є прикладом того, як вивчення аномалій в КВК дозволяє простішим способом отримати інформацію про особливості структури ядра і склад хвильових функцій. В загальних випадках ця інформація отримується при проведенні доволі складних експериментів [105].

Повний КВК E1-переходу з енергією 55 кеВ можна оцінити з балансу інтенсивностей збудженого рівня ^{177}Hf з енергією 1260 кеВ та $J^\pi = 21/2^-$. Аналізуючи схему розпаду $^{177\text{m}}\text{Hf}$ (дивись рис. 1.2) видно, що цей рівень

заселяється за допомогою 55 кеВного γ -кванту і розпадається двома внутрішньосмуговими переходами з величинами енергії 242 та 466 кеВ, які мають мультипольності M1- та E2-, відповідно. Інтенсивності сильних γ -ліній відомі з точністю (2–5)% [109], але існують неспівпаданя в оцінці інтенсивностей деяких слабших ліній, таких як 55 кеВ (див., наприклад, роботи [124,104]). Тому цікаво пролити світло на ці неузгодженості, і отримати величину повного КВК E1-переходу з енергією 55 кеВ з високою точністю [105]. Це буде одним із завдань шостого розділу даної роботи.

Розпад ^{120}Sb також надає рідку можливість дослідити ефекти проникнення в E1- та E2-переходах, оскільки в процесі цього розпаду заселяються збуджені стани ^{120}Sn , які в свою чергу розпадаються загальмованими E1- і E2-переходами. Слід відмітити, що загальмованість E2-переходу в цьому ядрі є доволі унікальним випадком серед усіх ядер.

Вивчення ефектів проникнення є унікальним способом отримання інформації про внутрішньоядерні конверсійні матричні елементи. Ці дані дозволяють визначити такі ядерні характеристики як перехідні тороїдні моменти, третій вид мультипольності – поперечно-електричний та g_S -фактори зв'язаних нуклонів [125].

На поперечно-електричні моменти звернув увагу Зельдович у 1957 році [126] і назвав ці моменти анапольними. Анаполь володіє наступними властивостями: його поле зосереджене лише всередині області струмів, які його створюють а взаємодія з зовнішніми струмами можлива у випадку їх проникнення всередину анаполя. Класичним аналогом анаполя є тороїд з провідником зі струмом, який його оточує (див. рис. 1.3). Якщо помістити його в електроліт зі струмом, то виникне обертальний момент, який повертає тор.

Пізніше Дубовик та Чешков [127] розглянули послідовне рішення задачі про мультипольний розклад та ввели набір з трьох мультипольних сімейств, які характеризують систему електричних q_{LM} , магнітних m_{LM} і тороїдних t_{LM} моментів. Будь-яка система струмів та зарядів характеризується набором чотирьох величин: розподілом густини зарядів ρ та трьома компонентами

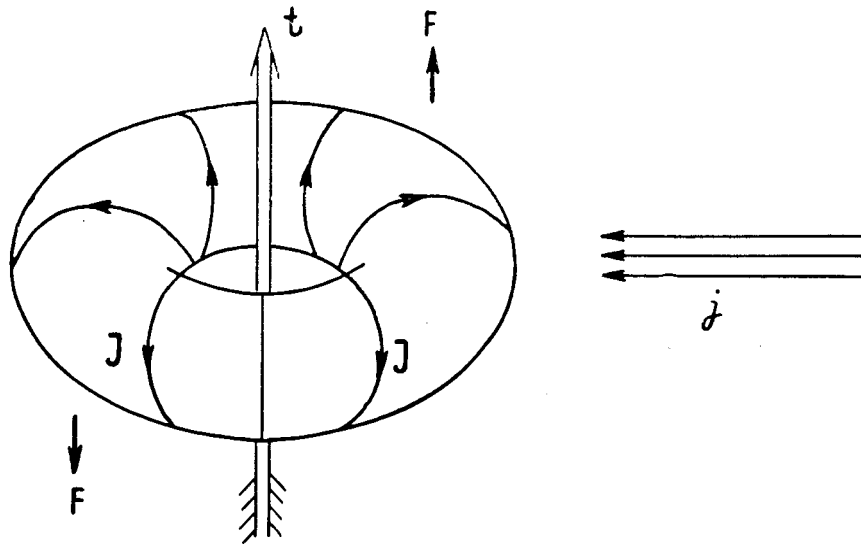


Рис. 1.3 Конфігурація струмів J , які утворюють дипольний тороїдний момент t . Зовнішній струм j ; пара сил F створює механічний момент, який діє на тороїд [127]

розподілу густини струмів J . Оскільки ρ та J зв'язані рівнянням неперервності, при мультипольному розкладанні залишаються три незалежних момента системи при кожному L . При $L=1$ тороїдний момент подібно анаполю Зельдовича визначає поле нескінченно малого замкненого соленоїда [127].

В теорії γ -випромінювання, як правило, використовують довгохвильове наближення ($kR \ll 1$, $k = \omega/c$ – хвильове число), що призводить до втрати тороїдних моментів, оскільки їх внесок пропорційний $(kR)^2$.

Статичні електромагнітні моменти тороїдного типу (при L непарному) частинки та ядра можуть мати лише в тому випадку, якщо просторова (а при L -парному – і часова) парність не зберігається. Існування ж перехідних тороїдних моментів ніяким законам збереження не суперечить, аналогічно тому, як відсутність статичних дипольних електричних моментів у ядер та частинок з причини збереження парності не суперечить тому, що існують електричні дипольні переходи в атомах та ядрах [127].

Тороїдний момент вносить певний вклад в імовірність гамма-випромінювання електричної мультипольності, причому основна його частина була врахована в теорії гамма-випромінювання ще Блаттом та Вайскопфом [128]. Проте знайти цей внесок з експеримента, наприклад, з вимірювань тривалості життя відносно гамма-випромінювання практично неможливо.

Як уже відмічалось, головна особливість тороїдного розподілу струмів полягає в тому, що обертальний момент та енергія взаємодії струмів j та J виникають лише у випадку проникнення зовнішнього струму j всередину замкнутого соленоїда зі струмом J . Звідси впливає очевидний зв'язок тороїдних моментів з ефектом проникнення у внутрішній конверсії [127].

Нехай під час ядерного переходу в ядрі збуджуються осцилюючі ядерні струми переходу такої ж конфігурації, як струм J на Рис. 1.3, чи ж проекції спінів нуклонів, які беруть участь в ядерному переході, осцилюють, залишаючись складеними в кільце по круговій осі в ядрі. Тоді енергія взаємодії цієї системи нуклонних магнітів та ядерних струмів зі струмом атомного електрона, який в процесі конверсії проникає всередину ядра, вже не описується виразами, які включають оператори звичайного електричного чи магнітного дипольних моментів. Іншими словами, зв'язується ядерний матричний елемент M_e , не пропорційний матричному елементу гамма-випромінювання U_γ . Зміна спіну та парності ядра при переході, який пов'язаний з тороїдним моментом, така ж, як при електричному переході тієї ж мультипольності EL . Але модельні правила відбору (т.б. правила відбору за модельними квантовими числами K , L , Σ , сеньориті, ізоспін і т.п.) можуть бути для них різними. І якщо гамма-випромінювання за рахунок звичайного електричного перехідного мультипольного моменту заборонено модельними правилами відбору, то для конверсії за рахунок перехідного тороїдного моменту модельної заборони може і не бути, і тоді виникає аномалія в КВК. Вимірявши експериментально величину КВК, можна визначити величину перехідного тороїдного моменту [127].

Існування перехідних тороїдних моментів в ядрах аналізувалось в роботах [126-127]. В роботі [129] отримані вирази, які зв'язують величини тороїдних моментів переходів зі значеннями ядерних параметрів проникнення λ (детально про ефект проникнення при внутрішній конверсії γ -квантів написано в [118]). Показано, що за рахунок перехідного тороїдного моменту може існувати значний внесок в γ -випромінювання поперечно-електричної мультипольності, який може досягати 10% [129].

Тому викликає значний науковий інтерес проведення дослідження розпаду ^{120}Sb на збуджені стани ^{120}Sn , ряд яких розпадається з випромінюванням загальмованих E1- та E2-переходів. З вимірювань одиночного γ -спектра та спектрів $\gamma\gamma$ - і $K_{X\gamma}$ -збігів цікаво отримати повні коефіцієнти внутрішньої конверсії та КВК на K-оболонці для загальмованих E1- та E2-переходів. Дане дослідження буде однією з цілей шостого розділу.

Не дивлячись на те, що ізоtop ^{115}In представлений в природній суміші елементів в значній кількості $\delta = 95.719(52)\%$ [130], він є нестабільним відносно бета розпаду. Ядерний розпад $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$ характеризується одним з найдовших періодів напіврозпаду для спостережуваних одиночних β^- розпадів: $T_{1/2} = 4.41(25) \times 10^{14}$ р. [131-132] (для переходу з основного на основний стани). До 2005 року цей розпад вважався на 100 % розпадом з основного на основний стани. Проте в 2005 р. вперше спостерігався перехід на перший збуджений рівень ^{115}Sn [133-134] при вимірюванні зразка металічного індію масою 929 г. протягом 2762 годин за допомогою γ -спектрометра, зібраного на базі 4 HPGe-детекторів (об'ємом 225 см^3 кожен). Дане обладнання було встановлено в підземній національній лабораторії м. Гран Сассо (Італія, 3600 м водного еквіваленту) [135]. Виміряна імовірність розпаду склала $b = (1.18 \pm 0.31) \times 10^{-6}$, що відповідає парціальному періоду напіврозпаду $T_{1/2} = (3.73 \pm 0.98) \times 10^{20}$ р. [133]. Різниця атомних мас Δm_a між ^{115}In та ^{115}Sn (яка рівна енергії Q_β , що випромінюється при β -розпаді ^{115}In) на момент проведення вимірювань [133] була відома з досить низькою точністю: $Q_\beta = 499 \pm 4 \text{ keV}$ [136]. Однак в 2009

році вона була переміряна з надзвичайно високою точністю: $Q_\beta = 497.489 \pm 0.010$ кеВ [137]. Враховуючи величину енергії першого збудженого стану ^{115}Sn рівну $E_{\text{exc}} = 497.334 \pm 0.022$ кеВ [132], виділення енергії в розпаді $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}^*$ рівне $Q_\beta^* = 155 \pm 24$ еВ. Це найнижча відома величина Q_β серед усіх експериментально спостережуваних β -розпадів, за ним йде $Q_\beta = 2.467 \pm 0.002$ кеВ для ^{187}Re [138]. На рис. 1.4 показана схема розпаду $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$ [135].

Дані роботи [133] підтвердились в експерименті зі зразком індію масою 2556 г., проведеному в підземній лабораторії НАДЕS (Бельгія, 500 м. водного еквіваленту) на γ -спектрометрі, зібраному на базі 3 HPGe-детекторів. Отримані значно точніші періоди напіврозпаду: $T_{1/2} = (4.1 \pm 0.6) \times 10^{20}$ р. [139] та $T_{1/2} = (4.3 \pm 0.5) \times 10^{20}$ р. [140].

Як було повідомлено в роботах [133-134], β -розпад з такою низькою

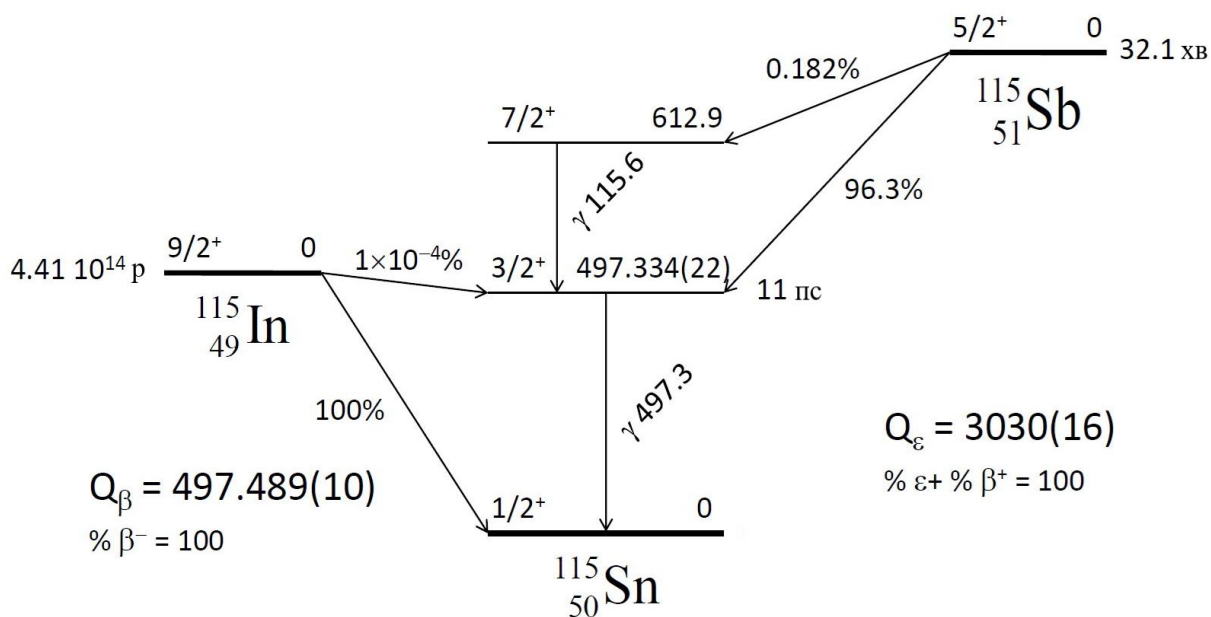


Рис. 1.4 Схема розпаду ^{115}In та фрагмент схеми розпаду ^{115}Sb з її головною гілкою на збуджений рівень ^{115}Sn з енергією 497.3 кеВ. Величини енергії позначені в кеВах. Інформація з [132,137].

величиною Q_β потенціально можна використовувати для обмеження (чи вимірювання) маси нейтрино. При цьому проводиться пошук відхилення

експериментальної форми β -спектру від теоретичної. Остання була розрахована в роботі [141], з припущенням про двічі заборонений унікальний перехід ($\Delta J^{\Delta\pi} = 3^+$). При цьому форма β -спектру відрізнялась від дозволеної. Період напіврозпаду процесу $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}^*$ був розрахований в [139,142] в залежності від величини Q_{β}^* . Проте при $Q_{\beta}^* = 155 \pm 24$ еВ [137] неспівпадіння між теорією та експериментом досягло порядку за величиною, що, імовірно, пов'язано із атомними ефектами. Вони не враховувались в теоретичних розрахунках, оскільки при низьких величинах енергії про ці ефекти існує мало інформації.

Перелік потенціально цікавих кандидатів з низькими величинами Q_{β}^* наведено в [143-146]. Але, слід мати на увазі, що дані розпади все ще не спостерігалися і величини Q_{β} відомі з поганою точністю (~ 1 кеВ чи гірше).

В розпаді $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}^*$ похибка 24 еВ переважно складається з похибки 22 еВ величини енергії першого збудженого рівня ^{115}Sn : $E_{\text{exc}} = 497.334(22)$ кеВ [132].

Тому склалася дивна ситуація, яка полягає в тому, що відомі абсолютні величини мас ^{115}In і ^{115}Sn (які ~ 100 ГеВ) та їх різниця з кращою точністю ніж енергія збудженого рівня ~ 0.5 МеВ. Очевидно, що тепер необхідно покращити точність вимірювання величини енергії першого збудженого стану в ^{115}Sn .

Недавно ця енергія була виміряна з використанням ядерної реакції $^{114}\text{Sn}(n,\gamma)^{115}\text{Sn}$ на холодних нейтронах на мішені олова вагою 30 мг, який був збагачений ізотопом ^{114}Sn до 70%. Величина енергії збудженого рівня склала $E_{\text{exc}} = 497.316 \pm 0.007$ кеВ, і відповідно $Q_{\beta}^* = 173 \pm 12$ еВ [147].

Необхідно продовжити дані вимірювання, використовуючи інший підхід. Виходячи з вищевикладеного, одним із завдань шостого розділу було дослідження розпаду радіоактивного ^{115}Sb ($T_{1/2} = 32$ хв), який напрацьовується в реакції $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ при опроміненні зразка олова збагаченого ^{115}Sn до рівня 50.7%. ^{115}Sb розпадається переважно на 497 кеВний рівень ^{115}In ($\simeq 96\%$) і це гарантує необхідну статистичну точність досліджуваних піків.

Висновки до розділу 1

В першому розділі представлений огляд літературних даних за темою досліджень, показуються переваги заселення довгоживучих ізомерних станів при вивченні механізмів перебігу ядерних реакцій та структури збуджених рівнів ядер в області неперервного спектра.

При вивченні фотоядерних реакцій вказано на переваги низькоенергетичних фотонів ($E \leq 30$ MeV) порівняно з іншими частинками, наголошується на тому, що раніше проведені дослідження зосереджувались, в основному, в районі білямагічних ядер і при значеннях енергії γ -квантів в області гігантського дипольного резонансу. Біляпорогова і зарезонансна області енергії досліджені значно гірше, особливо для тих ядер які мають високоспінові ізомерні рівні. Вказується на важливість подібних досліджень для розуміння механізмів ядерних реакцій і структури збуджених рівнів. Також наголошується на важливості дослідження реакцій з вильотом заряджених частинок, зважаючи на малу кількість інформації для (γ, p) -реакцій і майже повну її відсутність для (γ, α) -каналу.

При огляді реакцій з протонами, дейтронами, альфа-частинками і нейтронами привертається увага також на недостатність інформації як в біляпороговій області, так і в області середніх енергій особливо при заселенні високоспінових K-ізомерних станів. Перераховуються значення енергії бомбардуючих частинок та нукліди, для яких раніше вже були отримані експериментальні дані з ізомерних відношень та перерізів. Вказується на важливість продовження вивчення заселення згаданих нуклідів для інших значень енергії бомбардуючих частинок.

При огляді ділення важких ядер акцентується увага на важливості отримання інформації про середні кутові моменти фрагментів ділення для глибшого розуміння динаміки ділення. Вказується на незначну кількість інформації про середні кутові моменти для фрагментів фотоділення.

Привертається увага до того, що процеси ядерного поділу вивчаються тривалий час, проте до сьогодні існують невирішені питання стосовно його динаміки. Вказано, що для дослідження зміни властивостей ядер при переході від сідлової точки до точки розриву важливим є визначення кутових моментів фрагментів поділу. Наприклад, в рамках краплинної моделі ядра, виникнення великих кутових моментів пояснюється збудженням мод, пов'язаних із обертанням уламків поділу. Зокрема, збільшення кутових моментів у порівнянні із материнським компаунд-ядром, може свідчити про наявність механізмів розкручування фрагментів за рахунок дії кулонівських та ядерних сил після розриву ядра, що ділиться. Одним із методів визначення кутових моментів фрагментів поділу є метод ізомерних відношень.

При огляді робіт з точного визначення енергії збуджених станів певних ядер вказується на важливість цієї роботи з точки зору усунення невідповідностей у величинах енергії як для процесу ЗЯЕП в ядрах ^{197}Au , так і для β -розпадів з найнижчими Q -величинами. Існує значна різниця між даними різних експериментальних груп. Ці β -розпади потенційно можна використовувати для обмеження (чи вимірювання) маси нейтрино шляхом пошуку відхилення експериментальної форми β -спектру від теоретичної. Також підкреслюється недостатність інформації про аномальні КВК як для важких деформованих ядер, так і для сферичних ядер з середніми масовими числами. А ці дані дозволять пролити світло на ефекти проникнення.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1 Аналіз методів дослідження збуджених станів ядер і механізмів перебігу ядерних реакцій

Гамма-переходи в системі збуджених рівнів кожного ядра діляться на три типи (див. рис. 2.1) [148].

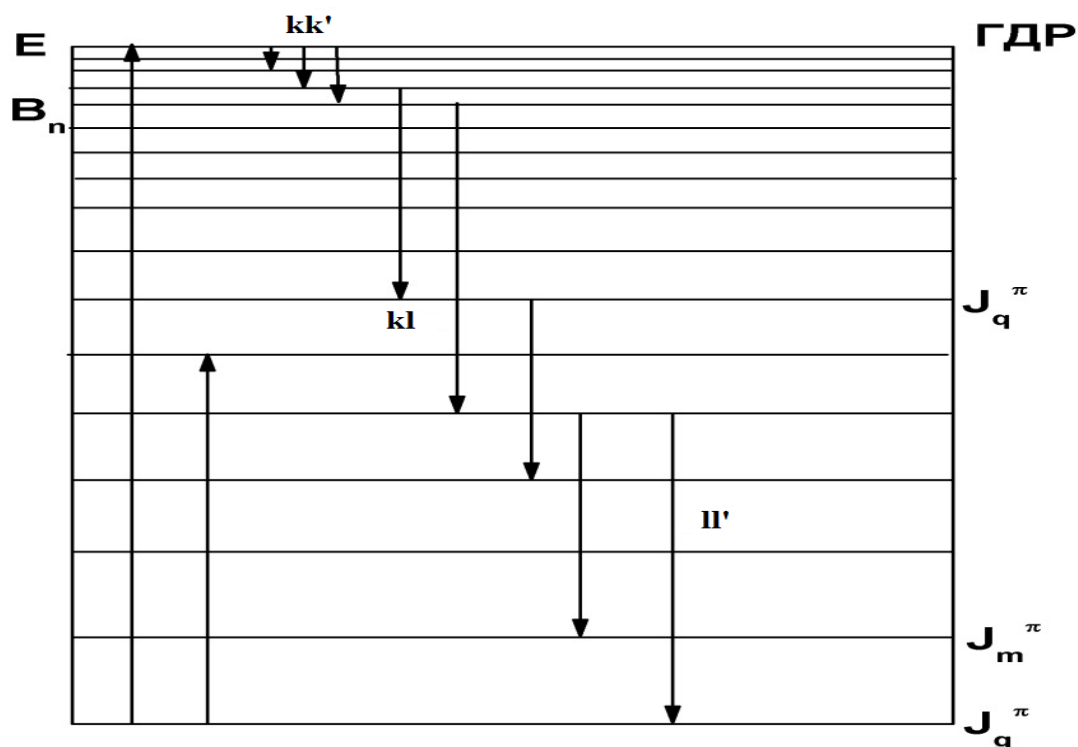


Рис. 2.1 Схема розрядки збуджених рівнів

Тут, kk' - переходи між високозбудженими станами ядра з неперервного спектру (k - початковий, k' - кінцевий рівні); kl - переходи між високозбудженими k - і дискретними l -рівнями, розташованими при низьких енергіях збудження; у випадку, якщо l - є першим чи другим збудженими станами ядра то подібні переходи називаються ядерним раман-ефектом; II' - переходи між дискретними низькорозташованими рівнями, де l - початковий, а l' - кінцевий стани переходу; V_n , E - енергія відділення нейтрону, та ГДР, відповідно; J_g^π , J_m^π , J_q^π - спіни та парності основного, ізомерного та деякого дискретного рівня, відповідно [148].

На сьогоднішній день переходи $11'$ вивчені в різних реакціях і по ним існує багато інформації [149]. Вона була отримана з використанням широкого набору методів ядерної спектроскопії [150]. Дані про переходи kk' отримують, досліджуючи реакції $(n,\gamma'\alpha)$, $(n,\gamma'f)$ і інші [151]. Переходи типу $k1$ вивчають в (n,γ) -реакціях, ядерній резонансній флуоресценції та в ядерному раман-ефекті. При цьому розрізняють два типи експериментів: на пучку і поза пучком. Експеримент поза пучком проводиться в два послідовних етапи: перший - отримання радіоактивних ядер за допомогою будь-якої базової фізичної установки, другий - транспортування досліджуваних ядер в спеціалізовану лабораторію для вивчення радіоактивних перетворень, складу і характеристик квантів чи частинок, які випромінюються при розпаді. Кожний з цих етапів експерименту поза пучком виконується незалежно. Але методи поза пучком можуть бути використані лише для вивчення довгоживучих радіоактивних ядер, які не встигають розпастися за час транспортування від прискорювача до вимірювального приладу [150].

В досліджах на пучку обидва етапи експерименту по отриманню і вивченню радіоактивних ядер тісно взаємозв'язані. В цьому випадку пристрій для опромінення мішені на пучку прискорювача з метою отримання радіоактивних ядер, вимірювальна апаратура і обладнання для транспортування представляють собою єдиний експериментальний комплекс. Наявність технічних засобів для транспортування радіоактивних ядер з-під пучка до спектрометра необов'язкова, оскільки спектрометр може бути розташований на такій відстані від опроміненої мішені, що частинки чи γ -кванти, які супроводжують розпад радіоактивних ядер, досягають його природнім шляхом [150]. В таких експериментах часто використовуються імпульсні пучки прискорювачів: при цьому часовий проміжок між імпульсами струму пучка використовується для дослідження наведеної активності. З широкого різноманіття методів на пучку можна виділити метод гелієвого струменя, повільну і швидку техніку імпульсного пучка. Одним з найбільш поширених методів, є метод гелієвого струменя, який успішно використовується для

вивчення розпаду короткоживучих активностей. Його суть полягає у тому, що радіоактивні ядра, які напрацьовуються в реакції при опроміненні на прискорювачі, вибиваються з тонкої мішені під дією сили віддачі та зупиняються у газовому гелієвому потоці. Цей струмінь омиває мішень і переміщує вибиті радіоактивні ядра до поглинача, розташованого неподалік від детектора на певній відстані від осі пучка. Тривалість транспортування в такій системі нижча 1 мс, тому з її використанням можна досліджувати лише активності з періодом напіврозпаду ~ 1 мс. При цьому мішень опромінюється неперервним пучком від прискорювача [150].

Техніка імпульсного пучка також широко застосовується при дослідженні короткоживучих активностей. Якщо опромінювати тонкі мішені важкими частинками, то синтезовані радіоактивні ядра віддачі внаслідок значного імпульсу в напрямку первинного пучка вилітають з мішені та можуть бути зібрані на змонтованому позаду неї колекторі. Під час паузи між імпульсами струму прискорювача вивчають розпад радіоактивних ядер, зібраних на колекторі. Нижня межа тривалостей $T_{1/2}$, доступних для вивчення активностей залежить від часу прольоту ядер віддачі від мішені до колектора та від ширини заднього фронту імпульсу струму пучка частинок від прискорювача [150]. Основний внесок дає тривалість прольоту, яка і визначає нижню межу часу життя доступного для дослідження радіоактивних ядер. Цей час знаходиться в межах декількох десятків наносекунд. Це так звана повільна техніка імпульсного пучка. Якщо використовувати товсті мішені, в яких ядра віддачі повністю зупиняються, то нижня межа часу життя доступного для вивчення активностей визначається лише часовою шириною заднього фронту імпульсу струму пучка прискорювача, яка не перевищує декількох наносекунд. Дана методика називається швидкою технікою пульсуючого пучка. Найкращі фонові умови вимірювань при дослідженні розпаду досягаються в експериментах поза пучком. А в експериментах на пучку дані умови значно гірші [150].

Серед перерахованих експериментів ні в одному не можна отримати повної картини розвитку каскаду γ -переходів, т.б. здобути інформацію про те, які

переходи і з якою ймовірністю реалізуються в каскаді в процесі зняття збудження атомного ядра в областях, де $\Gamma \ll D$ і $\Gamma \geq D$. Тут Γ – невизначеність енергії збудженого рівня, D – енергетичний інтервал між рівнями.

Порівнюючи існуючі теоретичні моделі стає зрозуміло, що не існує послідовного підходу, який описує перерізи захоплення різних бомбардуючих частинок, пружного та непружного розсіянь, радіаційні і повні ширини збуджених рівнів, радіаційні силові функції та інші характеристики ядер в усьому діапазоні енергії збудження. Особливо це стосується області енергії поблизу порогу фотонуклонних реакцій. Заселення ізомерних та основних станів переважно успішно описується в статистичних моделях. А оскільки в заселення цих станів внесок можуть давати переходи усіх трьох типів то, досліджуючи перерізи утворення ізомерних чи основних рівнів можна здобувати інформацію про увесь діапазон збуджених станів ядра [1].

Виходячи з усього вищевикладеного, для вивчення структури збуджених рівнів та механізмів перебігу ядерних реакцій був вибраний активаційний метод, експерименти поза пучком та вимірювання перерізів(виходів) і ізомерних відношень. Ізомерні відношення перерізів(виходів) - це відношення перерізів(виходів) заселення ізомерного і основного рівнів. Якщо переріз(вихід) утворення ядра в основному стані позначити як $\sigma_g(Y_g)$, переріз(вихід) утворення ядра в ізомерному стані як $\sigma_m(Y_m)$, а повний переріз(вихід) $\sigma_0 = \sigma_g + \sigma_m$ ($Y_0 = Y_m + Y_g$), то ізомерне відношення можна визначити двома способами: 1) $\frac{\sigma_m}{\sigma_g} \left(\frac{Y_m}{Y_g} \right)$; 2) $\frac{\sigma_m}{\sigma_0} \left(\frac{Y_m}{Y_0} \right)$. Співвідношення між цими величинами [2]:

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \frac{\sigma_m/\sigma_0}{1-\sigma_m/\sigma_0}; \quad \frac{Y_m}{Y_g} = \frac{Y_m/Y_0}{1-Y_m/Y_0}$$

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_0} = \frac{\sigma_m/\sigma_g}{1+\sigma_m/\sigma_g}; \quad \frac{Y_m}{Y_0} = \frac{Y_m/Y_g}{1+Y_m/Y_g}$$

Також часто в якості ізомерного відношення замість величини $\frac{\sigma_m}{\sigma_g}$ використовується $\frac{\sigma_h}{\sigma_1} \left(\frac{Y_h}{Y_1} \right)$, де $\sigma_h(Y_h)$, $\sigma_1(Y_1)$ – перерізи(виходи) утворення ядер в стані з високими і низькими спінами, відповідно. Це викликано тим, що для окремих ядер спін ізомерного рівня нижчий спіна основного стану [2]. Також для ядер, в яких є більше одного ізомерного рівня при вивченні ізомерного відношення величину σ_g не можна використовувати. Тому відношення $\frac{\sigma_h}{\sigma_1}$ зручно використовувати в загальному випадку, оскільки воно завжди має прямо пропорційну залежність від величини спіну початкового стану збудженого ядра незалежно від особливостей його схеми рівнів.

Використовуються два методи вимірювання відносної ймовірності утворення ізомерних станів ядер [2].

1. Безпосередньо вимірюються перерізи утворення ізомерного та основного станів, і береться їх відношення. Отримати високу точність при використанні такого методу складно, а перевагою є отримання кількісних величин перерізів.

2. Пряме вимірювання $\frac{\sigma_m}{\sigma_g}$ по виходу гамма-інтенсивностей при розпаді основного і ізомерного станів. Може бути використана лише для тих ядер, у яких і основний і ізомерний рівні нестабільні. Тут ізомерне відношення виражається через відношення активностей і точність цього методу значно вища [2].

Виходячи з вищевикладеного, в усіх дослідженнях використовувалися обидва методи, напрацьовувались в реакціях з різними бомбардуючими частинками ядра, які мають нестабільні основний і ізомерний рівні. Для покращення фонових умов опромінені зразки після прискорювача транспортувались в лабораторію, де проводилось вимірювання наведеної активності. Визначення перерізів(виходів) та ізомерних відношень базувалось

на методиці прямого вимірювання гамма-спектрів продуктів активації без радіохімічного і мас-спектрометричного виділення потрібного нукліду.

2.2 Напівпровідникові спектрометри гамма-випромінювання і методи вимірювань

Експерименти, виконані в рамках даної роботи, проводились на спектрометрах з детекторами з надчистого германію, а також на антикомptonівському спектрометрі, який зібраний на базі детектора з надчистого германію і оточений активним захистом на основі сцинтиляційних детекторів з NaI(Tl). Електронний тракт спектрометрів складався з блоків виробництва фірм "ORTEC" і "CANBERRA". Для керування вимірами і обробки результатів використовувались IBM-сумісні ПК на базі процесорів Intel-x86 та AMD. Основні характеристики HPGe-детекторів, на базі яких були зібрані спектрометри, використані в даній роботі наведені в Таблиця 2.1.

Деякі вимірювання проводилась в режимі $\gamma\gamma$ -збігів. Блок-схема установки наведена на рис. 2.2. Керування вимірами здійснювалось за допомогою програми Netspectrum, розробленої у відділі структури ядра [152].

З кожного детектора (Ge) через попередній підсилювач (ПП) знімається два сигнали: енергетичний (e) і часовий (ч). Енергетичні сигнали після спектрометричних підсилювачів (СП) надходять на 1-й та 3-й амплітудно-цифрові перетворювачі (АЦП). Часові сигнали з кожного детектора проходять через підсилювачі-формуваці (ПФ) для отримання швидкого сигналу з часом формування 10-50 нс, а потім – через дискримінатори постійних відношень (Д), які дозволяють отримати сигнали точної часової прив'язки. З дискримінаторів сигнали прив'язки надходять на часо-амплітудний конвертер (ЧАК), при цьому один із сигналів затримується лінією затримки (ЛЗ). Таким способом, отримуються затримані збіги. З ЧАК сигнал через спектрометричний підсилювач подається на 2-й АЦП, на якому набирається часовий спектр [152].

Основні характеристики HPGe-детекторів

Детектор	Відносна еф., %	Енергія (E) / розд. здатність (ΔE), кеВ					
		E	ΔE	E	ΔE	E	ΔE
GC1818	18	59.5	0.5	122	0.845	1332	1.8
GEM40185	40	59.5	0.8	122	1.0	1332	1.85
GC10021	100	59.5	0.6	122	1.2	1332	2.1
GR1519*	15	59.5	0.45	122	0.845	1332	1.9
GX4019	40	59.5	0.82	122	1.0	1332	1.9
GEM30185	30	59.5	0.75	122	1.0	1332	1.85
BE2825	18	5.9	0.4	122	0.7	1332	1.9
GMX30190	30	5.9	0.715	122	1.0	1332	1.9

* - у складі антикомptonівського спектрометра

Три АЦП пов'язані з блоком узгодження, який видає команду запису сигналів в модуль АІМ-556. Даний модуль дозволяє знімати сигнали з чотирьох АЦП в гістограмному і потоковому режимах. Через локальну мережу інформація з АІМ-566 надходить в комп'ютер. В гістограмному режимі на трьох АЦП записуються інтегральні спектри з двох детекторів і часовий спектр затриманих співпадань. В потоковому режимі інформація з усіх АЦП послідовно записується в пам'ять АІМ-566, якщо на керуючий вхід (кер.) блоку узгодження надходить сигнал про збіги [152]. Цей сигнал утворюється в схемі збігів (СЗ),

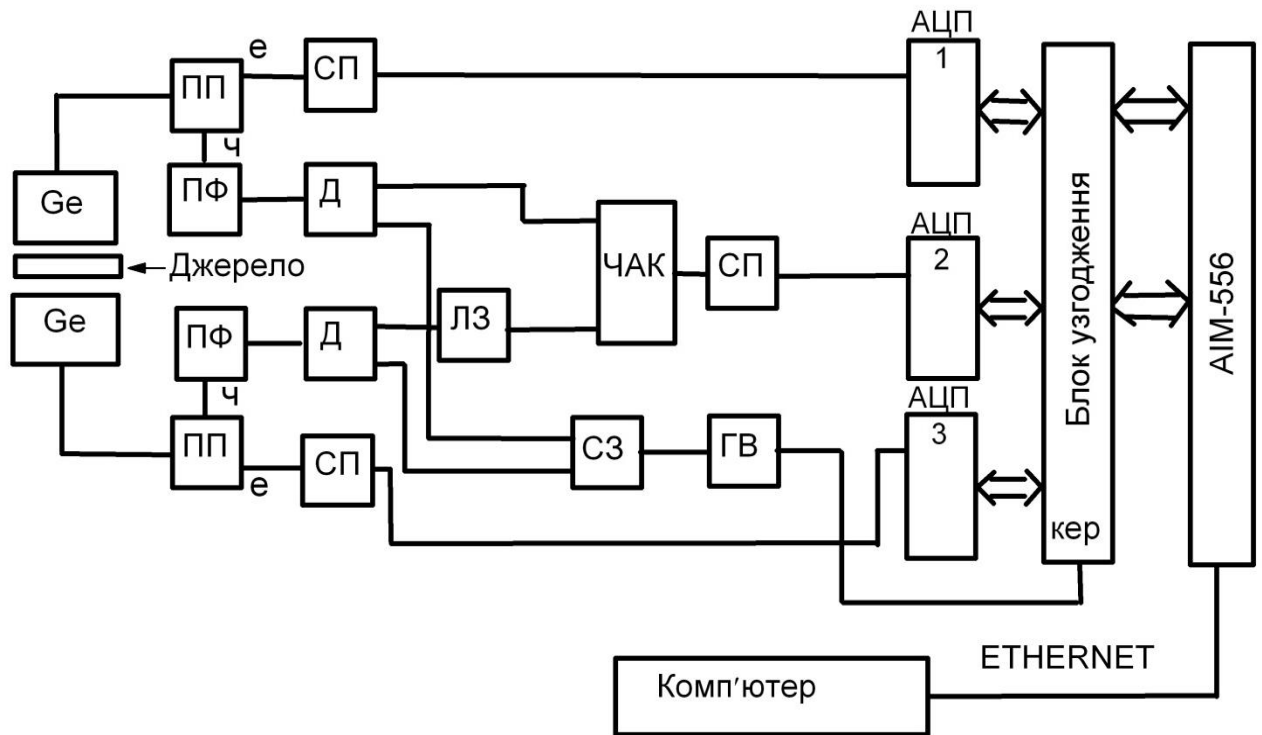


Рис. 2.2 Блок-схема установки для вимірювання $\gamma\gamma$ -збігів [152]

яка пов'язана з обома дискримінаторами, та формується генератором воріт (ГВ). Отже, непотрібна інформація в потоковому режимі відсікається. Напівширина піка збігів складає 15-20 нс. Інформація з АІМ-566 записується на жорсткий диск комп'ютера у вигляді послідовності чотирьох двобайтових слів. В кожному з них 13 біт використовується для кодування номера каналу, що дає можливість адресувати 8192 канала, а 2 біта - для кодування номеру АЦП, що дозволяє не переплутати АЦП при збоях запису. Записування на диск виконується порціями, розмір яких задається в програмі Netspectrum. Це дає можливість зберегти інформацію у випадку збою системи, що особливо важливо при тривалих вимірюваннях. Записану інформацію можна багатократно використовувати для сортування спектрів збігів з виділенням різних енергетичних вікон на одному з детекторів [152].

У випадках, коли стояло завдання послаблення комптонівського фону, використовувався антикомтонівський спектрометр (див. рис. 2.3). Принцип його роботи полягає в наступному.

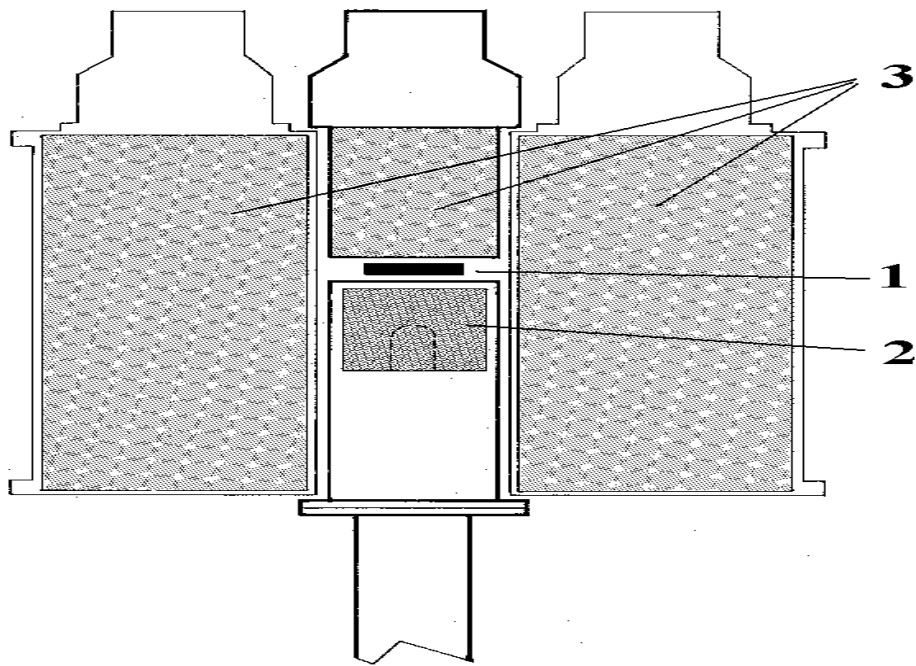


Рис. 2.3 Конфігурація антикомptonівського спектрометра [152]:

- 1 - вимірюване джерело,
- 2 - детектор з надчистого германію,
- 3 - NaI(Tl)-детектори активного захисту

Для γ -спектрометричних вимірювань використовується детектор з надчистого германію, який забезпечує високу енергетичну роздільну здатність. Цей детектор оточений п'ятьма сцинтиляційними детекторами на базі NaI(Tl), які мають гіршу роздільну здатність, але високу (вище 90%) ефективність реєстрації γ -квантів. Уся система вмонтована в пасивний захист з шарів (зовні всередину): свинцю (товщиною 100 мм), міді (3 мм), кадмію (0.5 мм), алюмінію (3 мм) і плексигласу (4 мм). Якщо γ -квант зазнає комptonівського розсіяння в детекторі з надчистого германію і вилітає з нього, то з ймовірністю вищою 90% він реєструється оточуючим активним захистом із сцинтиляційних детекторів, а комptonівський електрон з ймовірністю $\sim 100\%$ реєструється в HPGe-детекторі [152]. Електронна схема збігів/антизбігів, функціональна схема якої наведена на рис. 2.3. і 2.4., розділяє одиночні імпульси від германієвого детектора і імпульси, які співпадають за часом з імпульсами від активного захисту.

Спектрометр може працювати у двох режимах: послаблення комптонівського фону і γ -збігів. Перемикання режимів здійснюється встановленням кількості співпадаючих сигналів на повільній схемі збігів (ПСЗ) і вибором роздільного часу швидкої схеми збігів (ШСЗ) - 75 нс для збігів і 750 нс для роботи в режимі антикомптона. Функцією дискримінатора (Д) є виділення енергетичної області в спектрі NaI. Керуючий сигнал, який подається на АЦП, передається в АІМ в якості старшого біта коду номера каналу, що дозволяє розділити спектри збігів і антизбігів, які записуються на диск комп'ютера. В результаті в спектрі антизбігів досягається послаблення комптонівського фону більш ніж у 10 разів, при цьому інтенсивність γ -лінії не змінюється, якщо вона не співпадає з іншими γ -переходами [152].

2.3 Основні характеристики програми Winspectrum

Суттєве покращення характеристик напівпровідникових γ -спектрометрів в останні три десятиліття забезпечило можливість їх використання для вивчення складних за складом γ -спектрів. Але при цьому підвищуються вимоги до якості їх обробки. В більшості випадків необхідно отримувати дані про інтенсивності γ -ліній з точністю біля 1%. [152]. При цьому вже недостатньо описувати форму лінії в спектрі простим гаусіаном - доводиться використовувати більш складну функцію, що особливо очевидно у випадку високої статистики.

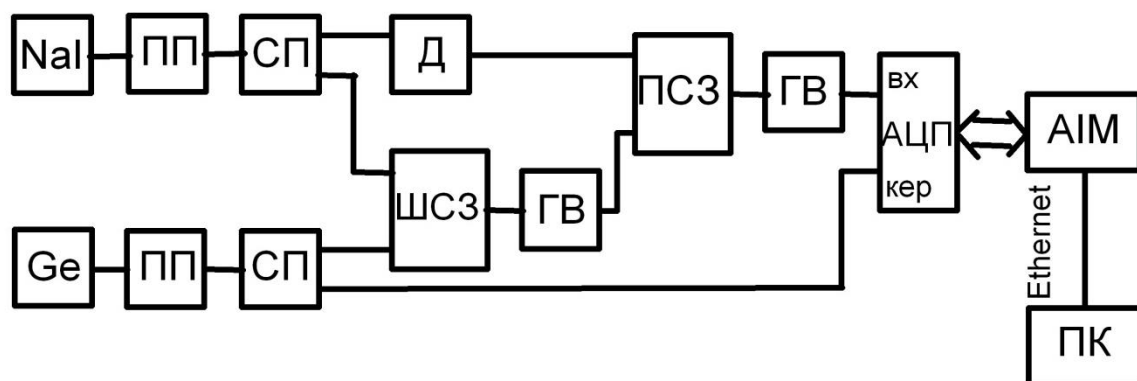


Рис. 2.4 Блок-схема антикомтонівського спектрометра [152]

В даній роботі для проведення досліджень була адаптована програма Winspectrum [153], розроблена у відділі ядерної спектроскопії ІЯД НАНУ Стрільчуком М. В., яка дозволяє:

керувати вимірами через буфер АІМ, підключений до мережевої плати ПК;
здійснювати набір і запис, як одиночного спектра, так і двомірного спектра збігів;

працювати зі спектрами, записаними в поширених форматах фірм ORTEC і CANBERRA (*.cnf, *.chn, *.mca);

обробляти одночасно декілька γ -спектрів;

використовувати для опису форми лінії модифікований гаусіан з «хвостами» чи еталонну лінію, а для фону - квадратичну функцію зі «східцею» [152];

розраховувати і зберігати в файлі калібровки по енергії, ефективності і формі лінії;

проводити ізотопний аналіз за результатами обробки спектрів;

зберігати результати аналізу у форматі, зручному для використання в текстових процесорах і електронних таблицях.

Програма написана на мові C++ за допомогою пакету Microsoft Visual Studio і працює в середовищі ОС Windows 95 і пізніших версіях.

В програмі Winspectrum калібровка по енергії апроксимується квадратичною функцією від номера каналу i :

$$E(i) = \sum_{j=0}^2 a_j i^j$$

Коефіцієнти a_j визначаються по декільком лініям з відомими значеннями енергії. Якщо задаються дві лінії, то проводиться лінійне калібрування, а якщо одна - то вважається, що $E(0) = 0$.

При ізотопному аналізі задаються два параметра: ΔE , кеВ - ширина інтервалу по енергії, і I_{\min} , % - поріг інтенсивності лінії [152]. Потім лінії з інтенсивністю вищою порогової величини з бази даних по ізотопам порівнюються за значеннями енергії з усіма виявленими в спектрі лініями. Якщо лінія, яка

належить якому-небудь нукліду, в межах інтервалу (E) співпадає за величиною енергії з будь-якою лінією в спектрі, рейтинг цього нукліду підвищується на 1, а якщо такої лінії в спектрі немає - знижується на 2. Таким чином, використовуючи просту процедуру можна оцінити радіонуклідний склад спектра з градацією за ймовірністю присутності нуклідів.

Калібрування детектора по ефективності реєстрації $\varepsilon(E)$ проводиться за однією з двох формул [153]:

$$\varepsilon(E) = \sum_{j=1}^3 a_{2j-1} \exp(-a_{2j} E) + a_7 E^{-a_8} \quad [154] \quad (2.1)$$

чи

$$\ln \varepsilon(E) = \sum_{j=0}^m a_j (\ln E)^j \quad [155] \quad (2.2)$$

де величина енергії E задається в кеВ. При обчисленні параметрів калібрування можна використовувати декілька нуклідів, навіть якщо їх масове співвідношення в каліброваному зразку невідомо. При цьому мінімізується функція [152]:

$$S(a,b) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{n_i} w_{ik} (f(E_{ik}) - b_i \varphi_{ik})^2 \quad (2.3)$$

де N - число нуклідів;

n_i - число ліній i-го нукліду;

w_{ik} - коефіцієнти, які обернено пропорційні сумі квадратів абсолютних (для функції (2.1)) чи відносних (для виразу (2.2)) похибок вимірної і табличної інтенсивностей лінії;

f - одна з двох функцій калібровки, (2.1) чи (2.2);

E_{ik} - енергія k-ої лінії i-го нукліду;

b_i - ваговий коефіцієнт i-го нукліду;

φ_{ik} — для функції (2.1) - відношення, для (2.2) - логарифм відношення вимірної і табличної інтенсивності k-ої лінії i-го радіонукліду [153].

Ваговий коефіцієнт першого нукліду b_1 приймається рівним одиниці. Функція калібровки (2.3) нелінійна по a , тому вона лінеалізується заміною $a \rightarrow a_0 + \Delta a$ і розкладанням в ряд Тейлора до членів першого порядку малості в околі початкових значень a_0 . Диференціюючи (2.3) по a , b і прирівнюючи похідні до 0, отримуємо систему лінійних рівнянь:

$$M \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = Y \quad (2.4)$$

з якої визначаються параметри калібровки a_j і відносні активності радіонуклідів b_i . Знаючи абсолютну активність одного з нуклідів, можна отримати абсолютну криву калібрування [152].

Досить часто цікавість викликало відношення ефективностей реєстрації $\eta = \varepsilon_k / \varepsilon_1$ для двох різних, E_k і E_1 -переходів. Похибка цього відношення суттєво нижча похибок окремо взятих коефіцієнтів ефективності, особливо для γ -ліній, які мають близькі значення енергії. Наприклад, при використанні для калібровки функції (2.2) відносна похибка $\delta\eta$ буде рівна абсолютній похибці $\Delta(\ln \eta)$ [152]:

$$\Delta \ln \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_1} = \sqrt{S_0 \times \sum_{i,j=0}^m M_{ij}^{-1} \times [(\ln E_k)^i - (\ln E_1)^i] \times [(\ln E_k)^j - (\ln E_1)^j]} \quad (2.5)$$

де S_0 - мінімізоване значення (2.5);

M_{ij}^{-1} - елементи матриці, оберненої до матриці M див. форм. (2.4), що визначають варіації і коваріації параметрів калібровки a . Легко бачити, що похибка відношення η буде тим нижчою, чим ближче один до одного знаходяться енергії E_k і E_1 . Ця похибка також суттєвим чином зменшується з причини взаємної кореляції параметрів калібрування a [152]. Тому в даній роботі для розрахунку ізомерних відношень по можливості використовувались γ -лінії, які мають близькі значення енергії.

Для калібрування спектрометрів за ефективністю реєстрації використовувались активності ^{44}Ti , ^{133}Ba , ^{241}Am і $^{152,154,155}\text{Eu}$ та ^{137}Cs . Це дало можливість отримати калібровки ефективності в діапазоні величин енергії від 30 до 1600 кеВ.

Висновки до розділу 2

В другому розділі детально розглядаються методи дослідження збуджених станів ядер та механізмів перебігу ядерних реакцій, наводяться характеристики спектроскопічних систем і методів вимірювання, які будуть використані в подальших дослідженнях. Показано переваги та недоліки методів проведення експериментів на пучку і поза пучком, вказується, що заселення ізомерних(основних) станів ядер задовільно описується в рамках статистичних механізмів. А оскільки в процесі заселення ізомерних станів внесок можуть давати переходи різних типів, то вивчаючи перерізи заселення цих станів можна отримувати інформацію про увесь діапазон збуджених рівнів ядра.

Обґрунтовується вибір методу ізомерних відношень та вказується на значно вищу точність одночасного вимірювання розпаду і основного і ізомерного рівнів. Наголошується, що експерименти, виконані в межах даної роботи, проводились на спектрометрах з детекторами з надчистого германію, а також на антикомptonівському спектрометрі на базі детектора з надчистого германію і активним захистом на основі сцинтиляційних детекторів з NaI(Tl) . Електронний тракт спектрометрів складався з блоків виробництва фірм "ORTEC" і "CANBERRA". Для керування вимірами і для обробки результатів використовувались ІВМ-сумісні ПК на базі процесорів Intel-x86 та AMD. Деякі вимірювання проводилась в режимі $\gamma\gamma$ -збігів. Керування вимірами здійснювалось за допомогою програми Netspectrum, розробленої у відділі ядерної спектроскопії. У випадках, коли необхідно було послабити комptonівський фон, використовувався антикомptonівський спектрометр.

Описано можливості програми Winspectrum, розробленої у відділі структури ядра при обробці рентгенівських і гамма-спектрів. В цій програмі для опису форми піків використовується гаусіан з експоненціальними “хвостами”. Наводяться формули за допомогою яких в програмі Winspectrum проводиться розрахунок абсолютної та відносної ефективності реєстрації гамма-спектрометрів. Наголошується на тому, що для зменшення впливу систематичної похибки визначення ефективності реєстрації детекторів по можливості слід використовувати лінії, які мають близькі значення енергії.

РОЗДІЛ 3

ВИВЧЕННЯ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ

Умови проведення експериментів і спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер

Вивчення фотоядерних реакцій проводилось з використанням гальмівного випромінювання з $E_{\text{гр}}$ від 9 і до 55 МеВ. Джерелами гальмівного випромінювання були виведені пучки електронів мікротрону М30 Інституту електронної фізики НАНУ ($E_{\text{гр}}= 9-18$ МеВ) та лінійного прискорювача електронів ЛУЕ-40 Харківського фізико-технологічного інституту НАНУ ($E_{\text{гр}}= 20-55$ МеВ). Детальні технічні характеристики мікротрону і ЛУЕ-40 приведені в роботах [156] та [157], відповідно. В мікротроні зміна енергії прискорених електронів відбувалася двома способами: в межах одного числа орбіт – зміною величини провідного магнітного поля і відповідно зміною прискорювального потенціалу резонатора, а в широких межах – зміною числа орбіт електронного пучка за допомогою хвильоводних вставок. Контроль величини провідного магнітного поля прискорювача здійснювався методом ядерного магнітного резонансу. Розкид електронного пучка по енергії не перевищував 30–50 кеВ [156]. Величина струму прискорених електронів фіксувалася кожні 1.2 с і записувалася ЕОМ, що дозволяло робити поправки на можливу нестабільність пучка. Середній струм мікротрону складав 5 мкА.

Лінійний прискорювач складається з електронної гармати, інжекторної системи, двох прискорювальних секцій та допоміжних систем (подачі радіочастотної енергії, регулювання температури, фокусуючої та ін). Розкид електронного пучка по енергії не перевищував 0.25 %, середній струм на мішені був до 6 мкА [157]. ЛУЕ-40 також обладнаний системою безперервного моніторингу параметрів пучка. В процесі роботи постійно контролюються такі параметри: енергія електронів та їх енергетичний спектр, зміна енергії електронів протягом імпульсу струму, сам імпульс, розташування пучка та просторовий розподіл електронів у поперечному напрямку. В лінійному

прискорювачі використовується інжектор, який складається з п'яти резонаторних систем з дуже незначною осциляцією. Фокусуєча система ЛУЕ-40 складається з чотирьох квадрупольних лінз [157].

При вивченні ізомерних відношень та середньозважених виходів на ядрах Hf, Lu, Ta, Ce, Te, W, Be і В виконувалось декілька серій опроміненнь та вимірювань. Тривалість опромінення зразків складала від 20 хв. до кількох годин.

Мішені були виготовлені переважно з металічного Hf, Lu, Ta, Ce, Te, W, Be і В природного ізотопного складу. В якості гальмівних мішеней використовувались смужки металічного танталу товщиною 1-3 мм. Зразки представляли собою прямокутні смужки площею 0.2-5 см² та вагою 0.1-9 г. і розташовувались безпосередньо за алюмінієвими поглиначами разом із моніторами. В якості моніторів для розрахунку потоку гальмівних γ -квантів переважно використовувався металічний тантал, в окремих випадках лютецій, золото, мідь та гафній. Мішенями також були порошкоподібні оксиди гафнію ^{nat}HfO₂, ¹⁷⁹HfO₂ (збагачений ¹⁷⁹Hf до 73.7 %) та ¹⁸⁰HfO₂ (збагачений ¹⁸⁰Hf до 94.3 %).

Для вимірювання наведеної активності використовувались γ -спектрометри, слабка активність мірялась на антикомptonівському спектрометрі (див. табл. 2.1). Після опромінення збірки досліджуваних мішеней переносились в окрему лабораторію і розпаковувались. Вимірювання в низькофонових умовах починались через 1-20 хв. після опромінення. При цьому, за можливості, з метою мінімізації впливу мертвого часу спектрометричного тракту підбиралася відстань від гамма-спектрометра, на якій розміщувалась опромінена мішень. В процесі набору сумарні спектри накопичувались на персональних комп'ютерах, через задані проміжки часу проводився запис поточного спектру, а в подальшому проводилась їх обробка за допомогою програми <Winspectrum> [153].

Аналіз і обробка виміряних спектрів γ -випромінювання дозволили визначити інтенсивності γ -ліній, пов'язаних з розпадом радіоактивних нуклідів,

що утворюються в різних реакціях. Ідентифікація радіоактивних ядер, крім енергії γ -переходів, проводилась також за періодом напіврозпаду. З отриманих даних розраховувались середньозважені виходи реакцій (число ядер - продуктів реакцій), що дозволило визначити ізомерні відношення виходів реакцій. Основні спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер наведені в табл. 3.1. [100].

Таблиця 3.1

Основні спектроскопічні характеристики вивчених ядер

Ядро	I^π	$T_{1/2}$	Спосіб розпаду	E_γ , кеВ	I_γ , %
$^{179m2}\text{Hf}$	$25/2^-$	25.05 д.	І.п.	453.6	67.6
				362.6	39.5
^7Be	4^+	53.3 д.	ϵ	477.6	10.5
^{175}Hf	$5/2^-$	70 д.	ϵ	343.4	84
				433	1.5
				318.9	0.17
^{119m}Te	$11/2^-$	4.70 д.	ϵ	1212	66.1
^{119g}Te	$1/2^+$	16.05 г.	ϵ	644	84.0
^{129m}Te	$11/2^-$	33.6 г.	β^-	696	3.06
^{129g}Te	$3/2^+$	69.3 хв.	β^-	459	7.7
^{135m}Ce	$11/2^-$	20 с.	І.п.	445.8	100
^{135g}Ce	$1/2^+$	17.7 г.	ϵ	265	44.2
^{139m}Ce	$11/2^-$	54.8 с.	І.п.	754.2	92
^{139g}Ce	$1/2^+$	137.6 д.	ϵ	165.8	80.1
^{177m}Lu	$23/2^-$	160.4 д.	І.п., β^-	378.5	29.6
				413.7	17.3
				418.5	21.2
^{177g}Lu	$7/2^+$	6.7 д.	β^-	208.4	11

Продовж. табл. 3.1

^{180m}Hf	8^-	5.5 г.	І.п., β^-	332.3	94.1
				443.2	81.9
^{178m}Lu	9^-	23.1 хв.	β^-	325.6	94.1
				331.6	11.4
^{178g}Lu	1^+	28.4 хв.	β^-	1340.8	3.2
^{182m}Hf	8^-	61.5 хв.	І.п.	224.4	34.9
^{178m}Ta	7^-	2.36 г.	ϵ	426.4	97
^{178g}Ta	1^+	9.31 хв.	ϵ	1350.6	1.2
^{177}Ta	$7/2^+$	56.6 г.	ϵ	1057.8	0.3
^{180}Ta	1^+	8.15 г.	ϵ, β^-	93.4	4.5
				103.6	0.8

І.п. – ізомерний перехід, ϵ – електронний захват, г. – годин, д. – діб, р. – років, хв. – хвилин, с – секунд, β^- -розпад.

3.1 Дослідження (γ, γ') - та (γ, xn) -реакцій

3.1.1 Вивчення реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в області гігантського дипольного резонансу

При $E_{\text{гр}} = 14.5$ та 14.8 МеВ потік гальмівних γ -квантів розраховувався за допомогою реакції $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$, щодо якої є експериментальні дані про перерізи для монохроматичних γ -квантів [158]. Реальний розподіл гальмівних γ -квантів в мішені моделювався з використанням коду Geant4 [159] (див. рис. 3.1), який враховує ефекти самопоглинання.

З метою отримання виходу заселення другого ізомерного стану ^{179}Hf було визначено площі піків γ -квантів з величинами енергії 362.6 та 453.6 кеВ, які супроводжують його розпад (див. рис. 3.2-3.3). Для розрахунку виходу заселення основного стану ^{179}Hf використовувалась реакція $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ та нестабільний основний стан ^{175}Hf ($T_{1/2} = 70$ д). Це стало можливим внаслідок

майже повної подібності функцій збудження (γ,n) -реакцій на ядрах ^{176}Hf та ^{180}Hf в досліджуваному діапазоні величин енергії гальмівних γ -квантів (див. рис. 3.4)

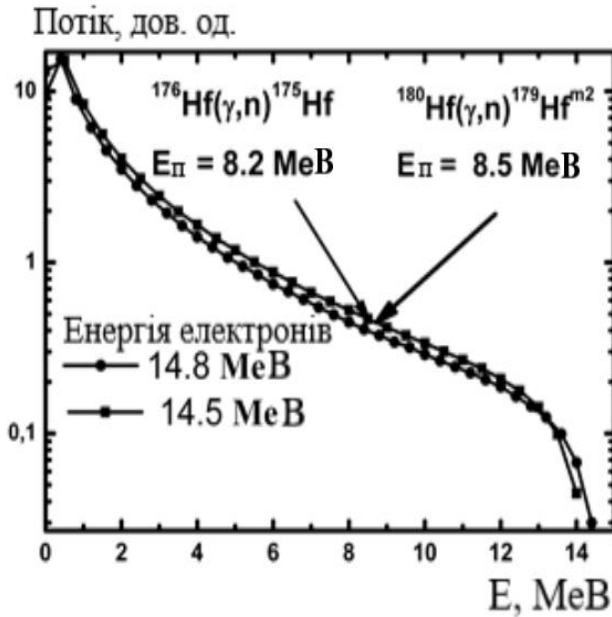


Рис. 3.1 Вид модельованого гальмівного γ -спектру [160]

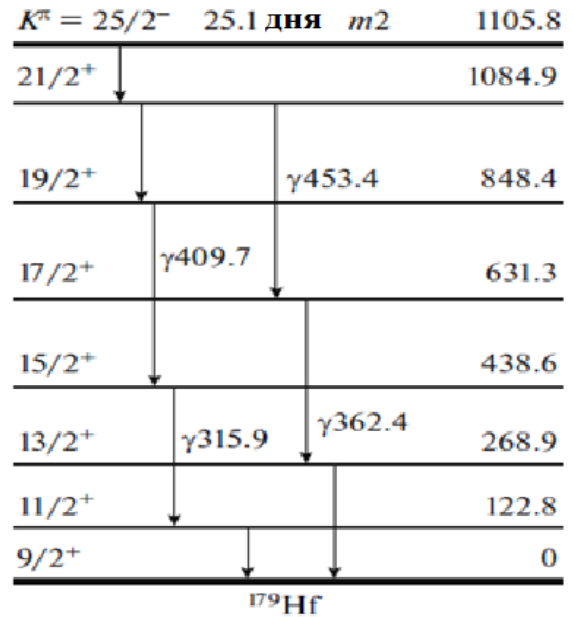
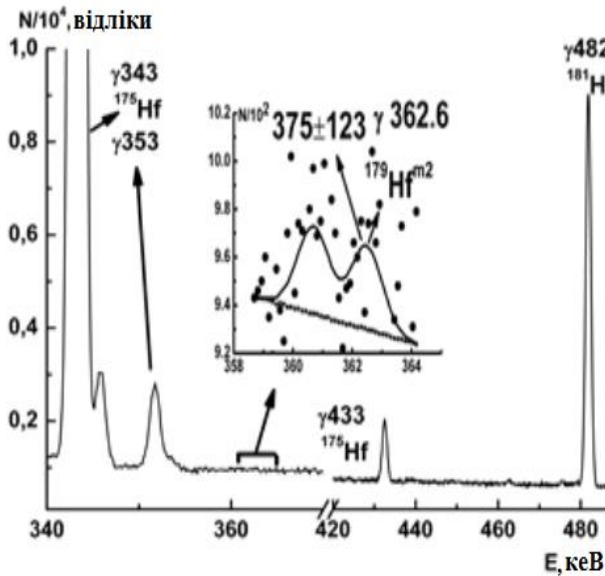
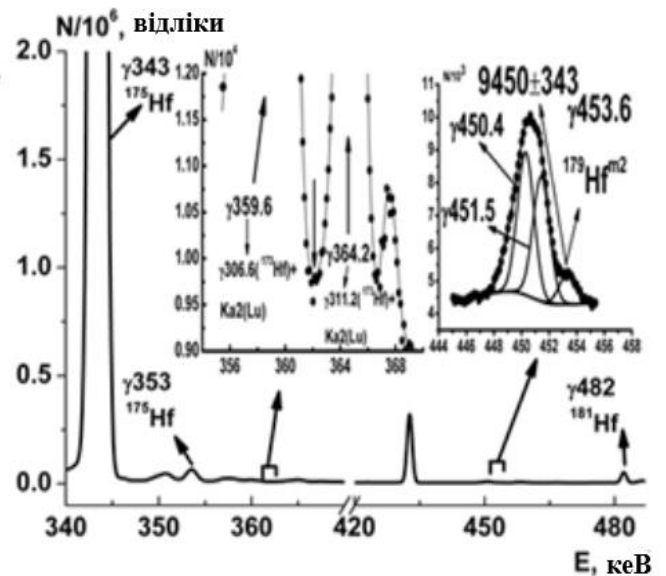


Рис. 3.2 Фрагмент схеми розпаду $^{179m2}\text{Hf}$ [100]



(а)



(б)

Рис. 3.3 Фрагменти типових γ -спектрів опромінених мішеней $^{180}\text{HfO}_2$ при $E_{\text{гр}} = 14.5$ MeV (а) та $^{nat}\text{HfO}_2$ при $E_{\text{гр}} = 14.8$ MeV (б) [160]

[158]. Щоб отримати вихід заселення основного стану ^{175}Hf з його розпаду були визначені площі фотопиків γ -квантів з величинами енергій 343.4 та 353.3 кеВ

(лише для оцінки) (див. рис. 3.3). На рис. 3.3(б) також показані два піки потрійного сумування: 450.4 кеВ, як результат каскадного сумування піків γ 343.3 кеВ (розпад ^{175}Hf), γ 53 кеВ ($K_{\alpha 2}(\text{Lu})$) і γ 54.1 кеВ ($K_{\alpha 1}(\text{Lu})$) та 451.5 кеВ, як

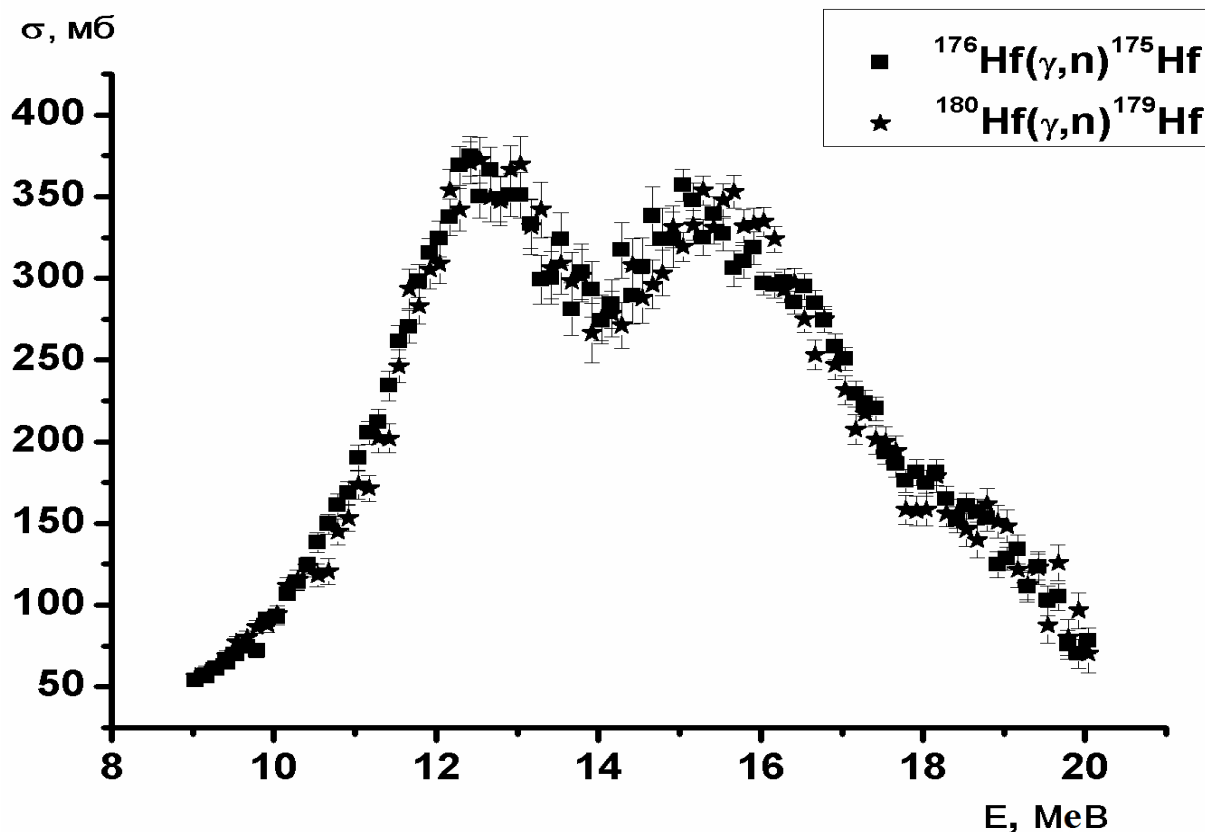


Рис. 3.4 Експериментальні функції збудження (γ, n) -реакції на ядрах ^{176}Hf та ^{180}Hf [158]

наслідок каскадного сумування піків γ 343.3 кеВ, γ 54.1 кеВ і γ 54.1 кеВ. Вони присутні в γ -спектрі внаслідок того, що при $E_{\text{тр}} = 14.8$ МеВ використовується мішень природного ізотопного складу, в якій вміст ^{176}Hf складає 5.2 % [160]. В той же час при $E_{\text{тр}} = 14.5$ МеВ піки потрійного сумування відсутні, оскільки в опроміненій мішені $^{180}\text{HfO}_2$ міститься лише 0.2 % ядер ^{176}Hf . На рис. 3.3(б) також виявлено два інших піки подвійного каскадного сумування: 359.6 кеВ, як сума піків γ 306.6 кеВ (розпад ^{173}Hf) і γ 53 кеВ та 364.2 кеВ, як наслідок сумування піків γ 311.2 кеВ (розпад ^{173}Hf) і γ 53 кеВ. Ці піки знаходяться поруч з γ -піком 362.6 кеВ, що супроводжує розпад $^{179}\text{Hf}^{m2}$ і тому він не використовується при розрахунку виходу $^{179}\text{Hf}^{m2}$. Ядра ^{173}Hf створюються в

реакції $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$, оскільки вміст ^{174}Hf в природній суміші складає 0.16 %, на відміну від його вмісту на рівні 0.02 % в мішені $^{180}\text{HfO}_2$. Впливом ефектів сумування при розпаді $^{179}\text{Hf}^{m2}$ можна знехтувати, оскільки інтенсивність цих піків є низькою порівняно з інтенсивностями піків $\gamma_{343.3}$ та $\gamma_{306.6}$ кеВ, які супроводжують розпад ^{175}Hf та ^{173}Hf , відповідно [160].

Ізомерні відношення виходів Y_{m2}/Y_g для ^{179}Hf розраховувались за наступними формулами [160]:

$$d=Y_{m2}/Y_g = \frac{\lambda_{m2} f_g(t) \xi_g k_g \alpha_g N_{m2} \phi_g \delta_1}{\lambda_g f_{m2}(t) \xi_{m2} k_{m2} \alpha_{m2} N_g \phi_{m2} \delta_2} \quad (3.1)$$

де

$$f_{m2}(t) = [1 - \exp(-\lambda_{m2} t_{\text{опр}})] \exp(-\lambda_{m2} t_{\text{охол}}) [1 - \exp(-\lambda_{m2} t_{\text{вим}})], \quad (3.2)$$

$$f_g(t) = [1 - \exp(-\lambda_g t_{\text{опр}})] \exp(-\lambda_g t_{\text{охол}}) [1 - \exp(-\lambda_g t_{\text{вим}})] \quad (3.3)$$

N_{m2} , N_g – кількості відліків під фотопіками, які супроводжують розпад дочірніх ядер в ізомерному ($m2$) і основному (g) станах;

$\alpha_{m2,g}$ – квантові виходи γ -квантів при розпаді ізомерного та основного станів;

$\xi_{m2,g}$ – ефективності реєстрації γ -квантів розпаду;

$t_{\text{опр}}$, $t_{\text{охол}}$, $t_{\text{вим}}$ – тривалості опромінення, охолодження і вимірювання, відповідно, с;

$k_{m2,g}$ – коефіцієнти самопоглинання γ -квантів розпаду;

$\phi_{m2,g}$ – абсолютні вмісти ^{180}Hf і ^{176}Hf , відповідно, в природній суміші чи збагаченій мішені ($^{180}\text{HfO}_2$);

$\delta_{1,2}$ – різниці між граничною енергією гальмівних γ -квантів та енергетичними порогоми реакцій $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179g}\text{Hf}$ і $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$, відповідно, МеВ;

λ_{m2} , λ_g – сталі розпаду ізомерного і основного станів, с^{-1} .

Чисельні значення λ , α , ϕ бралися з [100] та паспортів мішеней, N - з експериментальних γ -спектрів, а ξ – з експериментальних кривих. Для визначення ефективності реєстрації спектрометрів тут і далі в роботі використовувались калібрувальні точкові джерела $^{152,154}\text{Eu}$, ^{241}Am , ^{137}Cs і ^{133}Ba . Оскільки переважна більшість зразків були об'ємними то також проводився

теоретичний розрахунок ефективностей реєстрації необхідних γ -ліній за допомогою програмних кодів MCNP [161] та Geant4 [159] для точкових джерел. Досягалося узгодження між теоретичними та експериментальними величинами ефективностей. Після цього проводилось моделювання для реальних джерел і отримані коефіцієнти самопоглинання k підставлялись у формулу (3.1). В таблиці 3.2 показані експериментальні ІВВ, розраховані за форм. 3.1-3.3.

Таблиця 3.2

Експериментальні величини ізомерних відношень виходів Y_{m2}/Y_g $^{179}\text{Hf}^{m2,g}$ та середньозважені виходи ($\langle Y \rangle$) заселення $^{179}\text{Hf}^{m2,g}$ [160]

$E_{\text{гр}}, \text{MeV}$	$Y_{m2}/Y_g, \times 10^{-5}$	E^*, MeV	$\langle Y \rangle, \text{мкБ}$
14.5	0.12 ± 0.05	6	0.18 ± 0.08
14.8	0.31 ± 0.025	6.3	0.49 ± 0.07
15.1	0.61 ± 0.03	6.6	1.1 ± 0.3
17.5	0.37 ± 0.02	9	0.7 ± 0.2

E^* - енергія збудження залишкового ядра.

В табл. 3.2 і далі в інших таблицях показані повні похибки. Для оцінки систематичних похибок проводились, якщо була така можливість, вимірювання на кількох різних γ -спектрометрах. Значна похибка при $E_{\text{гр}} = 14.5 \text{ MeV}$ зумовлена низькою статистикою відповідних γ -піків.

Щоб визначити середньозважені виходи ($\langle Y \rangle$) спершу необхідно визначити потік гальмівних γ -квантів на досліджуваних мішенях. Для цього визначалися площі фотопіків з енергією 343.3 кеВ з розпаду ^{175}Hf (див. рис. 3.3). Далі розраховувались середньозважені виходи на моніторі ($\langle Y_{\text{мон}} \rangle$). При цьому використовувалась реакція $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$, крок 0.5 MeV при $E_{\text{гр}} = 14.5 \text{ MeV}$ та 0.4 MeV при $E_{\text{гр}} = 14.8 \text{ MeV}$ і наступний вираз [47]:

$$\langle Y_{\text{мон}} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i}{\sum_{i=1}^N \varphi_i} \quad (3.4)$$

де σ_i - табличні значення перерізів реакції $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ для монохроматичних γ -квантів [158];

φ_i - відносні величини потоку, модельованого в Geant4 [159] спектра гальмівних γ -квантів (дивись рисунок 3.4), приведені до порогової величини реакції $E_{\text{п}}$ на моніторі.

Після цього визначався шуканий потік (F) за допомогою наступної формули, $n_{\gamma}/(\text{см}^2 \times \text{с})$ [47]:

$$F = \frac{N \lambda A}{(1 - \exp(-\lambda t_{\text{опр}})) \exp(-\lambda t_{\text{охол}}) (1 - \exp(-\lambda t_{\text{вим}})) \xi k \alpha \langle Y_{\text{мон}} \rangle N_A m p} \quad (3.5)$$

де p – абсолютний вміст ^{176}Hf в природній суміші чи в мішені $^{180}\text{HfO}_2$;

$N_A = 6.02 \times 10^{23}$ – число Авогадро (кількість ядер/г \times моль);

m – маси мішеней гафнію на одиницю площі (г/см 2);

A – масове число атомів ^{176}Hf (а.о.м.);

Усі інші фізичні величини аналогічні вказаним у форм. (3.1-3.3). Далі розраховувались середньозважені виходи для реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$ за допомогою наступної формули, б [160]:

$$\langle Y \rangle = \frac{N \lambda A}{(1 - \exp(-\lambda t_{\text{опр}})) \exp(-\lambda t_{\text{охол}}) (1 - \exp(-\lambda t_{\text{вим}})) \xi k \alpha F N_A m p R} \quad (3.6)$$

Де R - коефіцієнт конверсії. Цей коефіцієнт визначається, наприклад при $E_{\text{гр}} = 14.5$ МеВ, як потік для реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$ в діапазоні величин енергії від 8.5 до 14.5 МеВ, поділений на потік в діапазоні величин енергії від 8.2 до

14.5 MeV для реакції $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$. Наприклад, у разі розрахунку R для реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179\text{m}2}\text{Hf}$ при $E_{\text{гр}} = 14.5 \text{ MeV}$, була використана наступна

формула: $R = \int_{E_{\text{th}}^{179\text{m}2}\text{Hf}}^{14.5} d\phi / \int_{E_{\text{th}}^{175}\text{Hf}}^{14.5} d\phi$. Усі інші фізичні величини у форм. (3.6)

аналогічні вказанім у формулі (3.5) [160].

В таблиці 3.3 показано середні величини похибок трьох вимірювань при $E_{\text{гр}} = 14.5 \text{ MeV}$ та двох при $E_{\text{гр}} = 14.8 \text{ MeV}$. Похибка кожного вимірювання середньозваженого виходу визначалася як корінь квадратний із суми квадратів похибок S, α , F, R, k, ξ . Похибка інтенсивності γ -лінії з енергією 353.3 кеВ, яка супроводжує розпад ^{175}Hf складає 7.4% і тому не використовується при розрахунках виходів. Похибки експериментальних величин перерізів реакції $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ для монохроматичних γ -квантів входять в загальну похибку величини потоку. Для величин ІВВ похибки потоків та коефіцієнтів самопоглинання усуваються і загальна похибка стає нижчою.

Таблиця 3.3

Набір похибок при двох граничних величинах енергії (похибки $T_{1/2}$, $t_{\text{опр}}$, $t_{\text{охол}}$, $t_{\text{вим}}$, N і α 343.4 кеВ-них γ -квантів, p та m < 1%) [160]

Джерела похибок	N, кількість відліків		Похибки, %	
	$E_{\text{гр}} = 14.5$ MeV $t_{\text{опр}} = 2 \text{ год}$	$E_{\text{гр}} = 14.8$ MeV $t_{\text{опр}} = 3 \text{ год}$	$E_{\text{гр}} = 14.5$ MeV	$E_{\text{гр}} = 14.8$ MeV
$\gamma 362.6 \text{ кеВ}$	375 ± 123 $t_{\text{охол}} = 20.9$ д. $t_{\text{вим}} = 23 \text{ д}$		32.8	
$\gamma 453.6 \text{ кеВ}$ (вимірювання N2)	217 ± 90 $t_{\text{охол}} = 7.8 \text{ д.}$ $t_{\text{вим}} = 13 \text{ д.}$	9450 ± 343 $t_{\text{охол}} = 1.8 \text{ д.}$ $t_{\text{вим}} = 7.8 \text{ д.}$	41.5	3.8

<i>Продовж. табл. 3.3</i>				
$\gamma 453.6$ кеВ(вимірювання N3)	213 ± 110 $t_{\text{охол}} = 4.9$ д.	8913 ± 339 $t_{\text{охол}} = 9.8$ д.	51.6	3.8
	$t_{\text{вим}} = 2.8$ д.	$t_{\text{вим}} = 10.5$ д		
Квантовий вихід ($\gamma 362.6$ кеВ)			3.8	3.8
Квантовий вихід ($\gamma 453.6$ кеВ)			4.4	4.4
Ефективність ($\gamma 362.6$ кеВ, $\gamma 343.4$ кеВ і $\gamma 453.6$ кеВ)			5	5
Самопоглинання			3	3
Потік			11.6	11.6
Коефіцієнт конверсії			3	3
Вихід ($\gamma 362.6$ кеВ)/ІВВ			43.8/42.1	
Вихід ($\gamma 453.6$ кеВ) (вимірювання N2)/ІВВ			35.6/33.3	14.6/8.3
Вихід $\gamma 453.6$ кеВ (вимірювання N3)/ІВВ			53.5/52.1	14.6/8.3
Усього(середнє)			44.3/42.5	14.6/8.3

Оскільки в усіх спектрах присутні γ -лінії, які супроводжують розпад ^{181}Hf , який утворюється в реакції $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)$ то необхідно оцінити потік нейтронів. Ці нейтрони можуть заселяти $^{179}\text{Hf}^{m2}$ в реакціях $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)$ та $^{179}\text{Hf}(n,n')$. Оскільки в якості мішеней часто використовується $^{\text{nat}}\text{Hf}$ то необхідно також оцінити можливе заселення $^{179m2}\text{Hf}$ в (γ,γ')-каналі. Детально про оцінку потоку нейтронів та виходу реакції $^{179}\text{Hf}(\gamma,\gamma')^{179m2}\text{Hf}$ буде написано пізніше. Їхнім внеском можна знехтувати [160].

При $E_{\text{гр}} = 15.1$ та 17.5 МеВ для отримання виходу заселення другого ізомерного стану ^{179}Hf визначали площі фотопіків γ -ліній 362.6, 316 та 453.6 кеВ (див. рис. 3.2 і 3.5). Для отримання виходу основного стану ^{179}Hf , оскільки воно стабільне, була використана реакція $^{176}\text{Hf}(\gamma,n)^{175}\text{Hf}$ та нестабільний основний стан ^{175}Hf . Це стало можливим внаслідок того, що функції збудження (γ,n)-реакцій на ядрах ^{176}Hf і ^{180}Hf як і при $E_{\text{гр}} = 14.5$ та 14.8 МеВ майже

ідентичні і до $E_{\text{гр}} = 17.5$ MeV (див. рис. 3.4 [158]). Визначались інтенсивності γ -ліній 319 та 353 кеВ, які супроводжують розпад ^{175}Hf (див. рис. 3.5-3.6) [12].

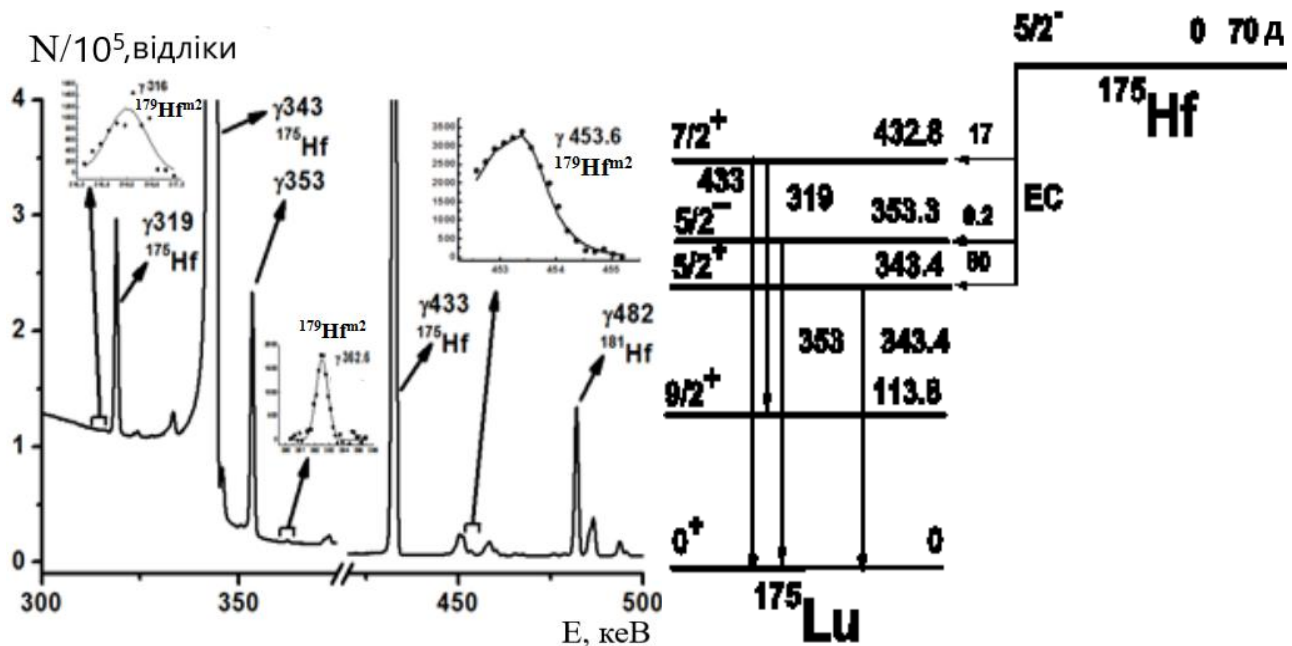


Рис. 3.5 Фрагменти γ -спектра мішені Hf опроміненої гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 17.5$ MeV [12].

Рис. 3.6 Фрагмент схеми розпаду ^{175}Hf [100]

Отримані дані про ізомерні відношення виходів, розраховані за формулами (3.1-3.3) наведені в таблиці 3.2. Там же наведені дані про середньозважені виходи реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ при $E_{\text{гр}} = 15.1$ та 17.5 MeV, отримані за допомогою формули (3.4) та Y_{m2}/Y_g . Спочатку за цією формулою розраховувався середньозважений вихід реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}$ з використанням перерізів для монохроматичних γ -квантів з [158]. Далі використовуючи ізомерні відношення Y_{m2}/Y_g було отримано вихід $^{179}\text{Hf}^{m2}$. Аналогічно були розраховані середньозважені виходи і при $E_{\text{гр}} = 14.5$ та 14.8 MeV. Їх величини співпали з даними, розрахованими за форм. (3.4-3.6).

Оскільки при $E_{\text{гр}} = 17.5$ MeV використовувався ^{nat}Hf , необхідно враховувати можливе заселення $^{179m2}\text{Hf}$ в (γ, γ') -реакції. На жаль, в літературі немає експериментальних даних щодо перерізів реакції $^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179m2}\text{Hf}$ для

монохроматичних γ -квантів. Отже, для оцінки внеску (γ, γ') - каналу в заселення ізомерного стану з енергією 1105 кеВ була використана реакція $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180\text{m}}\text{Hf}$. ^{180}Hf має однакову різницю спінів між першими ізомерним та основним станами, як і $^{179\text{m}2}\text{Hf}$ ($\Delta I = 8$), та близьку енергію збудження ізомерного стану ($E = 1141$ кеВ). Для цієї реакції в базі даних EXFOR існують експериментальні перерізи для деяких величин енергії гальмівних фотонів. Було розраховано згідно (3.4) середньозважений вихід реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180\text{m}}\text{Hf}$, використовуючи експериментальні дані з роботи [46] та модельовані значення ϕ . Отримана величина при $E_{\text{тр}}=17.5$ МеВ рівна $\langle Y \rangle = 0.12$ мкб, що в 13 разів нижче, ніж експериментальні дані. Оскільки вміст ^{180}Hf в 2.6 рази перевищує вміст ^{179}Hf у природній суміші ізотопів, то можливий внесок каналу (γ, γ') в заселення $^{179\text{m}2}\text{Hf}$ відповідно знижується. Крім того, розраховувалась функція збудження реакції $^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179\text{m}2}\text{Hf}$, і після згортки за форм. (3.4) отримані такі величини: $\langle Y \rangle = 34 \times 10^{-7}$ мб у випадку EMPIRE-3.2 та $\langle Y \rangle = 0.51 \times 10^{-7}$ мб для коду TALYS-1.6 для параметрів, які встановлені у кодах за замовчуванням. Отримане експериментальне обмеження СВ реакції $^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179\text{m}2}\text{Hf}$ при $E_{\text{тр}} = 17.5$ МеВ має вищу величину і складає $\langle Y \rangle \leq 0.3$ мкб (див. табл. 3.5).

З метою оцінки механізму перебігу реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ були проведені дослідження її середньозважених виходів в рамках програмних кодів TALYS-1.6 [57] та EMPIRE-3.2 [58]. З метою забезпечення однакових умов при розрахунках в обох пакетах при розпаді збуджених ядер враховувалась однакова кількість дискретних низькорозташованих рівнів. Ці рівні в обох кодах враховуються в автоматичному режимі. Спектроскопічні характеристики рівнів і схеми їх розпаду беруться з бібліотеки RIPL-3 [162].

В обох кодах закладено декілька механізмів перебігу реакцій. Для γ -квантів основний внесок у виходи дають статистичний механізм, який ґрунтується на теорії Хаузера та Фешбаха [29] та передрівноважний механізм, який базується на ексітонній моделі [163]. При розпаді збудженого ядра в обох кодах на кожному кроці враховуються закони збереження кутового моменту та

парності, а також випаровування нейтрона згідно статистичного чи передрівноважного механізмів.

В ексітонній моделі [163] після початкової взаємодії частинки з ядром мішені, збуджене компаунд-ядро перед досягненням стану рівноваги проходить серію збуджених станів із усе зростаючою комплексністю. Збудження складеного ядра може зніматись чи за рахунок випаровування нейтрона з утворенням іншого ізотопу, чи каскадом γ -квантів на основний або ізомерний рівні залишкового ядра.

Коефіцієнти проникнення були розраховані на основі сферичної оптичної моделі за допомогою комп'ютерного коду ECIS06 [164]. Набір глобальних параметрів для нейтронів був взятий із [165]. Коефіцієнти проникнення для фотонів також мають велике значення для підрахунку середньозважених виходів. Їх було знайдено із силових функцій. У випадку TALYS-1.6 для E1-переходу був використаний лоренціан Копецького і Уля [166]; а для M1-, E2- та M2-переходів функція Брінка - Акселя [167]. Для EMPIRE-3.2 у випадку E1-, M1- та E2-переходів був використаний модифікований лоренціан (модель №1) [168]. Параметри для цього лоренціану бралися: у випадку E1-переходів з експериментальної (а за їх відсутності) з теоретичної бази даних [162], для E2-випромінювання з [169,170], для M1-переходу з [171]. В моделі EMPIRE-3.2 M2-переходи не враховуються. При високих енергіях збудження залишкового ядра спектр вважався неперервним і описувався густиною рівнів.

Пакет TALYS-1.6 містить шість варіантів моделей для опису густини рівнів, а EMPIRE-3.2 – чотири. Вибір будь-якого з цих варіантів в TALYS-1.6 визначається за допомогою вхідного параметра "ldmodel", а в EMPIRE-3.2 - "LEV DEN". Розрахунки проводились для усіх моделей для описання густин рівнів: ldmodel=1 і levden=2 – сталої температури та Фермі-газу (ST+FG) [172]; levden=3 – мікроскопічна, комбінаторна (HFBM) [173]; levden=1 – узагальнена, надтекуча (GSM) [174]; levden=0 – покращена, надтекуча (EGSM) [175]; ldmodel=2 – зворотно-зміщена Фермі-газу (BFM) [176]; ldmodel=3 – узагальнена, надтекуча (GSM) [177-178]; ldmodel=4 – мікроскопічна (таблиці

Горелі [179]); $ldmodel=5$ – мікроскопічна (таблиці Хіларі [180], сили Скірма), $ldmodel=6$ – мікроскопічна (таблиці Хіларі [181], сили Гогні).

Більш детальна інформація про коди TALYS-1.6 та EMPIRE-3.2 наведена в [57-58].

Теоретичні розрахунки проводились для монохроматичних γ -квантів з кроками 0.5 MeV при $E_{гр} = 14.5, 15.1$ та 17.5 MeV, 0.4 MeV при $E_{гр} = 14.8$ MeV від порогу реакції і до $E_{гр}$. Після цього проводилась згортка отриманих теоретичних перерізів з модельованим гальмівним спектром за формулою 3.4. Враховувався також коефіцієнт конверсії. Далі в роботі для теоретичних розрахунків СВ використовувалась аналогічна методика. Не було отримано узгодження експериментальних та теоретичних виходів як для параметрів, які задані в кодах за умовчанням, так і при їх варіації в розумних межах. В усіх випадках теоретичні виходи значно перевищували експериментальні величини, в 2.6-1550 разів, хоча дані EMPIRE-3.2 є дещо ближчими до них. Найбільшого зниження теоретичних виходів можна досягти варіацією параметром спінового обрізання (r). Проте подібна можливість доступна лише в кодї TALYS-1.6. В цьому випадку найнижча величина перевищення теоретичних виходів над експериментальними складає 2.6 та 6 разів при $E_{гр} = 14.5$ та 14.8 MeV, відповідно. Висувається гіпотеза про можливі дві причини даного перевищення: вплив напівпрямого механізму та домінування заселення збуджених рівнів ротаційної смуги основного стану ^{179}Hf [160].

Напівпрямий механізм не враховується в теоретичних моделях, які закладені в кодї TALYS-1.6 та EMPIRE-3.2. Він призводить до зниження заселення $^{179m2}\text{Hf}$ і полягає у наступному [182]: 1) взаємодія гамма-кванта з ядром і формування колективного дипольного вхідного стану (1^-); 2) емісія нейтрона з цього стану, який виносить значну енергію та невисокий кутовий момент (напівпрямий механізм); 3) розпад залишкового ядра до компаунд-ядра з нижчою енергією, порівняно з випаровувальною моделлю. Каскад γ -квантів, який супроводжує розпад цього компаунд-ядра має нижчу кількість переходів і отже нижчу імовірність заселення ізомерного стану. Цей механізм призводить

до зниження виходу заселення $^{179m2}\text{Hf}$ порівняно з теоретичними розрахунками вже при величині енергії емітованих нейтронів до 6 MeV ($E_{\text{тр}} = 14.5$ MeV) і залишається дієвим при енергії нейтронів до 9 MeV ($E_{\text{тр}} = 17.5$ MeV) [160].

Додатковим механізмом зниження виходу реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179m2}\text{Hf}$ може бути домінуюче заселення рівнів ротаційної смуги основного стану ^{179}Hf . Цей механізм спостерігався при заселенні основного стану як в реакції $^{178m2}\text{Hf}(n, \gamma)^{179m2}\text{Hf}^{\text{г}}$ [24], так і в (γ, n) -реакціях при напрацюванні ізомерів на мішенях із $Z = 47-50$ [183]. Вилітаючий високоенергетичний нейтрон з дипольного вхідного стану може збільшити імовірність заселення збуджених рівнів ротаційної смуги основного стану. При зростанні граничної енергії гальмівних γ -квантів внесок напівпрямого механізму може зростати, що призводитиме до зниження імовірності заселення рівня з $J^{\pi} = 25/2^{-}$ в ^{179}Hf . Додатковою причиною зниження може бути вклад $(\gamma, 2n)$ -каналу. Це відбувається при зростанні $E_{\text{тр}}$ з 15.1 до 17.5 MeV (дивись табл. 3.2). В той же час при зростанні $E_{\text{тр}}$ з 14.5 до 15.1 MeV спостерігається різке зростання як ІВВ, так і середньозважених виходів. Даний діапазон зміни $E_{\text{тр}}$ відповідає діапазону енергії збудження залишкового ядра ^{179}Hf від 7.1 до 7.7 MeV [160]. Імовірно в даному енергетичному діапазоні існує набір збуджених рівнів, які переважно заселяють ротаційну смугу побудовану на ізомерному рівні ^{179}Hf з $K^{\pi} = 25/2^{-}$. Вплив цього заселення може послаблювати вплив напівпрямого механізму. На жаль, схема збуджених рівнів ^{179}Hf відома лише до енергії 4.2 MeV [184].

При зростанні граничної енергії гальмівних γ -квантів з 15.1 до 17.5 MeV (область ГДР) знижуються і ізомерні відношення виходів і середньозважені виходи $^{179}\text{Hf}^{m2}$. Це свідчить про одnogорбий характер функції збудження реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в цій області [12].

3.1.2 Дослідження (γ, n) -реакцій на телурі та церії

Фрагменти гамма-спектрів при максимальній енергії $E_{\text{тр}}=15$ MeV приведено на рис. 3.7-3.8.

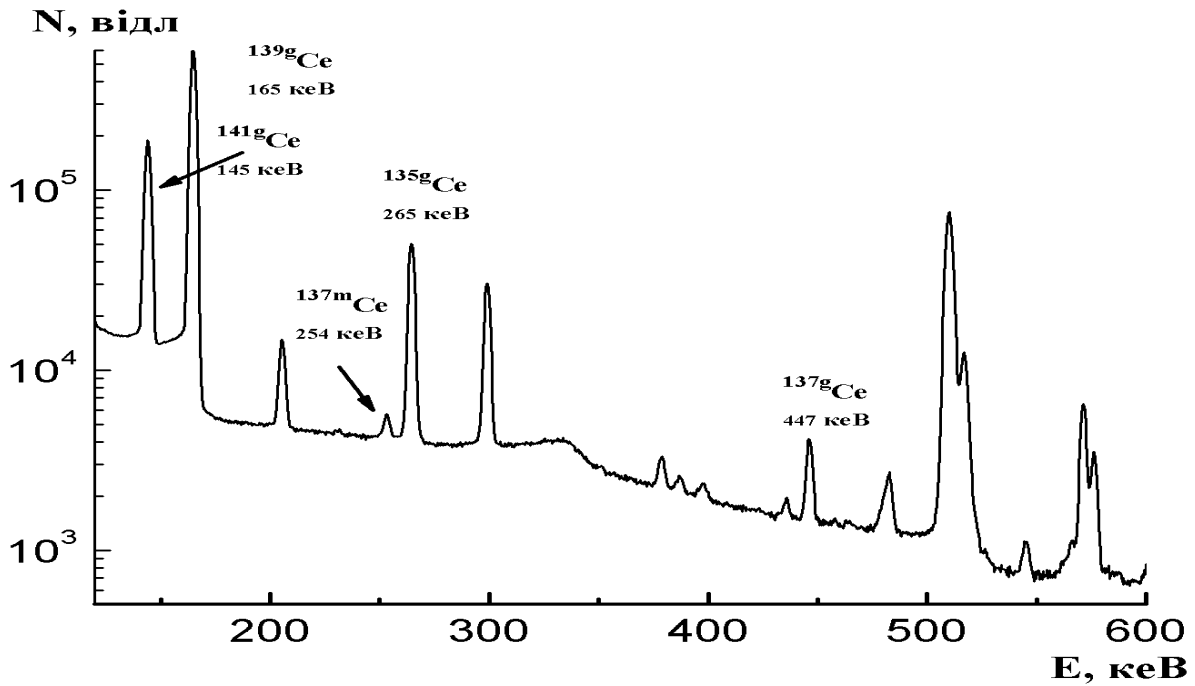


Рис. 3.7 Фрагмент γ -спектру при максимальній енергії $E_{\text{гр}}=15$ MeV опроміненої мішені церію [27]

Не дивлячись на те, що вміст ^{136}Ce в досліджуваному зразку складає всього 0.19 %, а ^{120}Te – 0.09 % з рис. 3.7-3.8 видно, що γ -лінії 265 кеВ і 644 кеВ, які супроводжують розпад основних станів після (γ,n) -реакції реєструються надійно. Разом з вимірюванням γ -ліній від розпаду ^{135}Ce і ^{119}Te проводилося

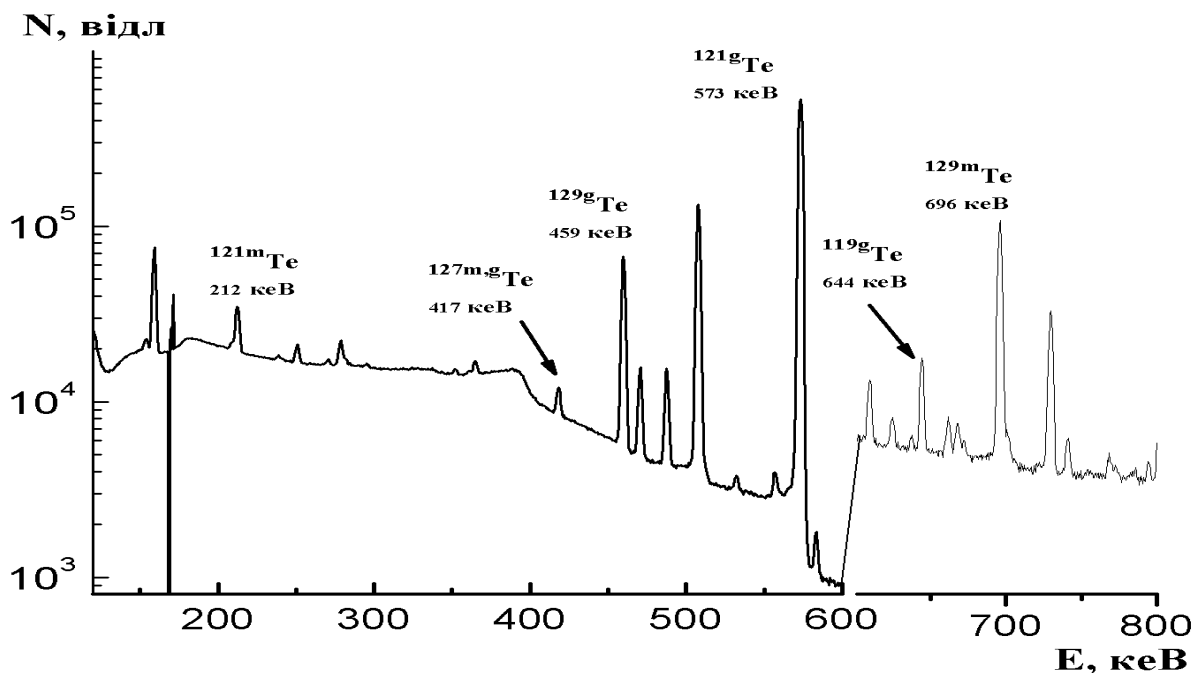


Рис. 3.8 Фрагмент γ -спектру при максимальній енергії $E_{\text{гр}}=15$ MeV опроміненої мішені телуру [27]

вимірювання відповідних γ -ліній, які супроводжують розпад ^{139}Ce і ^{129}Te , які використовувалися для нормування абсолютної калібровки виходів реакцій $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ і $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$. З роботи [30] бралися перерізи реакцій $^{140}\text{Ce}(\gamma,n)^{139}\text{Ce}$ та $^{130}\text{Te}(\gamma,n)^{129}\text{Te}$.

Спектрометричні характеристики розпаду основних і ізомерних станів ізотопів ^{119}Te , ^{129}Te та ^{135}Ce , ^{139}Ce бралися із робіт [185,100] і приведені в табл. 3.1. Помітно, що для всіх досліджуваних ядер (ізотопів церію і телуру) в (γ,n) -реакціях заселяються ізомерні рівні, і це слід враховувати при обчисленні повних виходів і перерізів. В даній роботі при вимірюванні розпаду ізотопів церію проміжок часу між закінченням опромінення та початком вимірювання складав більше 10 хвилин. Протягом цього часу повністю розпадалися ізомерні стани ізотопів церію зі 100 % імовірністю на основний стан. Отже, вимірюючи відношення активностей основних станів дочірніх ізотопів церію, було визначено відношення повного виходу (γ,n) -реакції на ^{136}Ce до повного виходу реакції $^{140}\text{Ce}(\gamma,n)^{139}\text{Ce} - \eta$ [27].

Отже, з вимірюваних площ гамма-ліній були одержані відношення виходів заселення основних станів ізотопів ^{135}Ce і ^{139}Ce за формулами (3.1-3.3). В них індекси m2 та g відносяться до ядер ^{135}Ce і ^{139}Ce , відповідно а $\delta = 1$.

Для ізотопів телуру звести вимірювання повних виходів (γ,n) -реакції Y_n до вимірювання повних виходів основного стану Y_g не можна, оскільки час життя ізомерних станів більший ніж основних. Повний вихід Y_n зв'язаний з виходами збудження основного Y_g і ізомерного Y_m станів наступним чином: $Y_n = Y_g + Y_m = Y_g(1 + Y_m/Y_g) = Y_g(1 + d)$ [27].

Ізомерні відношення виходів d для ядер ^{119}Te і ^{129}Te було розраховано раніше [186]. Використовуючи їх і вимірюючи відношення виходів заселення основних станів ізотопів телуру ^{119}Te і ^{129}Te , було визначено відношення повних виходів

$$\eta \text{ } (\gamma,n)\text{-реакції на цих нуклідах [27]: } \eta = \frac{Y_n^{120}}{Y_n^{130}} = \frac{Y_g^{119}(1+d^{119})}{Y_g^{129}(1+d^{129})}$$

Залежність відношення повних виходів Y_n^{120}/Y_n^{130} і Y_n^{136}/Y_n^{140} для реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$ і $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ від граничної енергії гальмівних гамма-квантів приведена на рис. 3.9. Стандартна похибка складає менше 0.5 % і не

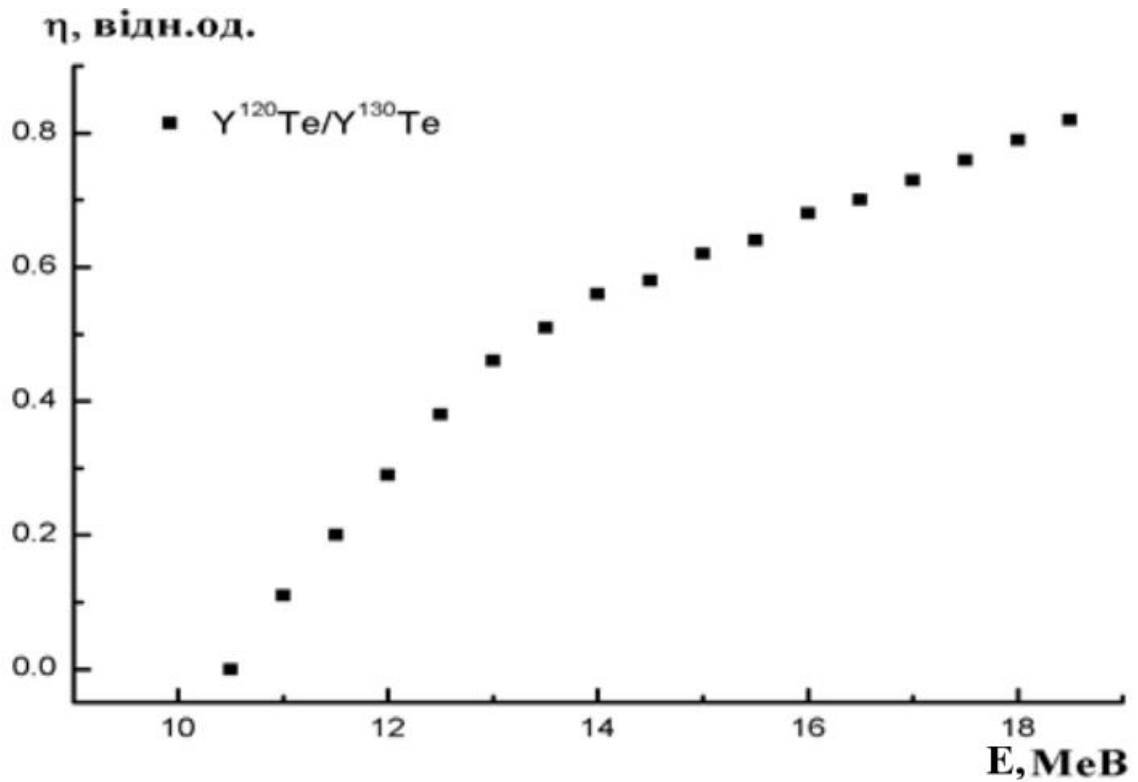


Рис. 3.9(а) Відношення повних виходів (γ,n) -реакцій для ізоотопів телуру [27]

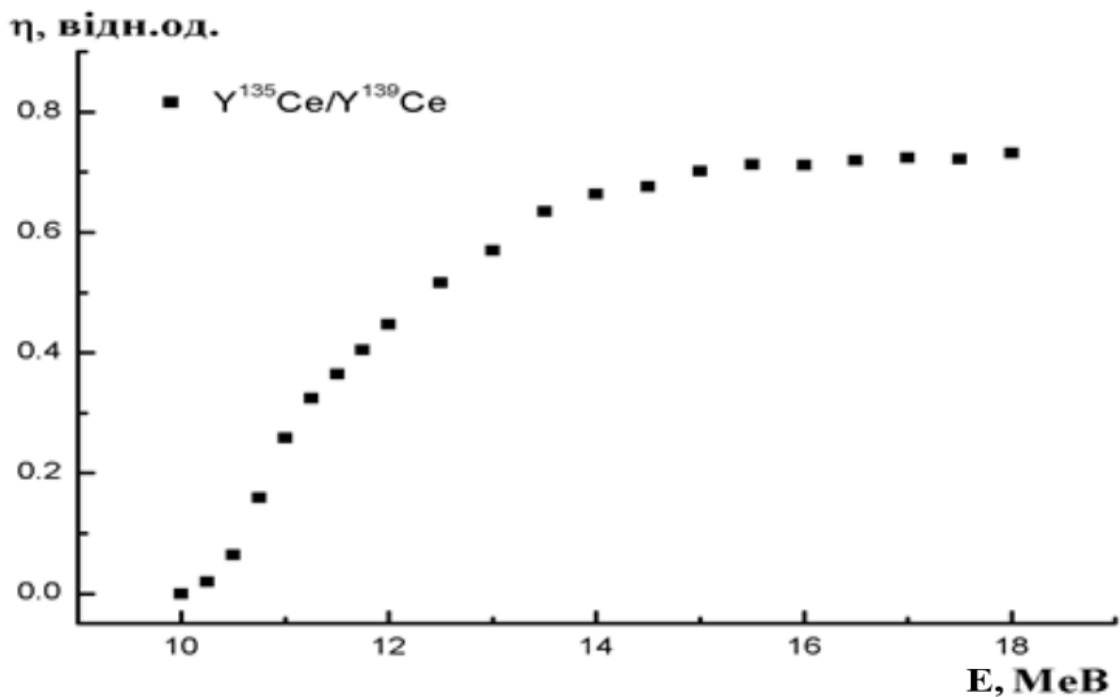


Рис. 3.9(б) Відношення повних виходів (γ,n) -реакцій для ізоотопів церію [27]

перевищує розмір точки. Величини основних систематичних похибок знаходяться в наступних межах: маси зразків – $\leq 0.05\%$, ефективності реєстрації спектрометра – 5% , періоди напіврозпаду – $\leq 0.5\%$, квантові виходи гамма-ліній – $\leq 1\%$.

Отримана експериментальна залежність відношення виходів (γ, n) -реакцій $Y(\text{Ce}^{136})/Y(\text{Ce}^{140})$ та $Y(\text{Te}^{120})/Y(\text{Te}^{130})$ від максимальної енергії гальмівних γ -квантів дає можливість з отриманих раніше перерізів реакцій $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129}\text{Te}$ і $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$ [186], розрахувати перерізи реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$ та $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$. При цьому використовувався метод оберненої матриці [187]. Одержані експериментальні перерізи для (γ, n) -реакцій на ізотопах ^{120}Te і ^{136}Ce приведені на рис. 3.10 [27].

Як видно з рис. 3.10 функції збудження реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$ і $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ мають одногорбий вигляд з максимумом при енергії в околі 15 МеВ. Було проведено моделювання експериментальних даних кривою Лоренца:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \cdot \frac{\Gamma_0^2 E^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + \Gamma_0^2 E^2}, \text{ де } \sigma_0, E_0, \Gamma_0 - \text{відповідно максимальне значення}$$

перерізу, величина енергії резонансу та його напівширина.

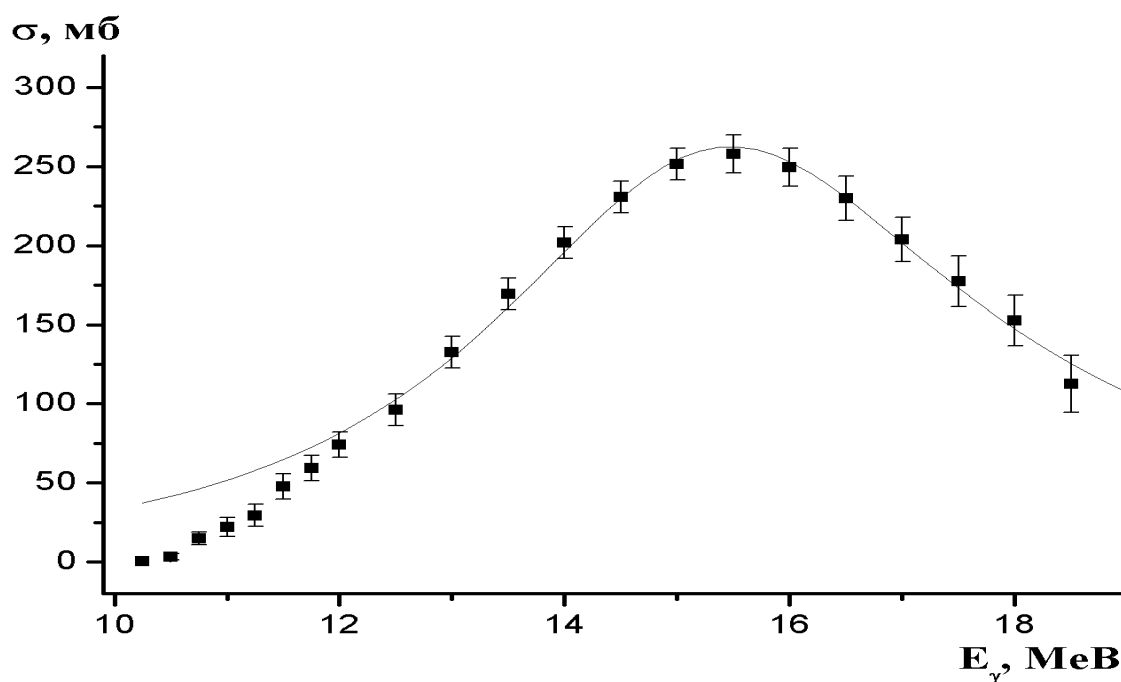


Рис 3.10(а) Експериментальні перерізи реакції $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$ [27]

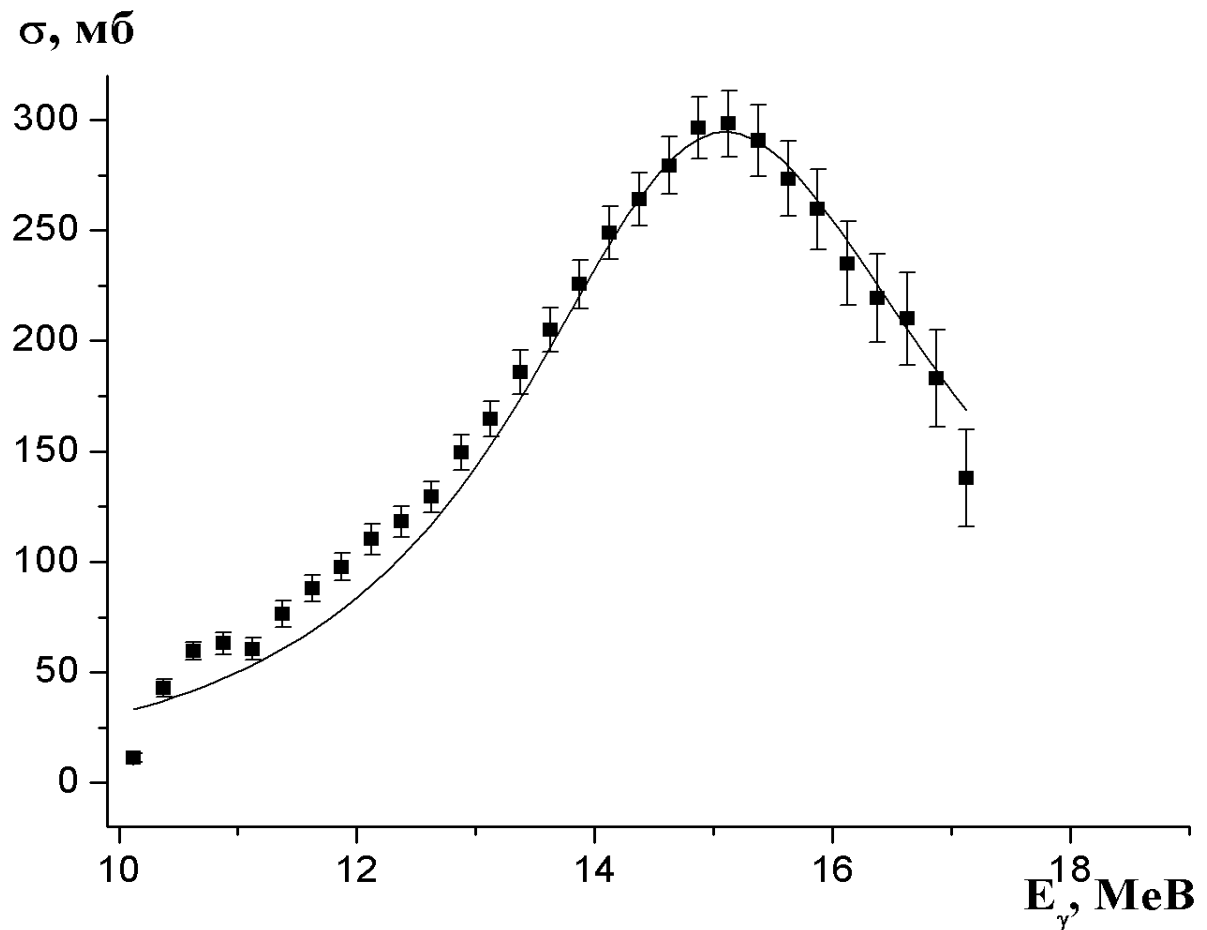


Рис 3.10(б) Експериментальні перерізи реакції $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ [27]

На рис. 3.10 суцільними лініями показано результати апроксимації. Отримані внаслідок підгонки значення параметрів є наступними: для реакції $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$ $\sigma_0 = 262.0 \pm 2.0$ мб, $E_0 = 15.4 \pm 0.1$ МеВ, $\Gamma_0 = 5.33 \pm 0.10$ МеВ; для реакції $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ $\sigma_0 = 294.1 \pm 4.4$ мб, $E_0 = 15.10 \pm 0.09$ МеВ, $\Gamma_0 = 4.41 \pm 0.14$ МеВ [27].

Для того щоб порівняти експериментальні дані з теоретичними розрахунками перерізи реакцій $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ та $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$ були обчислені в рамках програмного коду TALYS–1.9, який широко використовується для астрофізики [57]. Подібні модельні розрахунки, з ціллю додаткового контролю, були виконані також для ядер ^{142}Nd , який за своєю природою близький до ізоотопів церію. Раніше, за допомогою зовсім іншого методу було отримано переріз реакції $^{142}\text{Nd}(\gamma,n)^{141}\text{Nd}$. Ядра ^{142}Nd перебувають на границі β -стабільності та складають 27.1 % в природній суміші ядер неодиму. Дослідження

здійснювалися на квазімонохроматичному пучку гамма-квантів, при цьому реєструвалися нейтрони [188].

В кодї TALYS–1.9 як і в TALYS–1.6 для реакцій викликаних гамма-квантами, при розпаді збудженого ядра домінують два механізми: передрівноважні процеси і статистичний розпад компаунд-ядра моделі Хаузера–Фешбаха [29]. В даному випадку домішка напівпрямих процесів не перевищує 5–8 %.

Експериментальні та теоретичні перерізи реакцій $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$, $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$ та $^{142}\text{Nd}(\gamma,n)^{141}\text{Nd}$ показані на рис. 3.11. Експериментальні дані позначені точками з похибками, модельовані – з'єднані лініями. Як видно з рис. 3.11 задовільне узгодження з експериментом має місце для усіх теоретичних перерізів (γ,n) -реакції на ядрах ^{120}Te , ^{136}Ce і ^{142}Nd . В кодї TALYS-1.9 передбачено шість моделей для описання густин рівнів в області неперервного спектру. Найкраще з експериментальними перерізами співпали результати для зворотно зміщеної за енергією моделі Фермі-газу [27]. Проводились також теоретичні розрахунки і для інших моделей. Результати виявилися подібними.

Виконана робота дозволила одержати експериментальну залежність відношення повних виходів (γ,n) -реакції на ядрах ^{120}Te , ^{130}Te , ^{136}Ce і ^{140}Ce від максимальної енергії гальмівних гамма-квантів в енергетичному діапазоні 10–18 MeV, що дозволило розрахувати перерізи реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$, $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ в області ГДР. Функції збудження мають одногорбу форму характерну для сферичних ядер з максимумом при енергії 15.1 MeV для ^{136}Ce і 15.4 MeV для ^{120}Te , що на 0.1 – 0.3 MeV більше ніж для відповідних важких нуклідів ^{140}Ce та ^{130}Te [10], які використовувалися для здійснення калібрування за абсолютними величинами. Мають місце нижчі величини перерізів (γ,n) -реакцій для ізотопів ^{120}Te і ^{136}Ce порівняно з ядрами ^{130}Te і ^{140}Ce . Дана різниця може бути спричинена вищими енергетичними порогамі (γ,n) -реакцій

для легших нуклідів ^{120}Te і ^{136}Ce порівняно з порогами реакцій $^{130}\text{Te}(\gamma,n)^{129}\text{Te}$ і $^{140}\text{Ce}(\gamma,n)^{139}\text{Ce}$ [27].

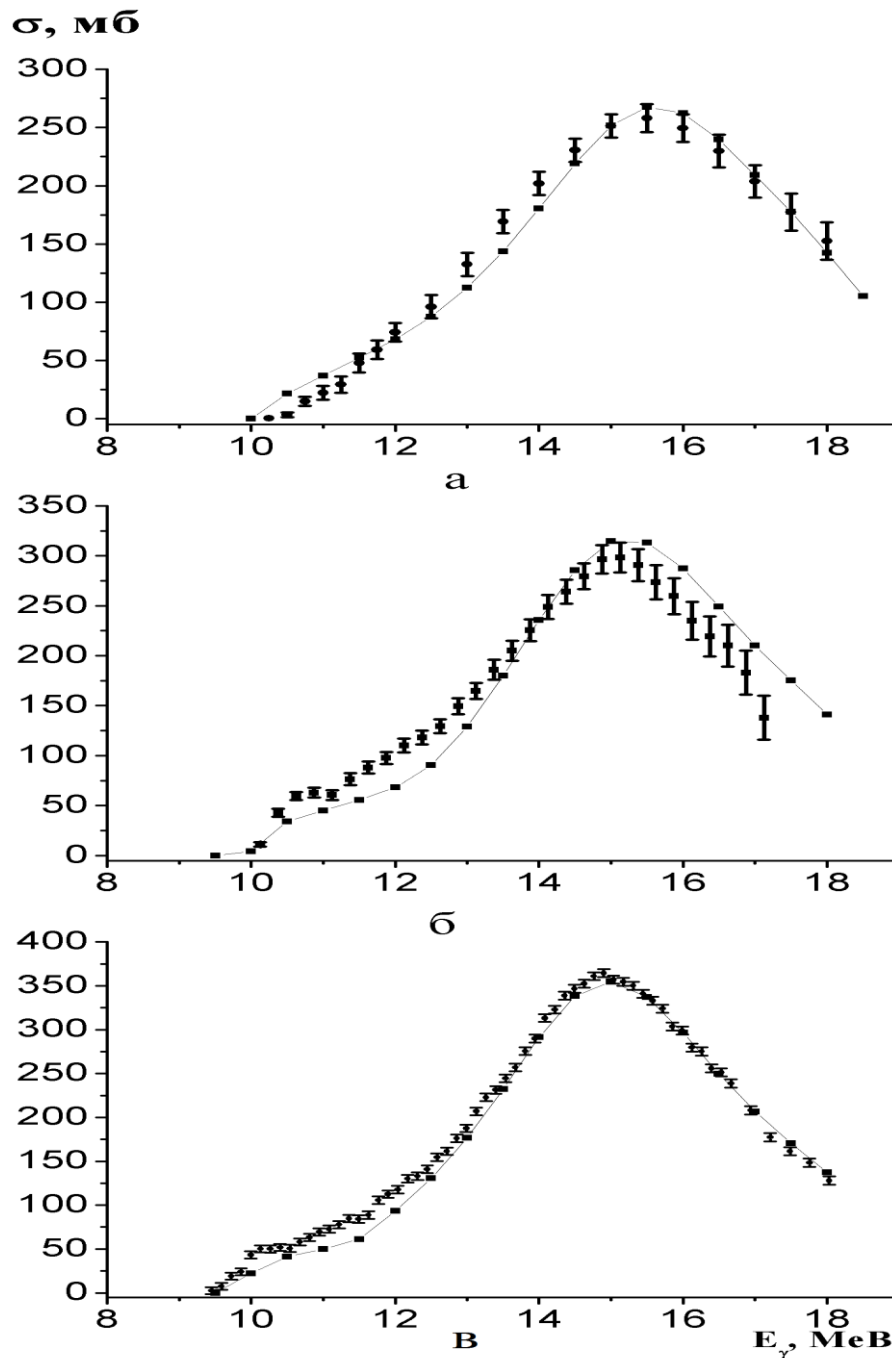


Рис. 3.11 Порівняння розрахованих перерізів реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$ (а), $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ (б) і $^{142}\text{Nd}(\gamma,n)^{141}\text{Nd}$ (в) з експериментальними даними [27]

Отримано теоретичні величини перерізів реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma,n)^{119}\text{Te}$, $^{136}\text{Ce}(\gamma,n)^{135}\text{Ce}$ і $^{142}\text{Nd}(\gamma,n)^{141}\text{Nd}$ за допомогою коду TALYS –1.9 [57]. Задовільне

узгодження теоретичних і експериментальних даних свідчить про домінуючу роль статистичного механізму (γ, n)-реакції на досліджуваних ядрах і обґрунтованість використання методу Хаузера–Фешбаха [29] в астрофізиці для розрахунків перерізів (γ, n)-реакцій.

3.1.3 Вивчення (γ, xn)-реакцій на танталі при $E_{\text{гр}} = 20, 40$ та 55 MeV

Для розрахунку потоків гальмівних γ -квантів для усіх величин граничної енергії, використовувалась гарно вивчена реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ [189] на цих же мішенях. При цьому визначалися інтенсивності піку γ -лінії 103.6 keV, яка супроводжує розпад ^{180}Ta (див. рис. 3.12) та середньозважений вихід реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. Цей вихід визначався в результаті згортки табличних значень перерізів цієї реакції для монохроматичних γ -квантів з кроком 1 MeV з відносними величинами модельованого в Geant4 [159] спектра гальмівних γ -квантів (див. рис. 3.13) за формулою 3.4.

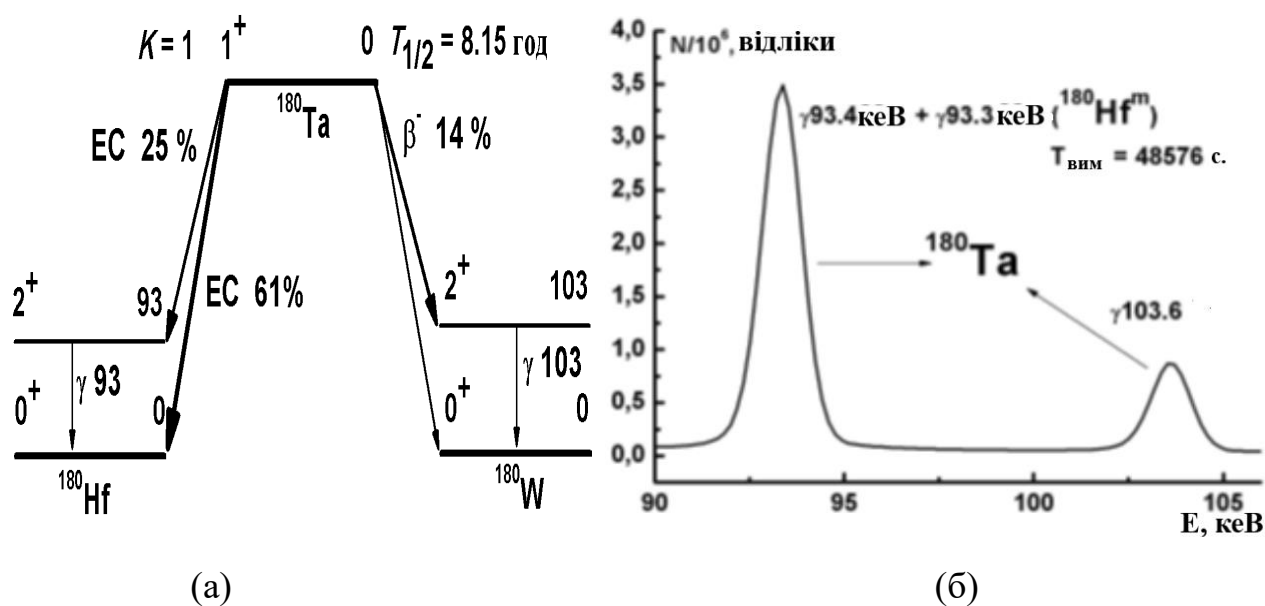


Рис. 3.12 Фрагменти схеми розпаду ^{180}Ta (а) [100] і γ -спектра тантала, опроміненого гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 40$ MeV (б) [190]

При опроміненні геометрія мішеней враховується в самому програмному коді Geant4, тобто враховується ослаблення потоку для низькоенергетичних гальмівних гамма-квантів. В даному випадку цими поправками можна

знехтувати, внаслідок високих порогових величин енергії гальмівних γ -квантів для досліджуваних реакцій.

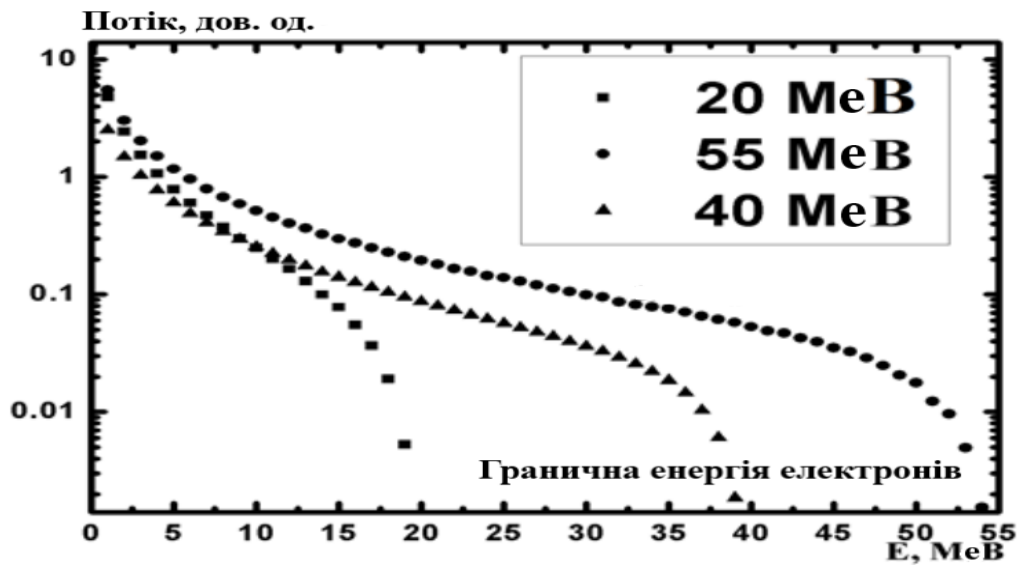


Рис. 3.13 Модельований спектр гальмівних γ -квантів для величин енергії електронів 20, 40 та 55 MeV [47]

Реєстрація активності ^{178m}Ta проводилась за γ -лінією 426.4 кеВ, (рис. 3.14). Фрагменти вимірних γ -спектрів приведені на рис. 3.15.

За формулою (3.6), використовуючи ці дані та поправки на різницю енергетичних порогів досліджуваних реакцій і реакції на моніторах розраховувались $\langle Y \rangle$ реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma,3n)^{178m}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma,4n)^{177}\text{Ta}$ при $E_{\text{гр}} = 40$ та

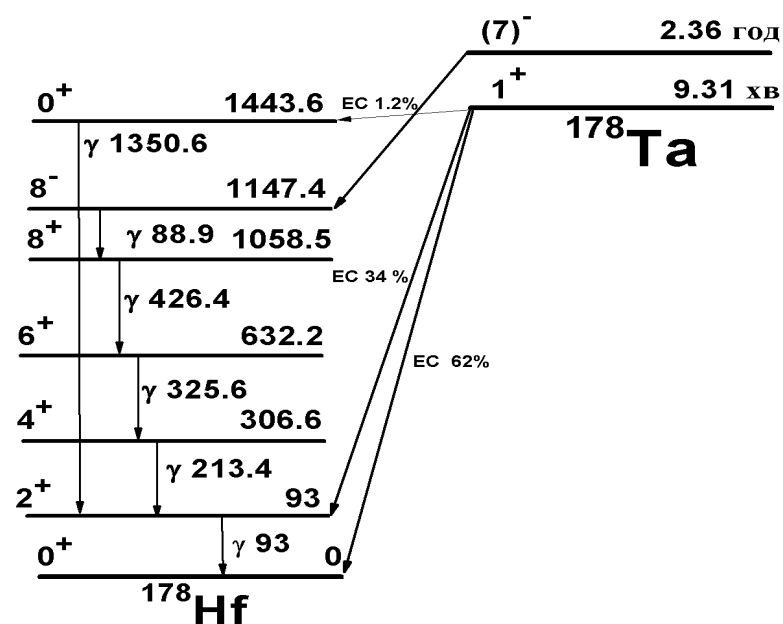


Рис. 3.14 Фрагмент схеми розпаду $^{178m,g}\text{Ta}$ [100]

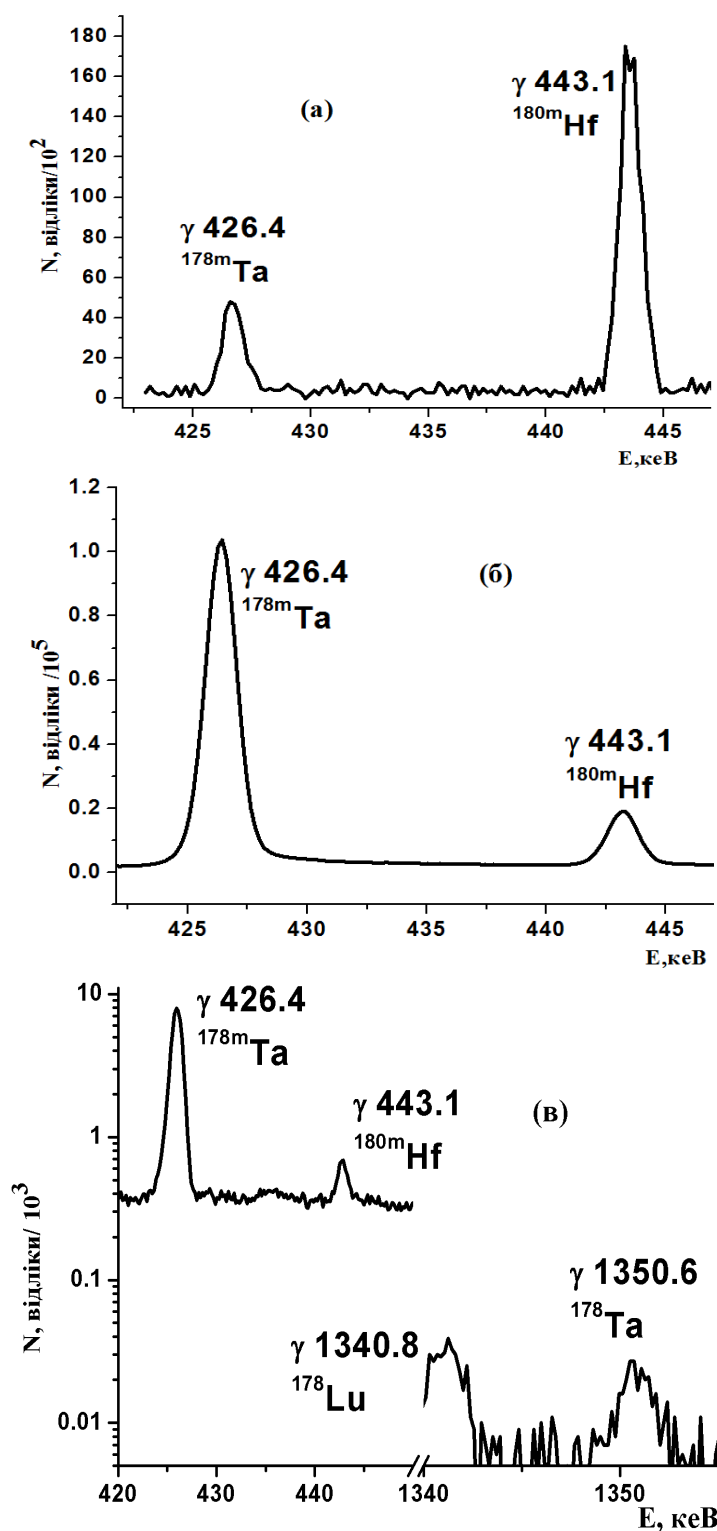


Рис. 3.15 Фрагменти γ -спектрів мішені природного Ta [47] опроміненого гальмівними γ -квантами з $E_{\gamma} = 20$ MeV (а), $E_{\gamma} = 40$ MeV (б) та $E_{\gamma} = 55$ MeV (в)

55 MeV і $^{180}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178m}\text{Ta}$ при $E_{\gamma} = 20$ MeV. Результати приведені в таблиці 3.4. Слід відмітити, що вміст ^{180}Ta в природній суміші складає лише 0.012%, а поріг реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$ рівний 22.2 MeV. Тому при опроміненні природного Ta

**Експериментальні і теоретичні середньозважені виходи ($\langle Y \rangle$)
напрацювання $^{177,178m}\text{Ta}$ [47]**

Реакція	Енергія $E_{\text{гр}}$ (MeV)	$\langle Y \rangle$, мб						
		Експери мент	TALYS-1.9, моделі густин рівнів*					
			ld1	ld2	ld3	ld4	ld5	ld6
$^{180}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178m}\text{Ta}$	20	48.5±5	61	56	61	25	73	56
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178m}\text{Ta}$	40	1.5±0.15	6.7		7	3	7	5.4
	55	1.3±0.1	4.5	4.6		2.5	5	3.8
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta}$	40	9.3±0.9	3.8	3.3	3.7	2.5	2.2	2.7
	55	6.1±0.9	5.8	5.6	5.2	4.1	4.6	5.3

*Позначення моделей густин рівнів в TALYS-1.9 аналогічне TALYS-1.6. Дані про них наведено на с. 96.

гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 20$ MeV вона заборонена згідно закону збереження енергії, а при $E_{\text{гр}} = 40$ і 55 MeV повністю домінує.

Статистична похибка в проведених експериментах склала менше 5 %. В той же час моделювання спектра гальмівних γ -квантів є досить складним завданням, оскільки при опроміненні використовувались різні за розмірами та масами збірки. Оцінка похибки за рахунок форми гальмівного γ -спектра склала біля 10 %. Для оцінки систематичної похибки вимірювання проводились на різних спектрометрах, в таблиці 3.4 вказана загальна похибка [47].

Для оцінки механізмів перебігу досліджуваних реакцій було проведено моделювання з використанням програмного коду TALYS-1.9.

Результати розрахунків приведені в таблиці 3.4. Як видно в області максимальної енергії 20 MeV для $(\gamma, 2n)$ -реакції досягається непогане узгодження теоретичних і експериментальних даних. Слід відмітити, що в даній реакції процеси відбуваються між високоспіновими станами з $J^\pi 9^- \rightarrow 7^-$ і

спостерігається задовільне узгодження практично для усіх моделей густини рівнів. Ці дані різко контрастують з дослідженнями, в яких вивчається заселення високоспінових станів з $K = 25/2$ (див п. 3.1.1). Середньозважені виходи для (γ, n) -реакції в даному випадку навіть якісно не описуються в коді TALYS-1.9 (див. п. 3.1.1). Дана обставина вказує на те, що статистичні переходи слабо заселяють стани, в яких відбувається значна перебудова їх структури [47].

Середньозважений вихід $(\gamma, 4n)$ -реакції при $E_{\text{гр}} = 55$ MeV задовільно описується в програмному коді TALYS-1.9. Це вказує на домінування статистичного механізму для даної реакції. Деяка аномалія для $(\gamma, 4n)$ -реакції в узгодженні теоретичних та експериментальних виходів при 40 MeV може бути зумовлена тим, що максимум функції збудження цієї реакції знаходиться в області 40-45 MeV і зміщення його на 5 MeV змінює вихід $(\gamma, 4n)$ -реакції при $E_{\text{гр}} = 40$ MeV в рази. В той же час для 55 MeV подібне зміщення не грає такої кардинальної ролі [47]. Для $(\gamma, 3n)$ -реакції теоретичні СВ у 2-4 рази вищі за експериментальні, що свідчить про значний вклад нестатистичних механізмів.

3.1.4 Дослідження ізомерів $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ в (γ, γ') -реакції в широкому діапазоні величин граничної енергії гальмівних γ -квантів

Вимірювання середньозважених виходів для ізотопів гафнію проводились для гальмівних γ -квантів з граничними величинами енергії 17.5, 20, 37 і 55 MeV.

Для визначення потоку гальмівних γ -квантів при $E_{\text{гр}} = 20$ та 55 MeV використовувалась реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, яка добре вивчена в даному енергетичному діапазоні [189] для монохроматичних γ -квантів. При $E_{\text{гр}} = 20$ MeV проводилася додаткова перевірка потоку гальмівних γ -квантів за допомогою реакції $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$. Результати в межах похибки співпали з даними отриманими з реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. При $E_{\text{гр}} = 17.5$ MeV з метою визначення потоку гальмівних γ -квантів використовувалася реакція

$^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$, яка вивчена в даному енергетичному діапазоні [158]. Потік гальмівних γ -квантів при $E_{\text{гр}} = 37$ МеВ визначався з даних двох реакцій на лютеції – $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$ та $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$, які непогано вивчені в досліджуваному енергетичному діапазоні [191].

Для визначення щільності потоку гальмівних γ -квантів при $E_{\text{гр}} = 17.5$ та 20 МеВ визначались площі фотопіків γ -ліній 343.4 і 297 кеВ, які супроводжують розпад ^{175}Hf та ^{173}Hf і середньозважені виходи реакцій $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ та $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$, відповідно. При $E_{\text{гр}} = 55$ МеВ визначались площі фотопіків γ -лінії 103.6 кеВ, яка супроводжує розпад ^{180}Ta (див. рис. 3.16) і середньозважений вихід реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. При $E_{\text{гр}} = 37$ МеВ щільність потоку гальмівних γ -квантів визначалася за допомогою вимірювання активностей ^{174}Lu ($T_{1/2} = 3.31$ р., $E_{\gamma} = 76.5$ кеВ) та ^{173}Lu ($T_{1/2} = 1.37$ р., $E_{\gamma} = 272$ кеВ) та даних про середньозважені виходи реакцій $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$ та

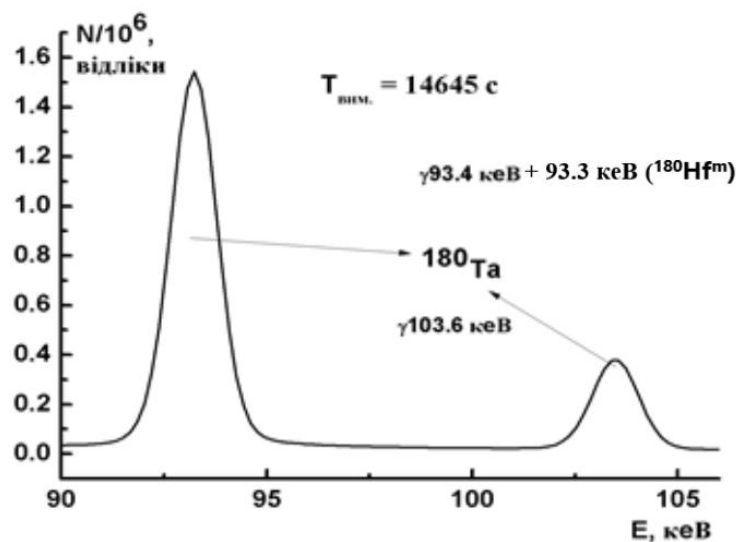


Рис. 3.16 Фрагменти γ -спектра танталу, опроміненого гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 55$ МеВ [42]

$^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$.

Середньозважені виходи моніторних реакцій - $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$, $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$ та $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$ визначалися в результаті згортки з кроком 1 МеВ за формулою 3.4. При цьому здійснювалось приведення відносних величин потоків, модельованих в Geant4 [159] спектрів

гальмівних γ -квантів (див. рис. 3.17), до порогових величин моніторних реакцій [42].

Після цього щільності потоків гальмівних γ -квантів розраховувались за

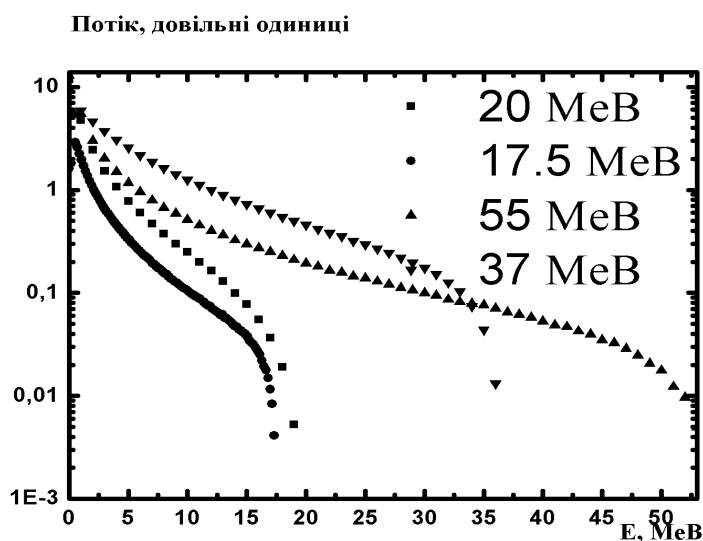


Рис. 3.17 Гальмівні спектри для різних граничних енергій [42]

формулою (3.5).

Далі по формулі (3.6), використовуючи отримані щільності потоків та поправки на різницю енергетичних порогів і кулонівських бар'єрів досліджуваних реакцій і реакцій на моніторах розраховувались середньозважені виходи (γ, γ') -реакцій на ядрах $^{179,180}\text{Hf}$, які приводять до заселення К-ізомерів. Фрагменти схем розпаду $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ приведені на рисунках 3.2 та 3.18. Для визначення виходів визначалися площі фотопиків γ -ліній з енергіями 453.6 та 443.2 кеВ, які супроводжують розпад $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$, відповідно (див. рис. 3.19 та 3.20).

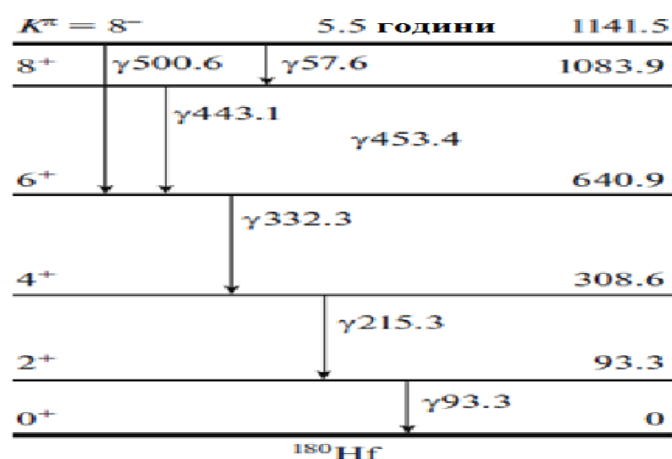


Рис. 3.18 Фрагмент схеми розпаду $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ [100]

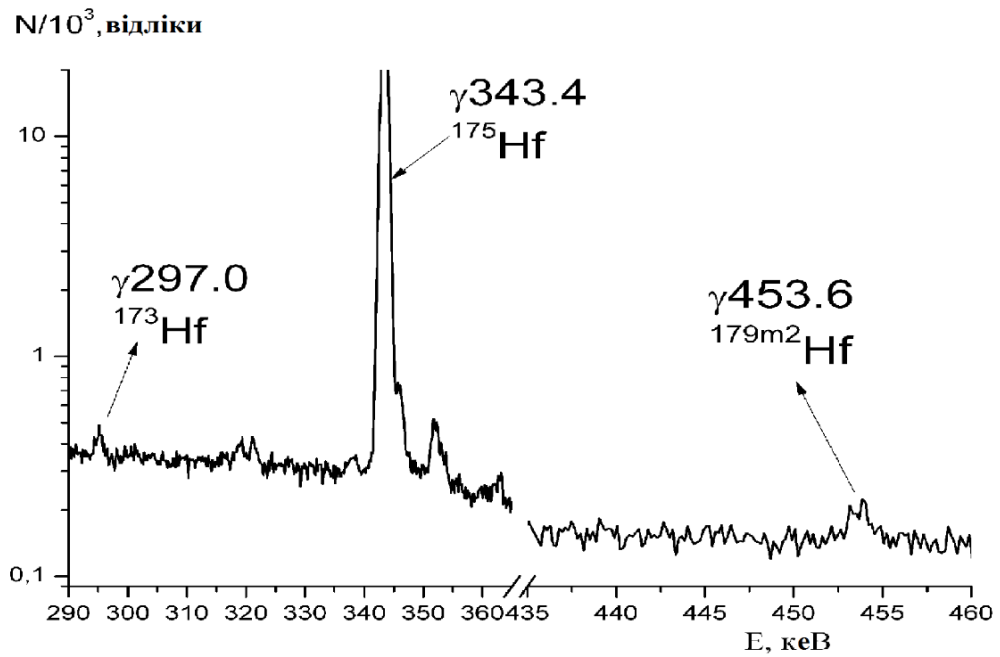


Рис. 3.19 Фрагмент γ -спектру мішені $^{179}\text{HfO}_2$, опроміненої γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 55 \text{ MeV}$ [42]

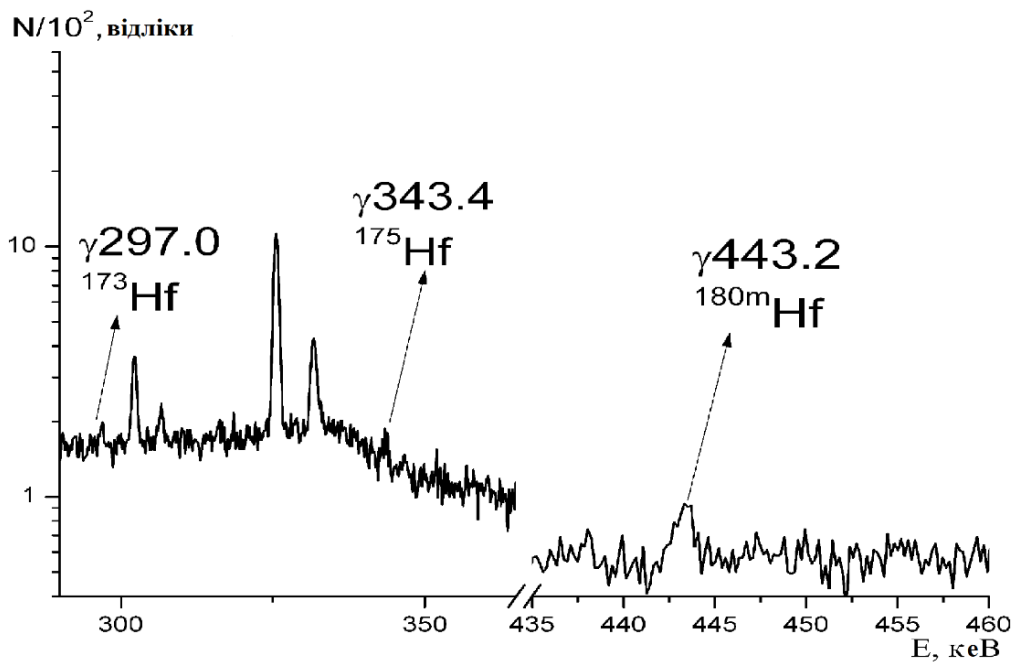


Рис. 3.20 Фрагмент γ -спектру мішені $^{180}\text{HfO}_2$, опроміненої γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 55 \text{ MeV}$ [42]

Результати розрахунків приведені в таблиці 3.5. Статистична та систематична похибки вимірювань інтенсивностей γ -ліній знаходяться в межах 5%. Остання оцінена після проведення вимірювань на декількох спектрометрах.

В таблиці 3.5 наведена загальна похибка.

Таблиця 3.5

Експериментальні та теоретичні середньозважені виходи напрацювання

$^{179}\text{Hf}^{m2}$ та $^{180}\text{Hf}^m$ [42]

Реакція	Енергія $E_{\text{гр}}$ (MeV)	$\langle Y \rangle$, мкбн		
		Експ.	TALYS-1.9	EMPIRE-3.2
$^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179m2}\text{Hf}$	17.5	≤ 0.3	2.0	0.04
	20	3.8 ± 1.2	1.5	0.04
	37	≤ 1.3	2.6	0.013
	55	0.7 ± 0.1	2.2	0.012
$^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180m}\text{Hf}$	20	3.9 ± 0.4	2.2	0.03
	55	2.0 ± 0.3	3.1	0.03

Також з експериментальних γ -спектрів визначалися середньозважені виходи $\langle Y \rangle$ для $^{179m2}\text{Hf}$ та ^{180m}Hf за формулою [42]:

$$\langle Y \rangle = \frac{\langle Y_{\text{мон}} \rangle \lambda_m f_{\text{мон}}(t) \xi_{\text{мон}} k_{\text{мон}} \alpha_{\text{мон}} N_m A_m m_{\text{мон}} \varphi_{\text{мон}}}{\lambda_m f_m(t) \xi_m k_m \alpha_m N_{\text{мон}} A_{\text{мон}} m_m \varphi_m} \quad (3.7)$$

де $f_{\text{мон}}(t)$, $f_m(t)$ – функції аналогічні (3.1) та (3.2) з заміною відповідних індексів при сталих розпаду;

$\langle Y_{\text{мон}} \rangle$ – середньозважені виходи реакцій на ядрах-моніторах, розраховані за форм. (3.4);

$N_{m, \text{мон}}$ – кількість відліків під фотопіками, які супроводжують розпад ізомерів Hf (m) та ядер-продуктів реакцій на моніторах (мон);

$\alpha_{m, \text{мон}}$ – квантові виходи γ -квантів, котрі супроводжують розпад ізомерів Hf і продуктів реакцій на моніторах, відповідно;

$\xi_{m, \text{мон}}$ – ефективності реєстрації вищезгаданих γ -квантів;

$t_{\text{опр}}$, $t_{\text{охол}}$, $t_{\text{вим}}$ —тривалості опромінення, охолодження і вимірювання відповідно, с;

$k_{\text{м,мон}}$ —коефіцієнти самопоглинання γ -квантів розпаду ізомерів Hf і ядер продуктів реакцій на моніторах, відповідно;

$\phi_{\text{м,мон}}$ —абсолютний вміст $^{179,180}\text{Hf}$ та ядер-моніторів в використаних мішенях, відповідно;

$A_{\text{м,мон}}$ —масові числа Hf і моніторів, відповідно;

$\lambda_{\text{м,мон}}$ —сталі розпаду ядер $^{179\text{m}2}\text{Hf}$, $^{180\text{m}}\text{Hf}$ та продуктів реакцій на моніторах, відповідно, с^{-1} ;

$m_{\text{м,мон}}$ —маси мішеней Hf і моніторів, відповідно, $\text{г}\times\text{см}^{-2}$.

Величини $\lambda_{\text{м}}$, $\lambda_{\text{мон}}$, $k_{\text{м,мон}}$, $\alpha_{\text{м,мон}}$, $\phi_{\text{м}}$, $A_{\text{м,мон}}$ були взяті из [100] та паспортів мішеней, $N_{\text{м}}$, $N_{\text{мон}}$ —з експериментальних γ -спектрів. Результати розрахунків по форм. (3.7) в межах похибки співпали з результатами розрахунків за форм. (3.6).

З даних про середньозважені виходи заселення $^{179\text{m}2}\text{Hf}$ та $^{180\text{m}}\text{Hf}$ випливає, що в діапазоні величин граничної енергії в околі 20 МеВ існує другий резонанс в їх заселенні. В цьому енергетичному діапазоні переріз фотопоглинання знижується до величин 10-20 мб і отже переріз (γ,γ') -реакцій стає приблизно рівним $10^{-3}\sigma$. Ці дані якісно узгоджуються з оцінками, наведеними в роботі [44].

Необхідно також оцінити, скільки нейтронів напрацьовується в гальмівній мішені. Оцінка буде проведена для $E_{\text{гр}} = 37$ МеВ. Оскільки використовувалась серед інших і мішень $^{\text{nat}}\text{Hf}$ то нейтрони могли дати внесок в заселення $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ завдяки реакціям $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$, $^{179}\text{Hf}(n,n')^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{180}\text{Hf}(n,2n)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$.

Спочатку в танталі створювалися нейтрони завдяки реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ ($E_{\text{пор}} = 7.5$ МеВ). Отже, після вильоту з Та діапазон енергії нейтронів коливався від 20.5 до 29.5 МеВ, оскільки у фользі Та, в основному генерувалися гальмівні фотони в енергетичному діапазоні 28-37 МеВ. Далі ці нейтрони рухалися крізь алюмінієвий циліндр (див. Рис. 1 з [192]), ініціюючи реакцію $^{27}\text{Al}(\gamma,n)^{26}\text{Al}$ ($E_{\text{пор}} = 13.1$ МеВ) [192]. Безпосередньо в цьому циліндрі енергетичний спектр нейтронів змінюється. По-перше додаються нейтрони в діапазоні величин

енергії від 14.9 до 0 MeV, які створюються завдяки взаємодії гальмівних фотонів в діапазоні величин енергії 28-13.1 MeV з алюмінієвим радіатором. По-друге, також додаються нейтрони з енергіями від 23.9 до 14.9 MeV, які генеруються завдяки взаємодії з алюмінієм високоенергетичних фотонів, що створюються в танталовому радіаторі.

В γ -спектрах спостерігаються реакції $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ та $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ у танталовій та гафнієвій мішенях, відповідно. Висувається гіпотеза, яка ґрунтується на рис. 6б роботи [193], і полягає в тому, що спектр фотонейтронів можна апроксимувати Максвеллівським розподілом від 0 до 29.5 MeV зі значною кількістю епітеплових нейтронів ($0.5 \text{ eV} < E_n < 0.5 \text{ MeV}$). Було висунуте припущення, що їх внесок становить близько 20 %, і отримана величина загального потоку нейтронів $\sim 2 \times 10^5 \text{ (н/(см}^2 \times \text{с))}$. Він на п'ять порядків нижчий, ніж потік гальмівних фотонів [192]. При цьому величини потоків нейтронів, обчислені за обома реакціями $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ та $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$, збіглися в межах 15 %. У свою чергу потік високоенергетичних нейтронів, які можуть приводити до заселення $^{179}\text{Hf}^{m2}$, виявляється вищим лише у 4 рази $\sim 8 \times 10^5 \text{ (н/(см}^2 \times \text{с))}$. Це в 2.5×10^4 рази нижче, ніж потік гальмівних фотонів. Якщо максвеллівський розподіл фотонейтронів описується рівнянням (4) [193] з $T = 0.5 \text{ MeV}$ ($k = 1$), то внесок нейтронів в енергетичному діапазоні 0-5 MeV становить близько 99.9 %. При $T = 1 \text{ MeV}$ їх внесок становить близько 99 %. Високоенергетичні нейтрони можуть дати внесок до 8 % у напрацювання $^{179}\text{Hf}^{m2}$ завдяки реакціям $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ та $^{179}\text{Hf}(n,n')^{179}\text{Hf}^{m2}$ у тому випадку, коли їх переріз перевищить переріз реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma,n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в 10^3 рази [192]. Однак у базі даних EXFOR немає перерізів цих реакцій в даному енергетичному діапазоні. З фізичної точки зору, орбітальний кутовий момент даних нейтронів є занадто низьким для значної ймовірності заселення $^{179}\text{Hf}^{m2}$, оскільки останній має $J^\pi = 25/2^-$. Кількість нейтронів з $E > 5 \text{ MeV}$, для яких перерізи реакцій (n,n') , (n,γ) та $(n,2n)$ реально можуть перевищувати переріз реакції (γ,n) в 10^3 рази [194] оцінюється на 8 порядків нижчим, ніж кількість фотонів. Отже, нейтрони, що утворюються

в танталовому радіаторі та алюмінієвом поглиначі, не можуть впливати на заселення $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ [192].

З метою оцінки механізмів перебігу досліджуваних реакцій було проведено їх моделювання в рамках програмних кодів TALYS-1.9 та EMPIRE-3.2. Більш детально про моделювання за допомогою цих кодів викладено в [57-58].

Результати теоретичних розрахунків наведено в таблиці 3.5. Видно, що в енергетичному діапазоні 20-35 MeV статистичний механізм в рамках програмного коду TALYS-1.9 непогано описує експериментальні середньозважені виходи. Кращого кількісного узгодження можна добитися варіюючи внеском передрівноважного механізму. Проте дана варіація не є надійною, оскільки з одного боку отримані експериментальні дані мають значну похибку, а з іншого для даних ядер та граничних величин енергії гальмівних γ -квантів відсутні експериментальні результати інших авторів. Незважаючи на це можна зробити висновок, що в області другого резонансу у функції збудження (γ, γ') -реакцій домінує статистичний механізм [42].

3.2 Вивчення реакцій з вильотом заряджених частинок

3.2.1 Дослідження (γ, rxn) -реакцій на ядрах природного танталу

Для визначення потоку гальмівних γ -квантів при $E_{\text{гр}} = 20, 40$ та 55 MeV використовувалася реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, \text{n})^{180}\text{Ta}$.

При $E_{\text{гр}} = 20$ MeV з метою отримання виходу заселення ізомерного стану з $I^{\pi}=8^{-}$ в реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, \text{p})^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ визначалася площа фотопіку гамма-лінії з енергією 215 кеВ, яка супроводжує розпад $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ (див. рис. 3.21 та 3.18).

Як видно з рис. 3.21 спостерігаються також інші γ -піки з розпаду $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$, а саме з величинами енергії 332.3 та 443.1 кеВ. Інші три γ -переходи з величинами енергії 93.3 кеВ, 500.6 кеВ та 57.6 кеВ не показані, оскільки перші два мають низьку інтенсивність а останній знаходиться в області рентгенівського

енергетичного діапазону. Крім того 93.3 кеВний γ -квант не відділяється від γ -піку 93.4 кеВ, який супроводжує розпад ^{180}Ta [190].

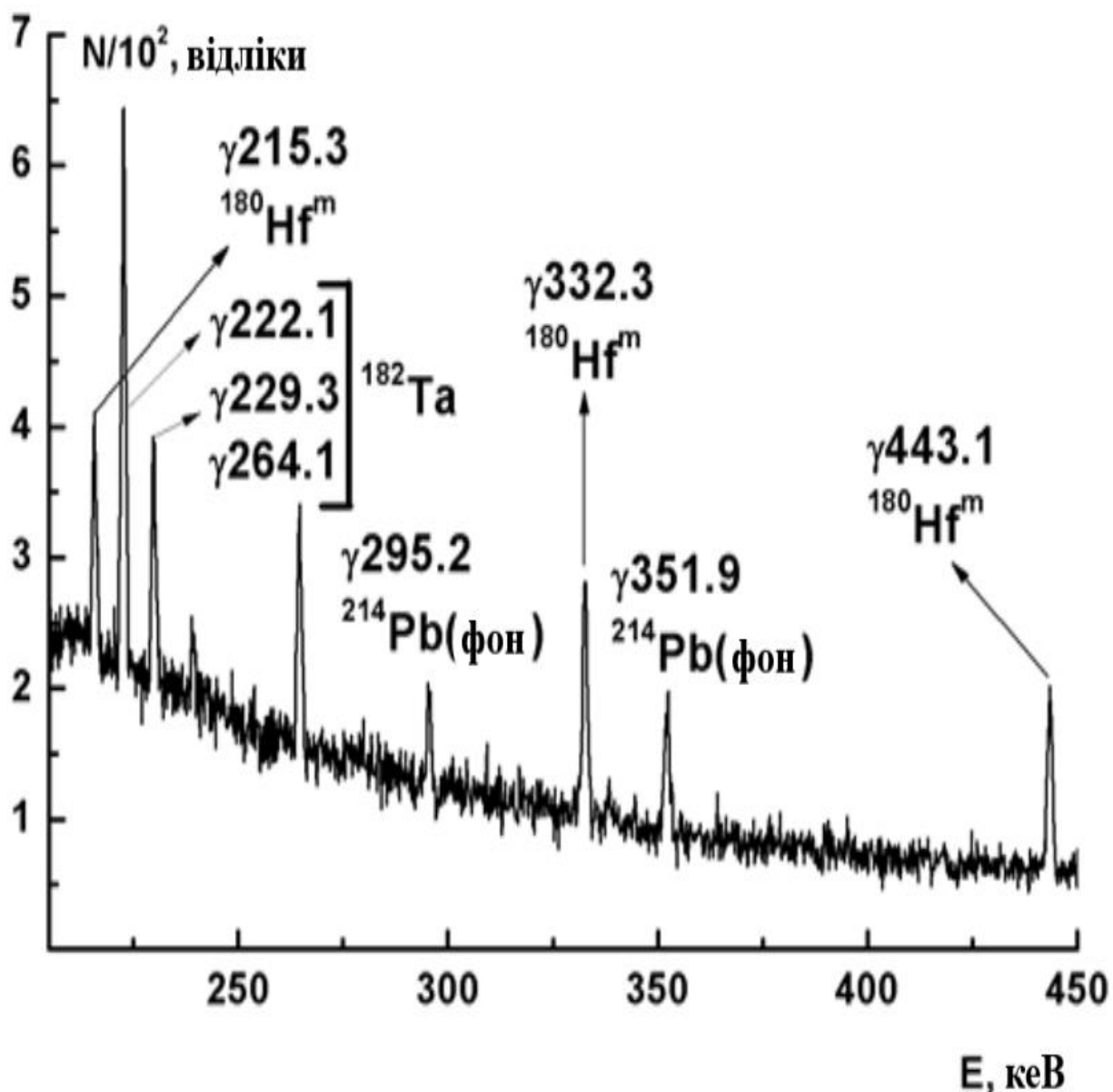


Рис. 3.21 Фрагмент типового γ -спектру опроміненого танталу при $E_{\text{гр}} = 20 \text{ MeV}$ [190]

Щоб отримати заселення ядер $^{180}\text{Hf}^m$ при $E_{\text{гр}} = 40$ і 55 MeV , визначалася активність γ -піку з енергією 443.1 кеВ (див. рис. 3.22 (а) і (б)).

При таких величинах граничної енергії гальмівних γ -квантів стає енергетично можлива реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}^m$ ($T_{1/2} = 2.36 \text{ год}$) [100]. Одна інтенсивна γ -лінія з енергією 331.6 кеВ з розпаду $^{178}\text{Ta}^m$ майже накладається в

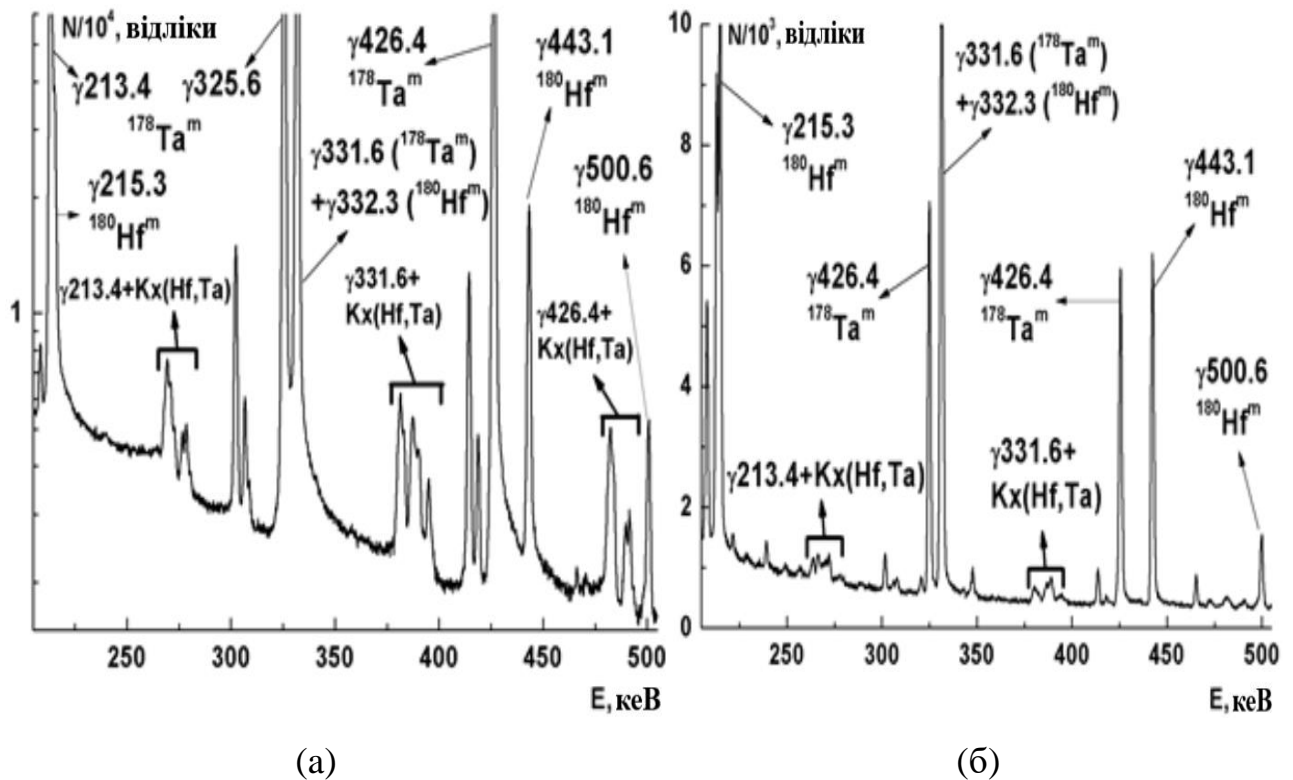


Рис.3.22 Фрагменти типових γ -спектрів опромінених мішеней танталу при $E_{гр} = 40$ MeV (а) і 55 MeV (б) [190]

γ -спектрі з 332.3 кеВною γ -лінією з розпаду $^{180}\text{Hf}^m$ а інша γ -лінія $^{178}\text{Ta}^m$ з енергією 213.4 кеВ знаходиться поруч з 215.3 кеВним γ -піком, який супроводжує розпад $^{180}\text{Hf}^m$. Тому обидва його γ -переходи з величинами енергії 332.6 та 215.3 кеВ не можна використовувати при розрахунку виходу $^{180}\text{Hf}^m$.

При розрахунку потоків гальмівних γ -квантів використовувалось моделювання реальних геометрій експериментальних збірок за допомогою програмного коду Geant4 [159] (див. рис. 3.17 та 3.13). На жаль, відсутня інформація про експериментальні перерізи реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ в базі даних [40] для монохроматичних гамма-квантів в енергетичному діапазоні від 40 до 55 MeV. Тому в цьому діапазоні розрахунок проводився в рамках програмного коду TALYS-1.9 [57] від порогу даної реакції і до 55 MeV з кроком 1 MeV. В області величин енергії від порогу і до 40 MeV теоретичні перерізи непогано узгоджуються з експериментальними величинами [189] (див. рис. 3.23). Це дозволило використати розраховані в коді TALYS-1.9 перерізи для підрахунку потоку за формулою 3.4 в енергетичному діапазоні від 40 до 55 MeV [190].

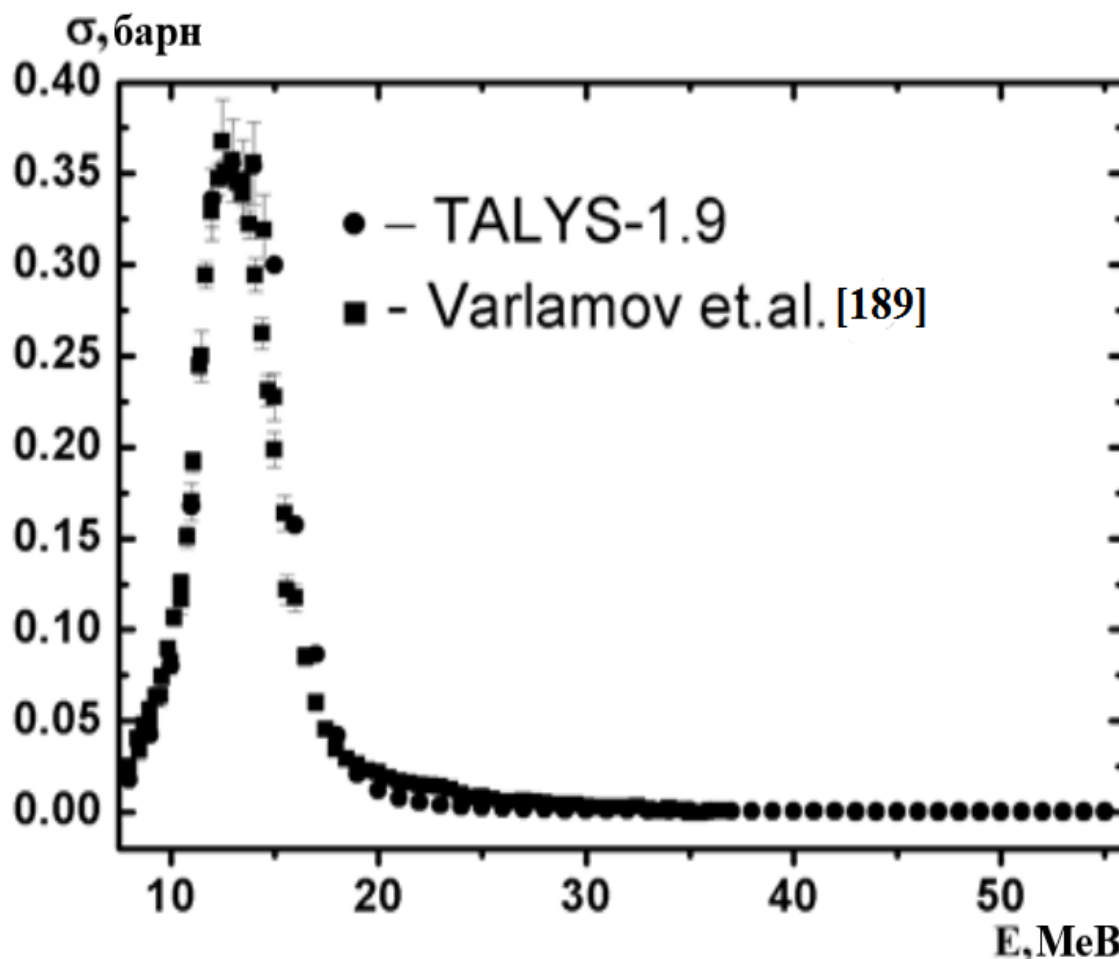


Рис. 3.23 Порівняння експериментальних та модельованих величин перерізів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$ [190]

У формулі (3.6), за якою визначалися середньозважені виходи реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma,p)^{180}\text{Hf}^m$ при розрахунку коефіцієнта конверсії R слід враховувати кулонівський бар'єр. В даній роботі він розраховувався за форм. (20) з роботи [195] і сумувався разом із енергетичним порогом досліджуваної реакції. Отримані середньозважені виходи показані в таблиці 3.6.

В усіх γ -спектрах присутні переходи, які супроводжують розпад ^{182}Ta , який в свою чергу напрацьовується внаслідок реакції $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)$. Отже слід також оцінити потік нейтронів, який може давати внесок в заселення $^{180}\text{Hf}^m$ і ^{180}Ta за рахунок реакцій $^{181}\text{Ta}(n,2n)^{180}\text{Ta}$ та $^{181}\text{Ta}(n,np)^{180}\text{Hf}^m$. Була виконана їх оцінка за допомогою метода описаного на с. 115-116 з якого випливає, що внеском нейтронів можна знехтувати.

Таблиця 3.6

Експериментальні та теоретичні виходи реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$ та $^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ при $E_{\text{гр}} = 37 \text{ MeV}$ [190]

Енергія $E_{\text{гр}}$, (MeV)	$\langle Y \rangle$, мкБн			
	$\langle Y \rangle$	$\langle Y \rangle_{\text{стат}}^{\text{теор}}$	$\langle Y \rangle_{\text{пр}}^{\text{експ}}$	$\langle Y \rangle_{\text{пр}}^{\text{теор}}$
20	51±5	1(1d3)	23±3	21
37	1.8±0.1			
40	69±9	20(1d3)	55±6	57
55	56±6	28(1d3)	50±5	59

З метою оцінки механізму даної реакції було проведено її дослідження в рамках програмного коду TALYS-1.9 [57].

Не було досягнуто узгодження між теоретичними та експериментальними виходами при використанні параметрів за умовчанням (модель густини рівнів СТ+FG (ldmodel1)) в неперервному енергетичному діапазоні. Теоретичні виходи залишалися приблизно на два порядки нижчими експериментальних величин при $E_{\text{гр}} = 20 \text{ MeV}$ і на порядок при $E_{\text{гр}} = 40$ та 55 MeV . При варіації моделей густини рівнів, зокрема при використанні узагальненої надтекучої моделі (GSM) [177-178] (ldmodel3) теоретичні середньозважені виходи стають дещо ближчими до експериментальних величин. Проте значна різниця залишається [190]. Модель GSM генерує вищу густину рівнів ніж СТ+FG, починаючи з області неперервного спектру і до величини енергії 20 MeV залишкового ядра. Для того, щоб врахувати деформовану структуру ядер ^{180}Hf разом з ключем “ldmodel3” варіювався і вхідний ключовий параметр “colenhance”. Отримані в результаті даного моделювання середньозважені виходи $\langle Y \rangle_{\text{стат}}^{\text{теор}}$ показані в таблиці 3.6. При цьому теоретичні виходи залишаються значно нижчими експериментальних величин, відповідно у 51, 3.5

та 2 рази при $E_{\text{гр}} = 20, 40$ та 55 MeV. Отже можна зробити висновок про домінування нестатистичних механізмів при даних граничних величинах енергії гальмівних γ -квантів [190].

Для прояснення типу нестатистичного механізму була використана теоретична модель, описана в роботах [196-197], яка враховує ізоспінове розщеплення ГДР і дозволяє краще описати експериментальні перерізи (γ, p) -реакцій в легких та важких ядрах.

Відомо, що стани атомних ядер характеризуються квантовим числом ізоспіном. Це є наслідком інваріантності (нечутливості) нуклон-нуклонних сил до заміни нейтрона на протон і навпаки. Специфіка квантового числа ізоспіна яскраво проявляється в процесі збудження і розпаду ГДР.

Як відомо, нейтрон і протон утворюють ізодублет - частинку з ізоспіном $t = 1/2$, яка має в тримірному евклідовому ізоспіновому (зарядовому) просторі дві можливі проекції на вісь Z , рівні $1/2$ або $-1/2$. Одна із цих проекцій приписується протону, інша – нейтрону [196].

Стани ядер можуть мати ізоспін T в інтервалі від $T_0 = |(N-Z)/2|$ до $A/2$, причому ізоспін основного стану завжди має найнижче значення – T_0 . По мірі зростання енергії збудження до послідовності рівнів з ізоспіном T_0 спочатку приєднуються послідовності рівнів з T_0+1 , потім з T_0+2 і т.д. Оскільки в ядрі є кулонівські сили, які порушують ізоспінову симетрію, то ядерні стани не є абсолютно чистими по ізоспіну. Коли мають на увазі рівні, які збуджуються при поглинанні ядром $E1$ -фотона, то як показано в роботі [196], та посилення там, досить обмежитись рівнями з T_0 та T_0+1 . Причому основні та низьколежачі (до декількох MeV) стани ядер мають високу чистоту по ізоспіну. Так для основних станів домішка стану з T_0+1 складає 10^{-4} - 10^{-8} . По мірі зростання енергії збудження ядра чистота за ізоспіном його станів погіршується. Для станів в області ГДР домішка станів з «чужим» ізоспіном може виявитись суттєвою. Проте, в більшості випадків рівні ГДР можна продовжувати характеризувати певним ізоспіном і специфіка цього квантового числа суттєво впливає на характеристики ГДР [196].

Правила відбору по ізоспіну для E1-переходів дозволяють визначити ізоспіни станів гігантського дипольного резонансу. В залежності від того, чи розглядаються малочисельні ядра з $N=Z$ (їх називають самоспряженими ядрами, які мають в основному стані ізоспін $T_0 = 0$) чи ядра з $N \neq Z$, ізоспін основного стану яких $T_0 = |(N-Z)/2| \neq 0$ (абсолютна більшість) виконуються наступні правила відбору для ядер з [196]:

$$N = Z: T_f = T_0 + 1 \equiv 1 \quad 3.8(a)$$

$$N \neq Z: T_f = T_0 \text{ чи } T_0 + 1 \quad 3.8(b)$$

Для форм. 3.8(б) часто використовують позначення $T_< = T_0$ і $T_> = T_0 + 1$.

При поглинанні ядром E1-фотону з основного стану, який є практично чистим за ізоспіном, збуджуються стани ГДР, які також характеризуються певним ізоспіном, який визначається правилами відбору (3.8). Ці стани живуть деякий час в умовах навколишнього фону ядерних станів з іншим ізоспіном і можуть за рахунок кулонівської взаємодії, яка порушує ізоспінову симетрію нуклон-нуклонних сил, отримати домішку станів з іншим ізоспіном. Це стосується головним чином станів $T_> = T_0 + 1$, густина яких суттєво нижча густини навколишніх станів з $T_< = T_0$, що сприяє отриманню домішки T_0 -станів до станів з $T_0 + 1$ [196]. Якщо, при цьому, $T_>$ -стани живуть досить довго, то вони можуть отримати суттєву домішку $T_<$ -станів. В цьому сенсі зручно розглядати самоспряжені ядра, в яких E1-фотоном збуджуються лише стани з ізоспіном 1. До них кулонівськими силами можуть підмішуватися стани з ізоспіном 0. Самоспряжені ядра особливо зручні для дослідження ступеню збереження ізоспіна у станів ГДР, оскільки мають однакове число протонів та нейтронів. Оскільки розпад ГДР відбувається в основному з вильотом протонів і нейтронів, то в цьому випадку кінцеві ядра є зеркальними і мають співпадаючі послідовності рівнів, які попарно утворюють ізоспінові дублети [196]. Тому, якщо знехтувати кулонівськими силами, які порушують чистоту ізоспіну, то розпад станів з $T = 1$, які виникли при поглинанні E1-фотону, з

випромінюванням протона і нейтрона буде повністю симетричним, якщо залишкові ядра утворюються в однакових станах. Отже, відношення парціальних перерізів реакцій (γ, p_i) та (γ, n_i) , де i позначає рівні кінцевого ядра, при рівності порогів повинно бути рівне 1, тобто $\sigma(\gamma, p_i)/\sigma(\gamma, n_i) = 1$ [196].

Більш реальна величина цього відношення повинна враховувати домішку станів з $T = 0$ до станів з $T = 1$, різницю в порогах реакцій (γ, p) і (γ, n) та відмінності в потоках вилітаючих протонів та нейтронів на межі ядра. Підсумковий вираз має вигляд [196]:

$$\frac{\sigma(\gamma, p_i)}{\sigma(\gamma, n_i)} = \frac{P_p}{P_n} \sqrt{\frac{E_p}{E_n}} \left| \frac{\alpha_0 + \alpha_1}{\alpha_0 - \alpha_1} \right|^2, \quad 3.9$$

де P_p та P_n - протонні та нейтронні прозорості кулонівського і відцентрового бар'єрів;

E_p та E_n - кінетичні енергії протона та нейтрона (множник $\sqrt{E_p/E_n}$ враховує відношення протонних і нейтронних потоків на межі ядра, що дорівнює відношенню їх імпульсів). Множник $\left| \frac{\alpha_0 + \alpha_1}{\alpha_0 - \alpha_1} \right|^2$ враховує домішку станів з $T = 0$ до станів з $T = 1$ та був розрахований в роботі [198].

Уся сукупність існуючих експериментальних даних [196] свідчить про доволі високу чистоту за ізоспіном станів легких ядер, розташованих в області ГДР. Домішка станів з $T = 0$ до станів з $T = 1$, в області максимуму ГДР в усіх випадках не перевищує 5 %.

Те, що стани ГДР легких ядер зберігають високу чистоту за ізоспіном пояснюється тим, що для цих ядер домінує напівпрямий розпад ГДР. Тривалість подібного розпаду мала ($\approx 10^{-21}$ с) і є суттєво меншою характерного часу дії кулонівських сил $t_{кул} \approx \hbar / \langle V_{кул} \rangle \approx 10^{-15} - 10^{-20}$ с, який необхідний для змішування за ізоспіном (тут $\langle V_{кул} \rangle$ – середнє значення матричного елемента кулонівської взаємодії між станами з різними ізоспінами, яке змінюється для різних ядер та енергій збудження в широких межах 1 еВ - 100 кеВ [196]). Для важких ядер домінуючою формою розпада ГДР стає статистичний. Його

тривалість досить велика ($\approx 10^{-19}-10^{-18}$ с), для того щоб змішування за ізоспіном стало значним, досягаючим 50-60% [196]. При цьому частина станів ГДР, утворених як $T_>$, змішуються з $T_<$ -станами і розпадається будучи наділений саме цим останнім ізоспіном. Дану обставину необхідно враховувати при аналізі фоторозщиплення масивних ядер. Разом с тим необхідно пам'ятати, що при поглинанні такими ядрами Е1-фотонів стани, які збуджуються отримують ізоспіни у відповідності з правилами відбору (3.8) і, не дивлячись на значне наступне змішування за ізоспіном, вони залишаються в тих же енергетичних областях, в яких початково виникли. Це означає, що аналізуючи реакції (γ, n) та (γ, p) можна отримати інформацію про енергетичне положення вхідних $T_<$ та $T_>$ станів [196].

З виразу для інтегрального перерізу поглинання квантовою системою Е1-фотона отримаємо наступні перші моменти інтегральних перерізів, які позначаються як $S_<$ та $S_>$ (ці величини називають також зваженими по гальмівному випромінюванню інтегральними перерізами, маючи на увазі енергетичний спектр гальмівного випромінювання, який апроксимується залежністю $1/E$) [196]:

$$S_< = \int_{\Gamma P} \frac{\sigma_<(E)}{E} dE = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \sum_f \left| \langle f_< | D_z | 0 \rangle \right|^2 = \frac{T_0}{T_0 + 1} I_<^2, \quad 3.10(a)$$

$$S_> = \int_{\Gamma P} \frac{\sigma_>(E)}{E} dE = \frac{4\pi^2}{\hbar c} \sum_f \left| \langle f_> | D_z | 0 \rangle \right|^2 = \frac{1}{T_0 + 1} I_>^2. \quad 3.10(b)$$

Тут $f_<$ і $f_>$ - сукупність квантових чисел, які характеризують $T_<$ і $T_>$ стани, в тому числі, їх ізоспіни T_0 та T_0+1 . У виразах для $S_<$ та $S_>$ виділені ізоспінові множники (квадрати ізоспінових коефіцієнтів Клебша-Гордана), які безпосередньо визначають «ізоспінову частину» імовірності Е1-переходів, а усю частину кожного виразу, що залишилася (суму квадратів матричних елементів переходів між основними та збудженими станами з ізоспінами $T_<$ і $T_>$, включаючи константу $4\pi^2/\hbar c$), позначено відповідно $I_<^2$ та $I_>^2$. Ці величини

називають приведеними інтенсивностями E1-переходів з утворенням $T_<$ та $T_>$ станів. У підсумку виходить [196]:

$$S = S_< + S_> = I_<^2 T_0/(T_0+1) + I_>^2/(T_0+1) \quad 3.11$$

Ці оцінки імовірностей збудження $T_<$ та $T_>$ станів передбачають співвідношення між інтенсивностями $T_<$ та $T_>$ гілок ГДР в легких ядрах, які мають $N \approx Z$. В цьому випадку, якби було $I_<^2 \approx I_>^2$, то з 3.11 [196]:

$$S_>/S_< \approx 1/T_0 \quad 3.12$$

Насправді слід очікувати виконання співвідношення $I_<^2 > I_>^2$, оскільки число переходів, які утворюють $T_<$ стани вище. В середніх та важких ядрах оцінка 3.12 буде ще більше завищеною і з іншої причини. По мірі зростання маси ядра зростає величина нейтронного надлишку $N-Z$. У відповідності з цим зростає число можливих частинково-діркових конфігурацій, які дають внесок лише в $T_<$ -стани. Навпаки, число конфігурацій, які дають вклад в $T_>$ -стани швидко знижується, оскільки E1-переходи йдуть в сусідню оболонку, а вона при зростанні надлишку нейтронів заповнюється.

В роботі [199] було показано, що відношення величин $I_<^2$ та $I_>^2$ визначається виразом $(1 - \alpha)/(1 + \alpha/T_0)$, де $\alpha \approx (3/2)T_0A^{-2/3}$. Таким чином, в підсумку [196]:

$$\frac{S_>}{S_<} = \frac{1 - 1.5T_0A^{-2/3}}{T_0 + 1.5A^{-2/3}} \quad (3.13)$$

Для ядер ^{27}Al ($T_0 = 1/2$), ^{90}Zr ($T_0 = 5$) та ^{208}Pb ($T_0 = 22$) цей вираз дає: $2 \times 0.78 = 1.56$; $0.58/5 \approx 0.12$ та $5.8 \cdot 10^{-2}/22 \approx 2.6 \cdot 10^{-3}$, відповідно, т. б. зі зростанням масового числа інтенсивність $T_>$ компоненти ГДР швидко падає.

Головні гіпотези, які були зроблені при виведенні співвідношення 3.13. наступні: основний стан ядра описується одночастинковою моделлю оболонок з потенціалом гармонійного осцилятора; відсутнє змішування $T_<$ та $T_>$ станів кулонівськими силами. Тому від форм. 3.13 можна вимагати лише описання усереднених за сукупністю ядер інтенсивностей $T_<$ та $T_>$ компонент. Для окремих ядер передбачення 3.13 може давати помітні відхилення [196].

На рис. 3.24 зліва для ядра з $N > Z$ показана величина ΔE_T шуканого ізоспінового розщеплення ГДР, яка рівна $E_> - E_<$ (розглядається по одному

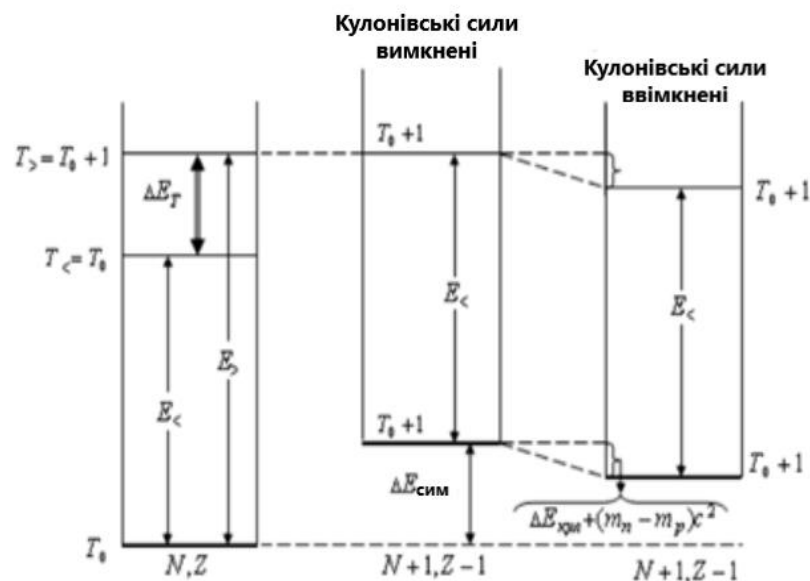


Рис. 3.24. Оцінка величини ΔE_T ізоспінового розщеплення гігантського дипольного резонансу [196]

дипольному рівню з $T_< = T_0$ і $T_> = T_0 + 1$). Стан з $T_> = T_0 + 1$ в ядрі (N, Z) має ізобар-аналог в сусідньому ядрі $(N+1, Z-1)$, котрий в цьому ядрі є вже $T_<$ станом і тому його енергія збудження $E_<$, якщо знехтувати кулонівськими силами, та ж, що й енергія $T_>$ стану в ядрі (N, Z) .

Якщо знехтувати кулонівськими силами та різницею мас протона та нейтрона, то, як впливає з напівемпіричної формули Вайцеккера для енергії зв'язку ядра [200], енергії усіх станів ядра $(N+1, Z-1)$ будуть зсунуті вверх по енергії відносно станів ядра (N, Z) за рахунок зростання енергії симетрії

$E_{\text{сим}} \approx 24(N - Z)^2/A$ MeV. При переході від ядра (N, Z) до ядра $(N+1, Z-1)$ це зростання енергії симетрії, як легко переконалися, складе: $E_{\text{сим}} = 24 \times 4[(N-Z)+1]/A = 96(2T_0+1)/A$ MeV. Ця ж величина буде давати значення ізоспінового розщеплення ΔE_T , MeV [196]:

$$\Delta E_T \approx 100(2T_0+1)/A \quad 3.14$$

Врахування кулонівської взаємодії та різниці мас протона і нейтрона призводить до додаткового зниження рівнів ядра $(N+1, Z-1)$ на величину $\Delta E_{\text{кул}} + (m_n - m_p)c^2$, де $\Delta E_{\text{кул}}$ - зниження кулонівської енергії ядра $(N+1, Z-1)$ порівняно з ядром (N, Z) , що, проте, не вплине на величину ΔE_T . Слід відзначити, що $\Delta E_{\text{кул}}$ добре апроксимується виразом $\Delta E_{\text{кул}} = (1.44Z/A^{1/3} - 1.13)$, MeV [196].

Для оцінки ΔE_T використовується, як правило, інший підхід, який ґрунтується на безпосередньому застосуванні принципу ізобаричної інваріантності до двох сильно взаємодіючих об'єктів. З цієї інваріантності випливає, що потенціал такої взаємодії, наприклад, частинки a та ядра A не повинен залежати від поворотів в ізоспіновому просторі, т.б. повинен бути скаляром в цьому просторі (ізоскаляром). Позначимо вектор ізоспіна частинки a через \vec{t}_a , а вектор ізоспіна ядра A через \vec{T}_A . Найпростішим ізоскаляром, побудованим з цих величин, є їх скалярний добуток $(\vec{t}_a \times \vec{T}_A)$. Тому потенціал сильної взаємодії частинки a та ядра A можна представити у вигляді: $V_{aA} = \text{const}(\vec{t}_a \times \vec{T}_A)$ [196].

В якості константи в цьому виразі, яка визначає масштаб взаємодії, візьмемо величину $\approx 100/A$ MeV, яка фігурує у форм. 3.14 перед ізоспіновим множником $(2T_0+1)$. В підсумку отримаємо так званий потенціал Лейна [201], який спочатку виник в задачах описання розсіяння нуклонів ядрами в рамках оптичної моделі, MeV [196]:

$$V_{aA} \approx 100(\vec{t}_a \times \vec{T}_A)/A \quad (3.15)$$

За допомогою виразу (3.14) вже можна отримати величину ΔE_T ізоспінового розщеплення ГДР. Дійсно, при поглинанні ядром E1-фотона в ньому утворюється частинка і дірка. Тому ядро у збудженому стані - це сукупність взаємодіючих один з одним частинко-діркової пари (ph) та остова (див. рис. 3.25).

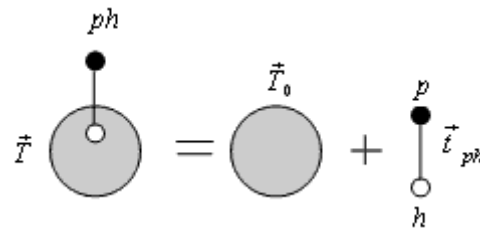


Рис. 3.25 Збуджене ядро з ізоспіном T як сукупність остова з ізоспіном T_0 і частинково-діркової пари з ізоспіном t_{ph} [196]

В виразі (3.15) в якості частинки a використовується ph -пара з ізоспіном t_{ph} , а в якості ядерного ізоспіна використовуємо ізоспін T_0 ядра в основному стані (т. б. ізоспін незбудженого ядерного остова). Ізоспін T збудженого ядра визначається векторною сумою ізоспінів остова та частинково-діркової пари: $\vec{T} = \vec{T}_0 + \vec{t}_{ph}$. Звідки [196]

$$(\vec{t}_{ph} \cdot \vec{T}_0) = \frac{1}{2} [\vec{T}^2 - \vec{T}_0^2 - \vec{t}_{ph}^2] = \frac{1}{2} [T(T+1) - T_0(T_0+1) - t_{ph}(t_{ph}+1)], \quad 3.16$$

тут квадрати ізоспінів замінені їхніми квантовомеханічними власними значеннями. В залежності від того, чому виявляється рівним ізоспін T збудженого ядра: $T_< = T_0$ чи $T_> = T_0 + 1$, для $(\vec{t}_{ph} \times \vec{T}_0)$ отримаємо два можливих значення [196]:

$$(\vec{t}_{ph} \times \vec{T}_0) = \begin{cases} -\frac{t_{ph}(t_{ph}+1)}{2}, & \text{якщо } T = T_< = T_0, \\ (T_0+1) - \frac{t_{ph}(t_{ph}+1)}{2}, & \text{якщо } T = T_> = T_0 + 1. \end{cases} \quad 3.17$$

Різниця енергій $E_{>} - E_{<}$ станів з $T_{>}$ та $T_{<}$, т.б. величина ізоспінового розщеплення ΔE_T , визначається різницею значень $(\vec{t}_{ph} \times \vec{T}_0)$ для $T_{>}$ і $T_{<}$ з врахуванням масштабного множника $100/A$, MeV [196]:

$$\Delta E_T = E_{>} - E_{<} = 100(T_0 + 1)/A \quad 3.18$$

Цей вираз має схожу з форм. (3.14) структуру, але передбачає меншу величину ізоспінового розщеплення.

Обидва ці вирази не враховують ефект колективізації окремих $1p1h$ -збуджень, який передбачається схематичною моделлю Брауна-Болстерлі, т.б. відповідають одночастинковій картині фоторозщеплення. Колективізація призводить до зсуву вгору по енергії дипольних станів. Оскільки число $E1$ -переходів $T_0 \rightarrow T_0$ в середніх та важких ядрах більше, ніж число $E1$ -переходів $T_0 \rightarrow T_0+1$, то ефект зсуву донизу по енергії сильніший для рівнів з $T_{<}$, що призводить до зближення гілок з різним ізоспіном i , як показано в роботі [202], ефективному зменшенню масштабного множника $100/A$ приблизно у 1.5 рази. Тому більш обґрунтований вираз для ΔE_T , яким як правило і користуються, має вигляд, MeV [196]:

$$\Delta E_T \approx E_{>} - E_{<} = 60(T_0 + 1)/A \quad (3.19)$$

Для ядер ^{27}Al , ^{90}Zr та ^{208}Pb величина ΔE_T складає ≈ 3.3 , 4.0 і 6.6 MeV відповідно, т.б з ростом атомного номера спостерігається тенденція зростання енергії розщеплення компонент гігантського резонансу з різним ізоспіном. Крім того, розщеплення $T_{>}$ та $T_{<}$ -станів при фіксованому Z зростає з ростом нейтронного надлишку. Так для ізотопів молібдена ΔE_T змінюється від 3.3 MeV (^{92}Mo) до 5.4 MeV (^{100}Mo) [196].

В даному випадку при розрахунках експериментальних середньозважених виходів з використанням напівпрямого механізму $\langle Y \rangle_{пр}^{експ}$ була використана

гіпотеза про домінування напівпрямого розпаду ГДР в (γ, p) -реакції. Враховуючи як колективні ефекти індивідуальних збуджень, так і енергію симетрії, для отримання величини енергії ізоспінового розщеплення використовувалось рівняння (3.19). Після цього розраховувався середньозважений вихід для напівпрямого процесу за допомогою форм. 3.6. В ній при визначенні R енергія кулонівського бар'єру замінюється на ΔE_T . В даному випадку для реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$ сумарний енергетичний поріг рівний 13.2 МеВ. Отримані виходи $\langle Y \rangle_{\text{пр}}^{\text{експ}}$ також показані в таблиці 3.6 [190].

Теоретичні розрахунки для напівпрямого процесу ($\langle Y \rangle_{\text{пр}}^{\text{теор}}$), які даються в таблиці 3.6 в останній колонці проводились за наступною формулою, яка базується на формулі (3.13) чи форм. (3) з роботи [197]:

$$\langle Y \rangle_{\text{пр}}^{\text{теор}} = \frac{\langle Y \rangle_{\text{м}} Y_{\text{мон}}^{\text{сп}} (1 - 1.5 T_0 A^{-2/3})}{(\langle Y \rangle_{\text{г}} + \langle Y \rangle_{\text{м}}) T_0 (1 + 1.5 A^{-2/3})}. \quad \text{Дана формула враховує ізоспінове}$$

розщеплення ГДР. Тут $\langle Y \rangle_{\text{м}}$, $\langle Y \rangle_{\text{г}}$ - середньозважені виходи заселення ізомерного та основного станів, відповідно, реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180}\text{Hf}^{\text{м,г}}$, розраховані за форм. 3.4 для перерізів, модельованих в кодї TALYS-1.9.

$Y_{\text{мон}}^{\text{сп}}$ - середньозважений вихід реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, обчислений за форм. 3.4.

Отже, врахування ізоспінового розщеплення для напівпрямого механізму в реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180}\text{Hf}^{\text{м}}$ при розрахунках середньозважених виходів демонструє гарне кількісне узгодження експериментальних і теоретичних величин [190].

В табл. 3.6 також показаний середньозважений вихід реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179}\text{Hf}^{\text{м}}$, розрахований за формулою 3.6 при $E_{\text{гр}} = 37$ МеВ. В якості монітора при цьому використовувались ядра $^{\text{nat}}\text{Lu}$ і реакції $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174\text{g}}\text{Lu}$ та $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$ [192].

3.2.2 Вивчення (γ, rxn) -реакцій на ядрах гафнію з заселенням $^{177,178}\text{Lu}$ в широкому діапазоні величин граничної енергії гальмівних γ -квантів

При $E_{\text{гр}} = 20$ та 55 МеВ для отримання потоку гальмівних γ -квантів використовувалась реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ [189], про що детально описано на с.

106-107. Для $E_{\text{гр}} = 37$ MeV докладний опис визначення потоку гальмівних γ -квантів наведено вище на с. 110-111. При $E_{\text{гр}} = 17.5$ MeV для розрахунку потоку використовувалась реакція $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$, яка непогано досліджена в даному енергетичному діапазоні [158] та γ -лінія з енергією 343.3 кеВ, яка супроводжує розпад ^{175}Hf (див. рис. 3.26).

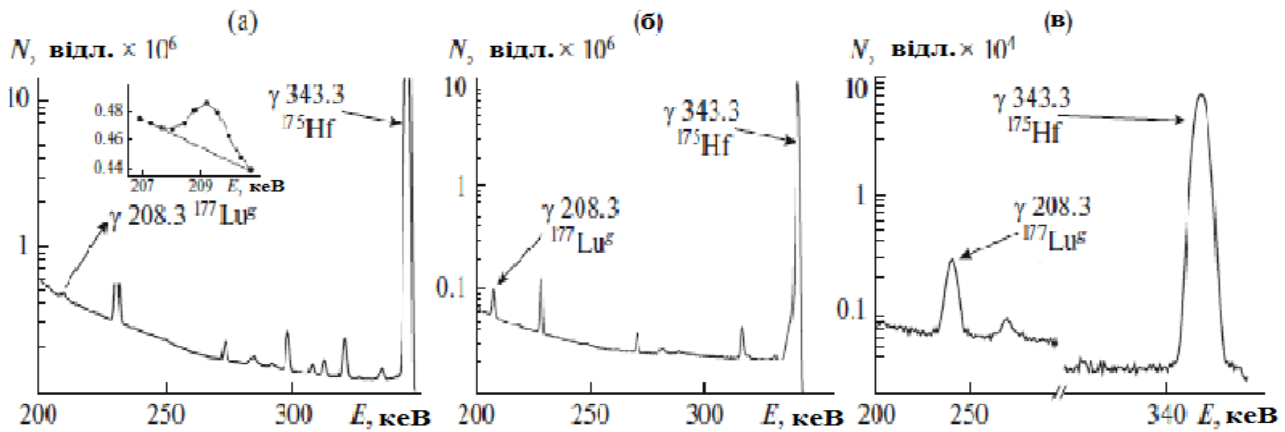


Рис. 3.26 Фрагменти типових γ -спектрів гафнію природного ізотопного складу, опроміненого гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 17.5$ MeV (а), $E_{\text{гр}} = 37$ MeV (б) та $E_{\text{гр}} = 55$ MeV (в) [36]

Активність ^{177}Lu реєструвалася за допомогою γ -лінії з енергією 208 кеВ. Фрагменти виміряного γ -спектру ^{177}Lu показано на рис. 3.26 і 3.27.

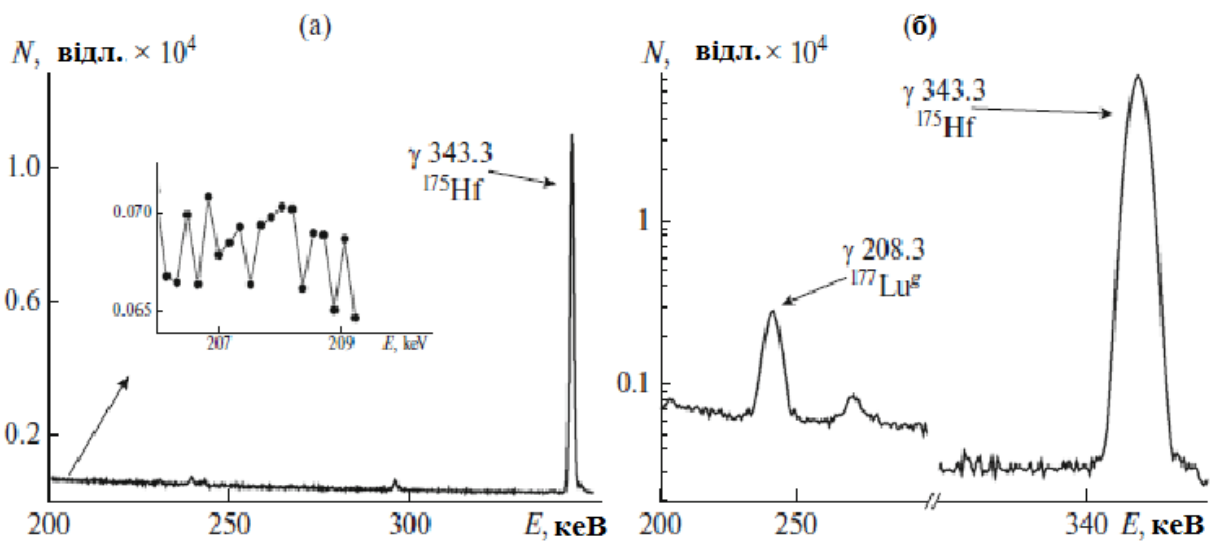


Рис. 3.27 Фрагменти типових γ -спектрів ^{179}Hf , опроміненого гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 20$ MeV (а) та $E_{\text{гр}} = 55$ MeV (б) [36]

Середньозважені виходи реакцій на моніторах $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$, $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$ та $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ та потоки гальмівних γ -квантів визначалися за допомогою форм. (3.4-3.5). Модельовані за допомогою коду Geant4 гальмівні γ -спектри наведені на рисунку 3.28. Враховуючи поправки на потоки гальмівних γ -квантів, зумовлені різними енергетичними порогами реакцій на

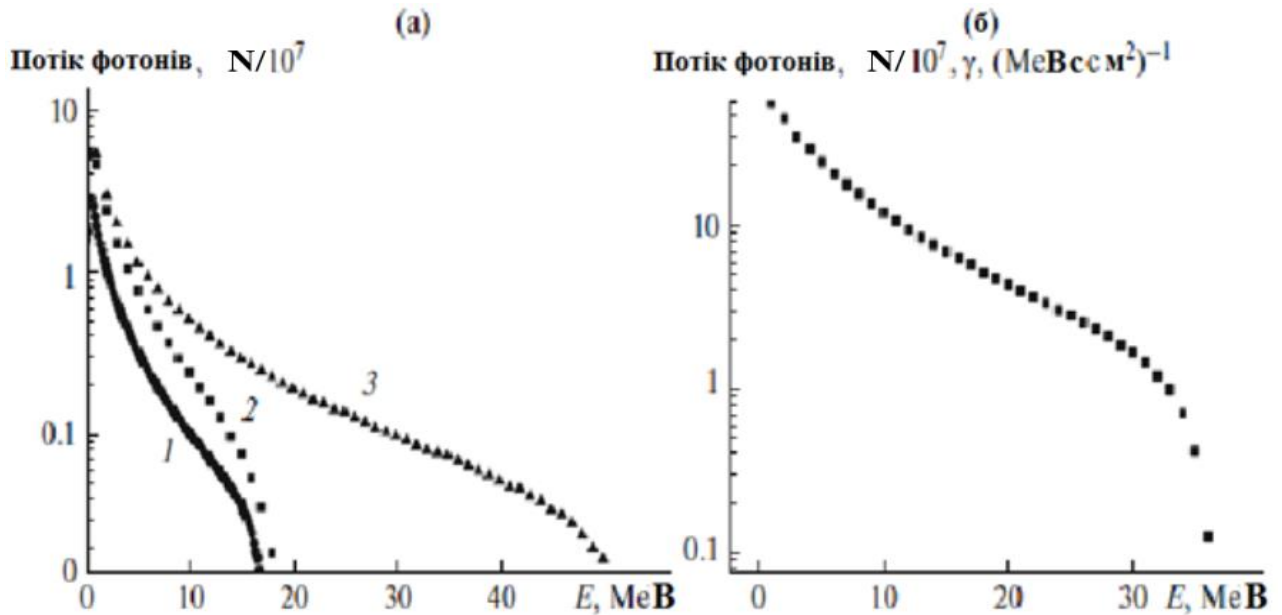


Рис. 3.28 Спектри гальмівного випромінювання при енергії електронів 17.5(1), 20(2) і 55(3) MeV – (а) [36] та при $E_{\text{гр}} = 37$ MeV (б), взятий з [192]

моніторах та досліджуваних реакцій разом з кулонівськими бар'єрами останніх розраховувались середньозважені виходи реакцій $^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$ при $E_{\text{гр}} = 17.5$ та 20 MeV, $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$ при $E_{\text{гр}} = 37$ MeV, $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$, $^{179}\text{Hf}(\gamma, pn)^{177}\text{Lu}$ та $^{180}\text{Hf}(\gamma, p2n)^{177}\text{Lu}$ при $E_{\text{гр}} = 55$ MeV за допомогою формули 3.6. Результати розрахунків наведені в таблиці 3.7.

Експериментальні значення середньозважених виходів для $^{\text{nat}}\text{Hf}$ розраховувалися, знаючи, що в природній суміші 76% атомів різних ізотопів гафнію можуть призвести до утворення ^{177}Lu при $E_{\text{гр}} = 55$ і 37 MeV, і тільки ^{178}Hf (27%) при $E_{\text{гр}} = 17.5$ та 20 MeV [36].

Статистична похибка вимірювань не перевищувала 5%. Оцінена похибка форми гальмівного γ -спектру становить близько 10%. З метою оцінки систематичної похибки вимірювання проводились на різних γ -спектрометрах і в

**Експериментальні та модельовані середньозважені ($\langle Y \rangle$) виходи
напрацювання ^{177}Lu [36]**

Реакція	Енергія $E_{\text{гр}}$, (MeV)	$\langle Y \rangle$, мкб		
		Експеримент	TALYS-1.9	EMPIRE-3.2
$^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$	17.5	590±60	0.9	0.6
	20	1360±190	1.5	1.9
$^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$	37	450±70	41	-
	55	200±30	44	-
$^{179}\text{Hf}(\gamma, pn)^{177}\text{Lu}$		120±20	79	-
$^{180}\text{Hf}(\gamma, p2n)^{177}\text{Lu}$	55	1.7±0.5	0.06	0.02

таблиці 3.7 приведена сумарна похибка.

Для оцінки механізмів реакцій були проведені дослідження їхніх середньозважених виходів у рамках програмних кодів EMPIRE-3.2 [57] та TALYS-1.9 [203]. В обох кодах домінують статистичний та передрівноважний механізми. При цьому були отримані результати для мішеней $^{\text{nat}}\text{Hf}$ з врахуванням вмісту кожного його ізотопу в природній суміші. Отримані теоретичні дані наведені в таблиці 3.7. Як видно, внесок статистичних та передрівноважних процесів у вихід (γ, p) -реакції в області граничної енергія 20 MeV не перевищував 0.1-0.2 %. Слід мати на увазі, що не було виявлено внеску від (γ, pn) -реакції при $E_{\text{гр}} = 20$ MeV (дивись рисунок 3.27(a)); тобто активність ^{177}Lu при цій енергії гальмівних γ -квантів викликана лише реакцією (γ, p) [36]. Це повністю узгоджується з оцінками внеску статистичного каналу у (γ, p) -реакцію, які наведені у [204-205] для гальмівних γ -квантів з $E_{\text{гр}} = 23$ MeV. Дані розрахунки для статистичного (суцільна лінія) та прямого (пунктирна) механізмів показані на рисунку 3.29. Ця залежність дозволяє зробити оцінку, що ймовірність напівпрямих реакцій в області досліджуваних Z на порядок

вища, ніж статистичних процесів. З даного графіка також випливає, що $\langle Y \rangle \approx 3$ мб для прямого каналу (γ, p) -реакції. Це непогано узгоджується з отриманими даними для цього діапазону енергій. Враховуючи вищезазначене можна зробити висновок, що прямий канал домінує для (γ, p) -реакції в області максимуму гігантського дипольного резонансу. Ситуація кардинально відрізняється в області вищих енергій [36].

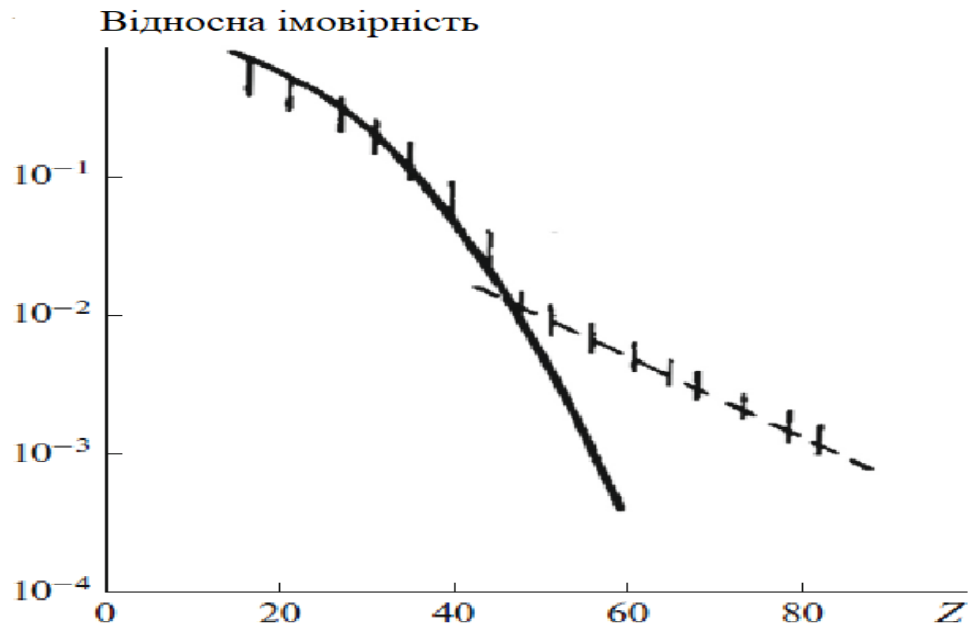


Рис. 3.29 Залежність відносної імовірності випромінювання протонів від заряду ядра, взяті з [204-205]

Експериментальні дані про внесок (γ, pn) -каналу в заселення ^{177}Lu при $E_{\text{тр}} = 55$ МеВ дозволили оцінити $\langle Y \rangle$ (γ, p) -реакції при $E_{\text{тр}} = 37$ та 55 МеВ. Вони склали 1.5 мб та 1.1 мб, відповідно. Дані середньозважені виходи були отримані шляхом заміни в формулі (3.6) $p = 0.76$ на $p = 0.273$ (абсолютний вміст ^{178}Hf в природній суміші) з врахуванням форми гальмівного спектра та віднімання внесків (γ, pn) - та $(\gamma, p2n)$ -каналів. В цьому випадку внесок статистичних та передрівноважних механізмів зростає і досягає для (γ, pn) -реакції 60% (див. табл. 3.7). Дана обставина вказує на більший внесок високоспінових станів в цій області енергії гальмівних γ -квантів, оскільки прямі реакції, як правило, приводять до збудження низькоспінових станів [36].

З отриманих даних слідує, що в природній суміші внесок (γ, p) -реакції вищий у 1.5-2 рази ніж внесок (γ, pn) -реакції. Деякі розбіжності цих даних з оцінками, зробленими в роботі [206], імовірно, пов'язані з тим, що в [206] оцінки виконувались на основі розрахунків в коді TALYS-1.9, в якому не враховується внесок прямого каналу. Слід відмітити, що й дані розрахунки, проведені за допомогою коду TALYS-1.9 також дають занижені оцінки порівняно з експериментом (див. табл. 3.7) [36]. Отримані дані про напрацювання ^{177}Lu при $E_{\text{гр}} = 20$ МеВ вказують на те, що прямі реакції збільшують середньозважені виходи при $E_{\text{гр}} = 55$ МеВ як мінімум у 2 рази і врахування цього внеску дозволяє наблизити розрахункові значення виходів до експериментальних даних. В роботі [207] отримано вихід реакції $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, pn)^{177}\text{Lu}$, рівний 610 ± 60 мкбн при $E_{\text{гр}} = 40$ МеВ, а отриманий тут середньозважений вихід даної реакції рівний 450 ± 70 мкбн при $E_{\text{гр}} = 37$ МеВ. З врахуванням зростання внеску (γ, pn) -каналу при зростанні $E_{\text{гр}}$, співпадання непогане [36].

Проводились також вимірювання імовірного напрацювання довгоживучого ізомера $^{177\text{m}}\text{Lu}$, та отримані оцінки, що внесок його активності не перевищує 0.01 % при опроміненні мішеней протягом 7-10 днів. Ця оцінка не суперечить оцінці внеску $^{177\text{m}}\text{Lu}$, отриманій в [206].

Як уже обговорювалося у вступі, дані про активацію ^{177}Lu представляють значний практичний інтерес для дослідження альтернативних каналів отримання ^{177}Lu для виробництва радіофармпрепаратів. Отже була розрахована активація ^{177}Lu при опроміненні мішеней з природнього гафнію гальмівними γ -квантами з максимальною енергією 37 та 55 МеВ. Вихід ^{177}Lu виявився рівним 7.6×10^4 Бк/(г×мкА) та 16×10^4 Бк/(г×мкА) при опроміненні мішеней протягом однієї години. В роботі [206] відмічається, що при опроміненні мішені вагою 10 г з природнього Hf струмом 0.1 мА на протязі 10 діб напрацьовується декілька сотень мКи активності ^{177}Lu . З наших даних отримано, що при подібних умовах опромінення напрацюється 650 мКи активності ^{177}Lu . В теперішній час в ядерній медицині використовуються джерела ^{177}Lu з активністю біля 27 мКи. Наведені величини демонструють

перспективність використання мікротронів та лінійних прискорювачів для виробництва ^{177}Lu , особливо при використанні збагачених мішеней гафнію [36].

Для отримання виходу заселення ізомерного стану з $I^\pi = 9^-$ в реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, \text{pn})^{178}\text{Lu}^{\text{m.g}}$ при $E_{\text{тр}} = 55 \text{ MeV}$ визначалася чиста площа γ -піку з енергією 325.6 кеВ, який супроводжує розпад лише $^{178}\text{Lu}^{\text{m}}$. Для того, щоб отримати вихід заселення основного стану з $I^\pi = 1^+$, визначали інтенсивність γ -переходу 1340.8 кеВ, який відповідає розпаду основного стану ^{178}Lu (дивись рисунок 3.30 (а) та (б)) [31]. Квантовий вихід цієї γ -лінії був узятий з [208], де його похибка набагато нижча, ніж в [100].

Для розрахунку ізомерних відношень виходів(перерізів) високоспінового (Y_h) та низькоспінового (Y_l) станів ^{178}Lu використовувались наступні формули [209]:

$$d = \frac{Y_h(\sigma_h)}{Y_l(\sigma_l)} = \frac{\lambda_l - \lambda_h}{\left\{ \left(c \frac{N_l}{N_h} \frac{\phi_h}{\phi_l} (\lambda_l - \lambda_h) - p\lambda_h \right) \frac{\lambda_l}{\lambda_h} \frac{f_h(t)}{f_l(t)} \right\} + w\lambda_l} \quad (3.20)$$

$$\phi_{h,l} = \xi_{h,l} k_{h,l} \alpha_{h,l} \quad (3.21)$$

де $f_{h,l}$ – часові функції аналогічні 3.2 та 3.3 лише з позначеннями h – для високоспінового, l – низькоспінового рівнів;

ξ_h, ξ_l - фотоефективності детектора при реєстрації γ -ліній від розпаду відповідно високоспінового (h) і низькоспінового (l) станів;

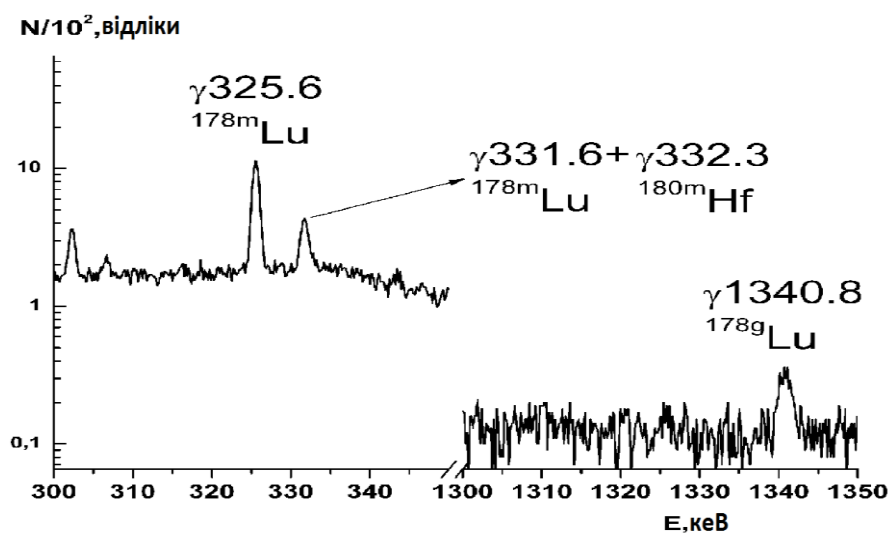
k_h, k_l - поправки на самопоглинання відповідних ліній;

α_h, α_l - інтенсивності γ -ліній, які супроводжують розпад високоспінового і низькоспінового станів;

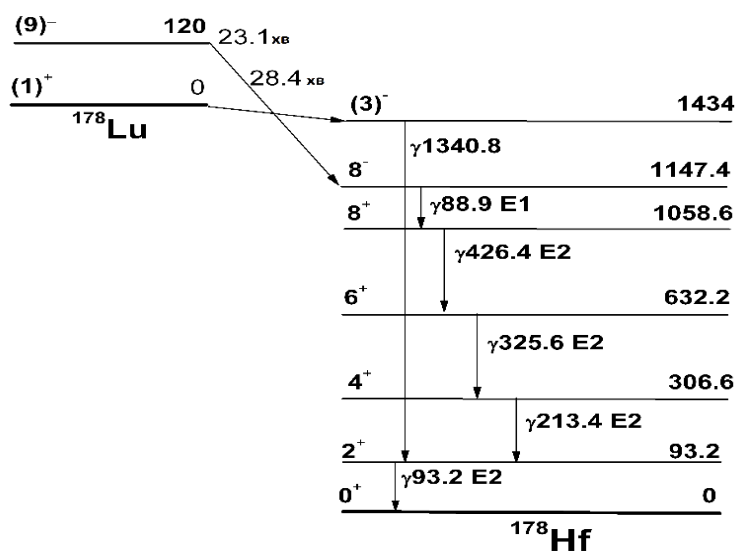
λ_h, λ_l - сталі розпаду високоспінового і низькоспінового станів, s^{-1} ;

$t_{\text{опр}}, t_{\text{охол}}, t_{\text{вим}}$ - часи опромінення, охолодження і вимірювання, s ;

N_h, N_l - інтенсивності фотопіків, що супроводжують розпад відповідно високоспінового (h) і низькоспінового (l) станів;



(a)



(б)

Рис. 3.30 Фрагменти типового γ -спектру $^{178}Lu^{m,g}$ (а) [31] і схеми розпаду цього ядра (б) [100]

s - поправка на прорахунки і накладення імпульсів;

w - коефіцієнт розгалуження (відношення ймовірності переходу ізомерного рівня на основний до повної ймовірності розпаду ізомерного рівня).

Розрахунок ξ_h , ξ_l , k_h , k_l описано у [31]. Величини N_h , N_l бралися з експериментальних γ -спектрів, а α_h , α_l , λ_h , λ_l , w з [100]. Отримані дані наведені в таблиці 3.8.

Експериментальні, теоретично розраховані середньозважені виходи $\langle Y \rangle$ та ІВВ для (γ, pn) - і (γ, α) -реакцій [31]

Реакція	Енергія $E_{\text{гр}}$ (MeV)	Y_h/Y_l , експ.	Y_h/Y_l , теор.	$\langle Y \rangle$, мкбн	
				Експ.	EMPIRE 3.2
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}^m$	37	$(2.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$ (levden0)	2.2±4	0.63(levden0)
$^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}^g$			$1.9 \cdot 10^{-2}$ (levden1)		1.1(levden1)
$^{180}\text{Hf}(\gamma, pn)^{178}\text{Lu}^m$	55	$(2.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$ (levden0)	315±25	17.9(levden0)
$^{180}\text{Hf}(\gamma, pn)^{178}\text{Lu}^g$	55			1370± 140	1210(levden0)

Для визначення середньозваженого виходу ($\langle Y \rangle$) необхідно визначити потоки гальмівних γ -квантів на мішенях. Для $E_{\text{гр}} = 37$ та 55 MeV докладний опис визначення цього потоку наведено вище. Далі за (3.6), використовуючи цей потік і поправки на різницю енергетичних порогів, розрахунок яких докладно описаний в [192] і кулонівських бар'єрів, розраховували середньозважені виходи реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, pn)^{178}\text{Lu}^{m,g}$.

Отримані експериментальні середньозважені виходи також наведені в таблиці 3.8.

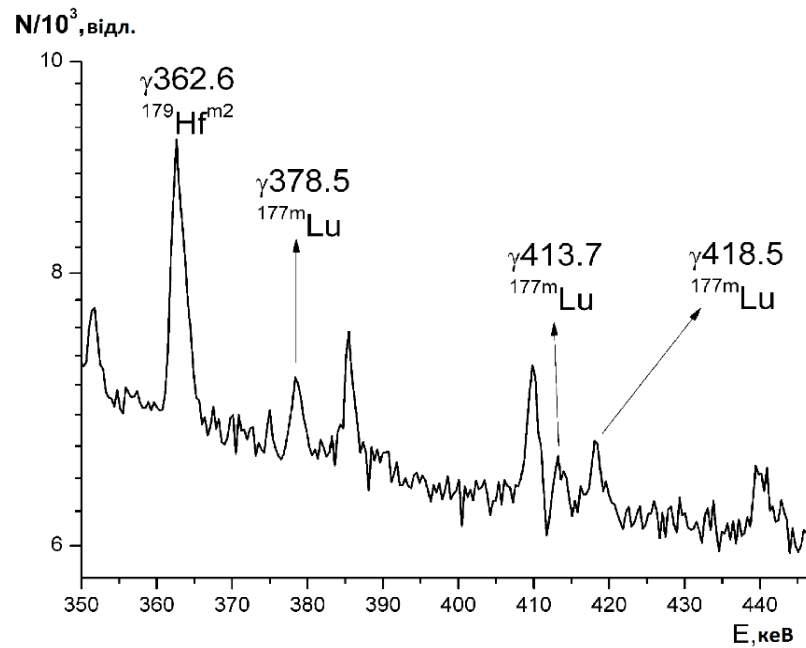
Для оцінки механізмів перебігу ядерної реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, pn)^{178}\text{Lu}^{m,g}$ було проведено дослідження її середньозваженого виходу у рамках коду EMPIRE-3.2 [31]. Отримані теоретичні результати з ІВВ та середньозважених виходів наведені в таблиці 3.8. Не було досягнуто узгодження між експериментом і

теорією для ІВВ при використанні набору параметрів за замовчуванням (levden0). Теоретичні величини ізомерних відношень виходів залишалися в 15.3 рази нижчими від експериментальних значень, незважаючи на досить непогане узгодження між теорією та експериментом при заселенні основного стану ^{178}Lu . Це зумовлено тим, що вимірний середньозважений вихід заселення $^{178}\text{Lu}^m$ на порядок перевищує теоретичне значення для реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, pn)^{178}\text{Lu}^{m,g}$ при використанні моделі густини рівнів за замовчуванням. Варіювання моделями для опису густини рівнів не призвели до узгодження між експериментальними та теоретичними значеннями для ІВВ та середньозважених виходів заселення $^{178}\text{Lu}^m$. Тому можна сказати, що в даному випадку домінуючим є нестатистичний механізм [31].

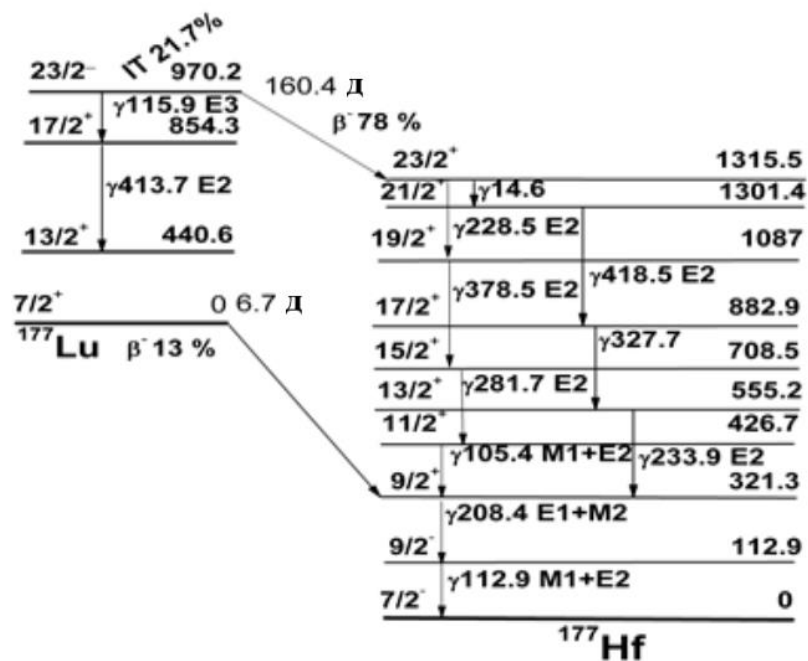
3.2.3 Дослідження (γ, α) -реакцій на ядрах танталу та вольфраму в області величин енергії вищій енергії гігантського дипольного резонансу

Для отримання виходу заселення ізомерного стану з $\Gamma^\pi = 23/2^-$ для реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}^{m,g}$ визначали чисту площу γ -піку з енергією 413.7 кеВ, який відповідає розпаду лише збудженого рівня $^{177}\text{Lu}^m$ (дивись рисунок 3.31 (а) та (б)). Як видно з рисунку 3.31(а), в γ -спектрі також спостерігаються γ -промені з енергією 378.5 кеВ, 413.7 кеВ та 418.5 кеВ, які мають високу інтенсивність та також належать $^{177}\text{Lu}^m$ [31].

Для отримання виходу заселення основного стану з $\Gamma^\pi = 7/2^+$ для реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}^{m,g}$ визначали інтенсивності γ -квантів з енергією 208.4 кеВ, які супроводжують розпад збудженого рівня ^{177}Hf при розпаді як ізомерного, так і основного станів ^{177}Lu . Після опромінення вимірювання проводили протягом 1 дня для спостереження γ -променів з енергією 208.4 кеВ, які відповідають розпаду лише $^{177}\text{Lu}^g$ [31]. Відсутність інтенсивних γ -квантів, які супроводжують розпад $^{177}\text{Lu}^m$, є додатковим підтвердженням того, що цей γ -квант відповідає розпаду основного стану ^{177}Lu . З чистої площі піка повного поглинання 208.4 кеВ вираховувались площі наступних γ -променів, які є піками подвійного сумування: γ -лінія з енергією 208.2 кеВ (див. рис. 3.32), що є результатом



(a)



(б)

Рис. 3.31 Фрагменти типового γ -спектру $^{177}\text{Lu}^{m,g}$ (а) [31] і схеми розпаду цього ядра (б) [100]

випадкового сумування 152.4 кеВного γ -кванту (відповідає розпаду ^{182}Ta) + 55.8 кеВ ($K_{\alpha 1}$ (Hf)) та γ -лінія з енергією 208.7 кеВ, як наслідок випадкового сумування 152.4 кеВного γ -кванту і 56.3 кеВ ($K_{\alpha 2}$ (Ta)). Ці піки не відділяються від γ -лінії 208.4 кеВ і тому не показані на рис. 3.32. Їх чисті площі оцінювали з

використанням чистої площі іншої γ -лінії, яка є піком подвійного випадкового сумування: 209.9 кеВ, що утворюється при сумуванні 152.4 кеВної γ -лінії та

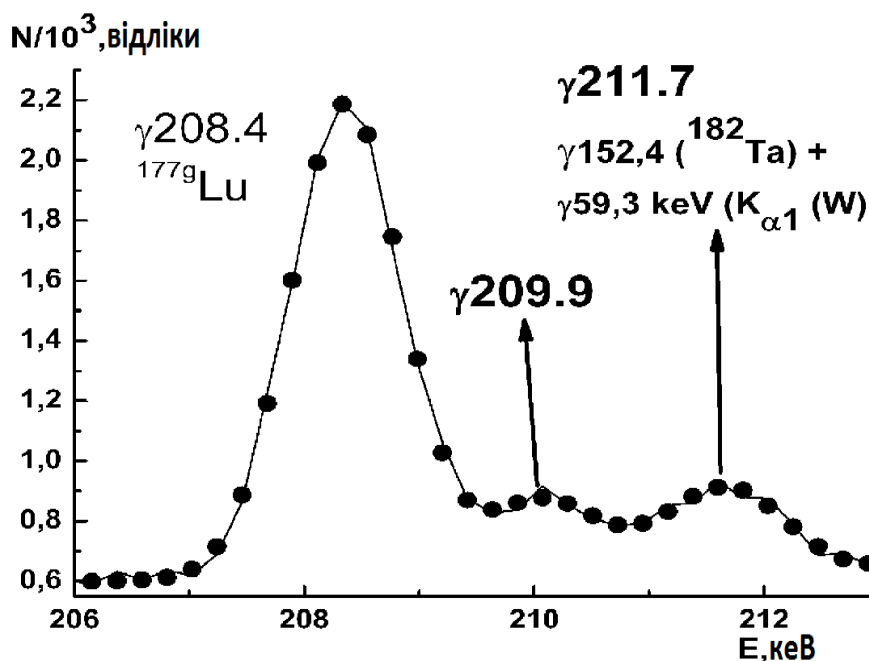


Рис. 3.32 Фрагменти типового γ -спектру $^{177}\text{Lu}^g$ [31]

57.5 кеВ ($K_{\alpha 1}$ (Ta)). Вона чітко відокремлена від інших γ -піків у спектрі (див. рис. 3.32). ^{182}Ta ($T_{1/2} = 114.4$ д.) утворюється за рахунок реакції $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ на вторинних нейтронах. Проте, ці нейтрони не впливали на досліджувані реакції.

Для розрахунку ізомерних відношень виходів високоспінового (Y_h) та низькоспінового (Y_l) станів ^{177}Lu використовувались формули 3.20 і 3.21. Отримані дані наведені в таблиці 3.8 [31].

Далі за форм. (3.6), використовуючи потік гальмівних γ -квантів і поправки на різницю енергетичних порогів, розрахунок яких докладно описаний в [192] і кулонівських бар'єрів, були розраховані середньозважені виходи для реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma,\alpha)^{177}\text{Lu}^{m,g}$. Слід зазначити, що сумарні поправки для реакцій з вильотом заряджених частинок залежатимуть від формули, за якою розраховується кулонівський бар'єр (B_k). Різні формули призводять до різних порогів, що, в

свою чергу, приводить до різних потоків гальмівних гамма-променів i , отже, до різних середньозважених виходів. Зокрема, ця різниця суттєва для реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}^{\text{m.g}}$. Використовуючи форм. (55.4) з [200] отримуємо $V_k = 25.3$ МеВ, а при використанні формули (20) з [195] отримуємо $V_k = 16.5$ МеВ. Це призводить до чотирикратної різниці у величинах потоків, а отже і середньозважених виходів [31].

В даній роботі використовується друге рівняння, тому що воно враховує кінцевий розмір ядра. Тоді як перше є наближеним. Отримані експериментальні середньозважені виходи наведені в таблиці 3.8.

Для оцінки механізмів перебігу реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}^{\text{m.g}}$ було проведено дослідження її середньозважених виходів у рамках коду EMPIRE-3.2 [58]. Отримані теоретичні результати з IBV та середньозважених виходів наведені в табл. 3.8. Не було досягнуто узгодження між експериментом і теорією для IBV при використанні набору параметрів за замовчуванням для обох реакцій. Теоретичні величини ізомерних відношень виходів залишалися в 2.1 рази нижчими від експериментальних значень. Однак, якщо використовувати модель густини рівнів (levden1), яка є узагальненою надтекучою моделлю (GSM) [174,210], то досягається узгодження між теорією та експериментом (див. табл. 3.8). При цьому теоретичні середньозважені виходи заселення основного та ізомерного станів ^{177}Lu є приблизно в 2 рази нижчими експериментальних величин. Отже можна зробити висновок, що і в даному випадку домінують нестатистичні механізми [31].

При вивченні середньозважених виходів реакцій $^{184}\text{W}(\gamma, \alpha)^{180\text{m}}\text{Hf}$ і $^{186}\text{W}(\gamma, \alpha)^{182\text{m}}\text{Hf}$ при $E_{\text{гр}} = 40$ та 55 МеВ для моніторингу потоку гальмівних γ -квантів також використовувалась реакція $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ і модельований в Geant4 спектр гальмівних γ -квантів (див. рис. 3.33). Ці потоки були отримані за форм. (3.4-3.5). Далі за форм. (3.6), використовуючи ці потоки та поправки на різницю енергетичних порогів розраховувались $\langle Y \rangle$ (γ, α) -реакцій на природніх вольфрамі і танталі, які приводять до активації К-ізомерів в $^{180,182}\text{Hf}$.

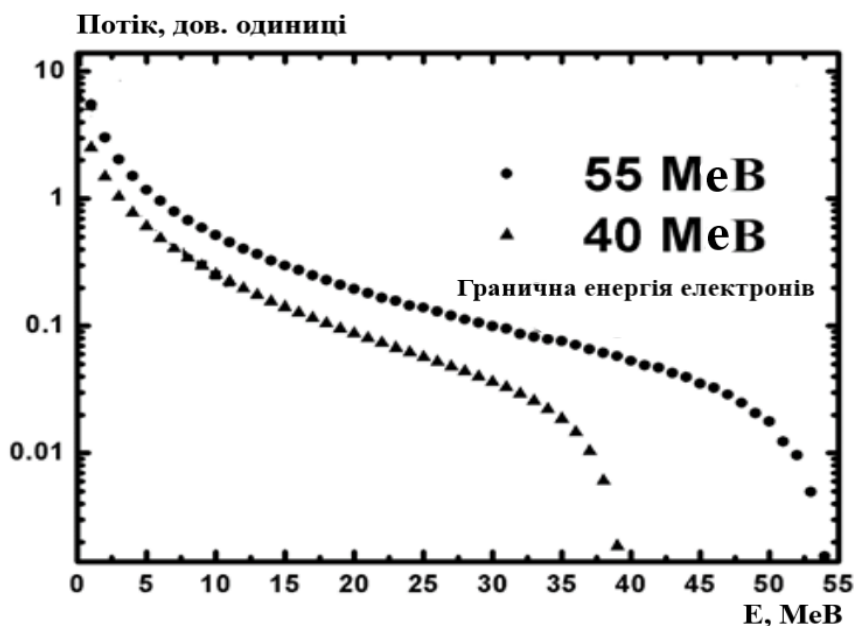


Рис. 3.33 Спектр гальмівних γ -квантів для різних величин енергії електронів [50]

Фрагменти схем розпаду ^{180m}Hf та ^{182m}Hf приведені на рис. 3.18, 3.34. Для отримання середньозважених виходів заселення ізомерних станів ^{180m}Hf , ^{182m}Hf

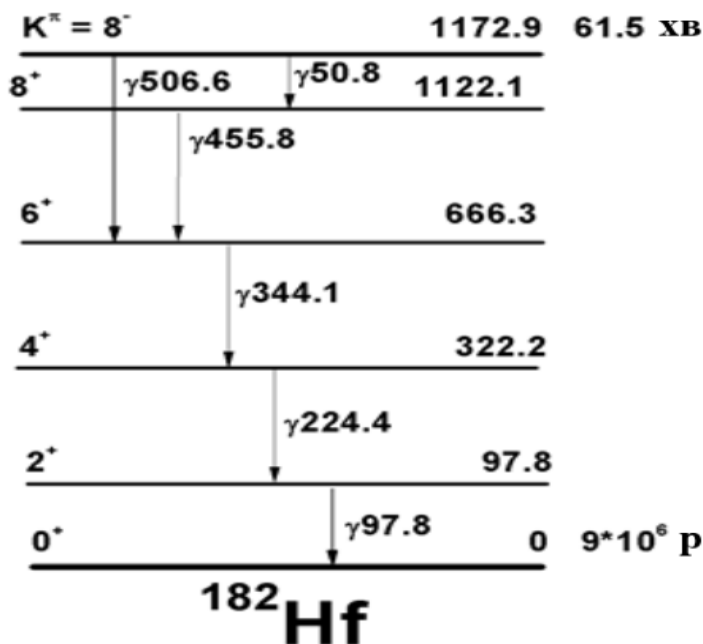


Рис. 3.34 Схема розпаду ^{182m}Hf [100]

визначалися площі γ -ліній 443.2 кеВ та 224.4 кеВ, відповідно (див. рис. 3.35-3.36). Результати розрахунків наведені в таблиці 3.9.

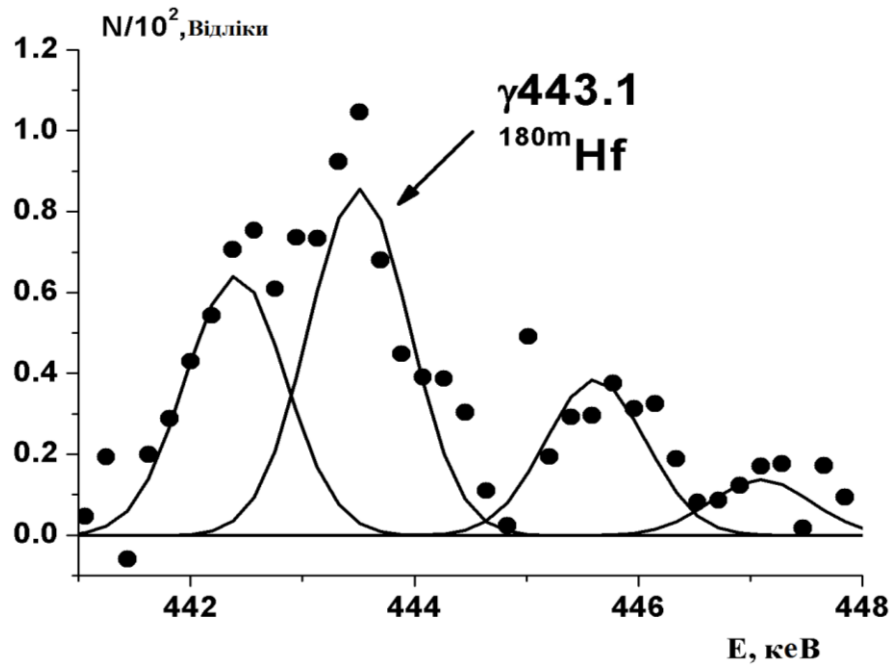


Рис. 3.35 Фрагмент γ -спектра опроміненої мішені ^{nat}W . Реакція $^{184}\text{W}(\gamma, \alpha)^{180\text{m}}\text{Hf}$.
 $E_{\text{гр}} = 55 \text{ MeV}$ [50]

Для оцінки механізмів перебігу досліджуваних реакцій було проведено моделювання цих процесів з використанням програмного коду TALYS-1.9. Більш детально про моделювання за допомогою цього коду викладено в [203].

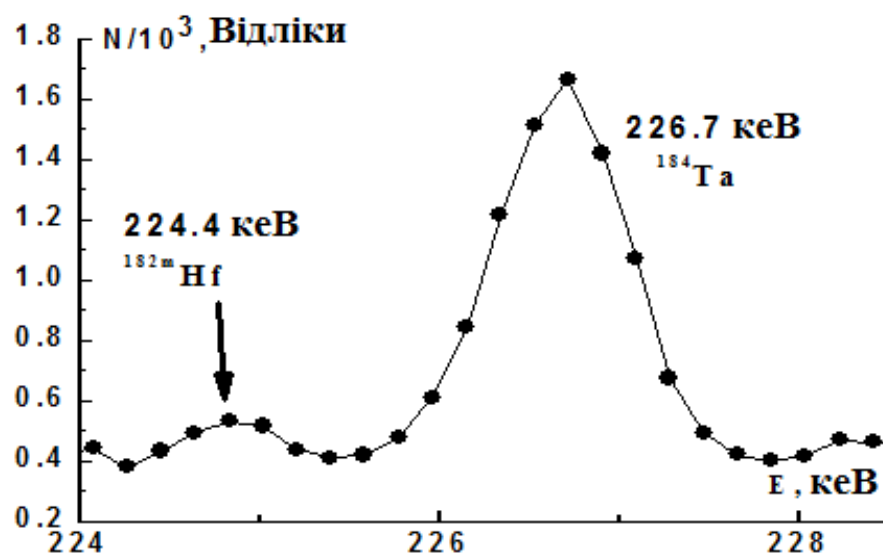


Рис. 3.36 Фрагмент γ -спектра опроміненої мішені ^{nat}W . Реакція $^{186}\text{W}(\gamma, \alpha)^{182\text{m}}\text{Hf}$.
 $E_{\text{гр}} = 55 \text{ MeV}$ [50]

Експериментальні і теоретичні середньозважені $\langle Y \rangle$ виходи напрацювання $^{180}\text{Hf}^m$ та $^{182}\text{Hf}^m$ [50]

Реакція	$E_{\text{гр}}$, МеВ	$\langle Y \rangle$, експ, мкб	$\langle Y \rangle$, TALYS-1.9, мкб
$^{184}\text{W}(\gamma, \alpha)^{180m}\text{Hf}$	40	1.0(2)	0.004
$^{184}\text{W}(\gamma, \alpha)^{180m}\text{Hf}$	55	2.5(3)	0.005
$^{186}\text{W}(\gamma, \alpha)^{182m}\text{Hf}$	40	5.7(17)	0.001
$^{186}\text{W}(\gamma, \alpha)^{182m}\text{Hf}$	55	2.8(9)	0.003

Результати проведених розрахунків наведені в таблиці 3.9. Як видно для обох граничних величин енергії не досягається узгодження теоретичних та експериментальних даних, як при використанні параметрів за замовчуванням, так і при їх варіації в розумних межах. Теоретичні виходи залишаються нижчими експериментальних величин приблизно на 3 порядки.

Тому був розглянутий механізм напівпрямих реакцій [196]. При такому підході α -частинка вилітає з ядра за час $t \sim 10^{-21}$ с., а час формування кулонівського бар'єра $10^{-15} - 10^{-20}$ с. [211,202,196]. Після вильоту α -частинки ядро розпадається за допомогою звичайних статистичних переходів. В даному випадку розпадаються залишкові ядра $^{180,182}\text{Hf}$ аналогічно, як і для (γ, γ') -реакцій [42]. Розраховані середньозважені виходи в коді TALYS-1.9 для моделі густини рівнів сталої температури та Фермі-газу [172], яка використовується за замовчуванням дають для $^{180,182}\text{Hf}$ величини $\langle Y \rangle \approx 2-3$ мкбн, тобто перебувають в задовільному узгодженні з експериментом [50].

3.2.4 Вивчення заселення ^7Be в реакціях з гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні величин енергії

Моніторування пучка γ -квантів проводилось за допомогою (γ, n) -реакції на ^{181}Ta .

При $E_{\text{гр}} = 55$ MeV в реакції $(\gamma, 2n)$ на ${}^9\text{Be}$ та в реакціях $(\gamma, p2n)$ -, (γ, dn) -, (γ, t) на ${}^{10}\text{B}$, $(\gamma, p3n)$ -, $(\gamma, d2n)$ -, (γ, tn) на ${}^{11}\text{B}$ утворюється ${}^7\text{Be}$ (див. рис. 3.37).

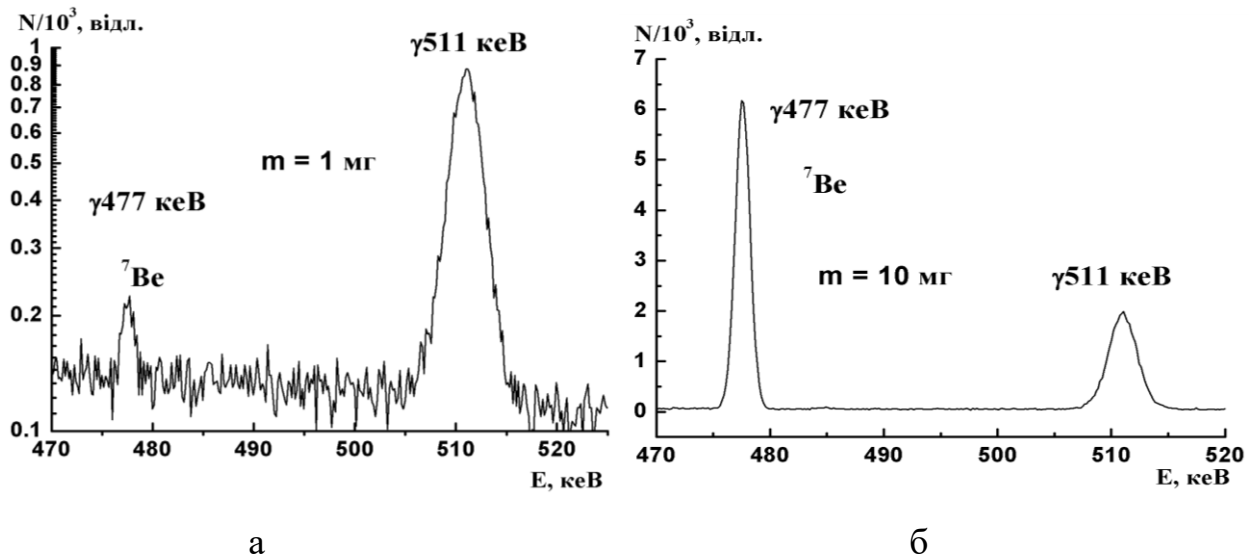


Рис. 3.37 Фрагменти γ -спектрів опромінених мішеней ${}^{\text{nat}}\text{B}$ (а) і Be (б) при $E_{\text{гр}} = 55$ MeV [38]

При $E_{\text{гр}} = 40$ MeV утворення ${}^7\text{Be}$ можливе лише в $(\gamma, p2n)$ -, (γ, dn) -, (γ, t) -реакціях на ${}^{10}\text{B}$, та (γ, tn) - на ${}^{11}\text{B}$ (див. рис. 3.38).

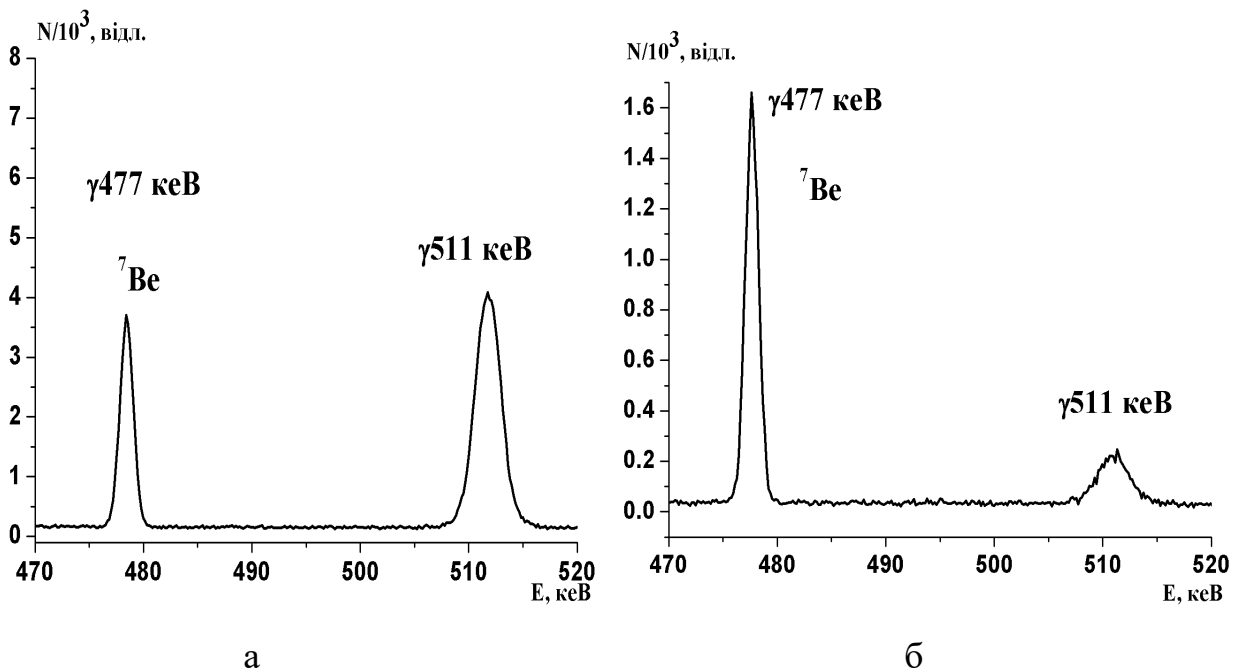


Рис. 3.38 Фрагменти γ -спектрів опромінених мішеней ${}^{\text{nat}}\text{B}$ (а) та Be (б) при $E_{\text{гр}} = 40$ MeV [38]

При $E_{\text{гр}} = 20$ MeV заселення ${}^7\text{Be}$ дозволене лише для реакції ${}^{10}\text{B}(\gamma, t){}^7\text{Be}$, енергетичний поріг якої складає 18.7 MeV (див. рис. 3.39) а кулонівський бар'єр

~ 1.5 MeV. Отже механізм даної реакції може бути лише прямим, і при цьому ігнорується кулонівський бар'єр. Статистична точність γ -піку, який супроводжує розпад ${}^7\text{Be}$ складає 15-20 % В той же час енергетичний поріг

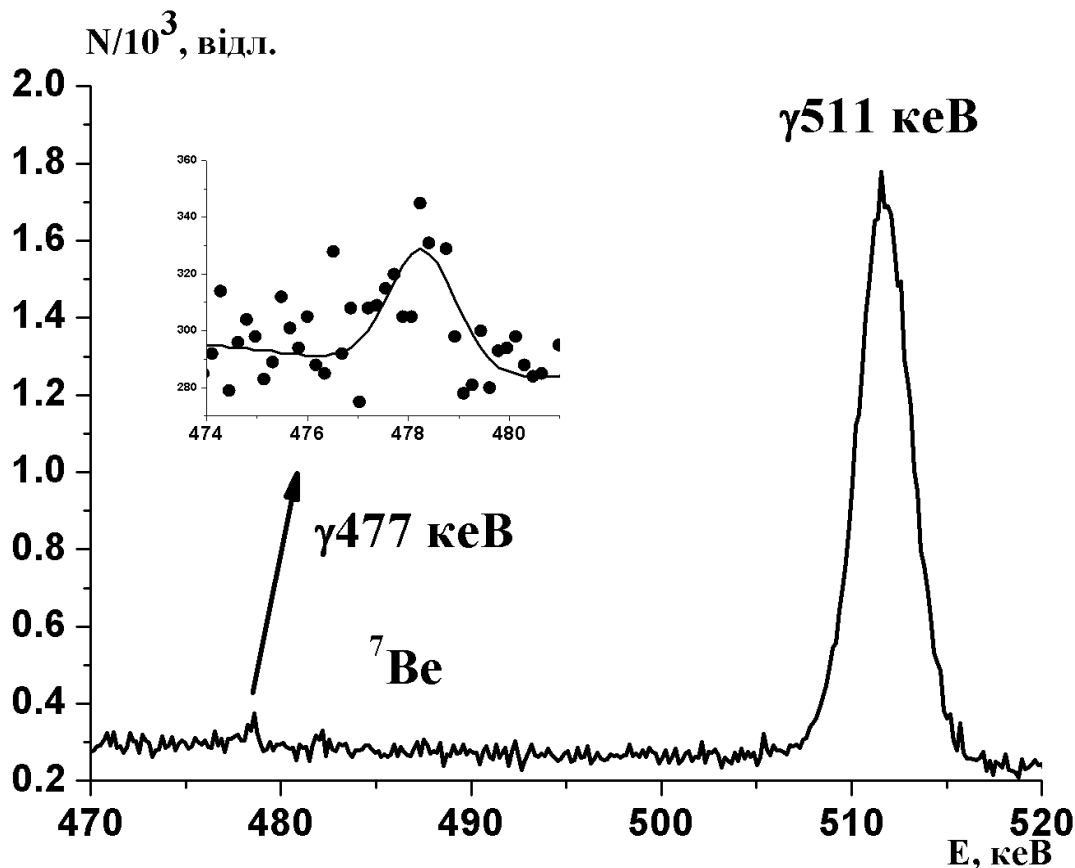


Рис. 3.39 Фрагменти γ -спектру опроміненої мішені ${}^{\text{nat}}\text{V}$ при $E_{\text{гр}} = 20$ MeV [38]

реакції ${}^9\text{Be}(\gamma, 2n){}^7\text{Be}$ рівний 20.6 MeV і вона при цій енергії заборонена.

Далі по формулі (3.6), використовуючи отримані щільності потоків та поправки на різницю енергетичних порогів і кулонівських бар'єрів досліджуваних реакцій і реакції на моніторах розраховувались $\langle Y \rangle$ реакцій ${}^9\text{Be}(\gamma, 2n){}^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 40$ та 55 MeV, ${}^{10}\text{B}(\gamma, t){}^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 20$ MeV і ${}^{\text{nat}}\text{B}(\gamma, x){}^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 40$ та 55 MeV. Результати наведено в таблиці 3.10.

З метою оцінки механізмів перебігу досліджуваних реакцій було проведено їх моделювання в рамках програмних кодів TALYS-1.9 та EMPIRE-3.2.

**Середньозважені експериментальні та модельовані виходи реакцій
заселення ${}^7\text{Be}$ при різних граничних енергіях гальмівних γ -квантів [38]**

Е, МеВ	20	40	40	55	55
$\langle Y \rangle$, мкб	11(2)	390(40)	423(40)	675(90)	920(90)
Реакції/Енергетичні порогови, МеВ	${}^{10}\text{B}(\gamma,t)/18.7$	${}^{10}\text{B}(\gamma,t)/18.7$ ${}^{11}\text{B}((\gamma,tn)/30.1$ ${}^{10}\text{B}((\gamma,dn)/24.9$ ${}^{10}\text{B}((\gamma,p2n)/27.2$	${}^9\text{Be}(\gamma,2n){}^7\text{Be}/20.6$	${}^9\text{Be}(\gamma,2n){}^7\text{Be}/20.6$	${}^{10}\text{B}(\gamma,t)/18.7$ ${}^{11}\text{B}((\gamma,tn)/30.1$ ${}^{10}\text{B}((\gamma,dn)/24.9$ ${}^{10}\text{B}((\gamma,p2n)/27.2$ ${}^{11}\text{B}((\gamma,d2n)/36.4$ ${}^{11}\text{B}((\gamma,p3n)/38.6$
TALYS-1.9	0.09	556	-	0.3	491
EMPIRE-3.2	-	58	134	155	99

Результати теоретичних розрахунків наведено в таблиці 3.10.

Як видно з табл. 3.10, при $E_{\text{гр}} = 40$ та 55 МеВ програмний пакет TALYS-1.9 непогано описує середньозважені виходи на ${}^{\text{nat}}\text{B}$ і в той же час у випадку $(\gamma,2n)$ -реакції теоретичні результати на декілька порядків нижчі експериментальних. Причиною цього може бути те, що $(\gamma,2n)$ -реакція на ${}^9\text{Be}$ протікає, переважно, за допомогою прямого механізму. Проте в кодї EMPIRE-3.2 середньозважені виходи даної реакція відтворюються значно краще. Досить складно зрозуміти таку значну різницю між даними обох кодів при моделюванні реакції ${}^9\text{Be}(\gamma,2n){}^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 40$ та 55 МеВ. Висувається гіпотеза, що причиною цього може бути різна параметризація густин рівнів залишкового ядра в обох кодах [38]. Те, що теоретичні середньозважені виходи значно нижчі експериментальних якісно можна пояснити значним внеском прямого каналу. Проте теоретичні СВ (γ,t) -реакції при 20 МеВ навіть якісно не можуть описати експериментальні результати. Це є доказом того, що механізм даної реакції є повністю прямим. Ядра з $A = 6-11$ належать до перехідної області і для них, в цілому характерна подібна поведінка функцій збудження.

Для цих ядер співвідношення між прямим і статистичним механізмами може змінюватись в межах $1 \div 10$ [204-205].

Важливим прикладним доробком досліджень на ядрах бору та берилію є те, що в діапазоні величин граничної енергії гальмівних γ -квантів 30–40 MeV величини середньозважених виходів реакцій $(\gamma, 2n)$ та $(\gamma, p2n)$ приблизно однакові. Це дає можливість розробляти методи ідентифікації ^{10}Be , який активується в (n, γ) і (n, p) -реакціях на основі єдиного підходу [38].

Висновки до розділу 3

У третьому розділі описується дослідження збудження ізомерних та основних станів ядер в реакціях з гальмівними гамма-квантами. Наводяться умови проведення експериментів та спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер. Описуються формули за допомогою яких розраховуються експериментальні значення ізомерних відношень виходів та середньозважених виходів.

Вперше отримано експериментальні дані з ізомерних відношень виходів та середньозважених виходів при опроміненні мішеней з гальмівними гамма-квантами при окремих значеннях їх граничної енергії в ядрах: $^{179m2}\text{Hf}$ в (γ, n) -, (γ, γ') - та (γ, pn) -реакціях; ^{180m}Hf в (γ, γ') -реакції; ^{178m}Ta в $(\gamma, 2n)$ - та $(\gamma, 3n)$ -реакціях; ^{177}Ta в $(\gamma, 4n)$ -реакції; ^{177}Lu в (γ, p) -, (γ, pn) -, $(\gamma, p2n)$ -, (γ, pxn) - та (γ, α) -реакціях; $^{178m, g}\text{Lu}$ в (γ, pn) -реакції.

Було встановлено одногорбий характер функції збудження реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в області ГДР, оскільки при зростанні граничної енергії гальмівних γ -квантів з 15.1 до 17.5 MeV знижуються і ізомерні відношення виходів і середньозважені виходи напрацювання $^{179}\text{Hf}^{m2}$.

Для усіх вищезгаданих реакцій проведені теоретичні розрахунки ізомерних відношень виходів та середньозважених виходів за допомогою програмних пакетів TALYS-1.6, 1.9 та EMPIRE-3.2 і здійснено порівняння з

експериментальними значеннями. В реакціях (γ, γ') -, $(\gamma, 2n)$ -, $(\gamma, 3n)$ - та $(\gamma, 4n)$ - показано домінування статистичного механізму.

Вперше отримані середньозважені виходи заселення $^{180}\text{Hf}^m$ в (γ, p) -реакції для граничних величин енергії 20, 40 та 55 MeV. Проведено її моделювання в рамках програмного коду TALYS-1.9. Не досягнуто узгодження між експериментальними та теоретичними виходами ні при використанні параметрів коду за умовчанням ні при їх варіації в розумних межах. Отже це свідчить про значний внесок нестатистичних процесів для даної реакції. Врахування ізоспінового розщеплення для напівпрямого механізму при розрахунках середньозважених виходів демонструє гарне кількісне узгодження експериментальних і теоретичних величин.

Вперше виміряні середньозважені виходи реакцій $^{10}\text{B}(\gamma, t)^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 20$ MeV, $^{\text{nat}}\text{B}(\gamma, x)^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 40$ та 55 MeV, $^9\text{Be}(\gamma, 2n)^7\text{Be}$ при $E_{\text{гр}} = 40$ і 55 MeV. Результати моделювання в рамках програмних кодів TALYS-1.9 та EMPIRE-3.2 демонструють домінування нестатистичних механізмів в (γ, t) -реакції при $E_{\text{гр}} = 20$ MeV.

Результати моделювання в рамках програмних кодів TALYS-1.9 та EMPIRE-3.2 демонструють домінування нестатистичних процесів в (γ, p) -, (γ, pn) -, $(\gamma, p2n)$, (γ, pxn) - та (γ, α) -реакціях при $E_{\text{гр}} = 17.5$ та 20 MeV. В той же час зі зростанням граничної енергії гальмівних γ -квантів внесок статистичних та передрівноважних процесів зростає на 1-2 порядки і починає давати значний внесок у вихід (γ, p) -реакції та реакцій на борі та берилії.

Отримано перерізи реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$, $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ в області ГДР. Криві перерізів мають одnogорбу форму характерну для сферичних ядер. В рамках програмного пакету TALYS-1.9 проведені теоретичні розрахунки перерізів реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$, $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ і $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141}\text{Nd}$. Задовільне узгодження теоретичних і експериментальних результатів свідчить про домінуючу роль статистичного механізму перебігу (γ, n) -реакції на досліджуваних ядрах.

Вперше виміряні середньозважені виходи реакцій $^{184}\text{W}(\gamma,\alpha)^{180\text{m}}\text{Hf}$ та $^{186}\text{W}(\gamma,\alpha)^{182\text{m}}\text{Hf}$ при $E_{\text{тр}} = 40$ і 55 MeВ. Результати моделювання в рамках програмного коду TALYS-1.9 демонструють домінування нестатистичних механізмів.

Результати експериментальних досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N., Mazur V.M. Study of $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ Excitation. *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. Vol. 79. No. 9-10. P. 1381–1385. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M. Population cross-section of $^{179\text{m}2}\text{Hf}$ from the reactions on hafnium and tantalum targets. *Nuclear Instruments and Methods*. 2019. Vol. B438. P. 20-25. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M. Excitation of $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ with (γ,n) -reaction. *Nuclear Instruments and Methods*. 2019. Vol. B456. P. 116-119. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, теоретичному моделюванні даних експерименту та написанні статті).

Мазур В. М., Біган З. М., Деречкей П. С., Желтоножський В. О., Саврасов А. М. Дослідження перерізів (γ,n) -реакцій на р-ядрах ^{120}Te , ^{136}Ce в області енергії гігантського E1-резонансу. *Ядерна фізика та енергетика*. 2019. Т. 20. № 3. С. 228-234. (Особистий внесок – брав участь в проведенні експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V., Chernyaev A. P. Excitation of $^{177,178}\text{Lu}$ in reactions with bremsstrahlung with escaping of charged particles. *Nuclear Instruments and Methods*. 2020. Vol. B476. P. 68-72. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. M., Belyshev S. S., Chernyaev A. P. and Yatsenko V. N. Studying the Activation of ^{177}Lu in (γ, pxn) Reactions. *Bulletin Russian Academy of Science. Physics*. 2020. Vol. 84. P. 923–928. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. N., Chernyaev A. P. and Yatsenko V. N. Investigation of Excitation of K Isomers $^{179\text{m}2}\text{Hf}$ and $^{180\text{m}}\text{Hf}$ in (γ, γ') Reactions. *Physics of Atomic Nuclei*. 2020. V. 83. P. 539–544. (Особистий внесок – брав участь в проведенні експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Желтоножський В. О., Мизніков Д. Є., Саврасов А. М., Слісенко В. І. Дослідження заселення ^7Be в реакціях з гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні величин енергії. *Ядерна фізика та енергетика*. 2020. Т. 21. № 4. С. 302-307. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Желтоножский В. А., Желтоножская М. В., Саврасов А. М., Черняев А. П., Яценко В. Н. Исследование возбуждения К-изомеров $^{180,182}\text{Hf}$ и ^{177}Lu в (γ, α) -реакциях. *Физика Элементарных частиц и атомного ядра*. 2021. Т. 18. № 3(235). С. 255-260. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. N., Varzar S. V. and Kobets V. V. Studying the Population of $^{178\text{m},177}\text{Ta}$ in (γ, xn) Reactions. *Physics of elementary particles and atomic nuclei*. 2021. Vol. 18. № 3. P. 315-318. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V. and Chernyaev A. P. Excitation of $^{180}\text{Hf}^{\text{m}}$ with (γ, p) -reaction. *The European Physical Journal*. 2021. Vol. A57. P. 121-126. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

РОЗДІЛ 4

ДОСЛІДЖЕННЯ РЕАКЦІЙ З НЕЙТРОНАМИ ТА ЛЕГКИМИ ЗАРЯДЖЕНИМИ ЧАСТИНКАМИ

Умови проведення експериментів і спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер

Вивчення реакцій з протонами проводилось на двох прискорювачах ІЯД НАНУ: на тандем-генераторі ЕГП-10К та на циклотроні У-120. На циклотроні У-240 вивчались реакції з α -частинками, а на тандем-генераторі з дейтронами. Джерелом низькоенергетичних нейтронів був дослідницький ядерний реактор ВВР-М Інституту ядерних досліджень НАНУ м. Київ, а швидких – нейтронний генератор НГ-300 кафедри ядерної фізики КНУ ім. Т. Г. Шевченка.

При вивченні ізомерних відношень перерізів та перерізів на ядрах Hf, Ta, Lu, Nb, Au, Pt, Sn, Hf, Mo і Cs виконувалось декілька серій опромінь та вимірювань. Тривалість опромінення зразків складала від 20 хв. до 6 діб.

Мішені були виготовлені переважно з металічного Hf, Ta, Lu, Nb, Au, Pt, Sn, Hf, Mo і Cs як природного ізотопного складу, так і збагачені.

Основні спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер наведені в таблиці 4.1 та в таблицях 3.1 та 5.1.

Таблиця 4.1

Основні спектроскопічні характеристики вивчених ядер [100]

Ядро	I^π	$T_{1/2}$	Спосіб розпаду	E_γ , кеВ	I_γ , %
^{196m}Au	12^-	9.7 г.	І.п.	148	43
				188	37
^{196g}Au	2^-	6.2 д.	ϵ, β^-	356	87

<i>Продовж. табл. 4.1</i>					
^{198m} Au	12 ⁻	2.3 д.	І.п.	214.9	77
				97.2	69.3
^{198g} Au	2 ⁻	2.7 д.	β ⁻	411.8	96
^{134m} Cs	8 ⁻	2.91 г.	І.п.	127.5	12.7
^{134g} Cs	4 ⁺	2.062 р.	β ⁻	604.7	97.5
^{93m} Tc	1/2 ⁻	44 хв.	І.п.	392	58
^{93g} Tc	9/2 ⁺	2.8 г.	ε, β ⁺	1363	66
^{95m} Tc	1/2 ⁻	61 д.	ε, β ⁺	835	27
^{95g} Tc	9/2 ⁺	20 г.	ε, β ⁺	766	94
^{120m} Sb	8 ⁻	5.8 д.	ε	197	87
				1171	100
^{120g} Sb	1 ⁺	15.9 хв.	ε	1171	1.7
^{197m} Pt	13/2 ⁺	95.41 хв.	І.п., β ⁻	346.5	11.1
^{197g} Pt	1/2 ⁻	18.3 г.	β ⁻	191.4	3.7
^{178m2} Hf	16 ⁺	31 р.	І.п.	213.4	81.4
				216.7	64.6
^{174m} Lu	6 ⁻	142 д.	ε, β ⁺	67.1	7.3
^{174g} Lu	1 ⁻	3.31 р.	ε, β ⁺	1241.8	5.1
^{93m} Mo	21/2 ⁺	6.85 г.	І.п.	263.1	56.7
				684.7	99.7

І.п. – ізомерний перехід, г. – годин, д. – діб, р. – років, хв. – хвилин,
ε – електронний захват, β⁻, β⁺ – β⁻, β⁺ розпади.

4.1 Дослідження ізомерних відношень перерізів в ядрах ^{93,95}Tc та ⁹⁵Nb

⁹³Tc має один ізомерний стан а основний рівень є нестабільним. При цьому для ядер ⁹³Tc^m - I^π = 1/2⁻, а для ⁹³Tc^g - I^π = 9/2⁺ [100]. Для отримання перерізу напрацювання ізомерного стану ⁹³Tc визначалася площа γ-лінії 392 кеВ після розпаду лише ⁹³Tc^m (T_{1/2} = 43.5 хв.) (див. рис. 4.1). Для розрахунку

напрацювання $^{93}\text{Tc}^g$ ($T_{1/2} = 2.75$ год) використовувався γ -пік 1363 кеВ, який супроводжує розпад другого збудженого рівня ядер ^{93}Mo , який заселяється після електронного захвату лише основного стану ^{93}Tc (див. рис. 4.1).

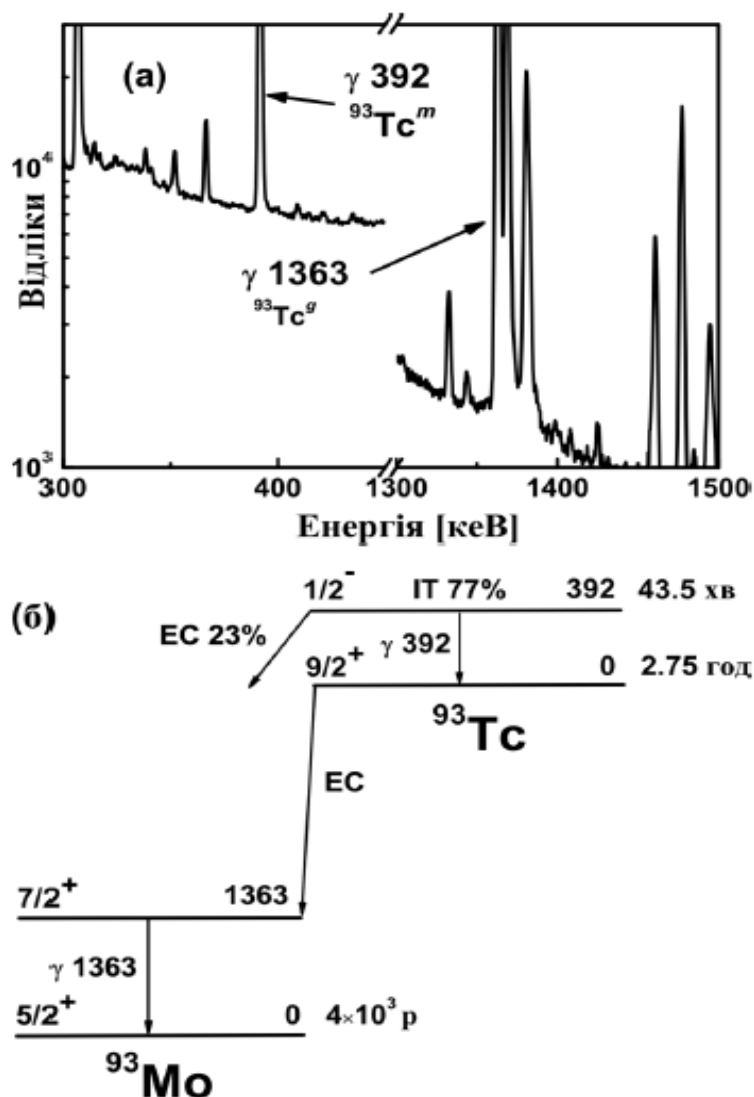


Рис. 4.1 Фрагменти спектра $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ (а) [51] та схеми розпаду цього ядра (б) [100]

^{95}Tc має один ізомерний стан а основний рівень є нестабільним. При цьому $I^\pi = 9/2^+$ для основного стану ^{95}Tc та $I^\pi = 1/2^-$ для ізомерного [100]. З метою отримання перерізу напрацювання $^{95}\text{Tc}^m$ визначалася площа фотопіка γ -кванта з енергією 835 кеВ, який слідує за розпадом збудженого рівня ^{95}Mo з енергією 1039 кеВ, що супроводжує електронний захват лише $^{95}\text{Tc}^m$ ($T_{1/2} = 61$ д) (див. рис. 4.2) [51]. Для того щоб отримати переріз заселення основного стану ^{95}Tc використовувався γ -перехід 766 кеВ, який супроводжує розпад збудженого

стану ^{95}Mo з даною величиною енергії збудження, який супроводжує електронний захват виключно $^{95}\text{Tc}^g$ ($T_{1/2} = 20$ год) (див. рис. 4.2).

^{95}Nb має один ізомерний та нестабільний основний стани.

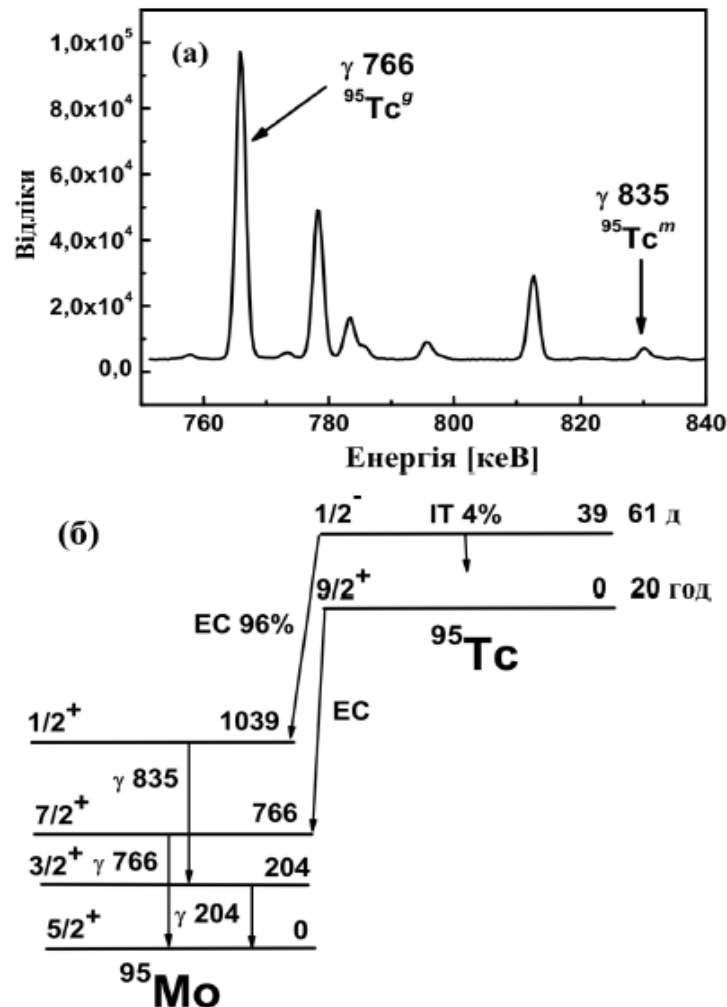


Рис. 4.2 Фрагменти спектра $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ [51] (а) та схеми розпаду цього ядра (б) [100]

Основний стан ^{95}Nb має $I^\pi = 9/2^+$ а ізомерний рівень $I^\pi = 1/2^-$. Переріз заселення $^{95}\text{Nb}^m$ було визначено з інтенсивності γ -лінії 235 кеВ, яка слідує за розпадом лише ізомерного рівня ^{95}Nb ($T_{1/2} = 86.6$ год) [100] (див. рис. 4.3). З метою отримання перерізу напрацювання основного стану ^{95}Nb ($T_{1/2} = 35$ д) використовувалася γ -лінія з енергією 766 кеВ, яка супроводжує розпад збудженого рівня ^{95}Mo з даною енергією збудження, який заселяється після β -розпаду лише основного стану ^{95}Nb (дивись рисунок 4.3). Так як дана γ -лінія слідує також за розпадом $^{95}\text{Tc}^g$, то для врахування його внеску у площу γ -піка 766 кеВ використовувалася γ -лінія з енергією 1074 кеВ з розпаду лише $^{95}\text{Tc}^g$ і з

принятною статистичною точністю спостерігається у γ -спектрі (див. рис. 4.3(a)). Розрахунок здійснювався за допомогою методу пропорцій [51].

З експериментальних γ -спектрів визначалися ізомерні відношення перерізів σ_m/σ_g для $^{93}\text{Tc}^{m,g}$, $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ і $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ згідно з формулами (3.20-3.21).

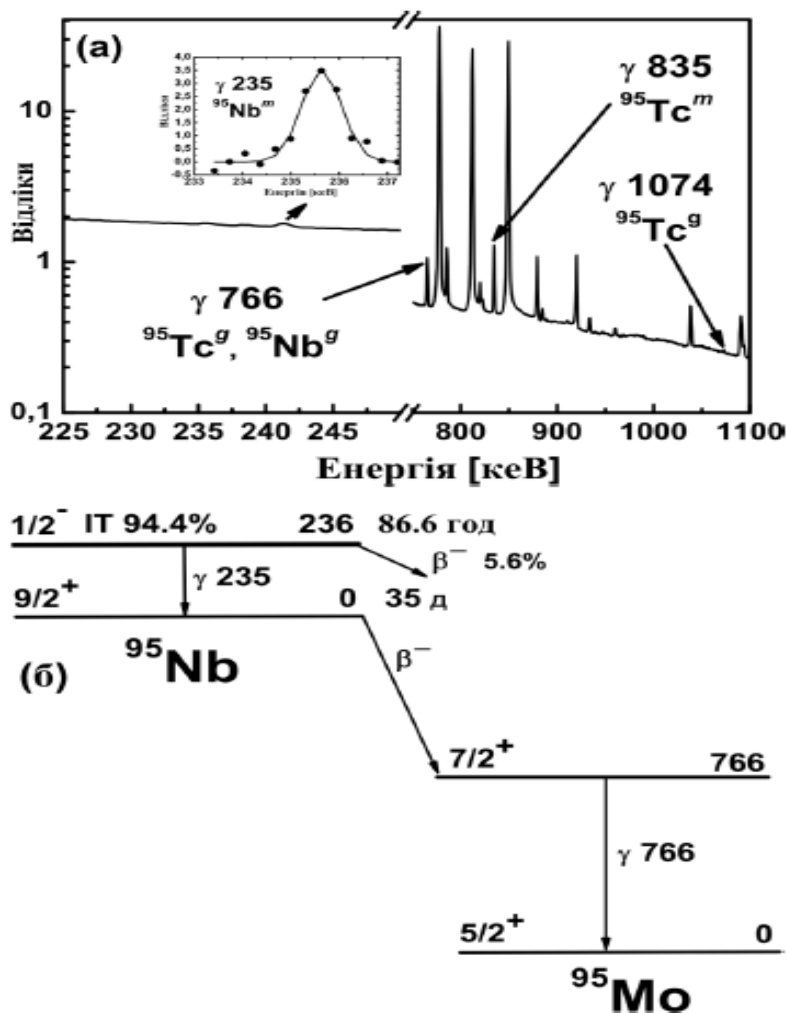


Рис. 4.3 Фрагменти спектра $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ (a) [51] та схеми розпаду цього ядра (б) [100]

Отримані дані про ізомерні відношення перерізів з різними бомбардуючими частинками наведені в таблиці 4.2. Інші аналітичні лінії з достатньою інтенсивністю також використовувались для розрахунку ізомерних відношень. Чисельні величини цих відношень збігаються з вказаними в таблиці 4.2 в межах похибок. ІВП були отримані вперше для реакції $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ а для інших реакцій вперше при даних значеннях енергії бомбардуючих частинок [51].

Ізомерні відношення перерізів були розраховані за допомогою програмних пакетів TALYS-1.4 [57] та EMPIRE-3.2 [58]. Для того щоб під час моделювання в обох кодах були забезпечені однакові початкові умови, виконувалася компіляція після якої 70 дискретних низькоенергетичних збуджених рівні використовувались в автоматичному режимі. Схеми розпаду рівнів і їх спектроскопічні характеристики беруться з бібліотеки RIPL-3 [162]. В обох програмних кодах передбачено декілька механізмів перебігу реакцій. В межах коду TALYS-1.4 для реакцій $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ та $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}$ головний вклад

Таблиця 4.2

Експериментальні та теоретичні величини ізомерних відношень перерізів.
 σ_h – переріз заселення високоспінового рівня, σ_l – переріз заселення низькоспінового стану, E^{*1} – енергія збудження залишкового ядра, E^{*2} – енергія останнього дискретного рівня залишкового ядра, який використовувався в розрахунках [51]

Реакція	Енергія MeV	σ_h/σ_l			E^{*1} , MeV	E^{*2} , MeV
		Експеримент	TALYS-1.4	EMPIRE-3.2		
$^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$	4.5	1.13 ± 0.1	2.0	5.1	6.3	6.0
$^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}^{m,g}$	4.5	1.07 ± 0.11	2.1	3.5	7.1	2.8
$^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$	6.8	0.29 ± 0.3	2.0	1.6	10.9	6.0
$^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$	4.5	3.64 ± 0.3	2.9	31	14.5	14.6(5.8)*

* У випадку EMPIRE-3.2 враховуються дискретні рівні, величина енергії збудження яких нижча енергії зв'язку нейтрона у ядрі. Тому для ^{95}Nb враховується лише 57 рівнів.

в переріз заселення як основного так і ізомерного станів дає передрівноважний механізм, в основу якого покладена екситонна модель [163, 212–213]. В той же час у випадку реакцій $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}$ і $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}$ домінуючий вклад в переріз напрацювання основного та ізомерного станів дає статистичний механізм, в основу якого покладена теорія Хаузера–Фешбаха [29]. Слід зазначити, що при використанні коду EMPIRE-3.2 для усіх досліджуваних реакцій увесь вклад у переріз напрацювання ізомерного і основного рівнів дає вищезгаданий статистичний механізм [29]. Глобальні параметри для нейтронів та протонів бралися із [165], для дейтронів з [214-215], а для альфа-частинок із [216]. Коефіцієнти проникнення для фотонів знаходились із радіаційних силових функцій (РСФ). У випадку TALYS-1.4 використовуються ті ж функції що у TALYS-1.6. Пакет TALYS-1.4 містить п'ять варіантів моделей для опису густини рівнів, які ідентичні першим п'яти варіантам коду TALYS-1.6. Далі в межах даного підрозділу для обох кодів застосовується модель сталої температури та Фермі-газу (СТ + FG) [172] при аналізі результатів моделювання для описання густин рівнів в неперервній області енергії збудження. Розрахунки для інших моделей, які застосовуються для опису РСФ та густин рівнів, які передбачені в обидвох кодах, не приводили до значного покращення узгодження між експериментальними та теоретичними даними [51].

Теоретичне моделювання ІВП для реакцій $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$, $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ і $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}^{m,g}$ проводилось, починаючи від відповідного енергетичного порогу і до 4.5 MeV з кроком 0.5 MeV. Для реакції $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ теоретичний розрахунок ІВП здійснювався, починаючи від енергетичного порогу і до 6.8 MeV з кроком 0.5 MeV. Дані моделювання дозволяють зробити наступні висновки. Для реакції $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ значення ІВП мало змінюються із зростанням енергії протонів і залишаються у межах $\sigma_n/\sigma_l = 2.0$ для TALYS-1.4 і $\sigma_n/\sigma_l = 1.6$ для EMPIRE-3.2 перевищуючи експериментальні величини приблизно у 6.9 та 5.5 рази, відповідно (див. табл. 4.2). Для (p,γ)-реакції є експериментальні дані в широкому діапазоні величин енергії протонів [51]. На

рис. 4.4 відображені ці експериментальні ІВП разом із теоретично отриманими для різних моделей густин рівнів. Ні одна з цих моделей не дозволяє досягти кращого узгодження теоретичних та експериментальних результатів при енергіях протонів від 3.0 до 8.9 МеВ. Проте при нижчих енергіях протонів різниця між теоретичними та експериментальними ІВП знижується і при

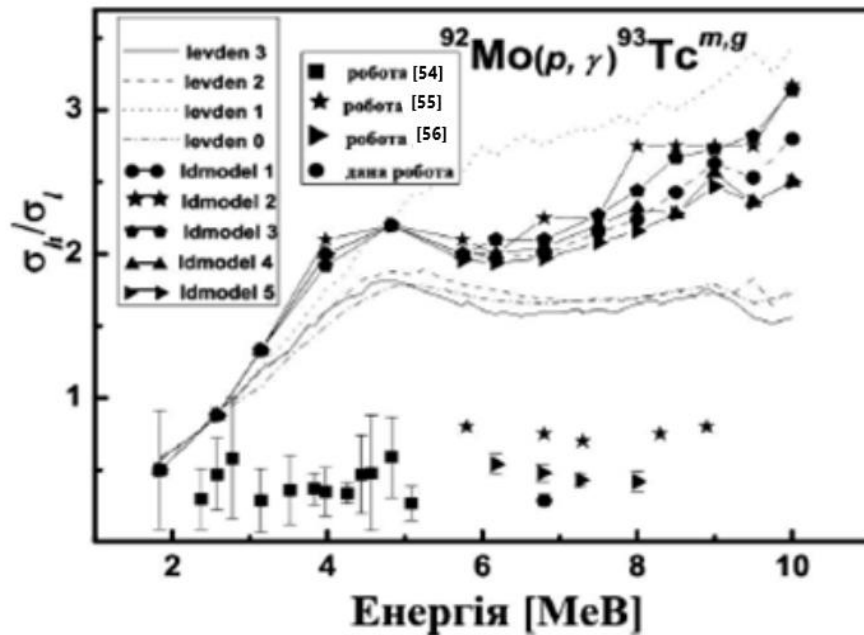


Рис. 4.4 Експериментальні та теоретичні ІВП для реакції $^{92}\text{Mo}(p, \gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ [51].
Описання моделей густин рівнів дано на с. 96-97.

$E_p = 1.84$ МеВ стає рівною 0. При цій енергії бомбардуючих протонів енергія збудження залишкового ядра рівна 5.94 МеВ і фактично співпадає з енергією 70-го дискретного рівня ^{93}Tc . Це дозволяє стверджувати, що різниця між експериментальними та теоретичними величинами ІВП спричинена можливим існуванням неідентифікованих низько- та високоенергетичних γ -переходів низької мультипольності в ядрах ^{93}Tc в діапазоні енергії збудження цього ядра 6.5–13 МеВ на низькоенергетичні збуджені стани дискретного спектра з подальшим їх розпадом на низькоспіновий ізомерний рівень ^{93}Tc . В теоретичних розрахунках дана обставина не враховується. Додатковою причиною розбіжностей між експериментальними та теоретичними даними є те, що для багатьох високозбуджених дискретних рівнів ^{93}Tc невідома схема їх

розпаду і при моделюванні вони заселяють основний високоспіновий рівень [51].

Ізомерні відношення перерізів фактично не змінюються для реакції $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ зі зростанням енергії дейтронів і залишаються в межах $\sigma_h/\sigma_l = 2.0$ для TALYS-1.4 та $\sigma_h/\sigma_l = 5.1$ для EMPIRE-3.2, перевищуючи експериментальні ІВП приблизно у 1.8 та 4.5 рази, відповідно. В TALYS-1.4 передбачена можливість збільшити внесок прямих процесів, зокрема (d,n)-реакції зриву [217]. Проте використання ключових слів, які змінюють вклади передрівноважного та прямого механізмів не дозволило покращити співпадання експериментальних та теоретичних величин ІВП [51]. Для зазначеної реакції є експериментальні дані в широкому діапазоні енергій дейтронів. На рисунку 4.5 показані ці експериментальні ізомерні відношення перерізів разом із модельованими величинами для різних моделей, що описують густини рівнів. При енергії бомбардуючих дейтронів 3.9 МеВ енергія збудження залишкового ядра становить 5.7 МеВ, тобто є нижчою енергії 70-го дискретного збудженого рівня. Проте при цьому різниця між

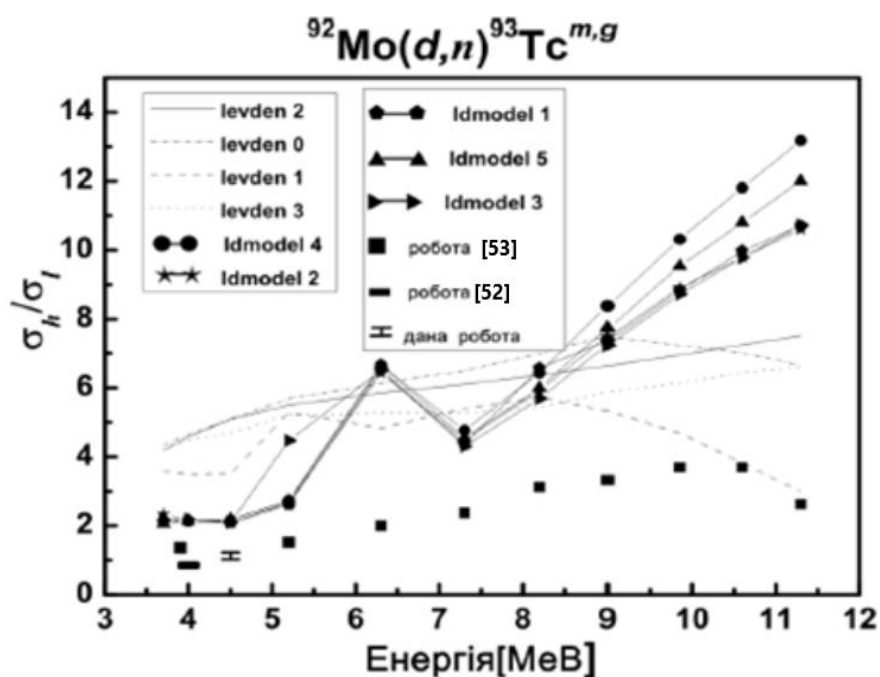


Рис. 4.5 Експериментальні і теоретичні ІВП для реакції $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$.

Позначення моделей такі самі, як і на рис. 4.4 [51]

експериментальними та теоретичними величинами ІВП залишається значною, на відміну від (p,γ) -реакції при близькій енергії збудження залишкового ядра. Як наслідок, можна висунути гіпотезу, що різниця між експериментальними та теоретичними величинами ІВП при енергії дейтронів 3.9–4.5 MeV зумовлена можливою іншою структурою і/чи схемами розпаду збуджених станів, що заселяються в (d,n) -реакції, на відміну від (p,γ) -реакції [51]. При вищих енергіях бомбардуючих дейтронів різниця між теоретичними та експериментальними даними може бути зумовлена, як і у випадку (p,γ) -реакції, можливим існуванням високо- та низькоенергетичних γ -переходів низької мультипольності в ядрах ^{93}Tc з області величини енергії збудження залишкового ядра 7–14 MeV на низькоенергетичні збуджені стани дискретного спектра. Ці рівні, в свою чергу, заселяють ізомерний стан ^{93}Tc . Недостатність інформації про схему розпаду дискретних високозбуджених рівнів даного ядра може бути додатковою причиною значної різниці між теоретичними та експериментальними даними [51].

Схожа ситуація склалася і для реакції $^{94}\text{Mo}(d,n)^{95}\text{Tc}^{m.g}$. ІВП перебуває в околі $\sigma_n/\sigma_l = 2.1$ для TALYS-1.4 та $\sigma_n/\sigma_l = 3.5$ для EMPIRE-3.2, перевищуючи експериментальні величини приблизно у 2 та 3.3 раза, відповідно. При моделюванні в коді TALYS-1.4 з параметрами за умовчанням домінує передрівноважний механізм [163,212-213], незначний вклад дає статистичний, а прямий механізм повністю ігнорується. Варіювання ключовими словами, які збільшують вклад прямого механізму дозволяє краще узгодити експериментальні та теоретичні ІВП в коді TALYS-1.4 [51]. Проте значне перевищення теоретичних ізомерних відношень перерізів над експериментальними зберігається. Отже імовірною причиною розбіжностей може бути існування високоенергетичних γ -переходів з низькою мультипольністю в ^{95}Tc з району енергії збудження залишкового ядра 6–7 MeV на низьколежачі збуджені стани дискретного спектра з подальшим їх розпадом на низькоспіновий ізомерний стан ^{95}Tc . Ще більше неспівпадання між експериментальними і теоретичними величинами ІВП для реакції

$^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ існує лише при моделюванні в кодї EMPIRE-3.2 [58]. Для двох кодів значення ізомерних відношень перерізів фактично не змінюються із зростанням енергії дейтронів і перебувають на рівні $\sigma_n/\sigma_l = 2.9$ для TALYS-1.4 [57] і $\sigma_n/\sigma_l = 31$ для EMPIRE-3.2, що нижче за експериментальні величини приблизно у 1.26 (TALYS-1.4) та вище їх у 8.5 (EMPIRE-3.2) рази. Для цієї реакції імовірною причиною кращих результатів для TALYS-1.4 є вклад передрівноважного механізму [51]. Цей процес спричиняє виліт альфа-частинки з вищим моментом порівняно із статистичним механізмом, і як результат залишкове ядро ^{95}Nb матиме нижчий кутовий момент і як наслідок нижчий переріз заселення основного високоспінового стану. Але цього недостатньо для пояснення розбіжностей. Статистичний механізм при моделюванні в кодї TALYS-1.4 може реально давати дещо більший вклад приводячи до повного співпадання між теоретичними та експериментальними ІВП. Також необхідно врахувати і те, що з усіх вивчених ядер схема розпаду ^{95}Nb досліджена найгірше. З 70 дискретних рівнів, які автоматично враховуються в обох кодах, з експерименту відомі схеми розпаду лише для трьох найнижчих переходів. Дана обставина може бути додатковою причиною неспівпадіння між теоретичними та експериментальними даними [51].

4.2 Вивчення реакцій $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}^{m,g}$, $^{197}\text{Au}(n,p)^{197}\text{Pt}^{m,g}$ та $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134}\text{Cs}^{m,g}$

Було виконано вимірювання перерізу заселення $^{179}\text{Hf}^{m2}$ в (n,γ) -реакції на ^{178}Hf (92.4%) на реакторі ВВЕР-10. Потік нейтронів реакторного енергетичного спектру опромінював на протязі 6 діб гафнієву порошкоподібну мішень у круглій кварцевій ампулі діаметром біля 0.5 см. ^{180}Hf (1.6%), який знаходився в мішені використовувався в якості монітору для виключення з розрахунку густини потоку нейтронів, використовуючи табличні перерізи реакції $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ [100,218].

Для отримання перерізу σ заселення другого ізомерного стану ^{179}Hf визначали площі фотопіків γ -ліній 453.4 і 362.4 кеВ а ^{181}Hf – 482.2 кеВ (дивись рисунки 4.6 та 3.2).

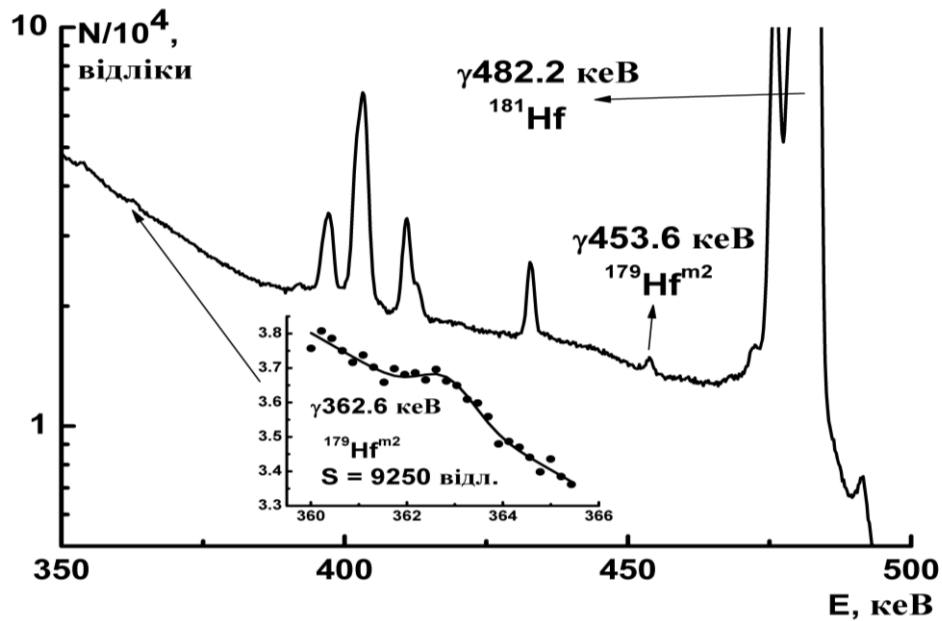


Рис. 4.6 Фрагмент γ -спектру мішені ^{178}Hf опроміненої нейтронами [192]

З експериментальних γ -спектрів визначено переріз для $^{179}\text{Hf}^{m2}$ за формулою 3.7, в якій замість середньозважених виходів використовуються перерізи. Моніторним перерізом є табличний переріз реакції $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$, який розраховується, використовуючи дані [100] та [218] і про нього буде написано пізніше; Індекс (мон) стосується ^{181}Hf , а (m) - $^{179}\text{Hf}^{m2}$.

Ізотопи ^{178}Hf і ^{180}Hf містяться в одній мішені і були опромінені тим же реакторним потоком нейтронів (F_r). Отже, для реакцій $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179m2}\text{Hf}$ та $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ ми можемо написати наступні два рівняння [192]:

$$F_r \sigma_{\text{мон}} = \frac{S \lambda_{\text{мон}} A_{\text{мон}}}{(1-\exp(-\lambda_{\text{мон}} t_{\text{опр}})) \exp(-\lambda_{\text{мон}} t_{\text{охол}}) (1-\exp(-\lambda_{\text{мон}} t_{\text{вим}}))} \xi k \alpha N_{\text{мон}} p_{\text{мон}} \quad (a)$$

$$F_r \sigma_r = \frac{S \lambda_{m2} A_{m2}}{(1-\exp(-\lambda_{m2} t_{\text{опр}})) \exp(-\lambda_{m2} t_{\text{охол}}) (1-\exp(-\lambda_{m2} t_{\text{вим}}))} \xi k \alpha N_{m2} p_{m2} \quad (б)$$

Усі величини в рівняннях (а) та (б) мають ті ж позначення, що й у рівнянні (3.7). Розділивши (а) на (б) і використовуючи той факт, що $F_r \sigma_{\text{мон}} \approx F_{\text{th}} \sigma_{\text{th}} + F_{\text{епі}} \sigma_{\text{гі}}$ в лівій частині виразу, отримуємо: $F_r \sigma_{\text{мон}} / F_r \sigma_r = (F_{\text{th}} \sigma_{\text{th}} + F_{\text{епі}} \sigma_{\text{гі}}) / F_r \sigma_r = \sigma_{\text{fw}} / \sigma_r$ (с), після нехтування внеску швидких нейтронів ($F_{\text{шв}}$) у заселення ^{181}Hf . Тут σ_{th} і $\sigma_{\text{гі}}$ - перерізи реакції $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$ для теплових нейтронів, які були взяті з [100] та епітеплових, які були отримані з [218]; $\sigma_{\text{fw}} = (F_{\text{th}} \sigma_{\text{th}} + F_{\text{епі}} \sigma_{\text{гі}}) / F_r$ - середньозважений переріз реакції $^{180}\text{Hf}(n,\gamma)^{181}\text{Hf}$. F_{th} і $F_{\text{епі}}$ - потоки теплових і епітеплових нейтронів, відповідно [192]. Згідно з моделюванням Ворони та ін. [219], у використаному каналі потоки становлять, $n/(\text{см}^2 \times \text{с})$: $F_r = 4.35 \times 10^{13}$, $F_{\text{th}} = 2.42 \times 10^{13}$ (56 % F_r), $F_{\text{епі}} = 1.51 \times 10^{13}$ (35 % F_r) і $F_{\text{шв}} = 0.42 \times 10^{13}$ (9 % F_r). Автори [219] стверджують, що ці пропорції підтверджуються вимірюванням потоків у контрольних точках, а результати узгоджуються з моделюванням у межах похибки [192]. Підставляючи в (с) вищевказані значення, отримуємо $18.4/\sigma_r$, де $\sigma_{\text{fw}} = 18.4$ б. Використовуючи праву частину рівняння (б)/(а), отримуємо рівняння (3.7). Оскільки в (с) використовуються відносні значення потоків, то реальна їх зміна в експерименті не сильно впливає на значення $18.4/\sigma_r$, якщо вважати однаковими пропорційні співвідношення між трьома енергетичними діапазонами нейтронів. Було підраховано, що навіть якщо ця пропорція зміниться в бік збільшення внеску теплових нейтронів з 56 % до 66 % за рахунок зниження внеску епітеплових до 29 %, а швидких до 5% значення $18.4/\sigma_r$ знижується лише на 3 %. Отриманий переріз реакції $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ складає 101(8) мкб [192].

При теоретичному моделюванні реакції $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в рамках програмних кодів TALYS-1.6 та EMPIRE-3.2 при використанні параметрів за замовчуванням модельні розраховані перерізи у 3-100 разів нижчі експериментальних величин. Висувається гіпотеза, що основною причиною невідповідності між теоретичними та експериментальними перерізами може бути реальний значний внесок високоенергетичних нейтронів, енергія яких в реакторному спектрі може досягати 17 МеВ. Без цих нейтронів неможливо отримати заселення високоспінових збуджених рівнів оскільки ядро мішень має

$\Gamma^\pi=0^+$. В рамках коду EMPIRE-3.2 для моделі густини рівнів GSM [174] вдалося досягти непоганого узгодження теорії та експерименту для високоенергетичних нейтронів з енергією 3-10 MeV. Для нейтронів з енергією 11-17 MeV теоретичний переріз (n,γ) -реакції знижувався за рахунок зростання внеску $(n,2n)$ -реакції. В той же час для подібної моделі GSM [177-178] в рамках коду TALYS-1.6 теоретичні перерізи залишалися \approx у 100 разів нижчими експериментальних. Хоча в обох випадках використовується узагальнена надтекуча модель проте для EMPIRE-3.2 густина рівнів значно вища. Це призводить до значно вищої імовірності заселення високоспінових збуджених рівнів з $J^\pi > 25/2$ в неперервній області енергії збудження залишкового ядра $E^* = 8-17$ MeV і відповідно до значно вищого значення перерізу реакції $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ при приблизно тих же значеннях теоретичного статистичного перерізу для реакторного енергетичного спектру. Отже можна зробити висновок, що реакція $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ йде на високоенергетичних нейтронах реакторного спектру і при цьому домінує статистичний механізм (95%) з внеском біля 5% передрівноважного механізму. При цьому густина рівнів відповідає систематиці [174].

Нещодавно було проведене вимірювання реакції $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ за допомогою Cd-різницевого методу [25]. Отриманий переріз на теплових нейтронах складає 6(5) мкб, а резонансний інтеграл – 1.63(5) мб. Дані результати вказують на те, що реакція $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ відбувається на епітеплових нейтронах.

Проведено вимірювання ізомерних відношень перерізів при збудженні $^{198m,g}\text{Au}$, $^{197m,g}\text{Pt}$ та $^{134m,g}\text{Cs}$ швидкими нейтронами з величиною енергії 2.9 MeV. Опромінення нейтронами проводилось на нейтронному генераторі КНУ, які утворювались в реакції $d + d = n + {}^3\text{He}$. Для опромінення використовувались мішені з природного золота та цезію.

З метою отримання перерізу заселення ізомерного стану з $\Gamma^\pi=8^-$ в реакції $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134}\text{Cs}^{m,g}$ визначалася площа фотопіку з енергією 128 кеВ, який супроводжує розпад $^{134}\text{Cs}^m$ (дивись рисунок 4.7 та таблицю 4.1).

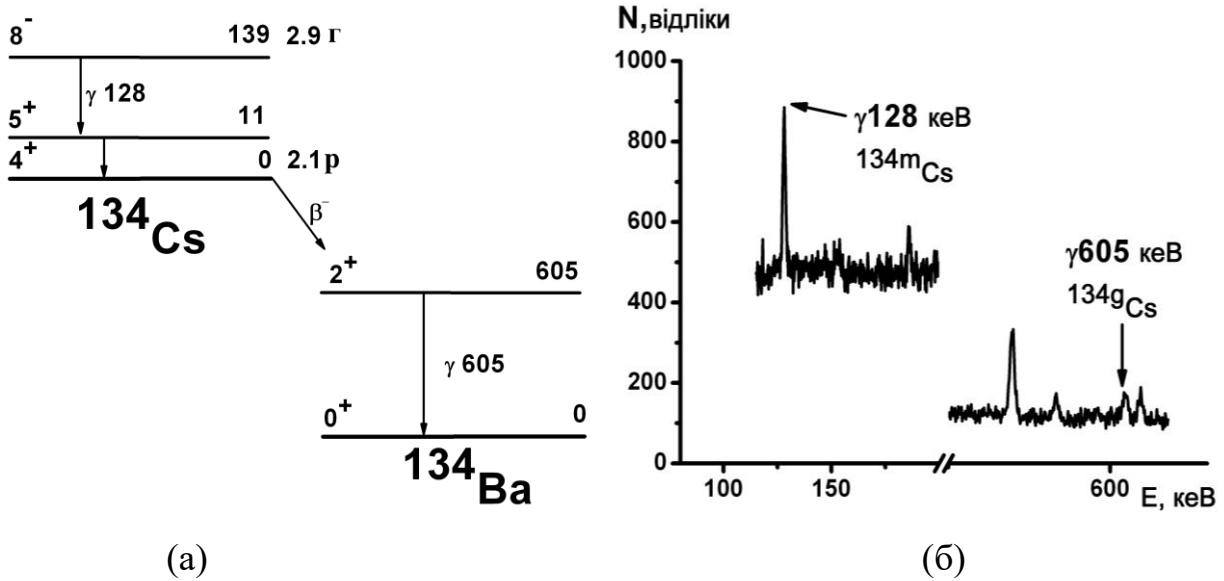
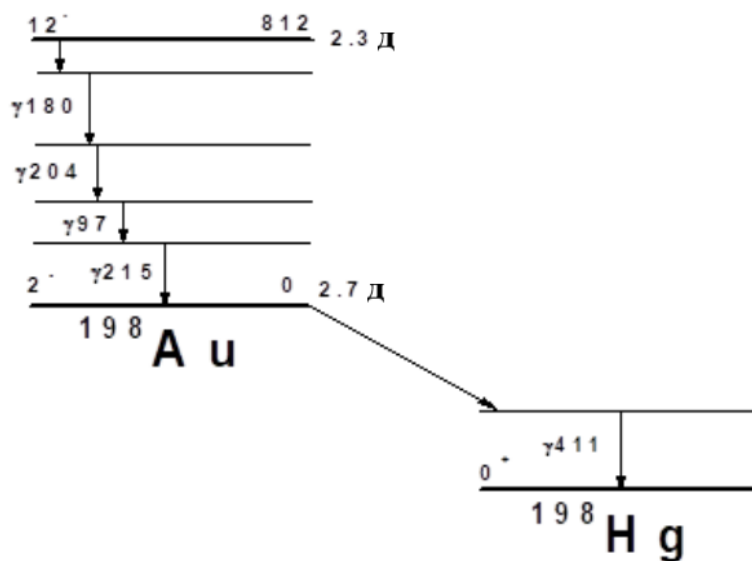


Рис. 4.7 Фрагменти схеми розпаду $^{134m,g}\text{Cs}$ (а) [100] і γ -спектру реакції $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134m,g}\text{Cs}$ (б)

Для розрахунку перерізу заселення основного стану з $I^\pi=4^+$ реакції $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134}\text{Cs}^{m,g}$ визначалася площа фотопіку з енергією 605 кеВ, який супроводжує розпад $^{134}\text{Cs}^g$ (див. рис. 4.7 та табл. 4.1).

З метою отримання перерізів заселення як ізомерного з $I^\pi=12^-$, так і основного $I^\pi=2^-$ станів продуктів реакції $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}^{m,g}$ визначалися площі γ -ліній з величинами енергії 215 та 411.8 кеВ, які супроводжують розпад ізомерного та основного станів ^{198}Au , відповідно (див. рис. 4.8 та табл. 4.1).



(а)

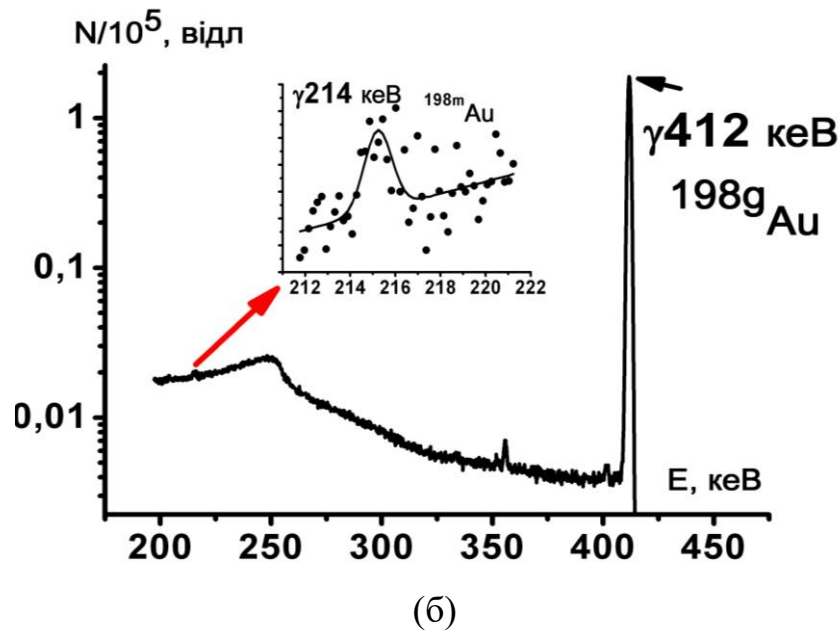


Рис. 4.8 Фрагменти схеми розпаду $^{198m,g}\text{Au}$ (а) [100] і γ -спектру реакції $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198m,g}\text{Au}$ (б)

Для отримання перерізів заселення як ізомерного з $I^\pi=13/2^+$, так і основного $I^\pi=1/2^-$ станів в реакції $^{197}\text{Au}(n,p)^{197}\text{Pt}^{m,g}$ визначалися площі γ -ліній з величинами енергії 346.5 та 191.4 кеВ, які супроводжують розпад ізомерного та основного станів ^{197}Pt , відповідно (дивись рисунок 4.9 та таблицю 4.1).

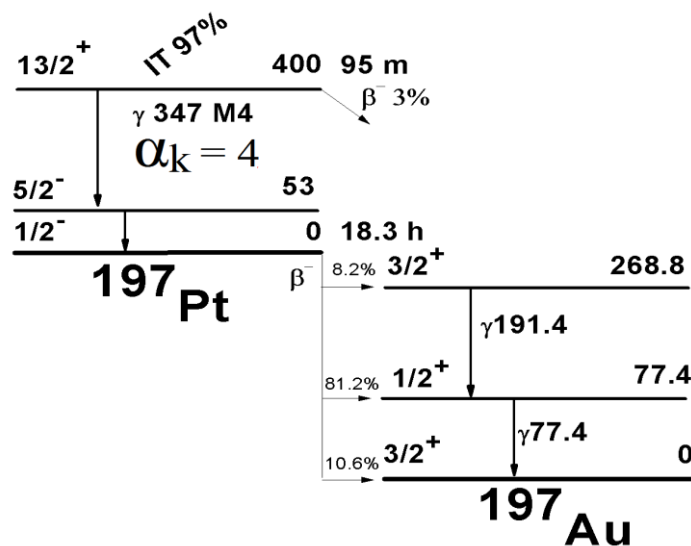


Рис. 4.9 Фрагменти схеми розпаду $^{197m,g}\text{Pt}$ [100]

З отриманих експериментальних та табличних даних розраховувались ізомерні відношення перерізів за форм. (3.20-3.21). Результати наведені в

таблиці 4.3. В ній також наведені результати теоретичного розрахунку перерізів даних реакцій в рамках програмного коду TALYS-1.9.

Таблиця 4.3

Ізомерні відношення перерізів в (n,p) та (n, γ)-реакціях

Реакція	$I_{\text{поч}}$	$E_{\text{н}},$ MeB	$\sigma_{\text{н}}/\sigma_{\text{I}}^{\text{експ}}$	$\sigma_{\text{н}}/\sigma_{\text{I}}^{\text{теор}}$ (Talys-1.9)	ΔI	$E^{\text{isom}},$ MeB	$E^*,$ MeB
$^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134\text{m,g}}\text{Cs}$	$7/2^+$	2.9	0.1 ± 0.02	0.34	4	0.14	9.8
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$	$3/2^+$		$(5\pm 0.8)\cdot 10^{-4}$	$4.8\cdot 10^{-4}$	10	0.8	9.4
$^{197}\text{Au}(n,p)^{197\text{m,g}}\text{Pt}$	$3/2^+$		1.22 ± 0.28	-	6	0.4	3.0

Тут E^{isom} – енергія ізомерного рівня, E^* - енергія збудження залишкового ядра.

З таблиці випливає, що реакція $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ носить повністю статистичний характер, в той час як для інших можливий значний вклад нестатистичних механізмів.

4.3 Дослідження реакцій з низькоенергетичними протонами

З метою отримання перерізів заселення як ізомерного з $I^\pi=12^-$, так і основного з $I^\pi=2^-$ станів продуктів реакції $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198}\text{Au}^{\text{m,g}}$ визначалися площі γ -ліній з величинами енергії 97 та 412 кеВ, які супроводжують розпад ізомерного та основного станів ^{198}Au , відповідно (див. рис. 4.8(а), 4.10 та табл. 4.1).

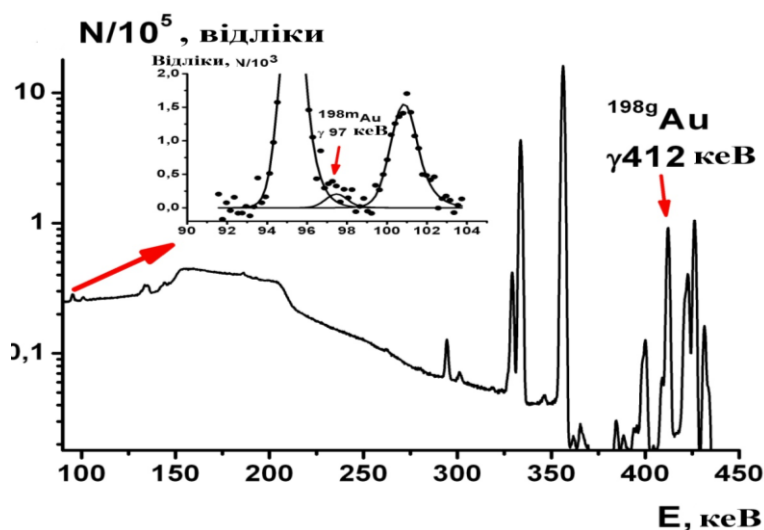
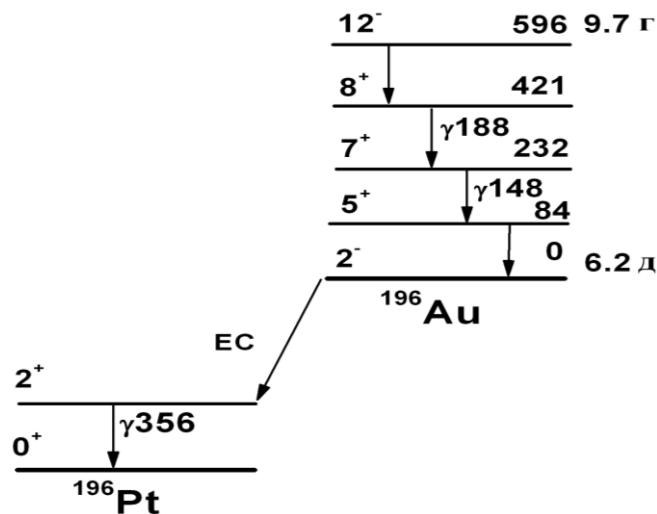


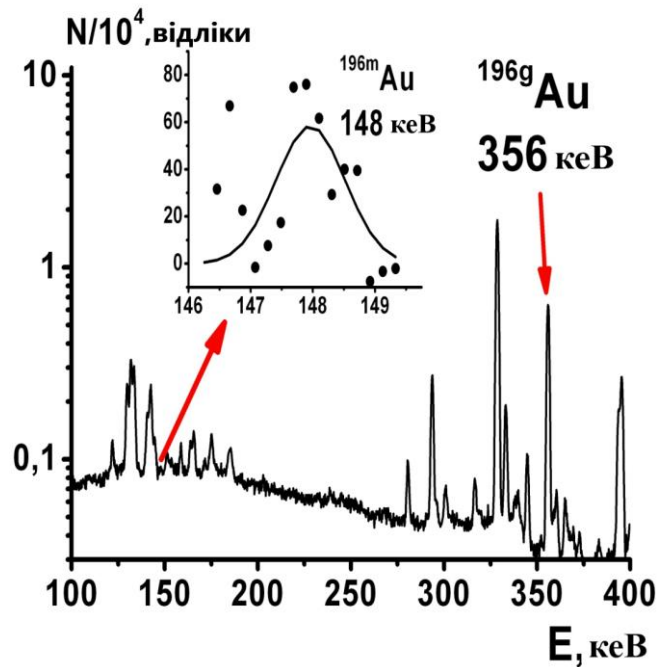
Рис. 4.10 Фрагменти γ -спектру активованої платини. $E_p=6.8$ MeB

Для визначення перерізів заселення як ізомерного з $\Gamma^\pi=12^-$, так і основного з $\Gamma^\pi=2^-$ станів продуктів реакції $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196}\text{Au}^{m,g}$ визначалися площі γ -ліній з величинами енергії 148 та 356 кеВ, які супроводжують розпад ізомерного та основного станів ^{196}Au , відповідно (див. рис. 4.11 та табл. 4.1). Дана реакція вивчалась при двох значеннях енергії протонів: 5 МеВ – експерименти проводились на тандем-генераторі ЕПП-10К та 6.8 МеВ з опроміненням мішеней на циклотроні У-120.

З отриманих експериментальних та табличних даних розраховувались ІВП



(a)



(б)

Рисунок 4.11 Фрагменти схеми розпаду $^{196m,g}\text{Au}$ (а) [100] і γ -спектру реакції $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196m,g}\text{Au}$ (б)

за форм. (3.20-3.21). Результати наведені в табл.4.4.

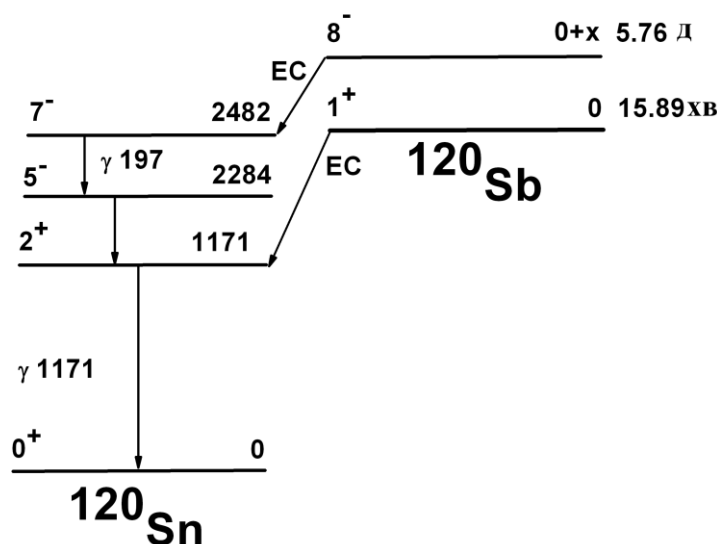
З метою отримання перерізів заселення як ізомерного з $I^\pi=8^-$, так і основного з $I^\pi=1^+$ станів продуктів реакції $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{m,g}$ при енергії протонів 3.9 MeV визначалася площа γ -піку з величиною енергії 1171 кеВ, який супроводжує розпад ізомерного та основного станів ^{120}Sb , (див. рис. 4.12 та таблицю 4.1). Це проводилось з метою зниження похибок як коефіцієнта самопоглинання

Таблиця 4.4

Ізмерні відношення перерізів в (p,n)-реакціях для ядер $^{196,198}\text{Au}$ з $\Delta I = 10$

E^{isom} , E^* - мають ті ж позначення, що й у табл. 4.3

Реакція	$I_{\text{поч}}$	E_p , MeV	$\sigma_h/\sigma_l^{\text{експ}}$	$\sigma_h/\sigma_l^{\text{теор}}$ (TALYS-1.9)	E^{isom} , MeV	E^* , MeV
$^{196}\text{Pt}(p,n)^{196m,g}\text{Au}$	0	5	$(1.5\pm 0.3)\cdot 10^{-4}$	$8\cdot 10^{-5}$	0.6	2.5
			$(2.3\pm 0.4)\cdot 10^{-4}$	$7.1\cdot 10^{-4}$		4.3
$^{198}\text{Pt}(p,n)^{198m,g}\text{Au}$	0	6.8	$(7.8\pm 1.5)\cdot 10^{-4}$	$1.6\cdot 10^{-3}$	0.8	4.9

Рисунок 4.12 Фрагменти схеми розпаду $^{120m,g}\text{Sb}$ [100]

гамма-квантів, так і їх ефективності реєстрації. Відразу після експерименту протягом 30 хвилин набирався γ -спектр у якому з необхідною статистичною точністю реєструвався γ -пік з енергією 1171 кеВ. Те, що він супроводжує

розпад саме основного стану ^{120}Sb однозначно свідчила відсутність у цьому спектрі γ -переходу з енергією 197 кеВ. Через добу після повного розпаду ядер ^{120}Sb здійснювалось повторне вимірювання активованої мішені протягом 5 діб. В цьому випадку набраний з прийнятною статистичною точністю пік з енергією 1171 кеВ одозначно відповідає розпаду $^{120\text{m}}\text{Sb}$ (дивись рисунок 4.13).

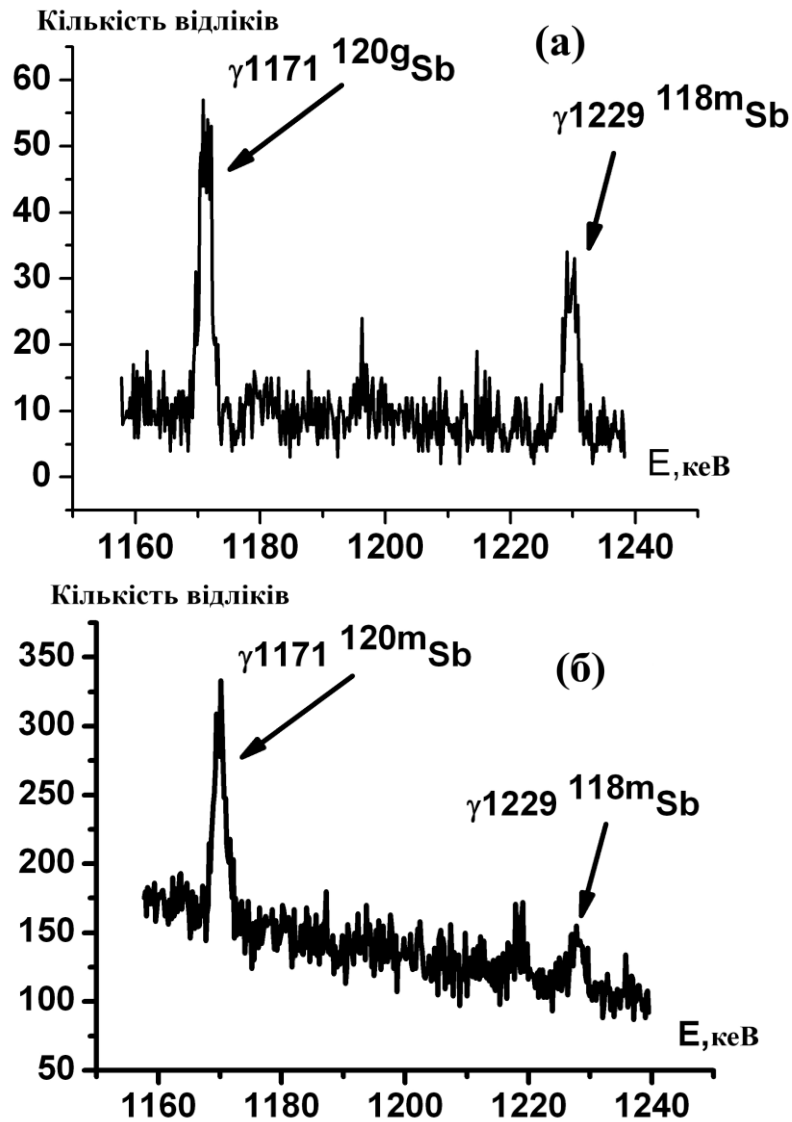


Рис. 4.13 Фрагменти γ -спектру реакції $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{\text{m,g}}$ виміряні відразу після опромінення (а) та через добу (б). $E_p = 3.9$ МеВ

Після цього за форм. (3.20-3.21) з отриманих експериментальних та табличних даних розраховувалось ізомерне відношення перерізів. Його величина склала $(9.1 \pm 2.3) \cdot 10^{-4}$ для реакції $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{\text{m,g}}$ при енергії протонів 3.9 МеВ. Моделювання цього відношення в рамках програмних кодів

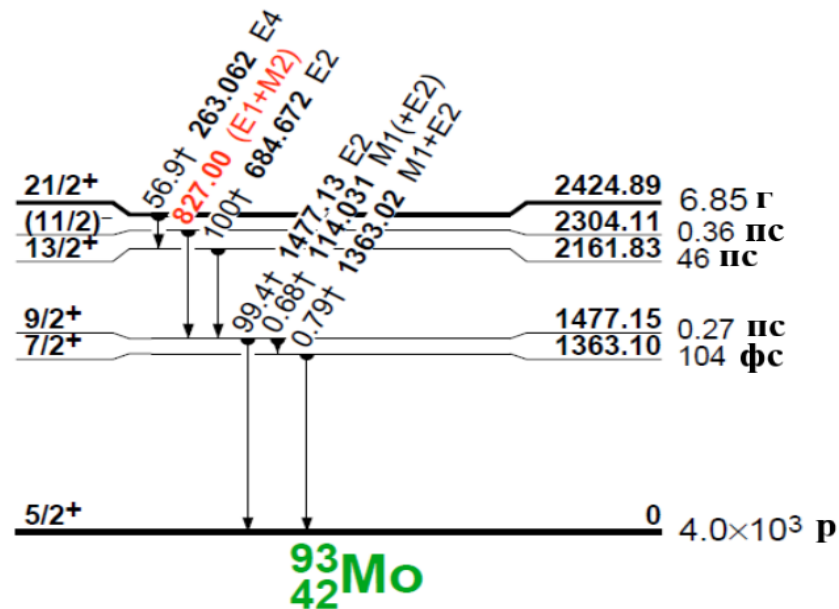
EMPIRE-3.2 та TALYS-1.9 не привело до заселення ізомерного стану. Причиною цього є те, що енергія збудження залишкового ядра рівна 2 MeV і знаходиться в області дискретного спектра, де не працюють статистичні механізми. В той же час випаровування нейтрону з компаунд-ядра може відбуватися за допомогою статистичних моделей. Висунення гіпотези про присутність низькорозташованого, високоспінового збудженого рівня з енергією 330 keV та спіном $(7^-, 8^-)$ в схемі дискретних рівнів ^{120}Sb призводить до непоганого узгодження експериментальних та теоретичних результатів. Методика, яка аргументує можливу наявність низькоенергетичних, високоспінових, збуджених рівнів в ядрах ^{120}Sb описана в роботі [220].

Вимірювання перерізу напрацювання $^{93\text{m}}\text{Mo}$ проводилось на мішенях природного ізотопного складу ніобію після опромінення їх протонами з величиною енергії 3.85 MeV. При цьому величина енергії збудження залишкового ядра складає лише 200 keV. Опромінення мішеней проводилось на тандем-генераторі. В якості монітору з метою усунення абсолютної величини потоку протонів із розрахунку перерізу використовувалась мідна фольга та реакція $^{\text{nat}}\text{Cu}(p,x)^{63}\text{Zn}$. Блок-схема проведення експерименту наведена на рисунку 4.14.

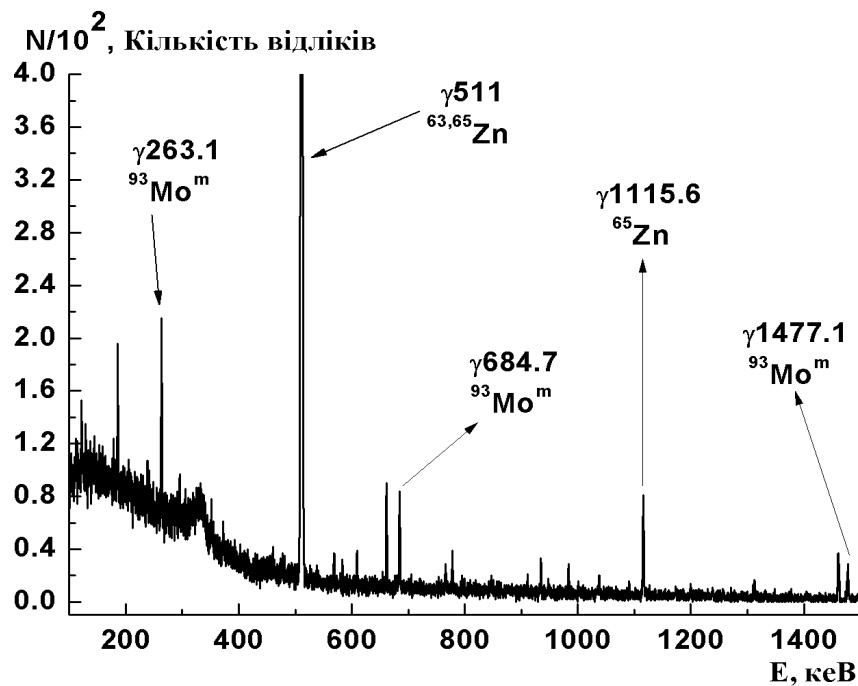


Рис. 4.14 Блок схема проведення експерименту на тандем-генераторі

Для визначення перерізу заселення ізомерного стану $^{93}\text{Mo}^m$ з $I^\pi=21/2^+$ в реакції $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93}\text{Mo}^m$ визначалася площа γ -піку з величиною енергії 263 кеВ, яка супроводжує розпад ізомерного стану ^{93}Mo , (див. рис. 4.15 та таблицю 4.1). Також присутні інші гамма-піки, які супроводжують розпад $^{93}\text{Mo}^m$. В той час як для ідентифікації розпаду ^{63}Zn в моніторній реакції $^{nat}\text{Cu}(p,x)^{63}\text{Zn}$



(a)

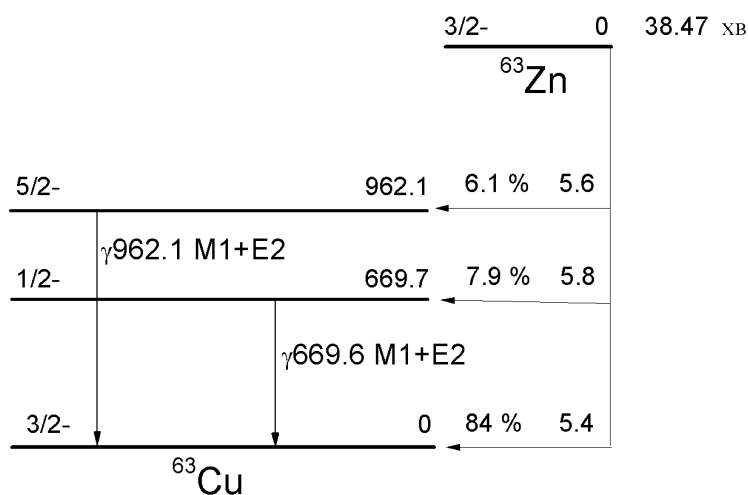


(б)

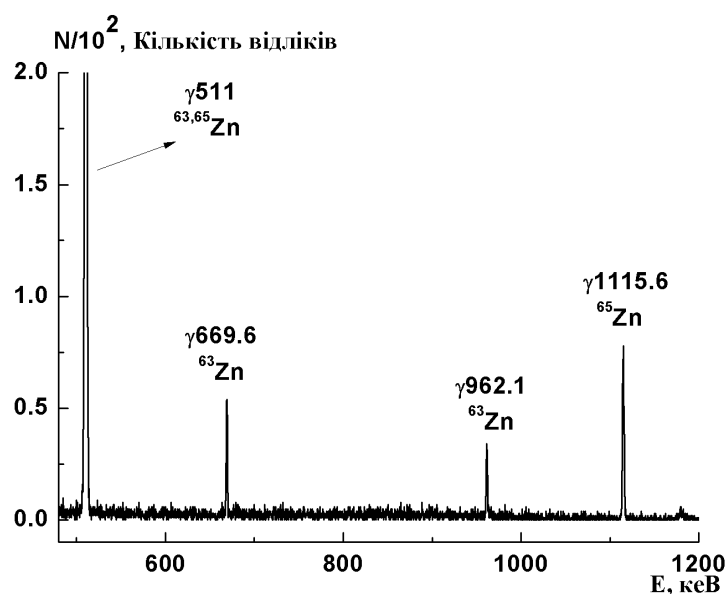
Рис. 4.15 Фрагменти схеми розпаду ^{93m}Mo [100] (a) і γ -спектру активованої мішені ніобію

використовувалась інтенсивність гамма-піку, яка йому належить з енергією 669 кеВ (дивись рисунок 4.16).

Після цього з отриманих експериментальних та табличних даних розраховувався переріз реакції $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93}\text{Mo}^m$ за формулами 3.7. В ній замість середньозважених виходів використовуються перерізи а монітором ϵ реакція



(a)



(б)

Рисунок 4.16 Фрагменти схеми розпаду ^{63}Zn [100] (а) і γ -спектру активованої мішені міді

$^{nat}\text{Cu}(p,x)^{63}\text{Zn}$. Табличний переріз моніторної реакції береться з табуляцій [221].

Отримана величина перерізу складає $\sigma^{\text{експ}} = 5.6(5)$ мкб.

Слід зазначити, що вимірювання перерізу реакції $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93\text{m}}\text{Mo}$ при даній величині енергії протонів проведено вперше. При вищих енергіях протонів існують роботи декількох груп ([222] та посилання там). На рисунку 4.17 наведені перерізи, отримані в цих роботах разом із розрахованими тут даними.

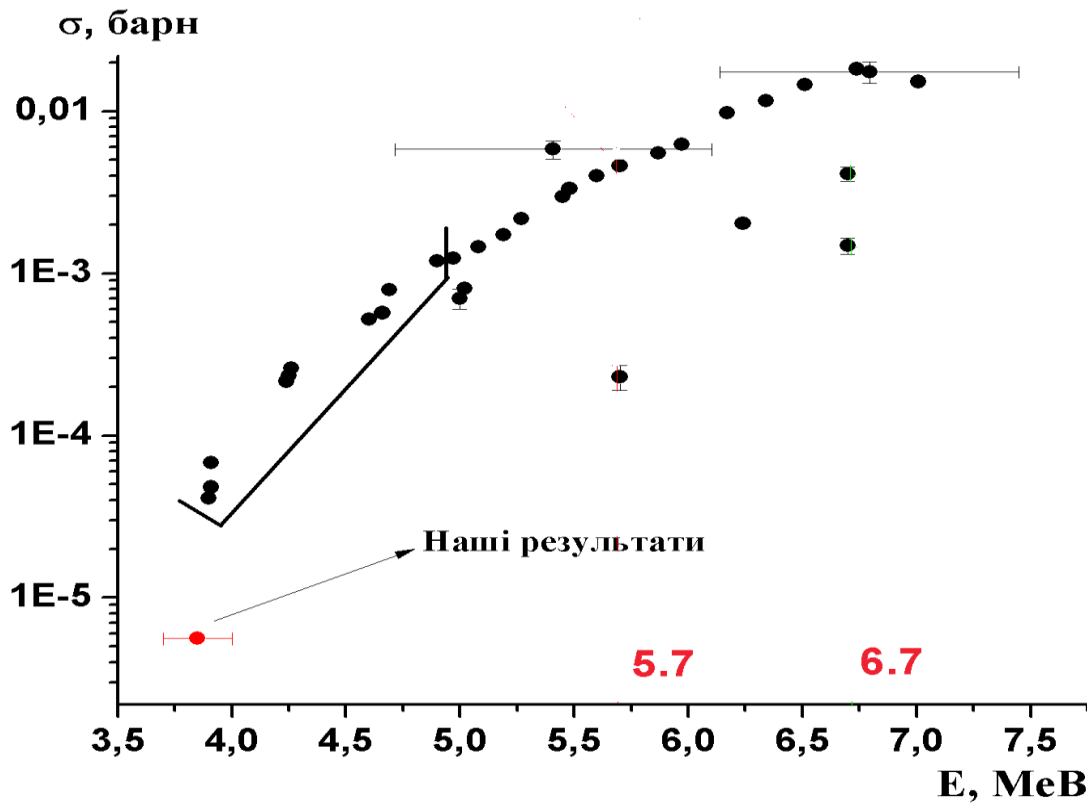


Рис. 4.17 Порівняння експериментальних значень перерізів реакції $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93\text{m}}\text{Mo}$

Як видно існує неузгодженість між експериментальними перерізами як в області порогових значень енергії протонів, так і при енергії 5-7 MeV.

4.4 Вивчення реакцій з альфа-частинками

В реакціях $(\alpha, \alpha n)$ на мішенях із природнього лютецію виміряні ізомерні відношення в $^{174\text{m,g}}\text{Lu}$ ($I^\pi = 6^-$ і 1^-). Збиралася збірка із 7 мішеней, 4 із яких являли собою металічні фольги лютецію товщиною 15 мкм, а 2 інші – фольги міді товщиною 10 мкм (дивись рисунок 4.18). На ньому також вказані товщини мішеней та середні величини енергії в кожній з них. Мідні мішені використовувались для моніторингу потоку альфа-частинок. Перша мішень лютецію була у вигляді порошкоподібного оксиду Lu_2O_3 , збагаченого ^{175}Lu до

рівня 99.8%, при вмісті ^{176}Lu – 0.2%. Початкова величина енергії падаючих альфа-частинок на прискорювачі У-120 склала 27.2 МеВ. Слід відмітити, що в природній суміші лютецію міститься 97.4% ^{175}Lu та 2.6% ^{176}Lu . Незважаючи на значне перевищення ядер ^{175}Lu , реакцію $^{176}\text{Lu}(\alpha, \alpha 2n)^{174\text{m,g}}\text{Lu}$ відкидати теж не слід з причини значного перевищення спіну ядер ^{176}Lu над ядрами ^{175}Lu .

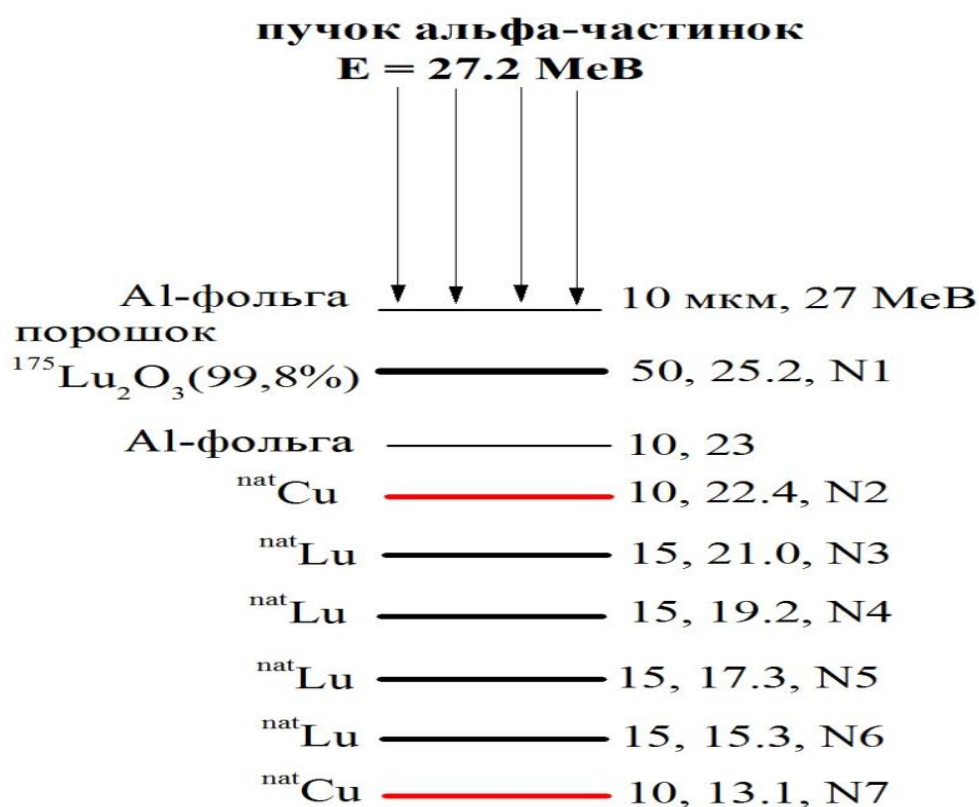
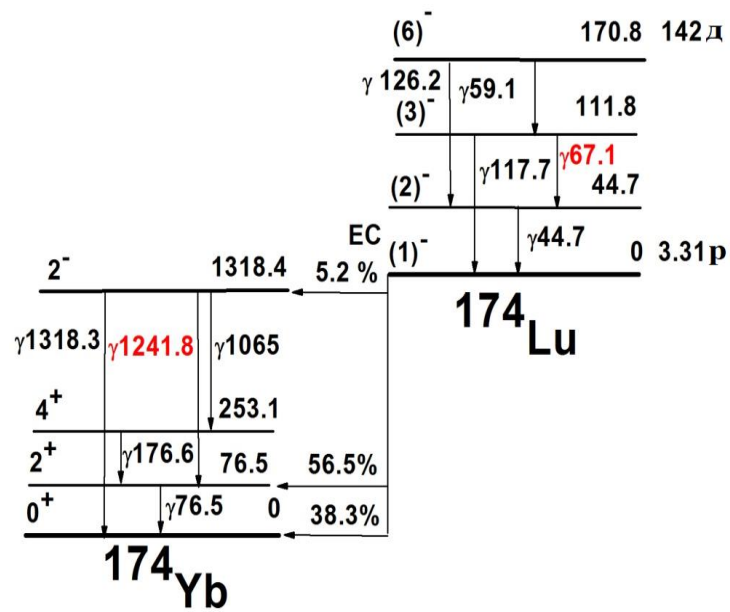


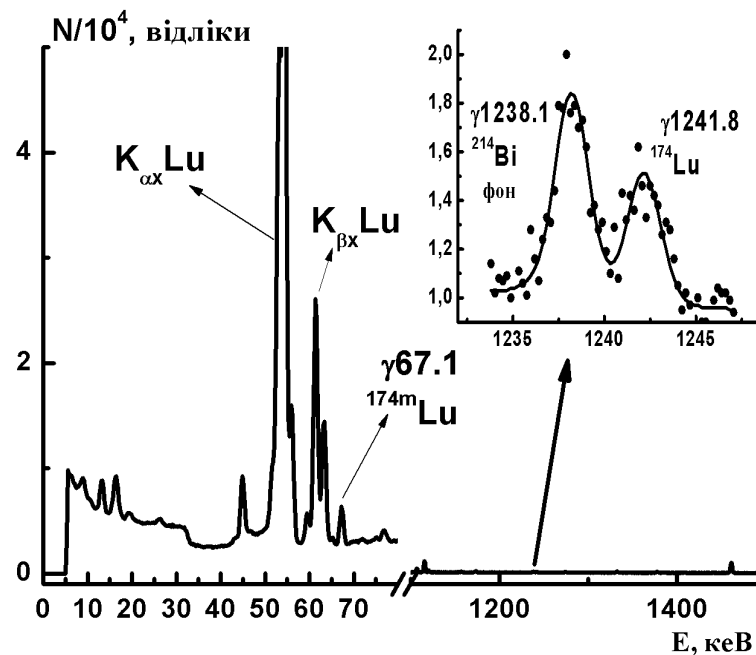
Рисунок 4.18 Блок-схема проведення експерименту

Для визначення перерізів заселення як ізомерного з $\Gamma^\pi=6^-$, так і основного $\Gamma^\pi=1^-$ станів продуктів реакції $^{\text{nat}}\text{Lu}(\alpha, \alpha n)^{174}\text{Lu}^{\text{m,g}}$ визначалися площі γ -піків з величинами енергії 67.1 та 1241.8 кеВ, які супроводжують розпад ізомерного та основного станів ^{174}Lu , відповідно (див. рис. 4.19 та таблицю 4.1).

Слід зазначити, що інші γ -лінії, які супроводжують розпад $^{174}\text{Lu}^{\text{m}}$ мають чи занадто низьку інтенсивність (176.7, 272.9, 992.1 кеВ) чи не відділяються від піків рентгенівського енергетичного діапазону (піків вільоту) (44.7 кеВ). Це твердження стосується також і гамма-піків, які супроводжують розпад основного стану ^{174}Lu .



(a)



(б)

Рис. 4.19 Фрагменти схеми розпаду $^{174}\text{Lu}^{m,g}$ [100] (а) і γ -спектру активованої мішені лютецію (б)

Розраховані з отриманих експериментальних та табличних даних ізомерні відношення перерізів за формулами (3.20-3.21) наведені в таблиці 4.5.

Як видно з таблиці по мірі зростання енергії альфа-частинок ізомерні відношення перерізів практично не змінюються. А оскільки вміст ^{176}Lu в

Експериментальні та теоретичні ізомерні відношення для реакції



E, MeV		15.3	17.3	19.2	21.0	25.2
$\sigma_m/\sigma_g^{\text{експ}}$		0.41(4)	0.40(4)	0.42(4)	0.41(4)	0.47(4)
$\sigma_m/\sigma_g^{\text{теор}}$, EMPIRE-3.2	levden0	-	0.37	0.91	1.2	1.8
	levden1	-	0.25	0.44	0.54	0.66
	levden3	-	0.25	0.41	0.49	0.65
$\sigma_m/\sigma_g^{\text{теор}}$, TALYS-1.4	ld1	-	-	0.47	0.41	0.73
	ld2	-	-	0.45	0.41	0.71
	ld3	-	-	0.69	0.72	0.57
	ld4	-	-	0.59	0.37	0.61
	ld5	-	-	0.44	0.5	0.77

першій мішені рівний 0.2% а в усіх інших мішенях лютецію – 2.6%, то це свідчить про незначний вплив ^{176}Lu на реакцію $^{nat}\text{Lu}(\alpha, \alpha n)^{174}\text{Lu}^{m,g}$. Малоімовірно, що він значний і однаково впливає на перерізи основного та ізомерного станів в усіх мішенях. В цій таблиці також наведені результати моделювання в рамках відкритих програмних кодів для усіх доступних густин рівнів. Ці дані непогано узгоджуються з експериментальними ізомерними відношеннями перерізів при енергіях альфа-частинок 19.2 MeV. При вищих енергіях теоретичні ІВП дещо вищі експериментальних величин. Виключенням є модель levden0, дані якої значно перевищують експериментальні ІВП крім $E_\alpha=17.3$ MeV. При енергії 15.3 MeV ні основний ні ізомерний стани ^{174}Lu не заселяються, що говорить про можливий вплив структури збуджених рівнів в їх заселення.

Також, використовуючи моніторну реакцію $^{nat}\text{Cu}(\alpha, x)^{66}\text{Ga}$ [221] розраховувались перерізи реакцій $^{175}\text{Lu}(\alpha, \alpha n)^{174}\text{Lu}^{m,g}$ за допомогою формул 3.7. Результати приведені в таблиці 4.6.

Експериментальні та теоретичні перерізи заселення ізомерного/основного станів реакції $^{175}\text{Lu}(\alpha, \alpha n)^{174}\text{Lu}^{m,g}$

E, MeV		15.3	17.3	19.2	21.0	25.2
$\sigma_m^{\text{експ}}$, мкбн		180(25)	109(15)	76(10)	67(10)	60(9)
$\sigma_g^{\text{експ}}$, мкбн		439(50)	273(40)	181(20)	163(20)	128(20)
$\sigma_m/\sigma_g^{\text{теор}}$, EMPIRE-3.2, мкбн	levden0	-	0.017/0.046	1.0/1.1	7.4/6.2	244/133
	levden1	-	0.005/0.02	0.7/1.6	6/11.2	70/106
	levden3	-	0.007/0.028	0.45/1.1	3.6/7.4	241/368
$\sigma_m/\sigma_g^{\text{теор}}$, TALYS-1.4, мкбн	ld1	-	-	0.08/0.17	2.5/6.1	145/200
	ld2	-	-	0.09/0.2	2.9/7	174/244
	ld3	-	-	0.2/0.29	5.9/8.2	206/351
	ld4	-	-	0.13/0.22	1.8/4.9	121/198
	ld5	-	-	0.07/0.16	3/6	226/295

Як видно з таблиці, експериментальні перерізи на 1-4 порядки вищі теоретичних величин при енергії альфа-частинок 17.3-21.0 MeV. Розумною варіацією параметрів на вдається одночасно узгодити і перерізи і ізомерні відношення перерізів.

Для отримання перерізу заселення другого ізомерного стану ^{179}Hf в реакції $^{176}\text{Lu}(\alpha, p)^{179}\text{Hf}^{m2}$ визначається площа фотопіку γ -лінії 453.6 кеВ, яка супроводжує його розпад (див. рис. 4.20 та 3.2). Блок-схема експерименту подібна зображеній на рис. 4.18 але з однією моніторною мідною мішенню та однією мішенню металічного лютецію. Як видно зі спектру інші гамма-лінії з розпаду $^{179}\text{Hf}^{m2}$ також спостерігаються. Проте вони використовувалися лише для оцінки оскільки деякі з них мали низьку статистичну точність чи знаходились в області вищої похибки ефективності реєстрації, а інші накладалися з піками сумування від основних ліній ^{176}Lu . Ці лінії спостерігаються в γ -спектрі, оскільки вимірювання проводились протягом 5 діб.

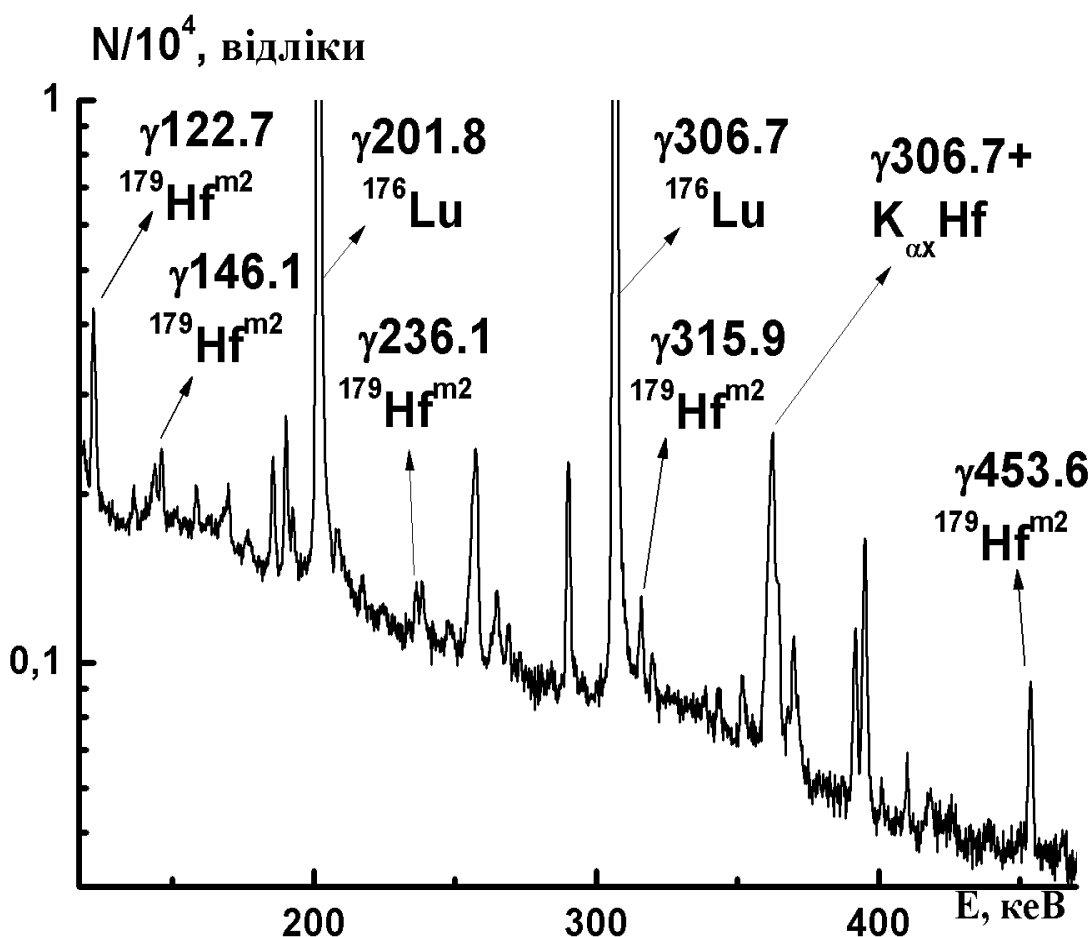


Рис. 4.20 Фрагмент γ -спектру активованої мішені лютецію

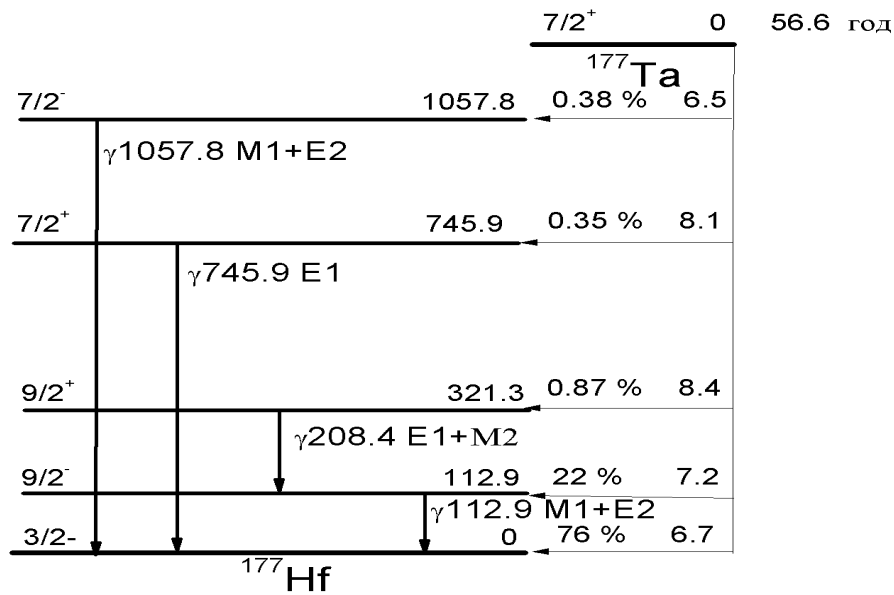
Після цього з отриманих експериментальних та табличних даних розраховувався переріз реакції $^{176}\text{Lu}(\alpha, p)^{179}\text{Hf}^{m2}$ за формулами 3.7. В ній замість середньозважених виходів використовуються перерізи а монитором є реакція $^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha, x)^{66}\text{Ga}$. Табличний переріз моніторної реакції береться з табуляцій [221]. Результати наведені в таблиці 4.7. В цій таблиці також приведені результати моделювання реакції $^{176}\text{Lu}(\alpha, p)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в рамках програмних кодів TALYS-1.4 та EMPIRE-3.2. Як видно з результатів моделювання код TALYS-1.4 непогано описує експериментальні результати, особливо для моделі густини рівнів `ldmodel2`. При цьому механізм цієї реакції є статистичним з внеском 11 % перед рівноважного механізму. На відміну від цих даних код EMPIRE-3.2 дає значно нижчі результати. Можливою причиною цього є дещо застарілі дані про дискретні збуджені рівні ядер.

Таблиця 4.7

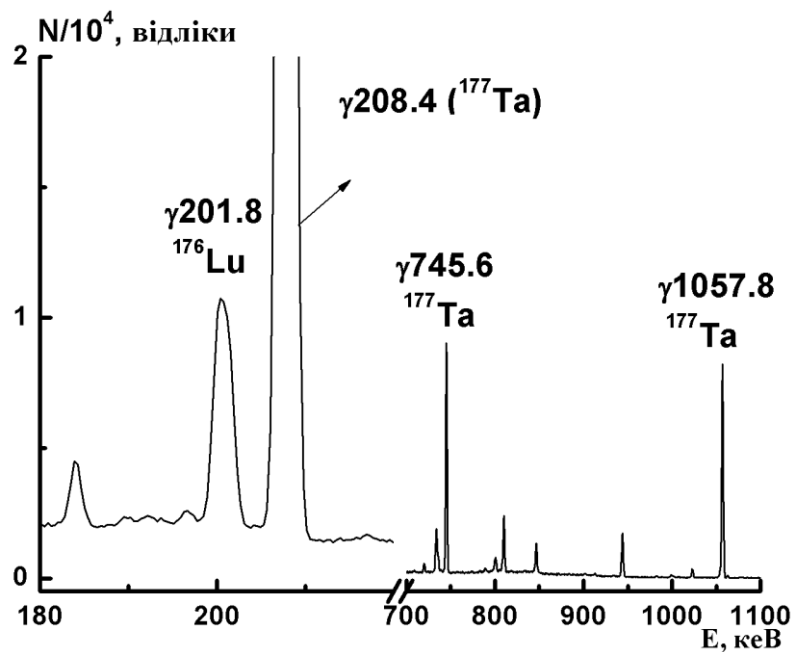
**Порівняння теоретичних та експериментальних величини перерізів для
(α, p)- та ($\alpha, 2n$)-реакцій**

Реакція/Модель густини рівнів	$^{176}\text{Lu}(\alpha, p)^{179}\text{Hf}^{m2}$ $E_\alpha = 26 \pm 1.2 \text{ MeV}$ $\sigma^{\text{експ}} = 1.1(1) \text{ мбн}$		$^{175}\text{Lu}(\alpha, 2n)^{177}\text{Ta}$ $E_\alpha = 26 \pm 1.2 \text{ MeV}$ $\sigma^{\text{експ}} = 366(18) \text{ мкбн}$	
	$\sigma^{\text{теор}}$, мбн	Внесок перед рівноважного механізму, %	$\sigma^{\text{теор}}$, мкбн	Внесок перед рівноважного механізму, %
levden 0	0.048	2	1021	10
levden 1	0.208	2	1009	10
levden 3	0.106	2	1013	10
1dmodel 1	0.67	11	790	9
1dmodel 2	0.89	11	780	10
1dmodel 3	0.67	11	792	7
1dmodel 4	0.41	11	793	9
1dmodel 5	0.8	11	784	9

На цій же мішені лютецію з тим же мідним монітором спостерігалася реакція $^{175}\text{Lu}(\alpha, 2n)^{177}\text{Ta}$. Для отримання перерізу заселення ^{177}Ta визначалася площа фотопіків γ -ліній 1057.8 та 745.9 кеВ, які супроводжують його розпад (див. рис. 4.21). Інші гамма-лінії, які супроводжують розпад ^{177}Ta мали чи низькі інтенсивності чи не відділялися в спектрі від інших ліній. Після цього з отриманих експериментальних та табличних даних розраховувався переріз реакції $^{175}\text{Lu}(\alpha, 2n)^{177}\text{Ta}$ за форм. 3.7. Результати наведені в таблиці 4.7 разом із даними моделювання в програмних кодах. Як видно з таблиці теоретичні перерізи для обох кодів більш ніж вдвічі перевищують експериментальні величини, що може свідчити про значний вплив нестатистичних механізмів.



(a)



(б)

Рис.4.21 Фрагменти схеми розпаду $^{177}\text{Ta}^g$ (а) [100] і γ -спектру активованої мішені лютецію (б)

Фрагменти схеми розпаду $^{178m2}\text{Hf}$ показані на рисунку 4.22. Відбувається каскад розпадів зі стану 16^+ до стану 8^- , який є двоквазічастинковим ізомером (QP) з періодом напіврозпаду 4 с.

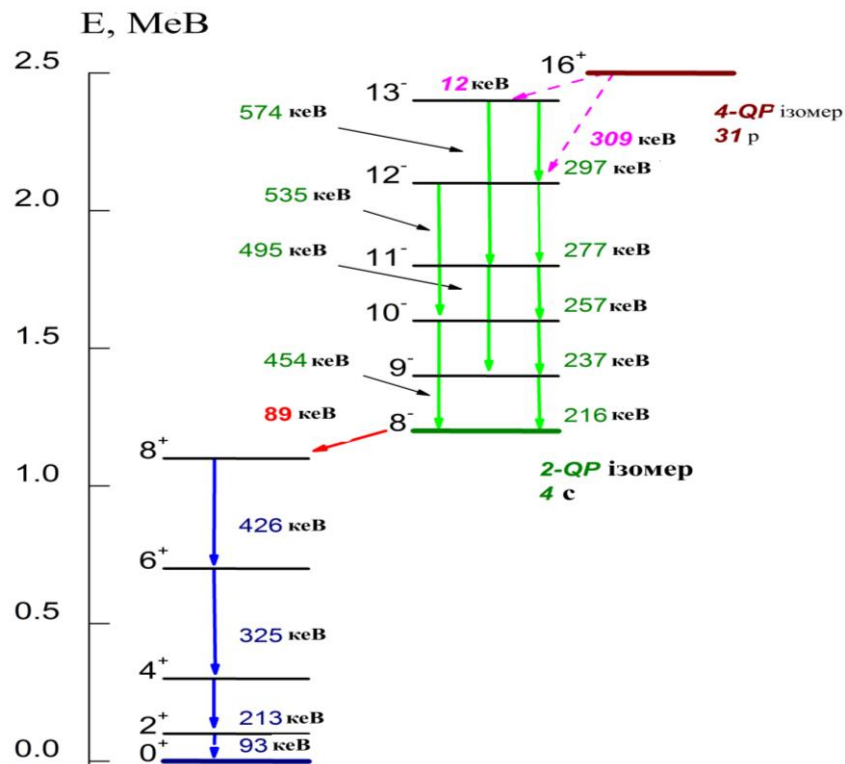


Рис. 4.22 Фрагменти схеми розпаду $^{178m2}\text{Hf}$. Усі гамма-піки, які супроводжують його розпад (за виключенням найменш інтенсивних з енергіями 12 та 309 кеВ) виміряні в даній роботі і на рисунку показані суцільними стрілками [100]

Опромінення проводилось на прискорювачі У-240 ІЯД НАН України. Збиралися 2 збірки. Перша включала у себе 4 танталові квадратні мішені розмірами 1×1 см та товщиною 200 мкм кожна, а друга – 5 танталових мішеней таких же розмірів та товщиною 100 мкм. Перша опромінювалась альфа-частинками з енергією 100 МеВ, а друга теж альфа-частинками з енергією 80 МеВ. Опромінення тривало протягом 1 доби при величині струму 5 мкА. Тривалість охолодження обох збірок склала 24 роки. Для моніторингу пучка альфа-частинок на відстані 3 см від останніх мішеней збірок монтувалося кільце на яке подавався потенціал величиною 500 В. Це було потрібно для усунення внеску вторинних електронів у величину струму альфа-частинок. В свою чергу на відстані 3 см від кільця був розташований циліндр Фарадея, який безпосередньо вимірював струм альфа-частинок і ці дані записувались

щохвилино. Після опромінення розраховувався середній струм альфа-частинок а отже і потік та оцінювалась його похибка.

Такий тривалий час охолодження призвів до того, що повністю розпалися короткоживучі нукліди, зокрема ^{172}Hf . Останній міг сильно спотворювати γ -спектри активованих мішеней танталу. З іншого боку за добу опромінення напрацювалося мало довгоживучих радіонуклідів, які мають низькі перерізи напрацювання.

На рисунку 4.23 показано фрагменти γ -спектру однієї з активованих мішеней танталу в енергетичних діапазонах 80-220 кеВ та 53-58 кеВ, набраного протягом 10 діб.

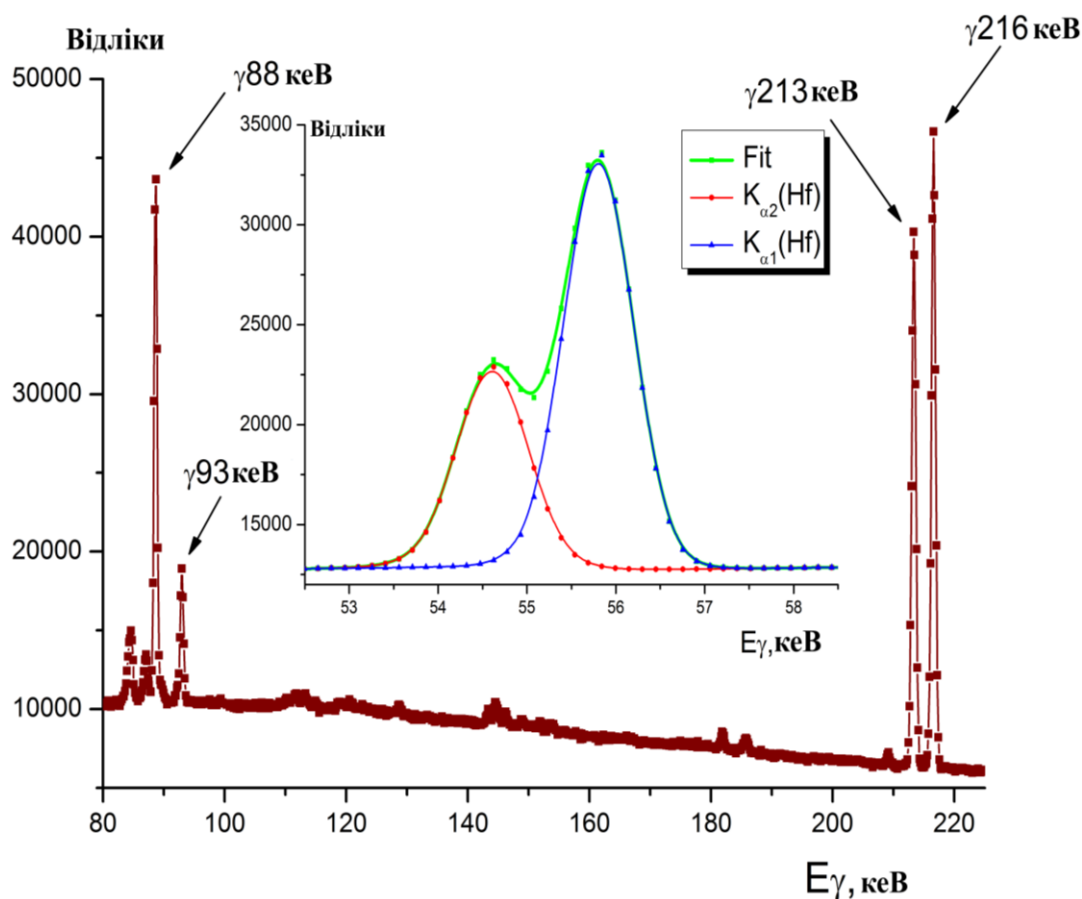


Рис. 4.23 Фрагменти гамма-спектра з γ -лініями з розпаду $^{178m2}\text{Hf}$, які мають найнижчу енергію та рентгенівські лінії гафнію (див. вкладку)

З отриманих експериментальних та табличних даних розраховувався переріз напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$ за формулою 3.6. В ній не використовується коефіцієнт конверсії і переріз отримується замість середньозваженого виходу. Результати розрахунків приведені в таблиці 4.8.

Перерізи напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$ при опроміненні альфа-частинками з енергіями 100 та 80 MeV мішеней з товщинами 200 та 100 мкм, відповідно

№п/п	$E_{\alpha}(\text{MeV})$	$\sigma^{178m2\text{Hf}}(\text{мкб})$	$E_{\alpha}(\text{MeV})$	$\sigma^{178m2\text{Hf}}(\text{мкб})$
	200 мкм		100 мкм	
1	92(8)	5.70(57)	77(3)	7.8(8)
2	77(7)	8.2(8)	68(5)	12.4(13)
3	61(9)	17.5(26)	58(5)	16.7(25)
4	39(13)	2.40(48)	48(6)	7.1(11)
5			36(7)	1.10(22)

В дужках біля величин перерізів подані повні похибки (довірчий інтервал складає 1σ). Вони складаються з статистичних похибок ($9\div 19\%$), систематичних (5%) та похибок калібрування за ефективністю реєстрації (5%). Інші величини похибок знаходяться в межах 1%.

Для того щоб оцінити ізомерні відношення $\sigma(^{178m2}\text{Hf})/\sigma(^{178g}\text{Hf})$ слід використовувати програмні коди, оскільки основний стан ^{178g}Hf є стабільним. Був використаний код TALYS-1.4, який був скомпільований та 110 низькорозташованих дискретних рівнів використовувались в автоматичному режимі. В даному випадку оцінка перерізу заселення основного стану ^{178}Hf здійснювалась за умови збігу теоретичного перерізу заселення $^{178m2}\text{Hf}$ з експериментальним.

Розрахунки проводились з кроком 1 MeV для кожної реакції, яка призводить до заселення $^{178m2}\text{Hf}$ від порогу і до 100 MeV. Після цього для кожної танталової фольги підраховувався середній переріз. З теоретичного моделювання слідує, що лише три реакції - $(\alpha, \alpha p 2n)$, $(\alpha, 3p 4n)$ та $(\alpha, ^3\text{He} p 3n)$ роблять головний внесок в переріз заселення другого ізомерного стану ^{178}Hf . Інші реакції (загальна кількість яких – 12) мають незначний вплив на цей переріз, оскільки імовірності випромінювання d, t та ^6He є низькими (див. табл. 4.9).

Таблиця 4.9

Усі енергетично можливі реакції, які можуть давати вклад в переріз створення $^{178m2}\text{Hf}$ (домінуючі реакції виділені курсивом)

№п/п	Реакція	Поріг (MeV)
1	α , αt	13.6
2	α , αdn	17.6
3	α , $\alpha p 2n$	18.3
4	α , ${}^6\text{He}p$	21.4
5	α , $2tp$	33.8
6	α , ${}^3\text{He}tn$	34.6
7	α , $t2d$	37.9
8	α , $tdpn$	40.3
9	α , ${}^3\text{He}d2n$	41.1
10	α , $t2p2n$	42.6
11	α , ${}^3\text{He}p3n$	43.4
12	α , $3dn$	44.4
13	α , $2dp2n$	46.6
14	α , $d2p3n$	49.1
15	α , $3p4n$	51.4

Результати проведених розрахунків зображено на рисунку 4.24 для 3 моделей густини рівнів: сталої температури та фермі-газу (СТ+FM), зворотньо-зміщеної моделі фермі-газу (BFM) та узагальненої надтекучої моделі (GSM).

Використання двох мікроскопічних моделей для опису густин рівнів приводить до значних розбіжностей між експериментальними та теоретичними

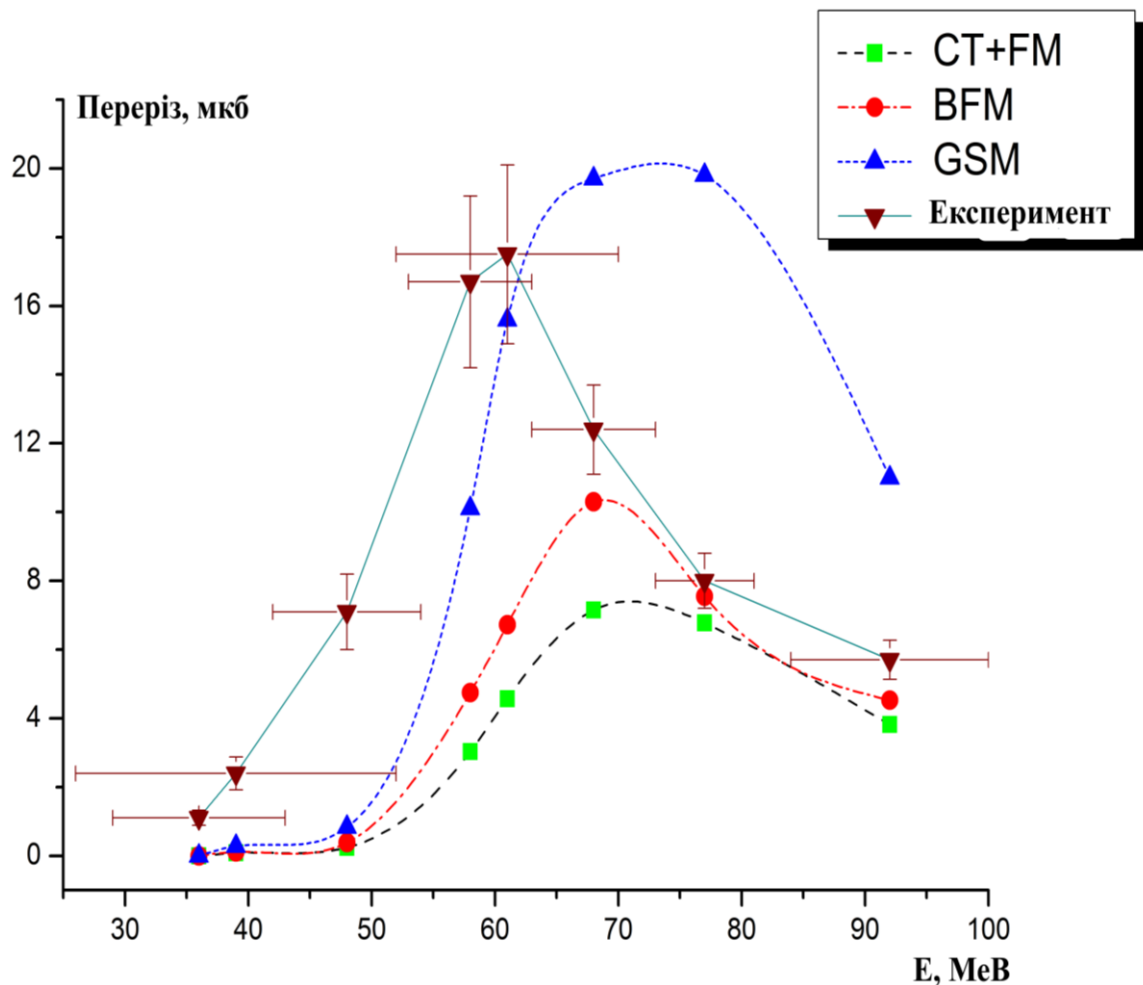


Рис. 4.24 Перерізи напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$, розраховані для моделей густин рівнів CT+FM, BFM та GSM з іншими параметрами, заданими за умовчанням

результатами в усьому енергетичному діапазоні. Тому ці результати в даній роботі не приводяться.

Отримані результати демонструють те, що в енергетичному діапазоні бомбардуючих альфа-частинок 68-92 MeV напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$ найкраще описується моделлю BFM, а для альфа-частинок з енергіями 58 та 62 MeV – моделлю GSM. Отже для цих моделей для вищезазначених величин енергії альфа-частинок були підраховані перерізи заселення основного стану ^{178}Hf .

Після цього були розраховані ізомерні відношення перерізів $\sigma(^{178m2}\text{Hf})/\sigma(^{178g}\text{Hf})$ для усього енергетичного діапазону бомбардуючих альфа-частинок, величини яких зображені на рисунку 4.25. Оскільки для $E_\alpha = 58$ та 62 MeV результати близькі, і перекриваються за величинами як енергій, так і

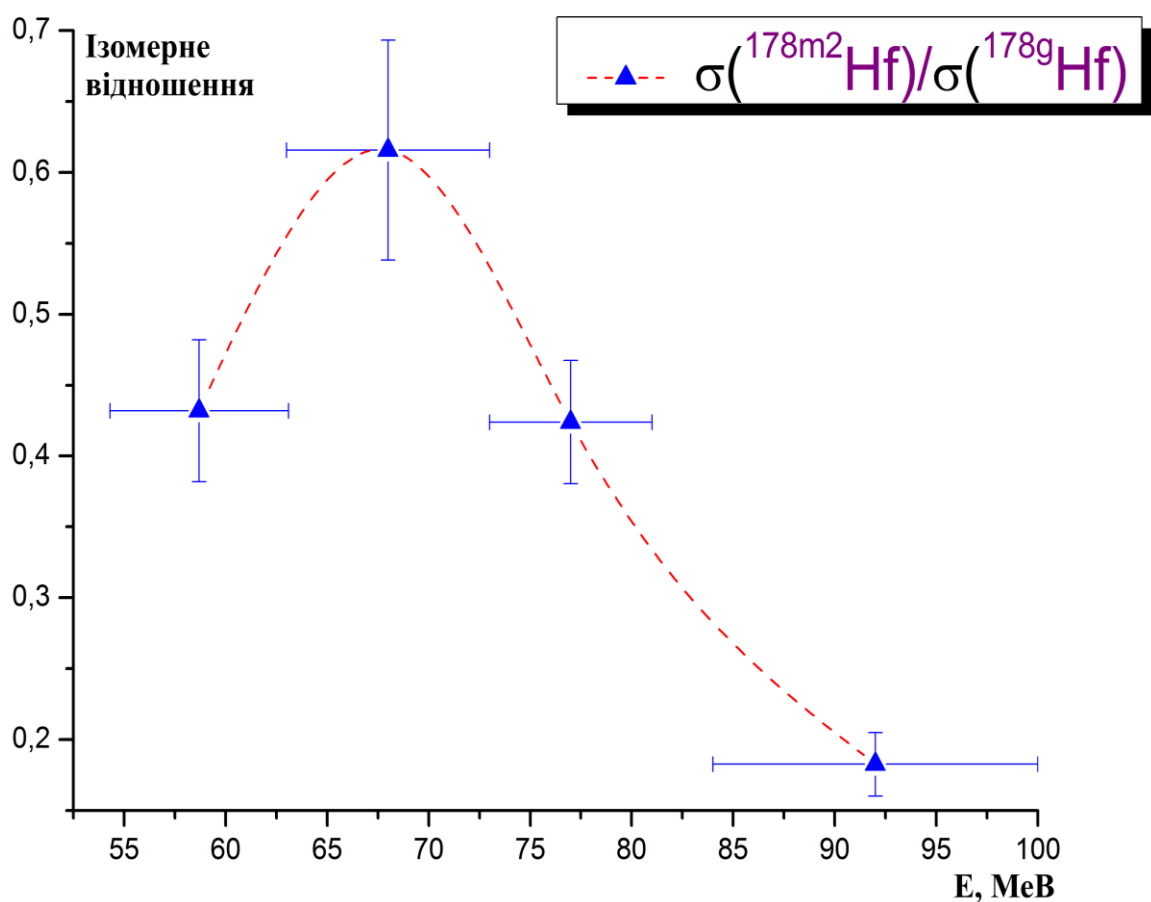


Рис. 4.25 Ізомерні відношення $\sigma(^{178m2}\text{Hf})/\sigma(^{178g}\text{Hf})$ для альфа-частинок з енергіями 58-92 MeV. Для інших величин енергії ізомерні відношення сильно завищені, що може свідчити про заниження теоретичного перерізу заселення основного стану ^{178}Hf

похибок вимірювання перерізів то було розраховано середнє значення ізомерного відношення перерізів.

Розраховані ІВП показані в таблиці 4.10 разом із роботами інших авторів для реакцій з альфа-частинками (в дужках вказана загальна похибка). Вона складається як з похибки експериментальної величини перерізу заселення $^{178m2}\text{Hf}$, так і з похибки модельованої величини перерізу заселення основного стану ^{178}Hf . Остання складає 7 %. Нижча похибка ізомерних відношень перерізів при $E_\alpha = 77$ та 92 MeV пояснюється близькими результатами для обох експериментів та гарним узгодженням експериментальних даних з теоретичними.

Порівняння ІВП $\sigma(^{178m2}\text{Hf})/\sigma(^{178g}\text{Hf})$ для різних реакцій при різних енергіях альфа-частинок

Реакція	Енергія, МеВ	Ізомерне відношення (%)	Посилання
$^{181}\text{Ta}(\alpha,\text{total})$	92(8)	18.3(22)	Дана робота
$^{181}\text{Ta}(\alpha,\text{total})$	77(3)	42.4(44)	Дана робота
$^{181}\text{Ta}(\alpha,\text{total})$	68(5)	61.6(78)	Дана робота
$^{181}\text{Ta}(\alpha,\text{total})$	58(5)	43.2(50)	Дана робота
$^{176}\text{Yb}(\alpha,2n)$	36	5.0(15)	[66]
$^{176}\text{Yb}(\alpha,2n)$	35	2.40(36)	[15]
$^{175/176}\text{Lu}(\alpha,p/d)$	35	18(9)	[15]
$^{176}\text{Yb}(\alpha,2n)$	35	3	[223]
$^{175}\text{Lu}(\alpha,p)$	35	20	[223]

В енергетичному діапазоні 60-92 МеВ лише три реакції ($\alpha,\alpha p2n$), ($\alpha,3p4n$) та ($\alpha,^3\text{He}p3n$) дають домінуючий внесок в заселення $^{178m2}\text{Hf}$. Причому серед цих реакцій переважає реакція ($\alpha,\alpha p2n$) в усьому енергетичному діапазоні за виключенням 92 МеВ. Тут вклад усіх трьох реакцій співрозмірний. Основною причиною цього є різні енергетичні пороги даних реакцій: 18.3 МеВ для ($\alpha,\alpha p2n$)- та значно вищі для ($\alpha,3p4n$)- та ($\alpha,^3\text{He}p3n$)-реакцій: 51.4 та 43.4 МеВ, відповідно.

Головною особливістю при напрацюванні ізомерного стану ^{178}Hf є максимум у функції збудження при енергії альфа-частинок в околі 60 МеВ. Таку поведінку перерізу можна пояснити врахуванням вкладу передрівноважного механізму. В ньому при зростанні енергії бомбардуючих альфа-частинок вилітаючі частинки виносять все більший кутовий момент. Отже при цьому знижуються спіни збуджених станів залишкового ядра і як наслідок стає нижчим переріз напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$. Дані експериментальні результати підтверджують цю гіпотезу.

Цікаво кількісно порівняти можливості напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$ в даній роботі та при опроміненні мішені ^{176}Yb . Мішені танталу можуть мати у 20 разів

більшу товщину, проте переріз напрацювання $^{178m2}\text{Hf}$ на них у 500 разів нижчий ніж на мішенях з ^{176}Yb . Отже напрацьовується у 25 разів менше ядер $^{178m2}\text{Hf}$ чи біля 2×10^7 на секунду при опроміненні пучком альфа-частинок інтенсивністю 100 мкА [224]. Проте мішень з Та має деякі переваги. По перше, її не потрібно збагачувати, в той час як для ітербієвої мішені це критично важливо, оскільки, в інакшому випадку буде напрацьовуватись багато ядер ^{172}Hf в реакції $^{170}\text{Yb}(\alpha, 2n)^{172}\text{Hf}$. По-друге, для деяких специфічних експериментів коли ядра $^{178m2}\text{Hf}$ опромінюються лазерами з енергією фотонів лише декілька еВ, наявність значної кількості ядер ^{178g}Hf може значно знижувати чутливість експерименту. Сучасні методи мас-спектрометричного розділення здатні усунути ядра ^{172}Hf , але ядра ^{178g}Hf є значно складнішою проблемою. І, по-третє, температура плавлення танталу (3017°C) є значно вищою ніж ітербію (834°C) і тому проблема охолодження мішеней вирішується значно простіше ніж у випадку ітербієвої мішені [66,225].

Висновки до розділу 4

У четвертому розділі описується дослідження перерізів та ізомерних відношень перерізів в реакціях з нейтронами, низькоенергетичними протонами і дейтронами та альфа-частинками. Наводяться умови проведення експериментів та спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер. Описується порівняння експериментальних та теоретичних даних, робляться висновки про механізми перебігу вищезгаданих реакцій.

Виміряні ізомерні відношення перерізів в ядрах $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ в (d,n) і (p, γ)-реакціях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ в (d,n)-реакції, вперше в ядрах $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ в (d, α)-реакції для дейтронів та протонів з максимальними величинами енергій 4.5 та 6.8 MeV, відповідно. В роботі для теоретичного розрахунку ізомерних відношень застосовувались програмні коди TALYS-1.4 та EMPIRE-3.2. Показано, що теоретичні величини ІВП значно перевищують експериментальні, за винятком реакції $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ при моделюванні в пакеті TALYS-1.4. Для EMPIRE-3.2

при протіканні усіх реакцій для параметрів, які задані за умовчанням домінує статистична модель, в основу якої покладено механізм Хаузера–Фешбаха. В той же час у випадку використання TALYS-1.4 статистична модель робить основний внесок для реакцій $^{92}\text{Mo}(d,n)^{93}\text{Tc}^{m,g}$ і $^{92}\text{Mo}(p,\gamma)^{93}\text{Tc}^{m,g}$, в той час як у випадку реакцій $^{94}\text{Mo}(p,\gamma)^{95}\text{Tc}^{m,g}$ і $^{97}\text{Mo}(d,\alpha)^{95}\text{Nb}^{m,g}$ переважає передрівноважна модель. Проте обидві ці моделі погано описують експериментальні значення ІВП, хоча в цілому програмний пакет TALYS-1.4 краще описує згадані вище реакції, ніж EMPIRE-3.2 при використаних значеннях енергії бомбардуючих частинок. Загальною можливою причиною неузгодженостей є малочисельна інформація про шляхи розпаду високозбуджених дискретних рівнів, особливо для ^{95}Nb . Додатковою причиною розходження для усіх реакцій можуть бути внески нестатистичних ефектів для даних величин енергій бомбардуючих частинок.

Вперше отримано переріз реакції $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ на нейтронах реакторного енергетичного спектру. Проведено її моделювання в рамках програмного коду TALYS-1.9 з якого випливає, що реакція $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ йде на високоенергетичних нейтронах реакторного спектру і при цьому домінує статистичний механізм (95%) з внеском біля 5% передрівноважного механізму.

Розраховано ізомерні відношення перерізів реакцій $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134m,g}\text{Cs}$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198m,g}\text{Au}$ та $^{197}\text{Au}(n,p)^{197m,g}\text{Pt}$ при енергії нейтронів 2.9 МеВ. Проведено їх моделювання в кодї TALYS-1.9 з якого випливає, що реакція $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198m,g}\text{Au}$ носить повністю статистичний характер, в той час як для інших можливий значний вклад нестатистичних механізмів.

Вперше проведено вимірювання перерізу реакції $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93m}\text{Mo}$ при енергії протонів 3.85 МеВ. Здійснено вимірювання ізомерних відношень перерізів реакцій $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196m,g}\text{Au}$ і $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198m,g}\text{Au}$ при енергії протонів 6.8 МеВ та $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{m,g}$ при енергії протонів 3.9 МеВ. Результати порівняння експериментальних та теоретичних даних вказують на можливу присутність низькорозташованого, високоспінового збудженого рівня з енергією 330 кеВ та

спіном ($7^-, 8^-$) в схемі дискретних рівнів ^{120}Sb та значний вплив нестатистичних механізмів для реакцій $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196m,g}\text{Au}$ та $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198m,g}\text{Au}$.

Вперше проведено вимірювання перерізів та ізомерних відношень перерізів реакції $^{175}\text{Lu}(\alpha, \alpha n)^{174}\text{Lu}^{m,g}$ для окремих значень енергії альфа-частинок при опроміненні ними мішеней природного і збагаченого лютецію в діапазоні 15.3-25.2 МеВ. Проведено її моделювання в рамках відкритих програмних кодів для усіх доступних густин рівнів. При енергіях альфа-частинок 17.3-21 МеВ теоретичні перерізи на 1-4 порядки нижчі експериментальних величин а при енергії 15.3 МеВ ні основний ні ізомерний стани ^{174}Lu не заселяються, що говорить про можливий внесок структури збуджених рівнів в їх заселення. При $E_\alpha = 25.2$ МеВ статистичні механізми домінують, оскільки теоретичні перерізи перевищують приблизно вдвічі експериментальні величини.

Вперше проведено вимірювання перерізів реакцій $^{176}\text{Lu}(\alpha, p)^{179}\text{Hf}^{m2}$ та $^{175}\text{Lu}(\alpha, 2n)^{177}\text{Ta}$ при опроміненні мішеней природного лютецію альфа-частинками з енергією 26 МеВ. Як випливає з порівняння теоретичні перерізи вдвічі перевищують експериментальні величини для $(\alpha, 2n)$ -реакції, що може свідчити про значний вплив прямих механізмів. В той же час для (α, p) -реакції внесок передрівноважного механізму на рівні 11%, а статистичного в околі 89% дозволяє узгодити експериментальні та теоретичні дані.

Вперше проведено вимірювання перерізів напрацювання $^{178}\text{Hf}^{m2}$ при опроміненні мішеней природного танталу альфа-частинками в енергетичному діапазоні 36-92 МеВ. Здійснено моделювання цих перерізів у відкритому коді TALYS-1.4 з якого випливає, що основний внесок в заселення $^{178}\text{Hf}^{m2}$ дають реакції $(\alpha, \alpha p 2n)$, $(\alpha, 3p 4n)$ та $(\alpha, {}^3\text{He} p 3n)$. В діапазоні енергій α -частинок 58-92 МеВ теоретичні результати гарно співпали з модельованими і базуючись на цьому було зроблено оцінку перерізу напрацювання основного стану ^{178}Hf . З цієї оцінки отримано величини ІВП $\sigma(^{178m2}\text{Hf})/\sigma(^{178g}\text{Hf})$. Ці величини знаходяться у непоганому узгодженні з тенденцією зміни ІВП у інших реакціях з альфа-частинками нижчих енергій на інших мішенях.

Результати експериментальних досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M. Population cross-section of $^{179m2}\text{Hf}$ from the reactions on hafnium and tantalum targets. *Nuclear Instruments and Methods*. 2019. Vol. B438. P. 20-25. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Savrasov A. M. Isomeric cross-section ratios for $^{93,95}\text{Tc}$ and ^{95}Nb nuclei. *Ukrainian Journal of Physics*. 2016. Vol. 61. No. 4. P. 283–290.

Вишневецький І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Ровенських Є. П., Применко Г. І. Вивчення реакцій з протонами та нейтронами на ядрах ^{133}Cs , ^{196}Pt та ^{197}Au . Тези доповідей XXI щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 27-31 січня 2014 р. С. 27.

Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N., Kirischuk V. I. Investigation of $^{178m2,179m2}\text{Hf}$ isomers creation in reactions with alpha-particles. *Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies*. The book of Abstracts of the LXIV international conference on nuclear physics “Nucleus 2014”. Minsk, July 01-04. 2014 y. P.89.

Вишневецький І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Кирищук В. І., Гладковська О. В. Ізомерні відношення в ядрах $^{174m,g}\text{Lu}$ в реакціях з біляпороговими альфа-частинками. Тези доповідей XXII щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 26-30 січня 2015 р. С. 29.

Вишневецький І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Кирищук В. І. Напрацювання $^{179m2}\text{Hf}$ в реакціях з альфа-частинками та гамма-квантами при біляпорогових енергіях. Тези доповідей XXII щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. Київ, 26-30 січня 2015 р. С. 29.

РОЗДІЛ 5

ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОДІЛЕННЯ АКТИНИДІВ

Умови проведення експериментів і спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер

Вивчення фотоділення важких ядер проводилось з використанням гальмівного випромінювання з $E_{\text{гр}}$ від 6.25 і до 18 МеВ. Його джерелом був виведений пучок електронів мікротрону М30 Інституту електронної фізики НАНУ м. Ужгород.

При вивченні ізомерних відношень виходів та середніх кутових моментів уламків ділення ядер U, Np, Pu і Am виконувалось декілька серій опроміненнь та вимірювань. Тривалість опромінення зразків складала від 5 хв. до 2 годин.

Основні спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер – уламків ділення наведені в табл. 5.1. [100].

Таблиця 5.1

Основні спектроскопічні характеристики вивчених ядер

Ядро	I^{π}	$T_{1/2}$	Спосіб розпаду	E_{γ} , кеВ	I_{γ} , %
$^{84\text{m}}\text{Br}$	$5^-, 6^-$	6 хв.	β^-	424	100
				881.6	42
$^{84\text{g}}\text{Br}$	2^-	31.8 хв.	β^-	881.6	10.5
$^{90\text{m}}\text{Rb}$	3^-	258 с.	І.п., β^-	831.7	94.4
				1375.4	16.6
$^{90\text{g}}\text{Rb}$	0^-	158 с.	ϵ	1060.7	6.7
$^{95\text{m}}\text{Nb}$	$1/2^-$	86.6 г.	І.п., β^-	235.7	24.8
$^{95\text{g}}\text{Nb}$	$9/2^+$	34.975 д.	β^-	765.8	99.8
$^{97\text{m}}\text{Nb}$	$1/2^-$	52.7 с.	І.п.	743.4	100
$^{97\text{g}}\text{Nb}$	$9/2^+$	72.1 хв.	β^-	658.1	98.4
$^{130\text{m}}\text{Sb}$	5^+	6.3 хв.	β^-	182.3	41

<i>Продовж. табл. 5.1</i>					
^{130g}Sb	8^-	39.5 хв.	β^-	793.4	100
^{131m}Te	$11/2^-$	30 г.	І.п., β^-	773.7	49.9
^{131g}Te	$3/2^+$	25 хв.	β^-	149.7	68.8
^{132m}Sb	8^-	4.1 хв.	β^-	696.8	100
				973.9	100
^{132g}Sb	4^+	2.79 хв.	β^-	635.6	9.9
				989.6	14.9
^{132m}I	8^-	1.39 г.	І.п., β^-	599.8	14
^{132g}I	4^+	2.3 г.	β^-	954.6	17.6
^{133m}Te	$11/2^-$	55.4 хв.	І.п., β^-	912.7	55
^{133g}Te	$3/2^+$	12.5 хв.	β^-	312.1	62.4
^{133m}Xe	$11/2^-$	2.2 д.	І.п.	233.2	10
^{133g}Xe	$3/2^+$	5.2 д.	β^-	81	38
^{134m}I	8^-	3.7 хв.	І.п., β^-	271.9	79
^{134g}I	4^+	52.6 хв.	β^-	847	95.4
^{135m}Xe	$11/2^-$	15.3 хв.	І.п., β^-	526.6	80.5
^{135g}Xe	$3/2^+$	9.14 г.	β^-	249.8	90.2

І.п. – ізомерний перехід, г. – годин, д. – діб, β^- - β^- розпад, ϵ – електронний захват, хв. – хвилин, с - секунд.

5.1 Фотоділення ізоотопів урану

5.1.1 Вивчення ^{97}Nb при фотоділенні ядер $^{235,238}\text{U}$ в широкому діапазоні граничних енергій гальмівних γ -квантів

Метою даного пункту роботи є визначення ізомерних відношень виходів для первинного ядра-фрагмента ^{97}Nb та визначення його середнього кутового моменту у реакціях фотоподілу ядер ^{238}U , ^{235}U гальмівним випромінюванням з різними граничними енергіями.

При фотоподілі, разом із прямим заселенням ядра з ізомерним рівнем, також заселяються нукліди з материнського ізобарного ланцюжка. Дані ядра-ізобари внаслідок β -розпаду в деяких випадках можуть вносити значний вклад у заселення ядра і сумуватися з прямим заселенням при фотоділенні [92]. Зазначений вклад ізобара необхідно враховувати, так як пряме напрацювання може бути нижчим у декілька разів. З цією метою додатково визначається інтенсивність піку, який супроводжує розпад ізобарного ядра-попередника. На рисунку 5.1 показана принципова схема досліджуваної послідовності розпадів.

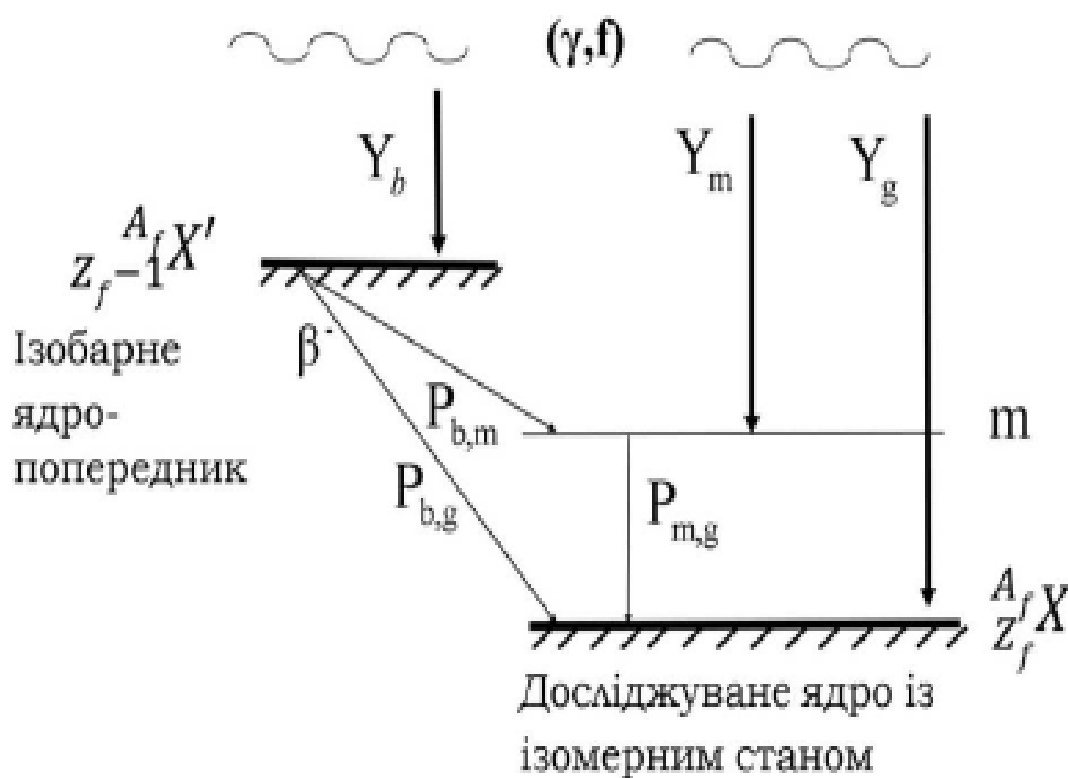


Рис. 5.1 Загальна схема формування заселеності основного та ізомерного рівнів ядра $Z_f, A_f X$ при поділі материнського ядра з врахуванням внеску у заселеність від ізобарного ядра-попередника [92] $Z_f - 1, A_f X'$

Система рівнянь (5.1) відображає зміну з часом кількості ядер, які утворилися в метастабільному N_m , основному N_g , станах і ядер-ізобар N_b . В цій системі відтворено процеси прямого напрацювання ядер під час реакції, їх генерація внаслідок розпаду ядер-попередників, і також зниження кількості ядер внаслідок радіоактивного розпаду [92]:

$$\begin{cases} \frac{dN_b(t)}{dt} = Y_b \Theta(t_{\text{опр}} - t) - \lambda_b N_b(t), \\ \frac{dN_m(t)}{dt} = Y_m \Theta(t_{\text{опр}} - t) + P_{b,m} \lambda_b N_b(t) - \\ - \lambda_m N_m(t), \\ \frac{dN_g(t)}{dt} = Y_g \Theta(t_{\text{опр}} - t) + P_{m,g} \lambda_m N_m(t) + \\ + P_{b,g} \lambda_b N_b(t) - \lambda_g N_g(t). \end{cases} \quad (5.1)$$

У системі (5.1) індексами m , g , b позначено ізомерний стан (m), основні стани досліджуваного ядра (g) та материнського ядра-ізобара (b);

N_m, N_g, N_b – кількість ядер у відповідному стані;

$\lambda_m, \lambda_g, \lambda_b$ – постійні розпаду ядер;

Y_m, Y_g, Y_b – виходи реакцій з генерацією ядер в основному і ізомерному станах, а також материнського ядра з досліджуваного ланцюга β -розпадів;

$P_{b,g}$ ($P_{b,m}$) – частка ядер-ізобар, що при розпаді заселяють основний (метастабільний) рівні;

$P_{m,g}$ – частка ядер, які розпадаються із ізомерного на основний рівні;

$\Theta(t_{\text{опр}} - t)$ – функція, яка описує зміну кількості напрацьованих ядер в процесі опромінення [92].

У експериментах, зразок спочатку опромінювався протягом часу $t_{\text{опр}}$, після цього переміщувався до спектрометра за час $t_{\text{охол}}$. Наступний етап полягав у виконанні вимірювань кількості відліків, які відповідають площам під гамма-піками S_i ($i = m, g, b$), що накопичились за час вимірювання $t_{\text{вим}}$, та зв'язані із кількістю ядер $N_i(t)$ як $S_i(t_m) = f_i \varepsilon_i \lambda_i \int_{t_0}^{t_1} N_i(t) dt$ де f_i – квантовий вихід зазначеного гамма-піку; ε_i – ефективність реєстрації спектрометра для зазначеної енергії, $t_0 = t_{\text{опр}} + t_{\text{охол}}$, $t_1 = t_{\text{опр}} + t_{\text{охол}} + t_{\text{вим}}$ [92].

Ізомерні відношення R_Y в даній роботі розраховувались з використанням програмного коду IZOMER [226], як відношення виходів реакцій Y_g/Y_m , які

відповідають вимогам рівняння (5.1) при фіксованих експериментальних величинах площ S_i ($i = m, g, b$) під гамма-піками.

Тонка танталова мішень використовувалась у якості гальмівної мішені, отже спектр гальмівних γ -квантів відповідав спектру Шиффа. Максимальна величина енергії гальмівних гамма-квантів складала 10.5, 12.0 та 18.0 МеВ.

Досліджуваними мішенями були як закриті джерела ^{235}U ($^{235}\text{U} - 90\%$, $^{238}\text{U} - 10\%$) масою 514 мг, запаковане в циліндричний контейнер з нержавіючої сталі, так і зразок ^{238}U у вигляді смужок з напиленням ^{238}U загальною масою 2 г. На рисунку 5.2 показана блок-схема проведення експерименту зі зразком ^{238}U . Подібна геометрія використовувалась також і для вивчення фотоділення інших актинидів [92]. При фотоділенні урану на поверхні алюмінієвих смужок осаджуються радіоактивні уламки, які вилітають з мішені. Після опромінення гамма-спектри уламків фотоподілу у активованих фольгах вивчалися на γ -спектрометрі.



Рис. 5.2 Схематичне зображення геометрії експерименту з опромінення зразків з ^{238}U [92]

Запис γ -спектрів здійснювався через кожні 60 секунд протягом усього періоду вимірювання $t_{\text{вим}}$. Інформація про величини граничних енергій опромінення, тривалості опромінення $t_{\text{опр}}$, сумарний час витримки та

транспортування $t_{\text{охол}}$ і максимальна повна тривалість вимірювань вказана у таблиці 5.2. На рисунку 5.3 показано приклад отриманого спектра фотоділення.

Зі спектрів фотоділення обчислювались ізомерні відношення для ^{97}Nb з

Таблиця 5.2

Дані про граничні величини енергії опромінення урану, тривалості опромінення, витримки та загальний час вимірювань спектрів [92]

Ядро-мішень	^{235}U		^{238}U	
	Експ. 1	Експ. 2	Експ. 3	Експ. 4
Гранична енергія γ -квантів (MeV)	10,5	18,0	12,0	18,0
Час опромінення $t_{\text{опр}}$ (хв.)	10,0	5,0	20,0	10,0
Сумарний час охолодження та транспортування $t_{\text{охол}}$ (с)	28,0	166,0	49,0	37,0
Повний час вимірювання спектрів $t_{\text{вим}}$ (хв.)	858,0	46,0	309,0	1083,0

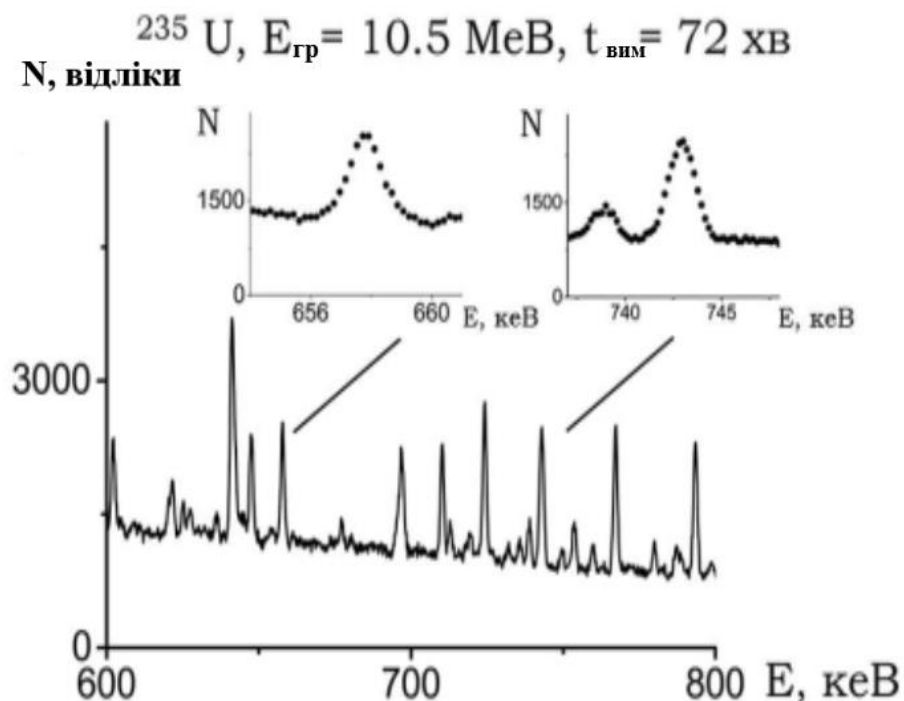


Рис. 5.3 Фрагмент характерного спектра фотоділення ^{235}U , що використовувався для обчислення ІВ. Збільшені ділянки спектра деталізують області, у яких знаходяться піки від γ -переходів з $E_{\gamma} = 658.1 \text{ кеВ}$ та $E_{\gamma} = 743.4 \text{ кеВ}$ [92]

врахуванням вкладу від ізобарного ядра ^{97}Zr . На рисунку 5.4 показано фрагмент схеми розпаду ланцюжка $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$.

Основні труднощі при розрахунку даного ланцюга полягали у наступному: 1) необхідність використовувати γ -спектри різної тривалості, які відповідають $T_{1/2}$ досліджуваного стану нукліду із наступним перерахунком розрахованих

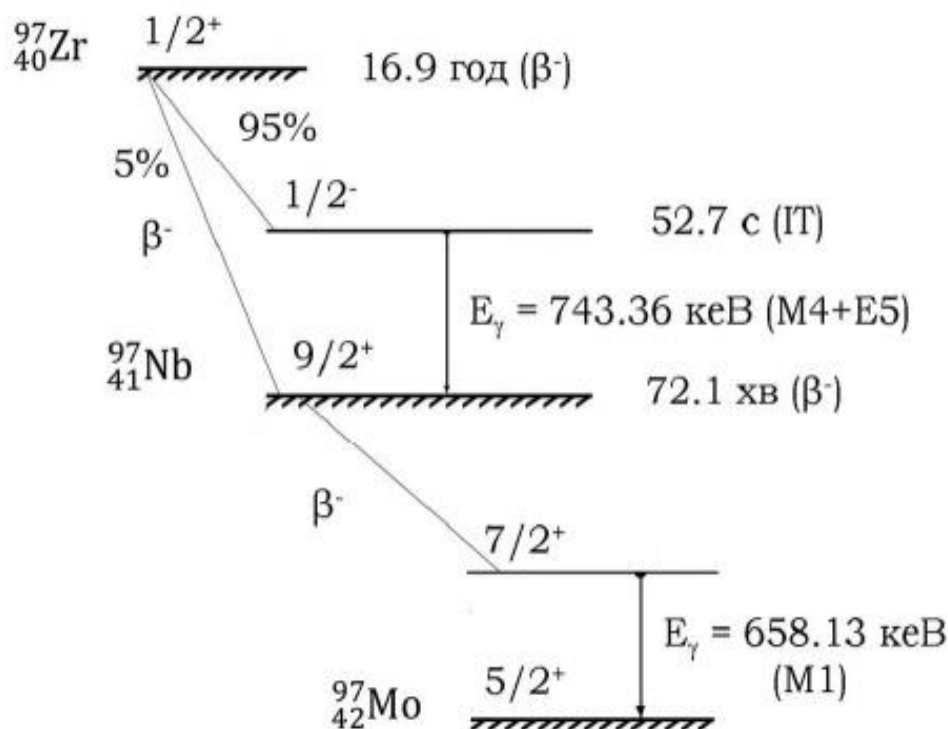


Рис. 5.4 Фрагмент схеми розпаду ланцюжка $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$. Переходи з енергією 743.4 та 658.1 кеВ були використані для визначення заселеностей рівнів. Характеристики станів та переходів наведено за даними [100]

за даними спектрами N_m , N_g , N_b до визначеного єдиного часу вимірювання $t_{\text{вим}}$, 2) значним накладенням γ -піків, 3) значним вкладом мертвого часу на перших хвилинах вимірювань, що складав від 10% до 80% [92].

При розрахунку напрацювань, використовувалися найінтенсивніші гамма-переходи у ланцюгу розпадів $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$, а саме:

а) заселеність N_b основного стану ядра-попередника ^{97}Zr була отримана за інтенсивністю гамма-піку з $E_\gamma = 743.4$ кеВ, який супроводжує розпад $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97m}\text{Nb}$ із $T_{1/2} = 16.9$ годин;

б) заселеність N_m ізомерного рівня ^{97m}Nb розраховувалась за інтенсивністю γ -піку з енергією 743.4 кеВ від розпаду $^{97m}\text{Nb} \rightarrow ^{97g}\text{Nb}$ ($T_{1/2} = 52.7$ с);

в) заселеність N_g основного стану ^{97g}Nb була отримана з інтенсивності γ -переходу на другий збуджений рівень з енергією 658.1 кеВ, який супроводжує розпад $^{97g}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$ ($T_{1/2} = 72.1$ хв) [92].

Оскільки досліджувані радіонукліди мали велику різницю періодів напіврозпаду, то обрахунок вкладів усіх гамма-переходів з одного γ -спектру, який би відповідав обраному часу вимірювання $t_{\text{вим}}$ характеризувався б високою статистичною похибкою. Виходячи з цього для точного розрахунку кількості створених ядер аналізувалися інтенсивності γ -піків у спектрах у ті проміжки часу, для яких вклад від досліджуваного нукліду досягав максимального значення, і потім здійснювався перерахунок площ γ -піків до єдиного часу $t_{\text{вим}}$. Для кожного окремого експерименту час $t_{\text{вим}}$ обирався за можливістю максимально близьким до одного $T_{1/2}$ розпаду $^{97g}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$. Розрахунок площ здійснювався наступним чином [92]:

а) розрахунок інтенсивності S_b γ -переходу з енергією 743.4 кеВ для ядра ^{97}Zr з $T_{1/2} = 16.9$ год, виконувався за різницею γ -спектрів, тривалість набору яких відповідає $t \approx 10T_{1/2}$ десяти періодам напіврозпаду ^{97m}Nb та одному періоду напіврозпаду ^{97}Zr (тобто за різницею спектрів за 1010 хвилин – 10 хвилин). В тих дослідженнях, де тривалість набору гамма-спектрів була нижчою 16.9 годин, опрацьовувались γ -спектри, які були наближені до вказаних умов;

б) оскільки слід враховувати втрати відліків внаслідок мертвого часу для короткоживучого ^{97m}Nb , окремо розраховувалась інтенсивність γ -переходу з енергією 743.4 кеВ зі γ -спектрів першої та другої хвилин з подальшим відніманням розрахованого вкладу S_b , після чого вводилась поправка, що враховує мертвий час спектрометра;

в) інтенсивність гамма-лінії S_g розраховувалась безпосередньо зі спектра, що відповідає тривалості вимірювання $t_{\text{вим}}$.

Для зазначених γ -ліній додатково, там, де це було можливо, розраховувались площі $S_{m,g,b}$ з γ -спектрів, тривалість набору яких складала $t = 1T_{1/2}, 2T_{1/2}, \dots$ і т.д.,

для здійснення перевірки зміни з часом інтенсивності гамма-лінії відповідно до закону радіоактивного розпаду [92].

При розрахунку площ S_b , S_m та S_g аналіз γ -спектрів виконувався з врахуванням вкладів від інших нуклідів, тобто від інших уламків фотоділення, гамма-піки з розпаду яких мають близькі до досліджених величини енергії та не відділяються γ -спектрометром, утворюючи накладення. Підрахунок таких вкладів виконувався з врахуванням відношення інтенсивностей γ -ліній домішкового радіонукліду. Здійснювалась додаткова перевірка відповідності зміни з часом інтенсивностей γ -ліній згідно закону радіоактивного розпаду аналізованого стороннього нукліду [92]. Інтенсивності радіонуклідів із значним часом життя розраховувались за різницею γ -спектрів, один з яких відповідає десяти періодам напіврозпаду усіх короткоживучих ядер та спектра, що охоплює один період напіврозпаду довгоживучого нукліду після розпаду короткоживучих ядер. У таблиці 5.3 показано ланцюги розпадів сторонніх радіонуклідів, їх періоди напіврозпаду та енергії γ -переходів, за допомогою яких здійснювалось визначення їх вкладів.

Таблиця 5.3

Ланцюги розпаду ядер, їх періоди напіврозпаду та лінії, які використовувалися при обробці спектра для визначення площ під піками S_b , S_m та S_g [92]

Ланцюжки розпадів	$^{134}\text{Te} \rightarrow$ $\rightarrow ^{134}\text{I}$	$^{130}\text{Sn} \rightarrow$ $\rightarrow ^{130}\text{Sb}$	$^{128m}\text{Sb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{128}\text{Te}$	$^{128g}\text{Sb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{128}\text{Te}$	$^{128}\text{Sn} \rightarrow ^{128m}\text{Sb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{128}\text{Te}$	$^{89}\text{Rb} \rightarrow$ $\rightarrow ^{89}\text{Sr}$
Період напіврозпаду (хв.)	41,8	3,7	10,4	540,6	59,1	15,2
Енергія переходу, що створює перекриття	742,6	743,1	743,2	743,2	743,2	657,8
Енергія переходу, за яким проводився розрахунок внеску	566,0	779,8	753,9	753,9	753,9	1248,1

Мішень з ^{235}U мала складну форму, що унеможливило здійснення зовнішнього калібрування за ефективністю реєстрації. Тому для того щоб здійснити єдиний підхід до аналізу γ -спектрів усіх опромінених мішеней, було проведено відносне калібрування за ефективністю реєстрації для усіх чотирьох експериментів, використовуючи набрані γ -спектри продуктів ділення. Калібрування спектрометра здійснювалось за допомогою в середньому 35 γ -ліній в уламках ділення: ^{131}Te , ^{146}Ce , ^{101}Mo , ^{149}Nd , ^{135}I , ^{134}I , ^{141}Ba , а також рентгенівських γ -квантів від свинцю та урану. Метод за допомогою якого здійснювалась побудова кривої ефективності, детально описаний у роботі [152]. Розраховані графіки відносної ефективності реєстрації гамма-квантів показано на рисунку 5.5.

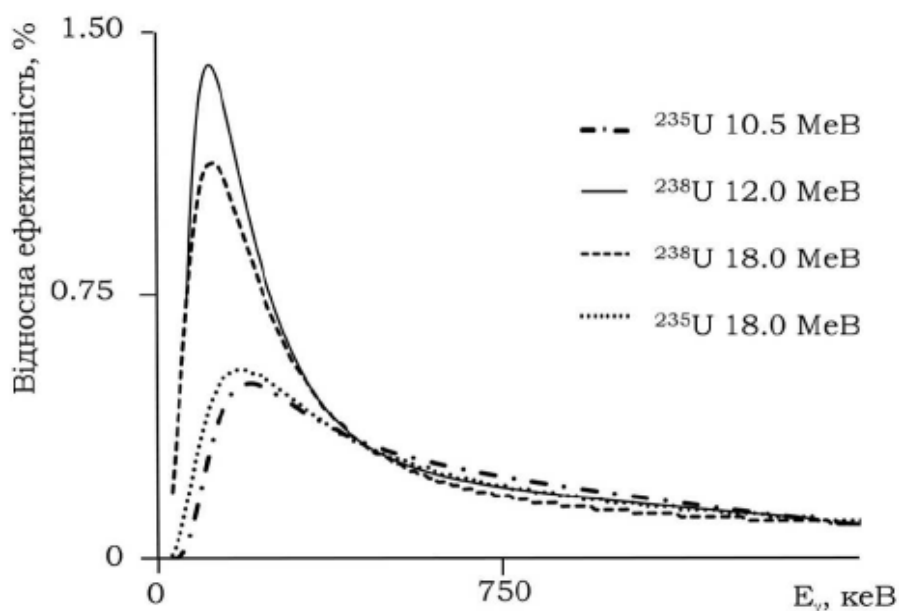


Рис. 5.5 Відносна ефективність реєстрації гамма-випромінювання для уламків фотоділення ^{235}U та ^{238}U під дією гальмівних γ -квантів з різними граничними енергіями [92]

Після розрахунку площ, виконувався числовий розв'язок рівнянь (5.1) з використанням коду IZOMER [226] та отримано ізомерні відношення, як відношення виходів реакцій у стан з вищим значенням спіну до виходу у стан з нижчим значенням спіну $R_Y = Y_g/Y_m$. Отримані дані про ІВВ ^{97}Nb показано у таблиці 5.4. Похибки виміряних ІВВ тут і далі у цьому розділі оцінювалися як

статистичні похибки площ γ -піків, похибки квантових виходів та ефективностей реєстрації даних фотопіків від γ -переходів, що відповідають заселенню основного, ізомерного рівнів та розпаду ізобарного ядра-попередника [92].

Слід відмітити, що ізомерні відношення для ядра-уламку фотоділення ^{95}Nb вивчалися раніше в реакціях $^{232}\text{Th}(n,f)$ на нейтронах з енергією 14 MeV та $^{232}\text{Th}(d,f)$ із енергією дейтронів 13.6 MeV у роботі [227]. Величини ізомерних відношень складають $R_Y = 5.0 \pm 1.0$ та $R_Y = 3.6 \pm 0.6$ відповідно. У роботі [228]

Таблиця 5.4

Експериментальні результати розрахунку ізомерних відношень виходів у ядрі-фрагменті ^{97}Nb у реакціях фотоподілу ^{235}U та ^{238}U [92]

Ядро-мішень	E_e , MeV	$R_Y = Y_g/Y_m$
^{235}U	10,5	$0,75 \pm 0,09$
^{238}U	12,0	$0,73 \pm 0,10$
^{235}U	18,0	$3,9 \pm 0,8$
^{238}U	18,0	$3,8 \pm 0,6$

були виміряні IBV ядер ^{97}Nb , що створювався в реакціях $^{100}\text{Mo}(\gamma,p2n)^{97}\text{Nb}$ та $^{98}\text{Mo}(\gamma,p)^{97}\text{Nb}$ з гальмівними гамма-квантами з максимальними енергіями від 16.0 до 60.0 MeV. Так, при $E_{\text{гр}} = 16.0$ MeV величина ізомерного відношення складає $R_Y = 1.740 \pm 0.141$. Це є доказом того, що тип вхідного каналу може суттєво впливати на IBV [92].

Для обчислення середніх кутових моментів насамперед слід знайти спіновий розподіл початкових станів із підгонки теоретично розрахованих величин ізомерних відношень виходів до їх експериментальних значень. Для теоретичного моделювання IBV застосовується розроблене в [95,90] узагальнення статистичної моделі Хьюзенги–Ванденбоша [71,229]. Ця модель ґрунтується на наступних положеннях: 1) основні та ізомерні стани ядра

заселяються γ -каскадами після вильоту миттєвих нейтронів з первинного уламка фотоділення, коли термодинамічна енергія збудження ядра U нижча енергії відділення нейтрона S_n [95]; 2) оскільки ядро-ізомер може формуватися після вильоту миттєвих нейтронів з різними величинами енергії, то енергія збудження станів перед γ -випромінюванням точно не визначена, і задається функцією розподілу за енергією збудження Φ ; 3) миттєві нейтрони вилітають, в основному, з малими орбітальними моментами. Вони є такими, що розподіл станів за кутовим моментом в ядрі-продукті перед гамма-переходами незначно відрізняється від $P(J)$ в первинному ядрі-фрагменті [95]. Додатково враховуємо напрацювання основного (g) та ізомерного (m) рівнів досліджуваного ядра (A_f, Z_f) з зарядом Z_f від розпаду ізотопів $(A_i = A_f + i, Z_f)$ з вищою кількістю нейтронів $i \leq i_m$. Таким чином, було враховано вклад у ІВВ від розпаду ізотопів, в яких кількість нейтронів перевищує кількість нейтронів у ядрі (A_f, Z_f) не більше ніж на два нейтрона; дана величина приблизно відповідає середній множинності нейтронів.

Заселеності $g_k^i(U, J)$ основного ($k = g$) та ізомерного ($k = m$) рівнів ядра (A_f, Z_f) , які відповідають переходам з випромінюванням нейтронів та γ -квантів із станів ядер з енергією збудження U та спіном J , розраховувалися за допомогою програмних пакетів TALYS 1.6 [57] і EMPIRE 3.2 [58].

Для розрахунку ІВВ використовувався наступний вираз [92]:

$$R = \frac{\sum_{i=0}^{i_m} \int_{U_0^{(i)}}^{U_m^{(i)}} \sum_J \Phi_i(A_i, U, J) g_g^{(i)}(U, J) dU}{\sum_{i=0}^{i_m} \int_{U_0^{(i)}}^{U_m^{(i)}} \sum_J \Phi_i(A_i, U, J) g_m^{(i)}(U, J) dU} \quad (5.2)$$

$$\Phi_i(A_i; U, J) = P(A_i) \varphi_i(U) P^{(i)}(J)$$

Де $\varphi_{(i)}(U)$, $P^{(i)}(J)$ – функції, які моделюють розподіл станів у ядрі-уламку (A_f, Z_f) за величиною енергії збудження та спінами. Так як функції розподілів

для різних ізотопів одночасно входять у чисельник та знаменник формули (5.2) а масові числа $A_i = A_f + i$ перебувають у малому інтервалі, то $\varphi_{(i)}(U)$ та $P^{(i)}(J)$ приймалися рівними у різних ізотопах [92].

$P(A_i)$ - функція розподілу уламків фотоділення з масовим числом $A_i = A_f + i$ та зарядом Z_f .

При обчисленні враховувався розпад рівнів з величинами енергій збудження в однаковому діапазоні $\Delta U = 16$ MeV для усіх ізотопів, а функції розподілу рівнів $\varphi_{(i)}(U)$ мали форму сходинки [92]. Відзначимо, що значення $\Delta U = 16$ MeV є подвійною середньою енергією відділення нейтрона $S_n = 8$ MeV ($\Delta U = 2S_n$) і враховує майже усі збуджені рівні, що мають змогу заселяти основний та метастабільний рівні досліджуваного ядра (див. рис. 5.6, 5.7). У ядрі-уламку (A_f, Z_f) мінімальна $U_0^{(i)}$ та максимальна $U_m^{(i)}$ величини енергії

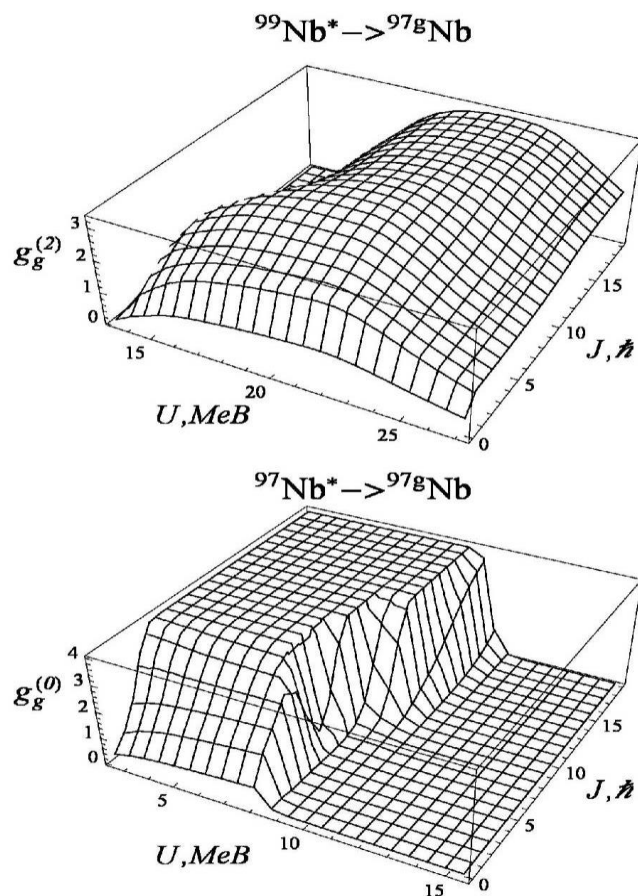


Рис.5.6 Ймовірності заселення $g_g^i(U, J)$ основного стану ядра ^{97}Nb із станів збуджених ізотопів ^{99}Nb , ^{97}Nb в залежності від енергії збудження U та спіну J , розраховані за допомогою пакету EMPIRE-3.2 [92]

збудження що заселяють g - та m -стани ядра (A_f, Z_f) приймалися рівними $U_0^{(i)} = S_i$, $U_m^{(i)} = S_i + \Delta U$, де S_i – енергія відриву i нейтронів від ядра $(A_f + i, Z_f)$, $S_i = \sum_{j=0}^{i-1} S_n^{(j)}$ з $S_n^{(j)}$ для енергії відриву одного нейтрона від ядра $(A_f + j, Z_f)$ і $S_{i=0} = 0$.

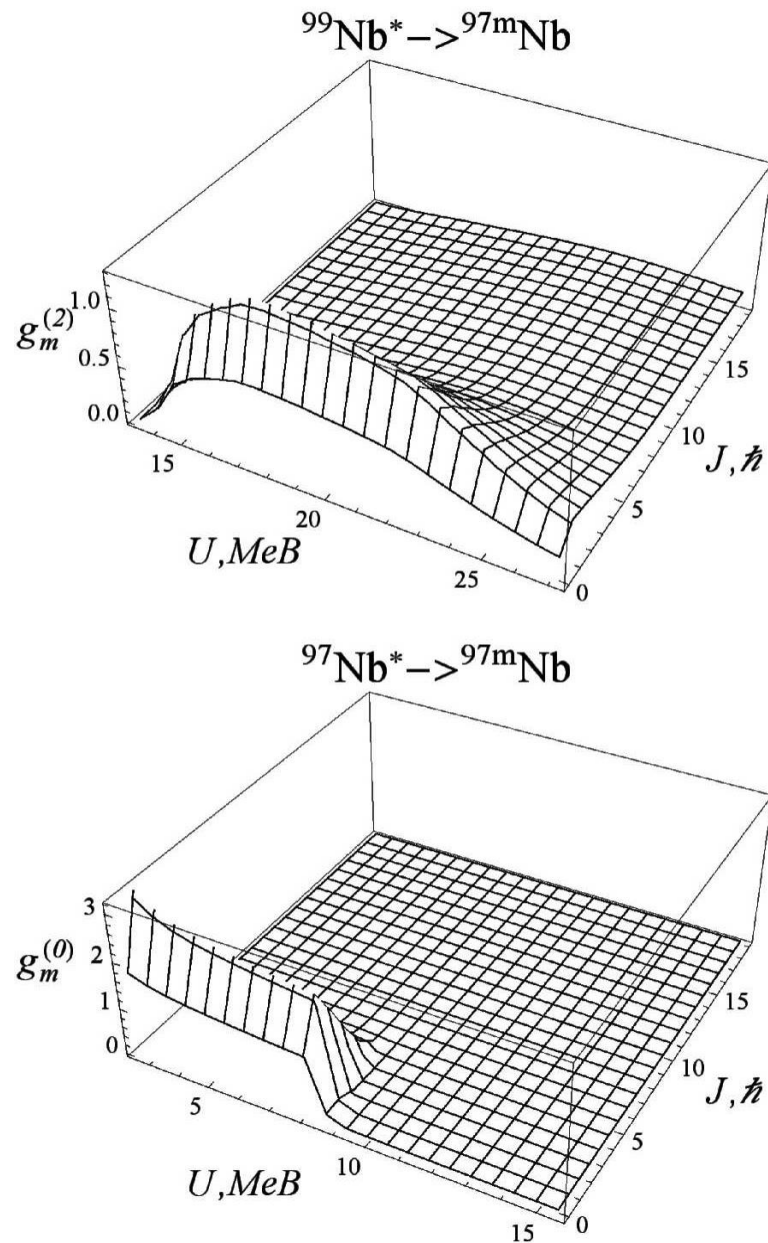


Рис. 5.7 Ймовірності заселення $g_m^i(U, J)$ ізомерного стану ядра ${}^{97}\text{Nb}$ із станів збуджених ізоотопів ${}^{99}\text{Nb}$, ${}^{97}\text{Nb}$ в залежності від енергії збудження U та спіну J , розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2 [92]

Для функцій спінового розподілу початкових рівнів застосовувалися стандартні формули [95,90]:

$$P^{(i)}(J)=(2J+1)\exp(-\lambda J-J(J+1)/2B_{(i)}^2) \quad (5.3)$$

$$P^{(i)}(J)=(2J+1)\exp(-J(J+1)/2(B_{(i)}+\mu)^2) \quad (5.4)$$

Параметр B у виразах (5.3) і (5.4), як і в роботах [95,90], розраховувався у відповідності з моделлю фермі-газу для сферичних ядер. Параметри λ , μ у (5.3), (5.4) були отримані з підгонки теоретичних величин IB (5.2) до експериментальних результатів. Отримавши параметри у функціях спінового розподілу, середній кутовий момент первинного уламку (A_f, Z_f) розраховувався за формулою [92]:

$$\bar{J} = \sum_J J P^{(0)}(J, x) / \sum_J P^{(0)}(J, x). \quad (5.5)$$

Сумування за спіном J в (5.2) та (5.5) здійснюється по цілих величинах $J \geq 0$ для ядер-уламків ділення з цілими спінами основних станів і напівцілим величинам $J \geq 1/2$ для ядер-уламків, в яких спіни основних станів напівцілий.

На рисунках 5.6, 5.7 зображені імовірності (у відносних одиницях) заселення основного (метастабільного) стану ядер ^{97}Nb із станів (U, J) збуджених ізотопів ніобію з $A_i = \{97, 99\}$, що розраховувались за допомогою коду EMPIRE-3.2., При використанні пакету TALYS-1.6 чисельні величини даних ймовірностей є близькими [92].

Вищезгадані заселеності були також розраховані з різними виразами для радіаційних силових функцій та густин ядерних рівнів [162, 230-231]. Отримані величини середніх кутових моментів несуттєво залежать від цих виразів і незначно відрізняються між собою.

Величини середнього кутового моменту для первинного ядра-уламка ^{97}Nb показано в таблиці 5.5 та на рис. 5.8. З цих рисунків видно, що випромінювання різної кількості нейтронів веде до певного усереднення за заселеностями станів, проте дана обставина мало впливає на величини середнього кутового моменту, що також підтверджується в роботі [90].

Середні кутові моменти уламків ділення при значних енергіях збудження, суттєво відмінні від СКМ у материнському ядрі. Це підтверджує існування додаткового механізму генерації кутового моменту. Також відзначимо, що зростання ізомерних відношень виходів із зростанням $E_{тр}$ спричиняє також і ріст СКМ первинних уламків ділення [92]. Можливо, це викликано відкриттям

Таблиця 5.5

Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів [92]

Ядро-мішень ($E_{тр}$, MeB)	TALYS -1.6				EMPIRE -3.2			
	$i_m = 0$		$i_m = 2$		$i_m = 0$		$i_m = 2$	
	Рівн.(5.3)	Рівн.(5.4)	Рівн.(5.3)	Рівн.(5.4)	Рівн.(5.3)	Рівн.(5.4)	Рівн.(5.3)	Рівн.(5.4)
^{235}U (10,5)	$1,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,6$	$1,4 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,6$	-	-
^{238}U (12,0)	$1,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,6$	$1,4 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,5$	-	-
^{235}U (18,0)	$5,2 \pm 0,8$	$4,8 \pm 0,8$	$5,2 \pm 0,9$	$4,9 \pm 0,9$	$5,1 \pm 0,8$	$4,8 \pm 0,8$	$4,9 \pm 1,0$	$4,6 \pm 0,9$
^{238}U (18,0)	$5,1 \pm 0,7$	$4,7 \pm 0,7$	$5,1 \pm 0,8$	$4,8 \pm 0,7$	$5,0 \pm 0,7$	$4,7 \pm 0,7$	$4,8 \pm 0,8$	$4,5 \pm 0,7$

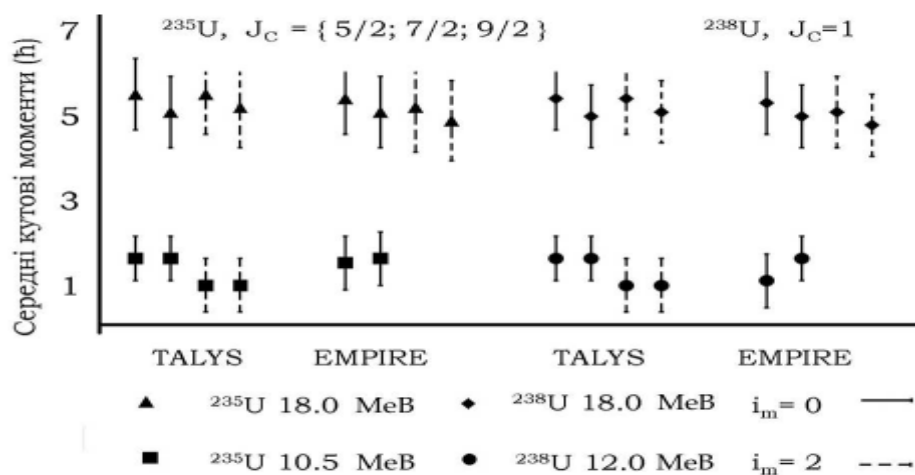


Рис. 5.8 Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів ядер ^{97}Nb , виконані за допомогою кодів EMPIRE-3.2 та TALYS-1.6 з урахуванням ($i_m = 2$) та без врахування ($i_m = 0$) вильоту нейтронів. Зверху вказані компаунд-ядра та їх можливі спіни [92]

($\gamma, n\bar{f}$)-каналу, що може викликати зміни розподілів усіх величин, які входять у вираз (5.2).

5.1.2 Дослідження фотоділення ^{238}U при $E_{\text{гр}} = 12$ та 12.5 MeV

Опромінення мішеней ^{238}U проводилось γ -квантами при гальмуванні електронів з енергіями $E_{\text{гр}} = 12$ та 12.5 MeV (див. рис. 5.2).

На рис. 5.9 показані фрагменти схем розпаду досліджуваних ізомерних пар із вказанням тих γ -ліній, які використовувались для ідентифікації розпадів основних та ізомерних рівнів ^{133}Xe , ^{95}Nb , та ^{135}Xe та материнських ядер-попередників [68].

В досліджуваних областях спектрів декілька гамма-ліній від γ -переходів із близькими енергіями при накладенні не розділяються спектрометром. В подібних випадках, визначення інтенсивностей цих γ -ліній проводилося шляхом вписування в дану ділянку спектру декількох «еталонних» піків. Для задання «еталонної» форми γ -лінії брався одиночний інтенсивний пік з

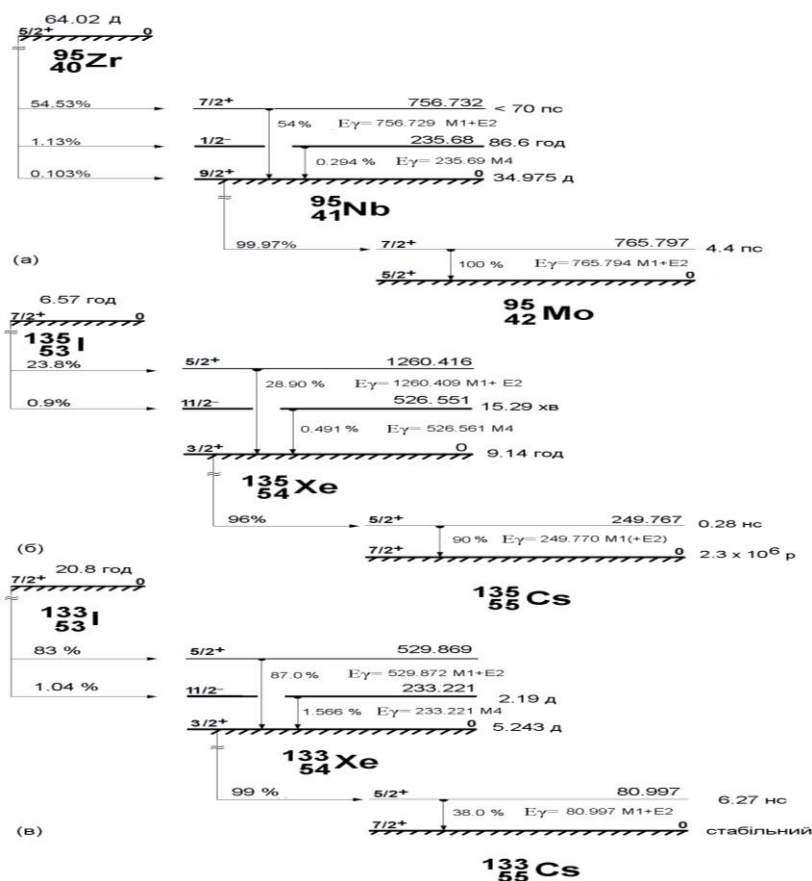


Рис. 5.9 Фрагменти схем розпаду ланцюжків

$^{95}_{40}\text{Zr} \rightarrow ^{95}_{41}\text{Nb} \rightarrow ^{95}_{42}\text{Mo}$ (а), $^{135}_{53}\text{I} \rightarrow ^{135}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{135}_{55}\text{Cs}$ (б) та $^{133}_{53}\text{I} \rightarrow ^{133}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{133}_{55}\text{Cs}$ (в) [68].

Характеристики станів та переходів наведено за даними з [100]. Енергії переходів вказано в кеВ

досліджуваного γ -спектру, що генерується γ -випромінюванням з енергією, близькою до діапазону величин енергії, де має місце накладення [68]. Виконувався аналіз γ -спектрів, які набрані з різними значеннями часів витримки $t_{\text{охол}}$ та вимірювання $t_{\text{вим}}$. На рисунках 5.10 та 5.11 показані характерні фрагменти γ -спектрів уламків фотоділення ^{238}U .

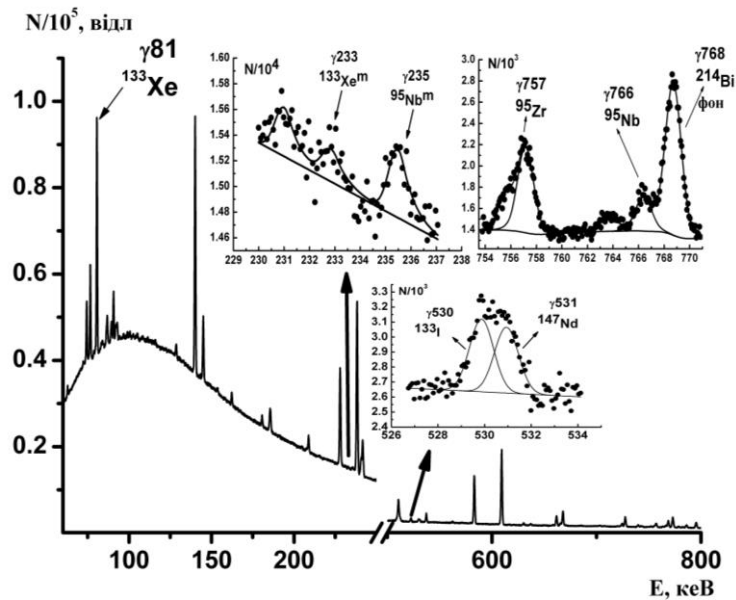


Рис. 5.10 Фрагменти спектра фотоподілу ^{238}U ($E_{\text{гр}} = 12.5$ МеВ), що використовувався для обчислення ізомерного відношення ^{133}Xe та ^{95}Nb [68]

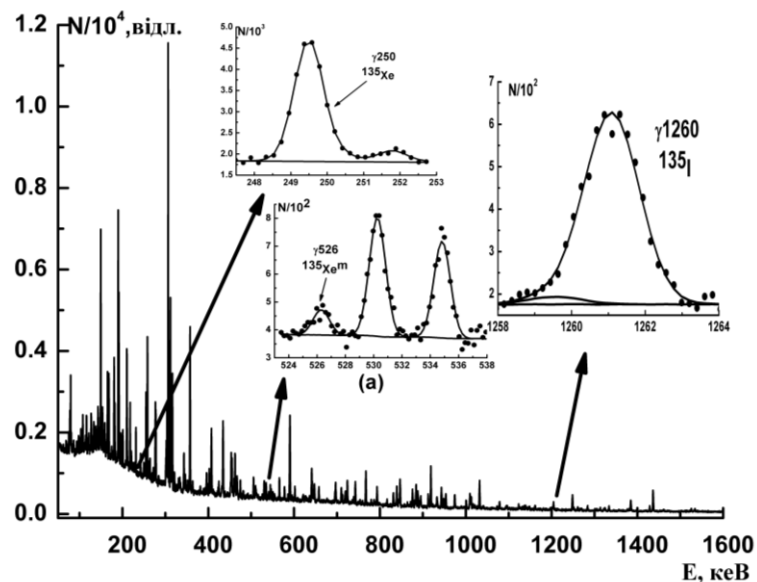


Рис. 5.11 Фрагменти спектра фотоподілу ^{238}U ($E_{\text{гр}} = 12$ МеВ), що використовувався для обчислення ізомерного відношення ^{135}Xe . Час вимірювання $t_{\text{вим}} = 6$ год, крім $\gamma 526$ кеВ (див. позицію (а), де $t_{\text{вим}} = 30$ хв) [68]

ІВВ були розраховані з використанням програмного пакету IZOMER [226], як відношення виходів реакцій із заселенням високоспінового та низькоспінового рівнів $R_Y = Y_{\text{high}}/Y_{\text{low}}$, що задовольняють систему кінетичних рівнянь, яка описує зміну з часом кількості ядер, що утворилися в основному, метастабільному станах та ізобарних ядер [87,90] (див. форм. 5.1). Для розрахунку використовувалися отримані в експерименті значення площ під γ -піками та табличні величини їх квантових виходів в досліджуваних ядрах з [100]. Слід відмітити, що для ядер ^{133}Xe та ^{135}Xe ізомерне відношення розраховувалось як $R_Y(^{135}\text{Xe}, ^{133}\text{Xe}) = Y_{11/2^-} / Y_{3/2^+} = Y_m / Y_g$, а для ядра ^{95}Nb $R_Y(^{95}\text{Nb}) = Y_{9/2^+} / Y_{1/2^-} = Y_g / Y_m$. Отримані дані про ізомерні відношення наведено у таблиці 5.6 [68].

Таблиця 5.6

Експериментальні значення ізомерних відношень виходів та \bar{J} у ядрах-фрагментах ^{95}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe у реакціях фотоподілу ^{238}U [68]

Ізомерна пара	$E_{\text{гр}}$, MeV	R_Y , дана робота	\bar{J}
$^{95\text{m,g}}\text{Nb}$	12.5	0.66(4)	0.5(5)
$^{133\text{m,g}}\text{Xe}$	12.5	0.34(6)	3(1)
$^{135\text{m,g}}\text{Xe}$	12	0.07(2)	1.5(5)

Для теоретичного розрахунку середніх кутових моментів використовувалася створена в [90,95] узагальнена статистична модель Хьюзенги-Ванденбоша [71,229], детально описана вище. При цьому враховуються практично всі збуджені стани, які можуть заселяти основний та ізомерний стани досліджуваного ядра (див. рис. 5.12-5.13).

За вказаним методом розраховані значення середніх кутових моментів первинних уламків поділу \bar{J} для ядер ^{95}Nb , ^{133}Xe та ^{135}Xe [68]. Отримані величини наведено у таблиці 5.7.

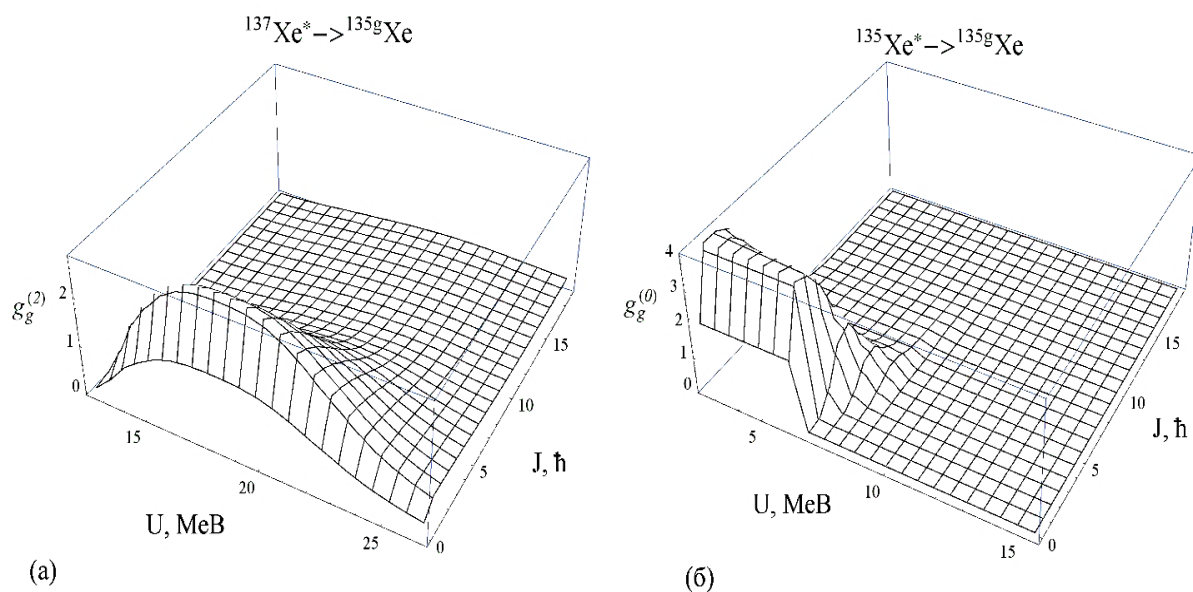


Рис. 5.12 Імовірності заселення $g_g^{(i)}(U, J)$ основного стану ядра ^{135}Xe із збуджених станів ізотопів ^{137}Xe (а) та ^{135}Xe (б) в залежності від енергії збудження U (в MeV) та спіну J (в одиницях \hbar), розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2 [68]

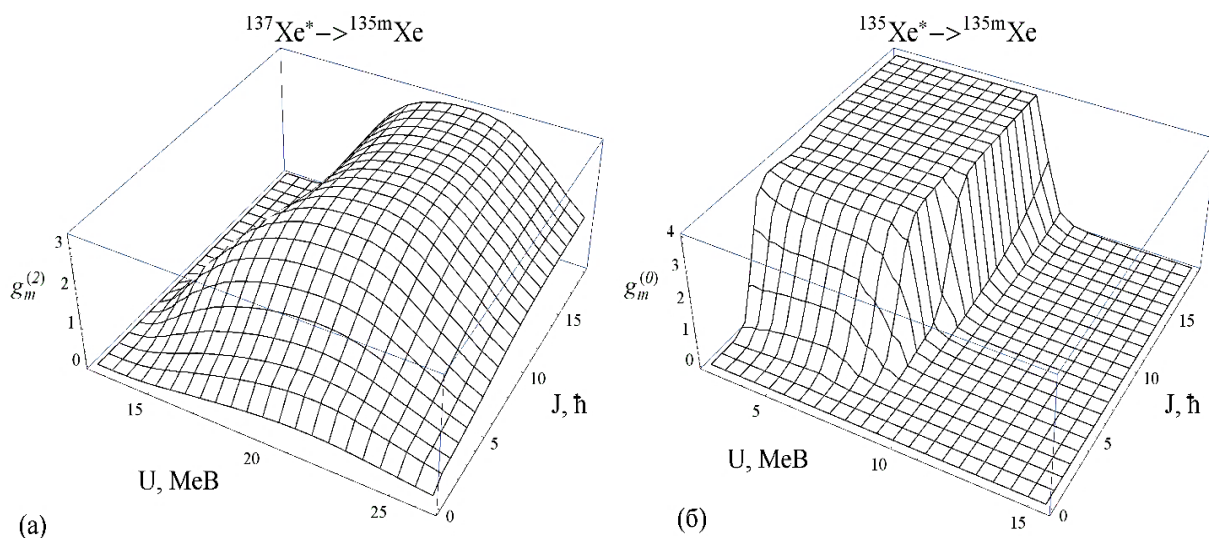


Рис. 5.13 Імовірності заселення $g_m^{(i)}(U, J)$ ізомерного стану ядра ^{135}Xe із збуджених станів ізотопів ^{137}Xe (а) та ^{135}Xe (б) в залежності від енергії збудження U та спіну J , розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2 [68]

Експериментальних даних щодо ізомерних відношень виходів для легких уламків фотоділення існує доволі мало. Так, для $^{95m,g}\text{Nb}$ ізомерні відношення виміряно лише нами для реакції фотоділення ^{238}U під дією гальмівних γ -квантів

з $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$ [91]. У таблицях 5.7 і 5.8 наведені величини ізомерних відношень та середніх кутових моментів фрагментів фотоділення розрахованих у даній роботі та іншими авторами (у квадратних дужках).

Таблиця 5.7

Порівняння ІВВ уламків фотоподілу ^{238}U досліджуваних ядер з раніше опублікованими даними [68]

Ізомерна пара	Гранична енергія гамма-квантів $E_{\text{гр}}$ (MeV)			
	12 [93]	12.5	16 [86]	18 [91-93]
	Значення ізомерного відношення $R_{\gamma} = Y_{\text{high}} / Y_{\text{low}}$			
$^{95\text{m.g}}\text{Nb}$		0.66(4)		0.67(7)
$^{97\text{m.g}}\text{Nb}$	0.73(1)			3.8(6)
$^{133\text{m.g}}\text{Xe}$		0.34(6)		1.7(5)
$^{135\text{m.g}}\text{Xe}$	0.07(2)		0.22(3)	0.069(7)

З Таблиць 5.7 та 5.8 видно, що величини ІВВ для фрагменту ^{133}Xe при переході від граничної енергії $E_{\text{гр}} = 12.5 \text{ MeV}$ до $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$ збільшується у 5 разів. Значення ізомерного відношення для $^{97\text{m.g}}\text{Nb}$ при переході від граничної енергії $E_{\text{гр}} = 12 \text{ MeV}$ до $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$ також значно збільшується. Це може свідчити про домінуючу роль при $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$ для даного уламку реакцій поділу (γ, nf) ($E_{\text{пор}} \approx 12 \text{ MeV}$) [40] або ($\gamma, 2\text{nf}$) ($E_{\text{пор}} = 16.7 \text{ MeV}$) [68].

Для нукліду ^{135}Xe має місце немонотонна поведінка середніх кутових моментів при зростанні енергії гальмівних γ -квантів $E_{\text{гр}}$ від 12 до 18 MeV. У цьому діапазоні величин енергії значення \bar{J} зростає при зростанні граничної енергії від $E_{\text{гр}} = 12 \text{ MeV}$ до $E_{\text{гр}} = 16 \text{ MeV}$ і знижується при подальшому зростанні $E_{\text{гр}}$ до 18 MeV. Подібні зміни можуть бути спричинені відкриттям додаткового каналу фотоділення ^{238}U , зокрема відкриттям ($\gamma, 2\text{nf}$)-каналу в околі енергії $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$ [68].

З порівняння величин ІВВ у парі ізотопів $^{79}_{54}\text{Xe}^{133}$ та $^{81}_{54}\text{Xe}^{135}$, можна відмітити тенденцію до зниження значення R_Y (з $R_Y(^{79}_{54}\text{Xe}^{133})=0.34(6)$ до

Таблиця 5.8

**Порівняння середніх кутових моментів уламків фотоподілу ^{238}U
досліджуваних ядер з раніше опублікованими даними [68]**

Ізомерна пара	Гранична енергія гамма-квантів $E_{\text{гр}}$ (MeV)			
	12 [93]	12.5	16 [86]	18 [91-93]
	Значення середнього кутового моменту уламку поділу \bar{J}			
$^{95\text{m.g}}\text{Nb}$		0.5(5)		
$^{97\text{m.g}}\text{Nb}$	1.5(5)			5.1(7)
$^{133\text{m.g}}\text{Xe}$		3(1)		
$^{135\text{m.g}}\text{Xe}$	1.5(5)		2.8(5)	1.5(5)

$R_Y(^{81}_{54}\text{Xe}^{135})=0.07(2)$) при наближенні кількості нейтронів до магічного числа 82, що відповідає заповненню оболонки. Подібне зниження ізомерних відношень виходів для ізотопів ксенону мало місце у експерименті «Godiva-IV» у реакціях ділення ^{235}U під дією нейтронів [232] ($R_Y(^{81}_{54}\text{Xe}^{133})=3.92(92)$, $R_Y(^{81}_{54}\text{Xe}^{135})=1.48(34)$). При порівнянні ІВВ у парах ізотопів, у яких кількості нуклонів знаходяться далеко від заповнених оболонок, значення ІВВ практично однакові, що продемонстровано на прикладі ізотопів ніобію. Висувається гіпотеза, що дана поведінка може свідчити про вплив оболонкових ефектів на значення заселеностей станів, яке переважає відкриття додаткового каналу фотоділення ($\gamma, 2nf$) [68].

5.1.3 Вивчення $^{133,135}\text{Xe}$ при фотоділенні ядер ^{238}U в широкому діапазоні енергій гальмівних γ -квантів

Опромінення мішеней ^{238}U проводилось також гальмівними γ -квантами з

граничними енергіями $E_{\text{гр}} = 6.25, 12.5, 14.5$ та 18 MeV за методикою експерименту, зображеною на рис. 5.2.

На рисунку 5.9 (б,в) зображені фрагменти схем розпаду досліджуваних ізомерних пар із вказанням тих γ -ліній, які використовувались для ідентифікації розпадів основних та ізомерних станів ^{133}Xe , ^{135}Xe та материнських ядер-ізобар.

Характерні фрагменти γ -спектрів продуктів фотоподілу ^{238}U приведені на рисунку 5.14.

Ізомерні відношення були розраховані за допомогою програмного пакету IZOMER [226]. Для розрахунку використовувалися отримані з експерименту значення інтенсивностей γ -ліній та їх квантові виходи в досліджуваних ядрах

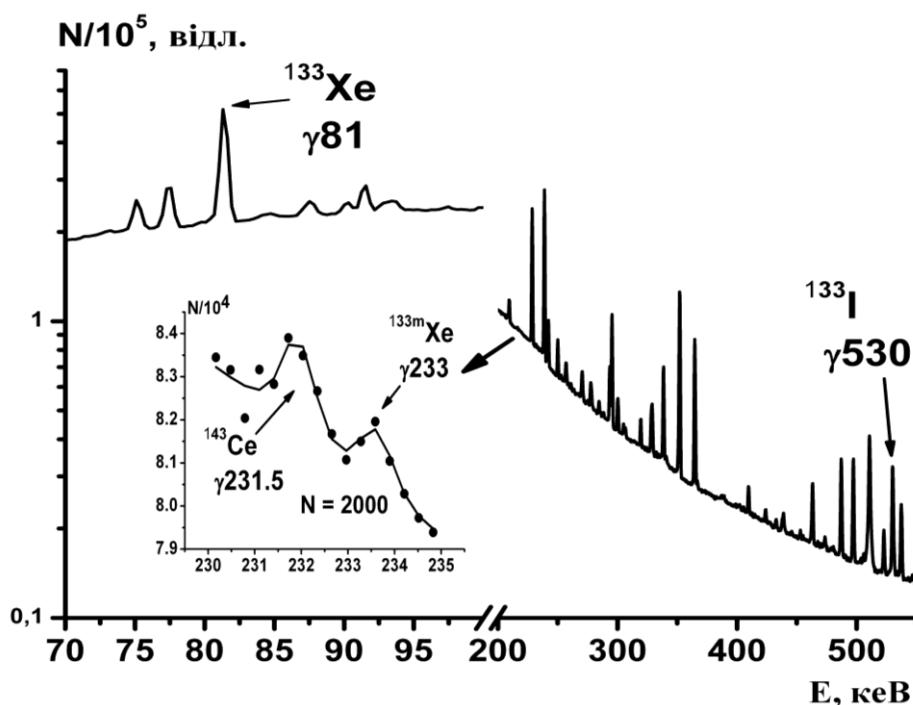


Рис. 5.14 Фрагменти спектра фотоподілу ^{238}U ($E_{\text{гр}} = 14.5$ MeV), що використовувався для обчислення ізомерного відношення ^{133}Xe [75]

з [100]. Отримані дані про ізомерні відношення виходів наведені у таблиці 5.9.

Для модельного розрахунку середніх кутових моментів використовувалася створена в [90,95] узагальнена статистична модель Хьюзенги-Ванденбоша [71,229]. Розрахунки здійснювалися з використанням кодів TALYS-1.6 [57] та

EMPIRE-3.2 [58]. Вхідні параметри брались у відповідності до RIPL-3 [162]. Деталі розрахунків наведено у п. 5.1.1.

Таблиця 5.9

Експериментальні значення ізомерних відношень виходів (R_Y) та \bar{J} у ядрах-фрагментах ^{133}Xe , ^{135}Xe у реакціях фотоподілу ^{238}U при різних значеннях граничної енергії гальмівних γ -квантів [75]

$E_{\text{гр}}, \text{MeV}$	$^{133\text{m.g}}\text{Xe}$		$^{135\text{m.g}}\text{Xe}$	
	R_Y	\bar{J}	R_Y	\bar{J}
6.25	0.08(2)	1.6(5)	0.032(5)	1.2(5)
12.5			0.064(8)	1.5(5)
14.5	0.16(3)	1.8(5)	0.073(8)	1.4(5)
18	0.46(16)	2.8(5)	0.069(7)	

За даним методом розраховані значення СКМ первинних фрагментів ділення \bar{J} для ядер ^{133}Xe та ^{135}Xe . У таблиці 5.9 приведені середньоарифметичні величини середніх кутових моментів фрагментів ділення, отримані з різними типами розподілів за спіном (формули (5.3) та (5.4)) та з врахуванням різної кількості вилітаючих нейтронів (до двох)) [75].

У таблицях 5.10 і 5.11 наведено значення ІВВ та середніх кутових моментів фрагментів фотоділення отриманих у цій роботі та в роботах інших авторів.

З вищезгаданих таблиць видно, що для обох ізоотопів ксенону має місце немонотонна поведінка як ізомерних відношень виходів, так і СКМ при зростанні $E_{\text{гр}}$ від 6.25 до 18 MeV, хоча зміни \bar{J} не такі різкі як ІВВ [75]. При зростанні граничної енергії від 6.25 до 12.5 MeV спостерігається зростання обох величин як для ^{133}Xe , так і незначне для ^{135}Xe . Причиною цього може бути те, що зі зростанням граничної енергії імовірність заселення високоспінового рівня зростає швидше ніж низькоспінового. Слід також зазначити, що в цій області величин енергії енергетично можлива лише (γ, f) -реакція фотоділення. В

енергетичному діапазоні 12.5-14.5 MeV IBV та СКМ починають вести себе по різному для різних ізотопів Хе [75]. Якщо для ^{133}Xe відбувається їх зниження, що імовірно може вказувати на домінування впливу фотоділення після

Таблиця 5.10

Порівняння IBV уламків фотоподілу ^{238}U досліджуваних ядер з раніше опублікованими даними [75]

Ізомерна пара	Гранична енергія гамма-квантів $E_{\text{Гр}}$ (MeV)					
	6.25	12.0(див. п.5.1.2)	12.5	14.5	16	18
	Значення ізомерного відношення $R_Y = Y_{\text{high}}/Y_{\text{low}}$					
$^{133\text{m,g}}\text{Xe}$	0.08(2)		0.34(6)[68]	0.16(3)		0.46(3)
$^{135\text{m,g}}\text{Xe}$	0.032(5)	0.07(2)	0.064(8)	0.073(8)	0.22(3) [86]	0.069(7)

Таблиця 5.11

Порівняння середніх кутових моментів уламків фотоподілу ^{238}U досліджуваних ядер з раніше опублікованими даними [75]

Ізомерна пара	Гранична енергія гамма-квантів $E_{\text{Гр}}$ (MeV)					
	6.25	12.0(див. п.5.1.2)	12.5	14.5	16 [86]	18
	Значення середнього кутового моменту уламку поділу \bar{J}					
$^{133\text{m,g}}\text{Xe}$	1.6(5)		2.4(5)[68]	1.8(5)		2.8(5)
$^{135\text{m,g}}\text{Xe}$	1.2(5)	1.5(5)	1.5(5)	1.4(5)	2.8(5)	1.3(5)

випромінювання нейтрона, тобто (γ, nf) -ділення, ($E_{\text{пор.}} \approx 12.3$ MeV) над зростанням $E_{\text{Гр}}$, то для ^{135}Xe обидва впливи порівняні, оскільки величини IBV та СКМ в межах похибки залишаються приблизно однаковими. Надалі для ядер

^{135}Xe має місце ріст обох величин при зростанні $E_{\text{гр}}$ від 14.5 до 16 MeV та зниження при наступному зростанні $E_{\text{гр}}$ до 18 MeV. На жаль, при $E_{\text{гр}} = 16$ MeV ізомерні відношення виходів та середні кутові моменти не були отримані для ^{133}Xe , а величина ІВВ при $E_{\text{гр}} = 18$ MeV для даного ядра зростає у 3 рази порівняно з величиною ІВ виходів при $E_{\text{гр}} = 14.5$ MeV [75]. При $E_{\text{гр}} = 16.7$ MeV відкривається $(\gamma, 2nf)$ -канал ділення, який імовірно впливає на зниження ІВВ та СКМ для ^{135}Xe . Висувається гіпотеза, що подібна поведінка R_{γ} та \bar{J} зумовлена оболонковими ефектами, так як ^{133}Xe має 79 нейтронів і виліт 2-3 нейтронів при створенні даного ядра не змінює оболонку, заповнену при $N=82$. В той же час для ^{135}Xe $N=81$, тобто при вильоті уже 1 нейтрона оболонка замкнена, а при випромінюванні 2-3 нейтронів відбувається зміщення в іншу нейтронну оболонку [75].

Порівнюючи значення ІВВ у парі ізотопів $^{79}_{54}\text{Xe}^{133}$ та $^{81}_{54}\text{Xe}^{135}$, слід відмітити, що R_{γ} систематично нижча для другого нукліду. Причиною цього також може бути наближення кількості нейтронів до магічного числа 82, що відповідає заповненню оболонки. Висувається гіпотеза, що дана поведінка може бути проявом оболонкових ефектів при заселенні станів.

5.1.4 Дослідження фотоділення ^{235}U при $E_{\text{гр}} = 18$ MeV

Для опромінення використовувалась збагачена мішень з U (^{235}U — 90%, ^{238}U -10%) вагою 514 мг. Вона була запакована в контейнер з нержавіючої сталі.

Аналіз γ -спектрів здійснювався для різних тривалостей витримки і вимірювання активованих мішеней з врахуванням періодів напіврозпаду ізомерів та ізобарного нукліду кожного уламка ділення. Характерні γ -спектри продуктів фотоділення ^{235}U приведені на рис. 5.15 [233].

Після цього, використовуючи отримані дані про інтенсивності γ -переходів і розв'язуючи систему кінетичних рівнянь балансу заселеностей (дивись формулу 5.1), знаходились експериментальні значення ізомерних відношень з врахуванням внеску заселеностей від β -розпаду споріднених ізобарних

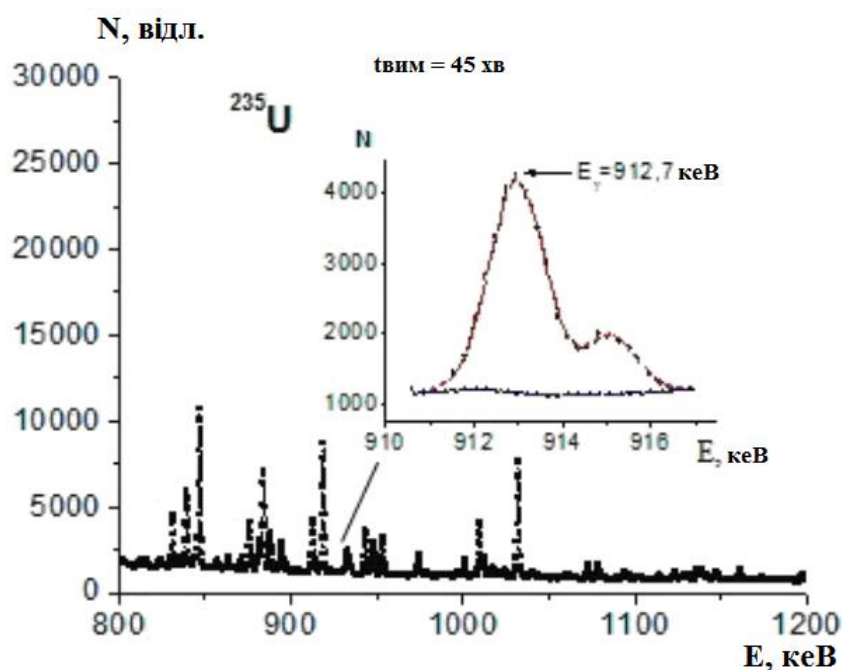


Рис. 5.15 Характерні спектри ядра-уламка ^{133}Te при фотоділенні ядер ^{235}U [233]

ядер. Результати приведені в таблиці 5.12, де для порівняння представлені також значення ізомерних відношень виходів при фотоділенні гальмівними γ -квантами з граничною енергією 9.8 MeV (при такій величині енергії ділення відбувається лише через один канал - (γ, f)) [87].

Таблиця 5.12

Виміряні ІВВ та \bar{J} ядер ^{84}Br , ^{131}Te , ^{132}Sb , ^{132}I , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe [233]

Ядро	R_Y		\bar{J}	
	18 MeV	9.8 MeV	18 MeV	9.8 MeV
^{84}Br	0.14(1)	-	1.8(5)	-
^{131}Te	2.6(5)	-	6.8(8)	-
^{132}Sb	1.46(22)	0.58(6)	8.0(7)	5.6(5)
^{132}I	2.2(4)	-	9.6(9)	-
^{133}Te	4.3(3)	2.3(3)	7.6(6)	5.7(6)
^{134}I	0.58(9)	0.49(5)	5.6(6)	5.3(5)
^{135}Xe	0.056(7)	0.142(14)	1.4(5)	2.0(5)

Середні кутові моменти були розраховані за формулами (5.1-5.5) та за допомогою методу, описаного вище. Їх величини приведені в таблиці 5.12.

Слід відмітити, що надійність використання узагальненої моделі Хьюзенга-Ванденбоша для підрахунку середніх кутових моментів первинних фрагментів аналізувалась в [95] (див. рис. 6). Було показано, що розрахунки СКМ по такій моделі та статистичним підходам, котрі враховують виліт нейтронів, близькі і, в рамках похибок, узгоджуються між собою [90]. Таким чином, виліт нейтронів до γ -каскадів хоча й спотворює початковий розподіл кутових моментів в первинних фрагментах ділення, але, в цілому, не призводить до суттєвої зміни середнього значення кутового моменту. Слід відмітити, що середній кутовий момент, який виноситься нейтронами розрахований в квазікласичному наближенні [234-238] та його значення порядку $\sim 1h$. В табл. 5.12 та на рис. 5.16 похибка \bar{J} вказана без врахування спотворення первинного розподілу кутових моментів за рахунок вильоту нейтронів [90]. У відповідності з розрахунками в [95] при використанні коду EMPIRE-3.2 врахування подібного ефекту може додатково змінити середнє значення СКМ на $\sim 20\%$, що узгоджується з результатами робіт [239,80].

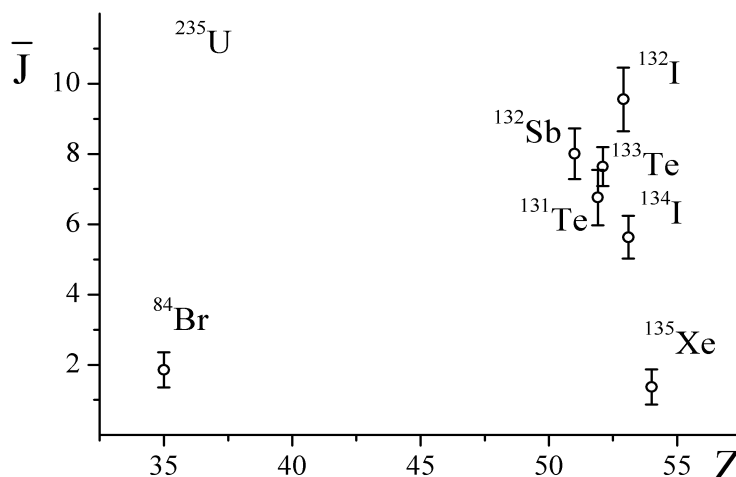


Рис. 5.16 Середні кутові моменти \bar{J} уламків фотоділення ядер ^{235}U гальмівним випромінюванням з граничною енергією $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$ в залежності від заряду уламка [90]

В цілому, можна зробити висновок, що середні кутові моменти важких

фрагментів ділення приблизно у 3-5 разів вищі, ніж \bar{J} легкого уламку ділення, і значно відрізняються від значень спінів ядер, що діляться. Остання обставина вказує на присутність додаткового механізму формування кутового моменту в важких уламках. Регулярним виключенням з цього правила є ^{135}Xe для якого середні кутові моменти як в реакції (γ, f) , так і в реакціях $(\gamma, f) + (\gamma, nf)$ складають величину порядку $\sim 1.5h$. Це вказує на те, що в цьому фрагменті при фотоподілі ядер ^{235}U додатковий механізм формування кутового момента, імовірно, відсутній [90].

Слід відмітити, що значення спіну $J_m = 6$ ізомерного стану для ядер фрагмента ^{84}Br визначено недостатньо надійно. Тому була проаналізована зміна імовірностей заселення гамма-квантами основного та ізомерного станів, а також величини ізомерного відношення від зміни спіну ізомерного стану ^{84}Br . В нижче наведених розрахунках крім найбільш імовірного значення $J_m = 6$ для ізомерного рівня використовувалась також і величина $J_m = 8$; стан також вважався непарним [90].

На рисунку 5.17 представлені залежності від енергії збудження та спіна початкових станів відношень заселеностей основного (Δ_g) та ізомерного (Δ_m) рівнів при зміні значень ізомерного рівня з $J_m = 6^-$ на $J_m = 8^-$ в уламку ^{84}Br при фотоділенні ^{235}U :

$$\Delta_g(U, J) = [\sum_{\pi} g_g(U, J, \pi; J_m = 6) - \sum_{\pi} g_g(U, J, \pi; J_m = 8)] / \sum_{\pi} g_g(U, J, \pi; J_m = 6),$$

$$\Delta_m(U, J) = [\sum_{\pi} g_m(U, J, \pi; J_m = 6) - \sum_{\pi} g_m(U, J, \pi; J_m = 8)] / \sum_{\pi} g_m(U, J, \pi; J_m = 6)$$

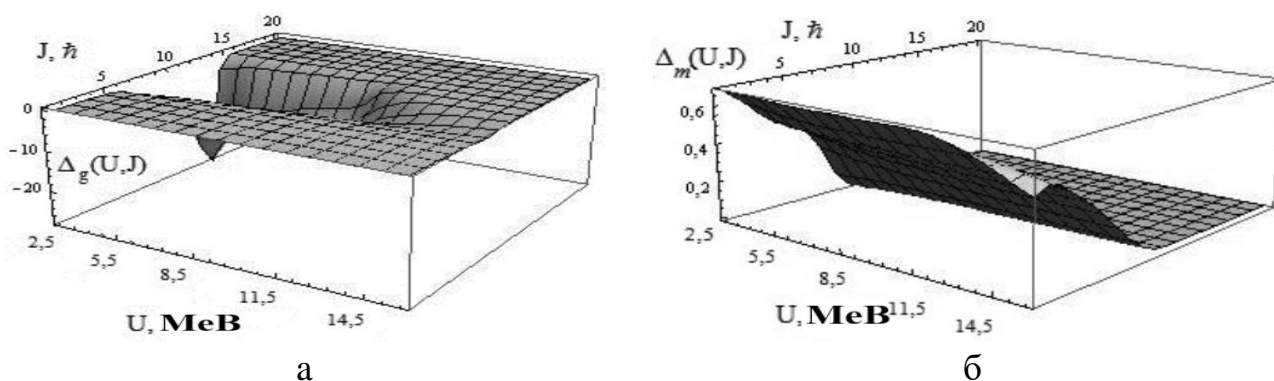


Рис. 5.17 Відношення заселеностей основного (Δ_g) (а) та ізомерного (Δ_m) (б) рівнів при зміні значень ізомерного рівня з 6^- на 8^- в уламку ^{84}Br при фотоділенні ^{235}U як функції енергії збудження та спіна початкових станів [90]

З рисунку 5.17 видно, що зміна спіну ізомерного стану на $\sim 30\%$ (з 6 на 8) може привести до зміни ймовірностей заселення основного і ізомерного станів на порядок. Проте в обох випадках для фрагмента ^{84}Br можна підігнати експериментальне значення ізомерного відношення. При цьому значення середнього кутового момента змінюються на $\sim 20\%$ (з $\bar{J}=1.8$ при $J_m = 6$ до $\bar{J}=2.3$ для $J_m = 8$) і в межах похибки узгоджуються між собою: $\bar{J}=1.8 \pm 0.5 [J_m=6]$; $\bar{J}=2.3 \pm 0.5 [J_m=8]$ [90].

5.1.5 Вивчення фотоділення ядер ^{233}U

Опромінення мішені з ^{233}U проводилось γ -квантами гальмівного спектра з енергією 17 та 10.5 МеВ. Гранична енергія 10.5 МеВ вибрана з метою виключення як (γ, nf) -каналу, який відкривається при $E_{\text{гр}} > 11$ МеВ, так і (γ, n) -реакції на матеріалах контейнера, в якому знаходився ^{233}U . Опромінення проводилось протягом 5 - 10 хв і через 15 - 20 с починались вимірювання [93].

На рисунку 5.18 показані фрагменти схем розпаду досліджуваних ізомерних пар з виділеними γ -переходами, які використовувались для ідентифікації розпаду як підживлюючих материнських ядер, так і основних та ізомерних станів ^{90}Rb , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe .

Характерні фрагменти γ -спектру продуктів фотоділення ^{233}U наведені на рис. 5.19. Тут показаний загальний γ -спектр та виділені γ -лінії, котрі супроводжують розпад ^{135}I (547 кеВ), $^{135\text{m}}\text{Xe}$ (527 кеВ) та $^{135\text{g}}\text{Xe}$ (249.8 кеВ) при фотоділенні ^{233}U . При цьому у випадку ідентифікації розпаду ^{135}I за γ -лінією з $E = 547$ кеВ та $^{135\text{m}}\text{Xe}$ (527 кеВ) статистична точність доволі низька (див. рис. 5.19). Для пари $^{90\text{m,g}}\text{Rb}$ (див. табл. 5.1) при ідентифікації розпаду $^{90\text{g}}\text{Rb}$ (832 кеВ) необхідно врахувати підживлення за рахунок розпаду $^{90\text{m}}\text{Rb}$ (1375 кеВ). Для цього з сумарної площі піку γ -переходу з енергією 832 кеВ віднімалась площа, яка відповідає розпаду $^{90\text{m}}\text{Rb}$. Вона була визначена методом пропорцій з площі піку γ -кванта з енергією 1375 кеВ, котра відповідає розпаду лише $^{90\text{m}}\text{Rb}$ [93].

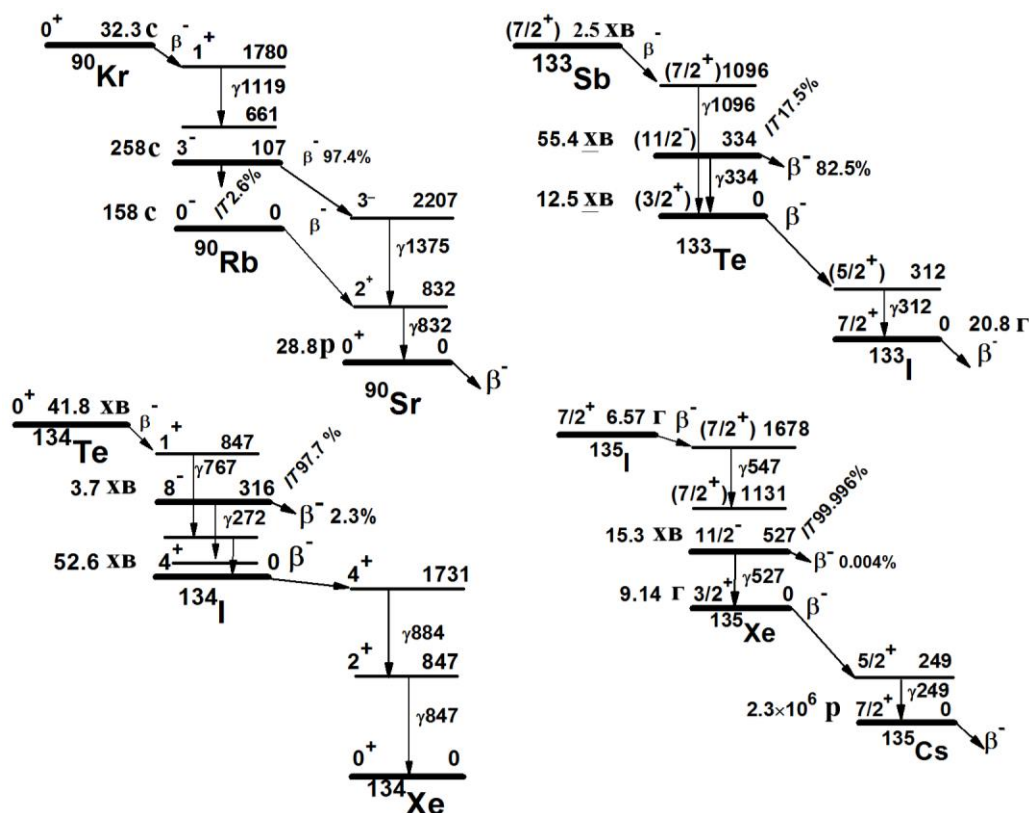


Рис. 5.18 Фрагменти схем розпаду досліджуваних ізомерних пар [100]
 $N/10^4$, відліки

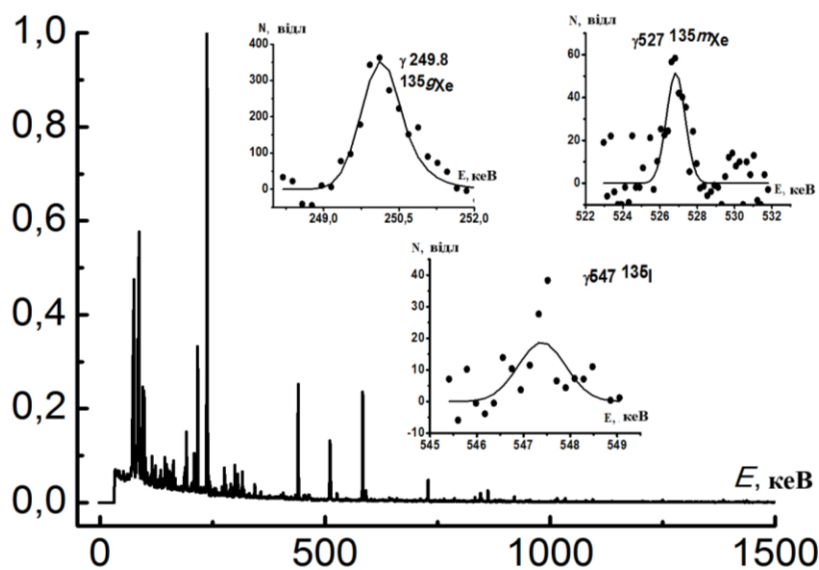


Рис.5.19 Фрагменти спектра фотоділення ^{233}U ($E_{\text{гр}} = 17$ MeV) [93]

Отримані за формулами 5.1 значення ізомерних відношень виходів приведені в таблиці 5.13.

Для розрахунку середніх кутових моментів уламків ділення з експериментально визначених значень ІВВ використовувався програмний пакет TALYS-1.4 [57]. При цьому використовується статистичний механізм, який

базується на теорії Хаузера - Фешбаха, в котрому враховується конкуренція

Таблиця 5.13

Ізомерні відношення виходів уламків фотоділення ^{233}U [93]

$E_{\text{гр}}, \text{MeV}$	10.5	13.5[240]	17	23.5[89]	25[88]
$^{90\text{m,g}}\text{Rb}$	0.9(3)		0.7(3)		
$^{133\text{m,g}}\text{Te}$	3.2(8)		3.2(9)		
$^{134\text{m,g}}\text{I}$	1.33(14)		1.8(5)		
$^{135\text{m,g}}\text{Xe}$	0.14(2)	0.906(121)	0.38(4)	1.694(248)	1.726(1253)

каналів вильоту нейтронів та легких частинок, ділення ядра, розглядаються повні γ -каскади в усіх залишкових ядрах. Це дозволяє аналізувати ядерно-фізичні характеристики не лише кінцевих фрагментів ділення після вильоту нейтронів, але й уламків, які утворюються відразу після процесу ділення (до вильота з них усіх нейтронів) [93].

Для отримання однозначної відповідності між середнім кутовим моментом \bar{J} первинного ядра-фрагмента і ізомерним відношенням ядра-уламка після вильоту усіх миттєвих нейтронів необхідно мати інформацію про сумарну енергію збудження первинних фрагментів ділення; розподіл цієї енергії між уламками; функції розподілу заселеності станів з заданим значенням квантового числа J , які визначають квадрат повного кутового моменту $h^2J(J+1)$ первинного ядра-фрагмента в досліджуваному каналі ділення та відносний вихід уламків з первинних фрагментів ізобарного ланцюга, з котрих після вильоту миттєвих нейтронів утворюється досліджуване ядро в основному та ізомерному станах [93].

Розрахунок сумарної енергії збудження $\langle E_{\text{tot}}^* \rangle$ проводився згідно [85-86]):

$$\langle E_{\text{tot}}^* \rangle = a \times T_m^2,$$

$$T_m = \frac{2}{3} \times \frac{\bar{v}_p}{a} + \left[\left(\frac{2}{3} \times \frac{\bar{v}_p}{a} \right)^2 + \frac{(\bar{v}_p \times \langle S_n \rangle + \langle E_\gamma^{\text{tot}} \rangle)}{a} \right]^{1/2}, \quad (5.6)$$

де $a = \frac{A}{7}$, $\langle S_n \rangle = \langle E_\gamma^{\text{tot}} \rangle = 7.4 \text{ MeV}$;

\bar{v}_p – середня множинність по нейтронам;

T_m – температура ядра, що ділиться;

$\langle S_n \rangle$ – середня енергія відділення нейтрона для уламків ділення;

$\langle E_\gamma^{\text{tot}} \rangle$ – середня сумарна енергія, яку виносять миттєві γ -кванти;

a – параметр густини рівнів ядра.

Значення \bar{v}_p розраховувались для ^{233}U за формулою [241]

$$\bar{v}_p = 1.862 + 0.123 \times E_{\text{гр}} \quad (5.7)$$

У випадку розпаду з утворенням компаунд-ядра можна вважати, що уламки знаходяться в термодинамічній рівновазі та мають однакову температуру T_i , як і температуру T_m [93].

Використовуючи співвідношення (5.6), виходить, що енергія збудження $\langle E_i^* \rangle = a \times T_i^2$ фрагментів ділення розподіляється пропорційно їхнім масам:

$$\begin{aligned} \langle E_1^* \rangle / \langle E_2^* \rangle &= A_1 / A_2, \\ \langle E_1^* \rangle + \langle E_2^* \rangle &= \langle E_{\text{tot}}^* \rangle, \end{aligned} \quad (5.8)$$

де $\langle E_1^* \rangle$, $\langle E_2^* \rangle$, A_1 , A_2 – енергії збудження та масові числа уламків ділення.

Розподіл кутових моментів використовувався в якості вхідного параметра і визначав значення ізомерних відношень виходів [93]. При цьому у вхідному файлі коду TALYS-1.4 задавались значення величин енергії збудження уламку ділення, а заселеність стану з даним значенням кутового момента J вважалася

сталою. При цьому вважалось, що заселяються стани з одним J . Послідовно перебирались значення від 0.5 до 15.5 для непарних ядер і від 1 до 16 для парно-парних та непарно-непарних ядер з кроком 1 в обох випадках. Максимальне значення J визначалось значенням ІВВ. Для розрахунку ІВВ використовувався спрощений статистичний підхід, який буде розглянуто на прикладі $^{135m,g}\text{Xe}$ при фотоділенні ^{233}U при $E_{\text{тр}} = 17 \text{ MeV}$ [93].

Згідно формули (5.7) $\overline{\nu_p} = 3.953$ і сумарна енергія збудження $\langle E_{\text{tot}}^* \rangle = 42.6 \text{ MeV}$ з формули (5.6). З форм. (5.8) для пари $A_1 = 135, A_2 = 98$ енергія збудження $^{135}\text{Xe} E^* = 24.7 \text{ MeV}$. Але при $\overline{\nu_p} = 3.953$ ядро $^{135m,g}\text{Xe}$ з великою імовірністю може утворитися також з ^{136}Xe , ^{137}Xe та ^{138}Xe після випаровування з цих ізотопів одного, двох чи трьох нейтронів відповідно. Тому розрахунок енергії збудження проводиться також і для ізотопів $^{136-138}\text{Xe}$. Згідно формули (5.8) для пари $A_1 = 136, A_2 = 97$ енергія збудження $^{136}\text{Xe} E^* = 24.9 \text{ MeV}$; для пари $A_1 = 137, A_2 = 96$ енергія збудження $^{137}\text{Xe} E^* = 25.1 \text{ MeV}$ і для пари $A_1 = 138, A_2 = 95$ енергія збудження $^{138}\text{Xe} E^* = 25.2 \text{ MeV}$ [93].

Для ^{135}Xe при $E^* = 24.7 \text{ MeV}$ розраховувались заселеності основного та ізомерного станів і далі за програмою TALYS-1.4 моделювалась залежність ізомерних відношень виходів для $^{135m,g}\text{Xe}$ від кутового моменту J , початкових станів та імовірності заселеності $P(J)$. В результаті моделювання також розраховувалась імовірність заселення $P(J)$ для певних значень ІВВ. З побудованої залежності визначався кутовий момент J та імовірність заселення $P(J)$, при котрих теоретичне значення ізомерного відношення виходів співпадало з експериментальним [93]. В даному експерименті ІВВ з найбільшою імовірністю формується в результаті реакцій (γ, f) , (γ, nf) , $(\gamma, 2nf)$, та $(\gamma, 3nf)$. Експериментальні значення відношень заселеностей метастабільного і основного станів ^{135}Xe для кожної пари з вищезгаданих реакцій точно не відомі. Проте якщо вважати, що при діленні вихід ядер-фрагментів ізобарного ланцюга приблизно однаковий, а заселеності ізомерного та основного станів формуються розпадом станів в вузькій області величин енергії поблизу енергії

відділення нейтрона та відношення заселеності слабо залежить від енергії збудження, то відношення заселеностей у вищезгаданих реакціях можна вважати однаковими. Тому тут і далі в якості експериментальних значень ІВВ для різних каналів їх формування використовується значення з табл. 5.13 [93].

Аналогічні значення J та $P(J)$ знаходились також для ^{136}Xe при $E^* = 24.9$ MeV, ^{137}Xe при $E^* = 25.1$ MeV і для ^{138}Xe при $E^* = 25.2$ MeV.

Після цього визначався середній кутовий момент даного фрагмента ділення за формулою 5.5 у якій $J=J_\alpha$, $P^{(0)}(J,\alpha) = P_\alpha$, $\alpha=136, 137, 138$. В даній формулі для розрахунку середнього кутового моменту для ^{135}Xe сумуються чотири пари значень J_α та $P(J_\alpha)$, взяті з чотирьох вищезгаданих залежностей, при яких теоретичні значення ІВВ для ^{135}Xe співпадають з експериментальними [93].

Подібні розрахунки проводились для інших фрагментів ділення. Значення \bar{J} , отримані з експериментальних величин ІВВ для різних уламків, наведені в таблиці 5.14. Розрахунки за цією методикою в межах похибки експерименту співпали з розрахунками, проведеними за методикою, описаною у п. 5.1.1. В табл. 5.14 також для порівняння приведені дані про фотоділення ^{235}U гальмівними γ -квантами з граничною енергією 9.6 MeV [87].

Відмічається зниження \bar{J} для ^{135}Xe при зниженні величини максимальної енергії гальмівних γ -квантів при опроміненні ядер ^{233}U . Зниження енергії $E_{\text{гр}}$ на 6.5 MeV на фоні 200 MeV, яка виділяється в процесі ділення навряд чи впливає на зміну \bar{J} . Більш імовірним фактором є те, що при енергії 17 MeV домінуючим є фотоділення після вильоту швидкого нейтрона (γ, nf). В цьому випадку домінує фотоділення на парно-парному нукліді ^{232}U [93]. Можливо, це вказує на більшу роль парно-парних ефектів в системах, що діляться і утворюють ^{135}Xe . Немонотонна поведінка ІВВ для ^{135}Xe підтверджується при порівнянні отриманих тут даних з роботами Дубненської групи [240,88-89]. Їхні результати наведені в таблиці 5.13, і констатуються значно вищі величини ізомерних відношень виходів для ядер ^{135}Xe . Але ці дані підтверджують тенденцію зростання ІВВ зі зростанням $E_{\text{гр}}$ на відміну від ядер $^{238,235}\text{U}$. Для інших

Середні кутові моменти уламків ділення [93]

$E_{гр}$, MeV	10.5	17	9.6 [87]
Нуклід/Ізом. пара	^{233}U		^{235}U
$^{90m,g}\text{Rb}$	2.2(3)	2.0(3)	1.5(2)
$^{133m,g}\text{Te}$	6.6(8)	6.6(8)	6.5(5)
$^{134m,g}\text{I}$	8.2(3)	8.4(4)	6.9(1)
$^{135m,g}\text{Xe}$	2.4(1)	3.5(1)	2.4(1)

уламків ІВВ та \bar{J} в межах похибки експерименту не змінюються при зростанні $E_{гр}$.

5.1.6 Вивчення фотоділення ^{235}U при $E_{гр} = 17$ MeV

При $E_{гр} = 17$ MeV використовувалась мішень урану збагачена ^{235}U (90%), ^{238}U (10%) вагою близько 0.5 г.

Типові гамма-спектри продуктів фотоділення ^{235}U наведені на рисунку 5.20.

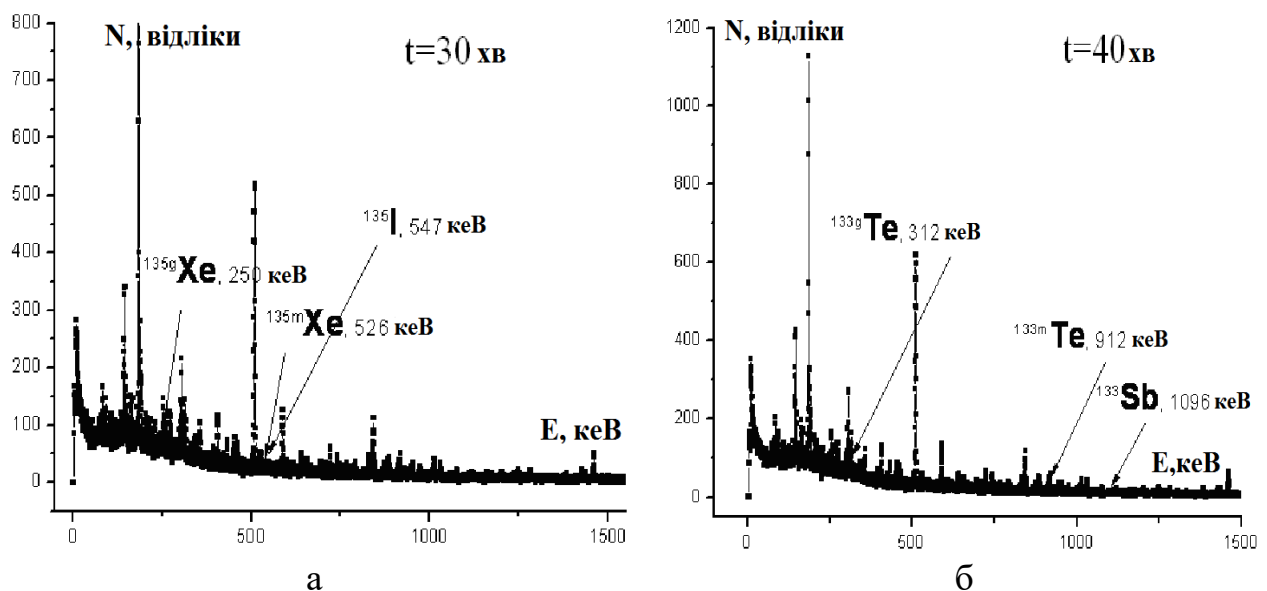


Рис. 5.20 Типовий загальний γ -спектр продуктів фотоділення ^{235}U для різних часових інтервалів його набору [95]: а – $t = 30$ хв; б – $t = 40$ хв. Спостерігаються гамма-лінії з розпаду ^{133}Te ($T_{1/2}(^{133m}\text{Te})=55.4$ хв) та ^{135}Xe ($T_{1/2}(^{135m}\text{Xe})=15.3$ хв)

Розраховані за формулами 5.1 ізомерні відношення виходів показані в таблиці 5.15.

В таблиці 5.15 також показані ІВВ фрагментів ділення, які отримані при різних величинах граничної енергії гальмівних γ -квантів, розраховані іншими авторами [80,84,87]. Дані по ^{133}Te та ^{134}I також показані на рисунку 5.21 з метою більш чіткого порівняння [95].

Як видно з табл. 5.15 та рис. 5.21 отримані дані для ^{133}Te близькі як до наших попередніх даних при $E_{\text{гр}} = 9.6 \text{ MeV}$ [87], так і до результатів роботи [84]. Для ^{134}I існує більша різниця між даними для граничних величин енергії 17, 9.6 MeV і результатами роботи [80]. Різниця в величинах ІВВ для $E_{\text{гр}} = 9.6$ та 17 MeV,

Таблиця 5.15

Ізомерні відношення виходів R_{γ} уламків фотоділення ^{235}U для різних граничних величин енергії гальмівних γ -квантів $E_{\text{гр}}$. Показані також спіни та парності ізомерного та основного станів [95]

Ізомер на пара	R_{γ}					
	12.0 MeV [80] - I; [84] - Te	15.0 MeV [80] - I; [84] - Te	20.0 MeV [80] - I; [84] - Te	30.0 MeV [80] - I; [84] - Te	9.6 MeV [87]	17.0 MeV [95]
$^{133\text{m,g}}\text{Te}$ $\left[\frac{11^-}{2}; \frac{3^-}{2} \right]$	1.8(0.5)	1.7(0.4)	2.3(0.9)	2.0(0.8)	2.3(0.3)	2.8(0.7)
$^{134\text{m,g}}\text{I}$ $[8^-; 4^-]$	1.04(0.38)	1.17(0.19)	1.13(0.14)	0.96(0.11)	0.49(0.05)	2.8(0.6)
$^{135\text{m,g}}\text{Xe}$ $\left[\frac{11^-}{2}; \frac{3^-}{2} \right]$	—	—	—	—	0.14(0.01)	0.15(0.03)

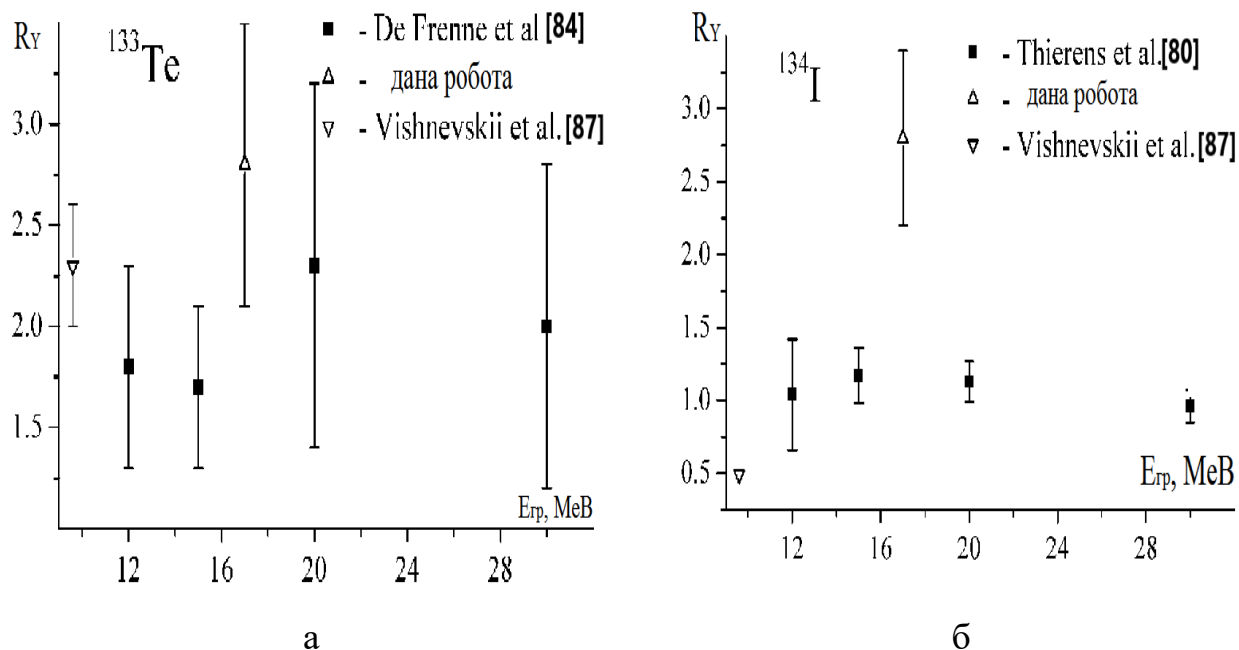


Рис. 5.21 Ізомерні відношення виходів R_Y первинних фрагментів ^{133}Te та ^{134}I , як наслідок фотоділення ядер ^{235}U гальмівними гамма-квантами з різними граничними величинами енергії $E_{\text{гр}}$ [95].

імовірно, викликана залежністю R_Y від енергії збудження ядра, що ділиться. При $E_{\text{гр}} = 17$ MeV відкривається додатковий канал ділення (γ, nf). Слід також відмітити що в даних дослідженнях не використовується радіохімічна методика для початкового виділення ^{134}I [95].

Розрахунки середніх кутових моментів ядер $^{133}_{52}\text{Te}$, $^{134}_{53}\text{I}$, $^{135}_{54}\text{Xe}$ проводились за формулами 5.2-5.5. На рисунках 5.22-5.23 показані величини цих моментів разом із похибками для спінових розподілів, даних формулами 5.3-5.4, які розраховані в рамках програмного коду EMPIRE-3.2. Рисунок 5.22 демонструє результати для спінових розподілів, які розраховані для трьох різних підходів для описання радіаційних силових функцій - SLO, EGLO та MLO1. В той же час на рисунку 5.23 показані \bar{J} , отримані для спінових розподілів, розрахованих для трьох різних моделей, які використовуються в кодї EMPIRE-3.2 для описання густини рівнів - EGSM, GC, HFB. Інші вхідні параметри використовувались за умовчанням [95].

Результати показані на панелях а та б відповідають середнім кутовим

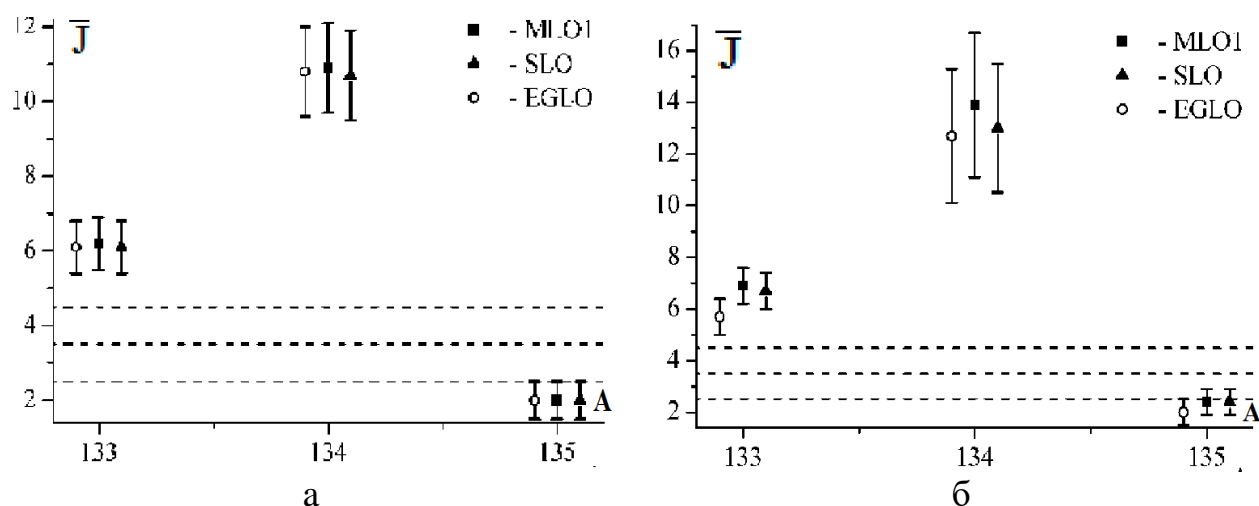


Рис. 5.22 Середні кутові моменти первинних фрагментів ділення ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe , для яких імовірності заселення розраховані в рамках коду EMPIRE 3.2 для різних форм радіаційних силових функцій (SLO, EGLO, MLO1): а – дані, для яких розподіл кутового моменту дається форм. (5.3); б – теж для форм. (5.4). Штрихова лінія демонструє спіни (5/2, 7/2, 9/2) станів компаунд-ядра ^{235}U , які формуються після поглинання дипольного γ -кванта [95]

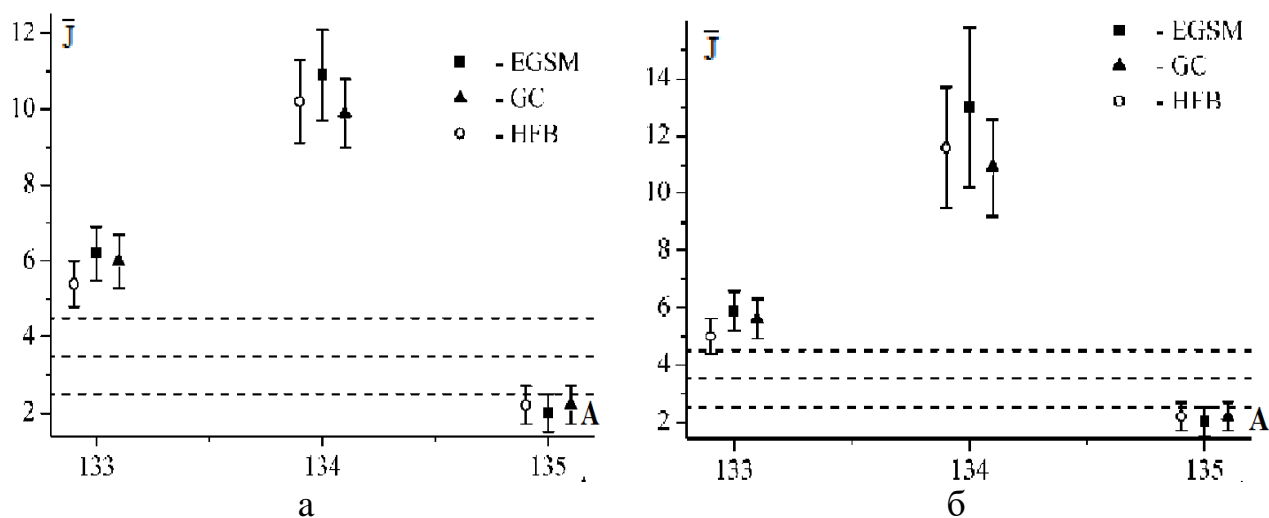


Рис. 5.23 Теж що й на рис. 5.22, але для різних моделей густин рівнів (EGSM, GC, HFB) [95]

моментом, розрахованим згідно розподілів, даних формулами 5.3 та 5.4, відповідно.

Як видно з рис. 5.22 та 5.23 немає великої різниці між величинами \bar{J} при використанні різних моделей як РСФ, так і для описання густин рівнів. Величини

\bar{J} співпадають між собою в межах похибок та їх різниці в абсолютних величинах не перевищують 8 %.

Рисунки 5.22 і 5.23 демонструють різницю між середніми кутовими моментами \bar{J} первинних уламків ділення фрагментів $^{133}_{52}\text{Te}$, $^{134}_{53}\text{I}$, $^{135}_{54}\text{Xe}$ та спіном компаунд-ядра ^{235}U , який формується після поглинання дипольного γ -кванта. Це вказує на існування певного механізму, який в процесі ділення створює додатковий кутовий момент в первинних фрагментах (за виключенням $^{135}_{54}\text{Xe}$) [95].

Величини середньоквадратичних кутових моментів $J_{\text{rms}} = (\bar{J}^2)^{1/2}$ первинних уламків ділення ^{133}Te та ^{134}I при різних граничних величинах енергії $E_{\text{гр}}$ показані на рисунку 5.24. Величини J_{rms} розраховуються за допомогою рівняння 5.2 з використанням даних про R_{γ} при $E_{\text{гр}} = 17 \text{ MeV}$ і інформації з робіт

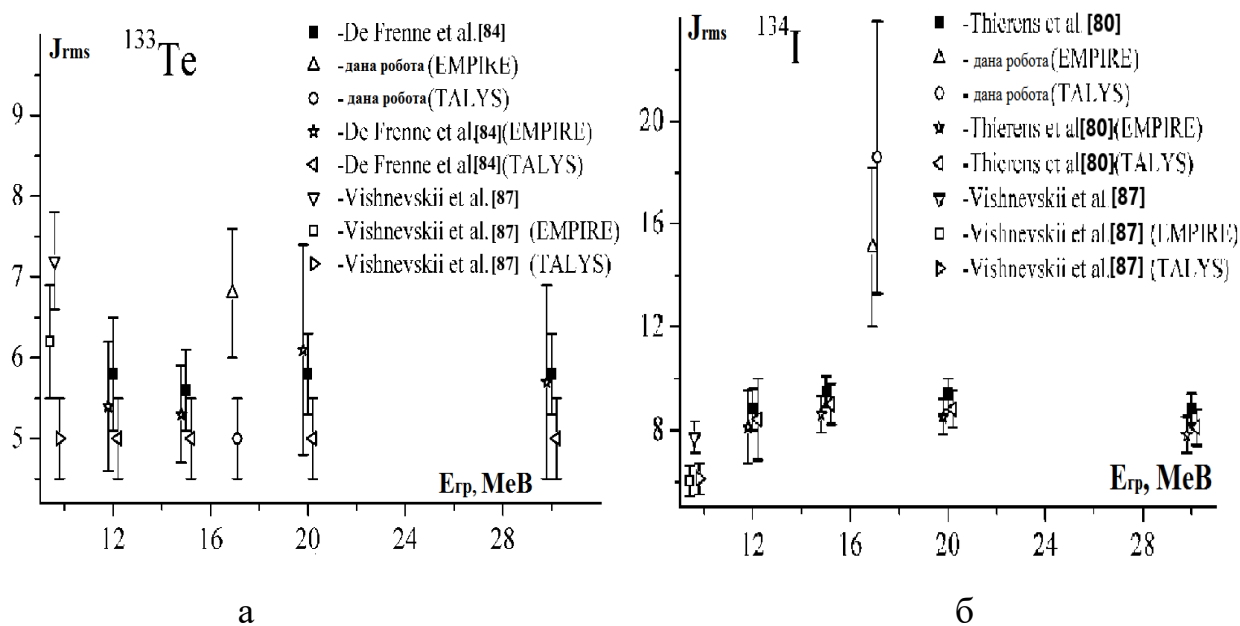


Рис. 5.24 Порівняння розрахованих середньоквадратичних кутових моментів J_{rms} первинних уламків ділення ^{133}Te (а) і ^{134}I (б) з результатами робіт [80,84,87] при різних величинах $E_{\text{гр}}$ [95]

[80,84,87]. Імовірності заселення розраховуються в рамках кодів EMPIRE-3.2 та TALYS-1.4 з параметрами заданими за умовчанням для радіаційних силових

функцій та густин рівнів. Вираз 5.4 використовується для розрахунку імовірності розподілу кутових моментів.

Результати підрахунку J_{rms} з робіт [80,84,87] також показані на рисунку 5.24. Величина J_{rms} з роботи [87] перераховується з \bar{J} за допомогою формули $J_{\text{rms}} = 2\bar{J}/\sqrt{\pi}$ [95].

В рамках кодів EMPIRE-3.2 та TALYS-1.4 результати розрахунків гарно корелюють між собою. Величини J_{rms} перераховані з даних робіт [80,84] за допомогою форм. 5.2 узгоджуються між собою та з даними згаданих робіт. Це підтверджує надійність спрощеного статистичного методу для розрахунку ІВВ в первинних уламках ділення і отже для визначення розподілів кутовий моментів та величин \bar{J} , J_{rms} [95].

Усі експериментальні дані щодо властивостей низьколежачих збуджених станів (енергії, спіни, парності, імовірності γ -переходів та їх мультипольності) бралися з бібліотеки RIPL [162] та використовувались у вищезгаданих кодах.

5.2 Фотоділення трансуранових нуклідів

Тут представлені результати дослідження фотоділення непарних трансуранових ядер ^{237}Np та ^{239}Pu при граничній енергії γ -квантів $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$. Такий вибір енергії зумовлений тим, що в даному випадку при фотоділенні очікується максимальний вихід реакції (γ, nf) та дана енергія $E_{\text{гр}}$ нижча порогу реакції ($\gamma, 2\text{nf}$) на цих ядрах.

Для опромінення використовувались збагачені ізотопами мішені з Pu (^{239}Pu — 95.5%, ^{240}Pu — 4.5%) та Np (^{237}Np — 100%) вагою 400 мг і 853 мг, відповідно. Мішені були упаковані в контейнери з нержавіючої сталі.

Характерні спектри продуктів фотоділення ^{237}Np і ^{239}Pu приведені на рисунку 5.25.

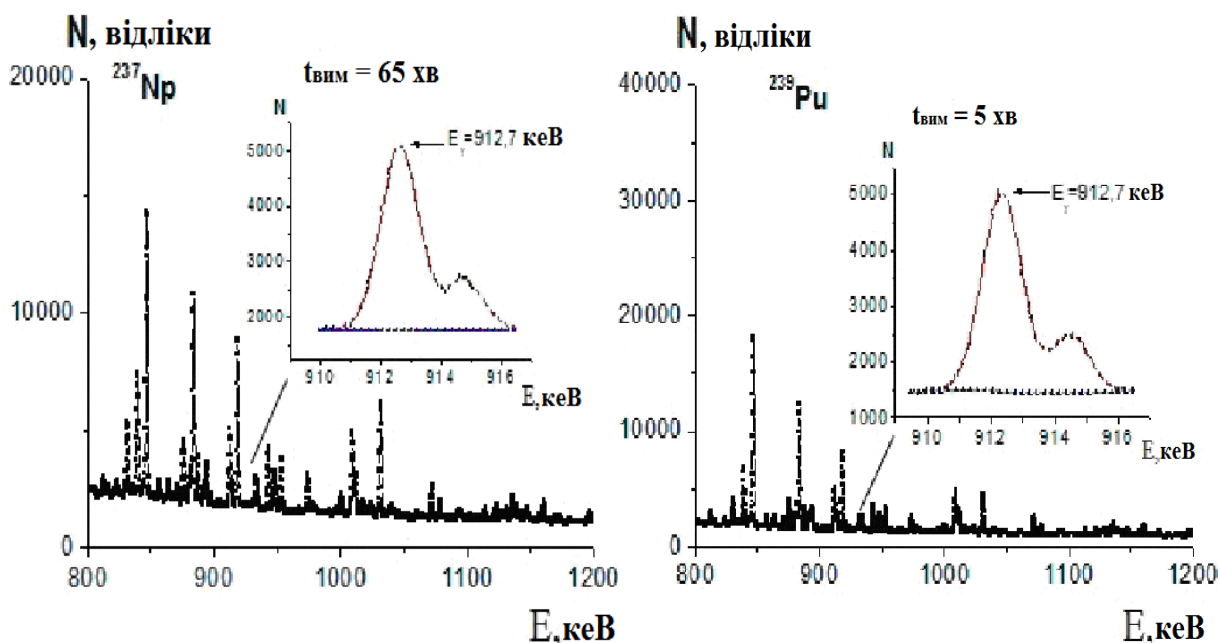


Рис. 5.25 Характерні спектри ядра-уламка ^{133}Te після фотоділення ядер ^{237}Np та ^{239}Pu [90]

Далі, використовуючи отримані дані про інтенсивності γ -переходів та розв'язуючи систему кінетичних рівнянь балансу заселеностей подібну формулі 5.1, знаходились експериментальні значення ізомерних відношень з відніманням внеску в заселеності від β -розпаду споріднених ізобарних ядер. Результати приведені в таблиці 5.16, де для порівняння представлені також значення ІВВ при фотоділенні гальмівними γ -квантами з граничною енергією 9.8 MeV (при такій величині енергії ділення відбувається лише через один канал - (γ, f)) [87]. В табл. 5.16 також приведені результати роботи Дубненської групи для ядер ^{135}Xe [88,240] в широкому діапазоні граничних енергій гальмівних γ -квантів. Ці дані не лише значно перевищують отримані тут, але й демонструють зворотню тенденцію зі зростанням $E_{\text{гр}}$ що свідчить про немонотонну поведінку ІВВ для ^{135}Xe , як і у випадку фотоділення ^{233}U [93].

Середні кутові моменти розраховувались за формулами 5.2-5.5.

В таблиці 5.17 та на рисунку 5.26 похибка \bar{J} вказана без врахування спотворення первинного розподілу кутових моментів за рахунок вильоту нейтронів. Врахування такого ефекта може додатково змінити середнє значення

Ізомерні відношення виходів досліджуваних уламків поділу [90]

Ядро	^{237}Np					^{239}Pu	
	13.5 MeV [240]	23.5 MeV [88]	25 MeV [240]	18 MeV	9.8 MeV	18 MeV	9.8 MeV
^{84}Br				0.15(1)	-	0.118(6)	-
^{90}Rb				1.2(2)	-	1.0(2)	-
^{131}Te				1.9(3)	-	3.2(6)	0.44(5)
^{132}Sb				1.01(12)	-	1.48(16)	4.5(15)
^{132}I				0.95(15)	-	0.51(6)	-
^{133}Te				9.0(9)	1.8(2)	5.3(3)	2.6(3)
^{134}I				-	2.7(2)	1.26(25)	0.96(10)
^{135}Xe	0.863(103)	1.3860(1622)	1.41(18)	0.041(6)	0.18(2)	0.066(7)	0.42(4)

кутового моменту на $\sim 20\%$, що узгоджується з результатами робіт [239,84].

В цілому, можна зробити висновок, що середні кутові моменти важких фрагментів ділення приблизно в 3 рази вищі, ніж середні кутові моменти легких уламків ділення, і вони значно відрізняються від значень спінів ядер, які діляться. Ця ж тенденція спостерігається і при фотоділенні ^{235}U (див. п. 5.1.4). Остання обставина вказує на існування додаткового механізму формування кутового моменту в важких фрагментах. Регулярним виключенням як і для $^{235,238}\text{U}$ є ^{135}Xe для котрого середні кутові моменти як в реакції (γ, f) , так і в реакціях $(\gamma, f) + (\gamma, nf)$ складають величини порядку $\sim 1.5h$. Це вказує на те, що в даному уламку і для систем ядер ^{237}Np та ^{239}Pu , що діляться, додатковий механізм формування кутового моменту, імовірно, відсутній [90].

Опромінення мішені з ^{241}Am проводилось γ -квантами гальмівного спектра з енергією 9.8 MeV. Гранична енергія 9.8 MeV вибрана з метою виключення як (γ, nf) -каналу, так і (γ, n) -реакції на матеріалах контейнера, в якому знаходився

Значення \bar{J} в одиницях h . В дужках за середніми значеннями вказані похибки, які відповідають похибкам вимірювань ІВВ з таблиці 5.15 [90]

Ядро	$^{237}\text{Np}(1.5;2.5;3.5)$		$^{239}\text{Pu}(0.5;1.5)$	
	18 MeB	9.8 MeB	18 MeB	9.8 MeB
^{84}Br	1.9(5)		1.7(5)	
^{90}Rb	2.2(6)		1.8(6)	
^{131}Te	5.8(7)	-	7.4(8)	7.4(8)
^{132}Sb	6.9(6)	-	8.1(6)	8.2(6)
^{132}I	6.7(7)	-	5.2(6)	-
^{133}Te	10.6(7)	10.6(7)	8.4(5)	8.4(5)
^{134}I	-	5.6(6)	7.7(8)	7.7(8)
^{135}Xe	1.2(5)	1.3(5)	1.4(5)	1.5(5)

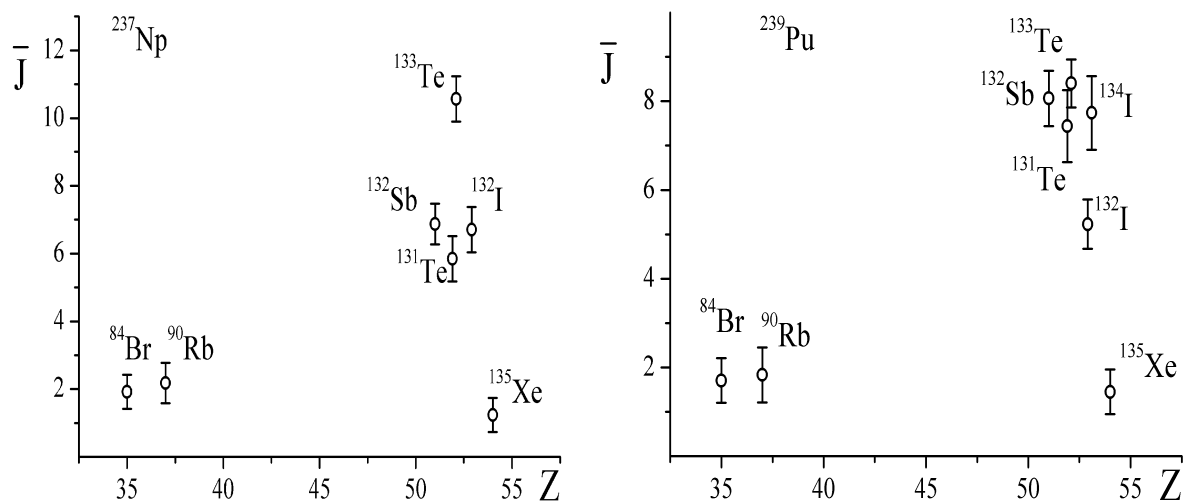


Рис. 5.26 Середні кутові моменти \bar{J} уламків фотоділення ядер ^{237}Np та ^{239}Pu гальмівним випромінюванням з граничною енергією $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeB}$ в залежності від заряду осколка [90]

^{241}Am . Опромінення проводилось протягом 5 - 10 хв і через 15 - 20 с починались вимірювання.

Слід відмітити, що зразок ^{241}Am має значну масу і тому велика кількість

γ -переходів низької інтенсивності, які супроводжують α -розпад мають площі піків, величини яких є порівняними з потрібними для розрахунку площами переходів. Дана обставина ускладнювала γ -спектр та його аналіз [93].

Характерні фрагменти γ -спектрів продуктів фотоділення ^{241}Am приведені на рисунку 5.27. Видно, що поруч з лінією 249.8 кеВ присутній γ -перехід з енергією 247 кеВ, який супроводжує розпад самого ^{241}Am і завдяки гарній роздільній здатності непогано відділяється від γ -лінії з енергією 249.8 кеВ. Після опромінення ^{241}Am подібна ситуація виникає при ідентифікації розпаду ^{135}I за γ -лінією з енергією 547 кеВ. В цьому випадку близькорозташованим є γ -перехід з

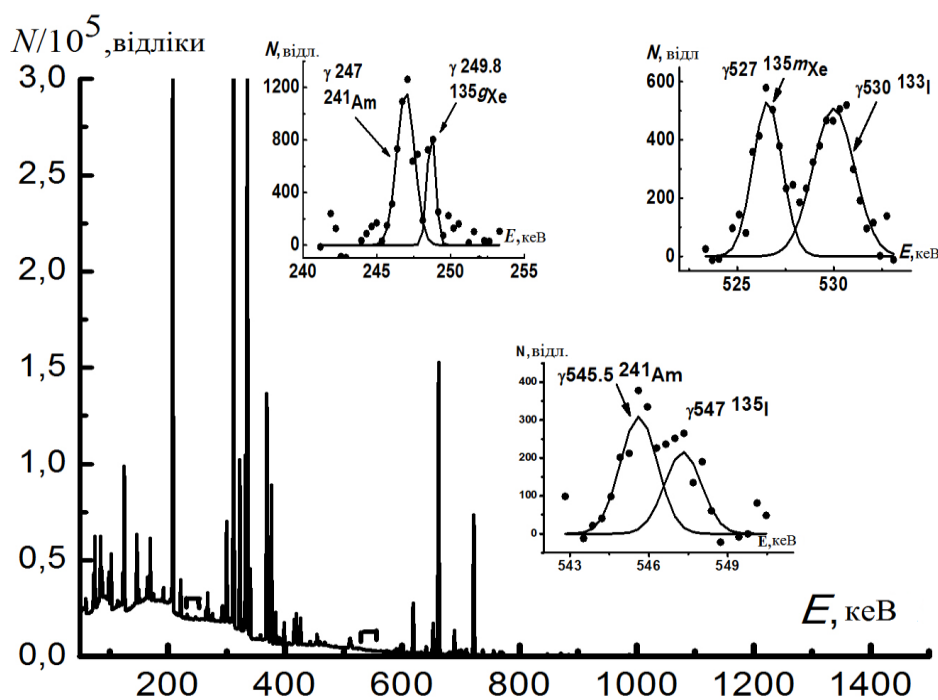


Рис. 5.27 Фрагменти γ -спектра фотоділення ^{241}Am [93]

енергією 545.5 кеВ, котрий супроводжує розпад ^{241}Am (дивись рис. 5.27).

Оскільки активність ^{241}Am склала 1.1×10^{11} Бк, тому з метою зниження мертвого часу спектрометричного тракту доводилось використовувати фільтри, які знижували інтенсивність γ -переходів в низькоенергетичній області. З цієї причини не можна було використовувати зовнішні джерела для калібрування спектрометрів за ефективністю реєстрації γ -квантів. Отже для розрахунку цієї калібровки використовувались, зокрема, як власні γ -переходи з α -розпаду ^{241}Am ,

так і γ -переходи з розпаду уламків ділення, зокрема ядер ^{138}Cs . Дана обставина дещо погіршила якість кривої ефективності реєстрації γ -квантів. В області до 400 кеВ, параметри калібрувальної кривої були визначені з похибкою до 10 %, а вище - 5 % (див. рис. 5.28) [93].

Розраховані за форм. 5.1 значення ізомерних відношень виходів приведені в таблиці 5.18.

Для розрахунку середніх кутових моментів уламків ділення за експериментально визначеними значеннями ІВВ використовувався програмний пакет TALYS-1.4 [57] та формули 5.2-5.5. Значення \bar{J} , отримані з експериментальних величин ІВВ для різних уламків, наведені в таблиці 5.17. В ній вказані загальні похибки, які відповідають похибкам експериментальних значень ІВВ [93].

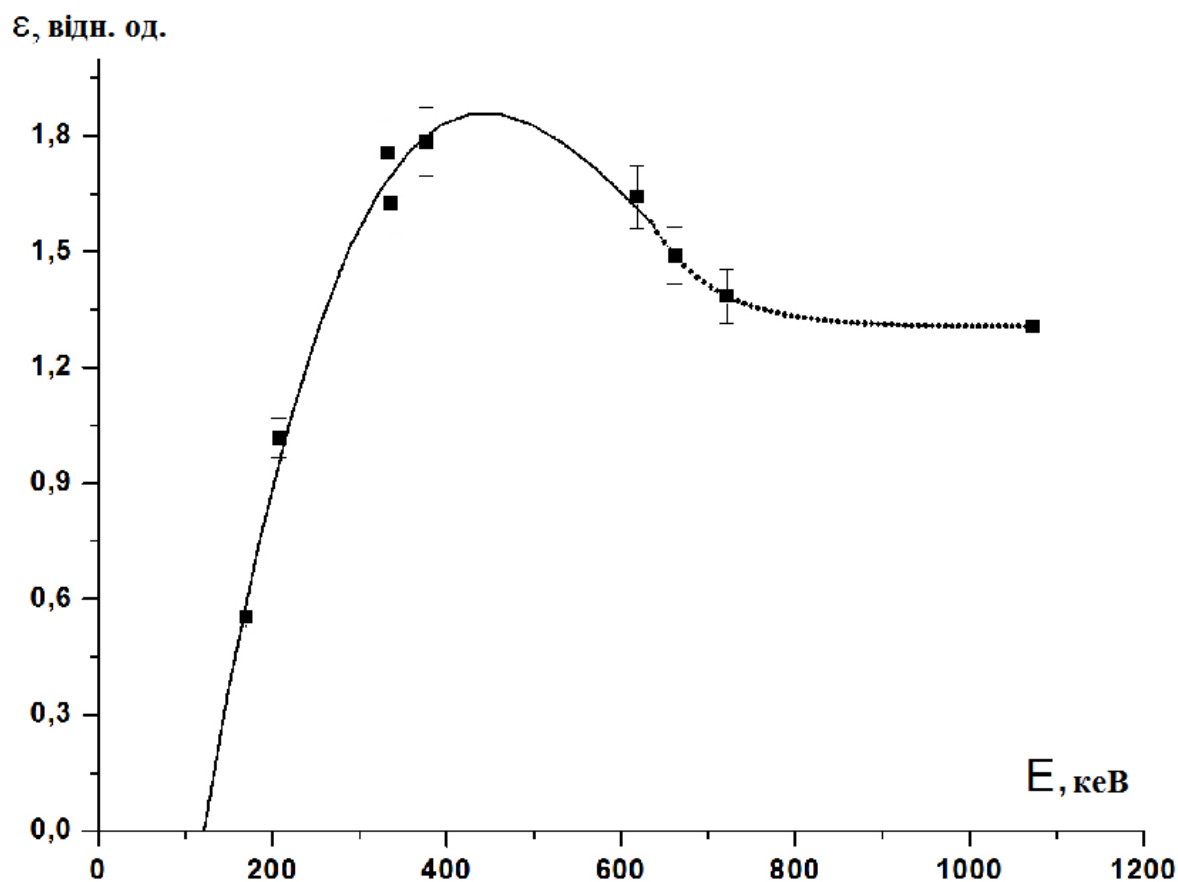


Рис. 5.28 Залежність ефективності реєстрації γ -квантів від енергії для ^{241}Am [93]

Ізомерні відношення виходів (Y_m/Y_g) та середні кутові моменти уламків ділення \bar{J} ядер [93]

$E_{\text{гр}}, \text{MeV}$	9.8 MeV		17 MeV		9.8 MeV		17 MeV	
Нуклід	^{241}Am				^{237}Np			
Ізомерна пара	Y_m/Y_g	\bar{J}						
$^{90\text{m,g}}\text{Rb}$	1.1(3)	2.5(3)	2.0(3)	1.5(3)	2.5(3)			
$^{133\text{m,g}}\text{Te}$	1.6(2)	6.2(12)	5.1(12)	6.8(8)	6.8(18)			
$^{134\text{m,g}}\text{I}$	3.0(5)	8.8(3)	8.2(2)	8.8(2)	8.7(2)			
$^{135\text{m,g}}\text{Xe}$	0.18(1)	2.9(1)	4.5(1)	2.9(1)	4.2(1)			

В таблиці 5.18 приведені величини \bar{J} як досліджуваних ядер, так для порівняння дані про фотоділення ^{237}Np γ -квантами з граничною енергією 9.8 та 17 MeV і ^{241}Am γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 17 \text{ MeV}$ [76] (див с. 243). З врахуванням похибок вимірювань не спостерігається значних змін в \bar{J} для легкого уламка ^{90}Rb як для ^{241}Am так і для ^{237}Np . Слід відмітити зниження \bar{J} для ^{135}Xe при зниженні величини максимальної енергії гальмівних γ -квантів при опроміненні ядер ^{237}Np та ^{241}Am [93]. Зниження енергії $E_{\text{гр}}$ на 7.2 MeV на фоні 200 MeV, яка виділяється в процесі ділення навряд чи впливає на зміну \bar{J} . Більш імовірним фактором є те, що при енергії 17 MeV домінуючим є фотоділення після вильоту швидкого нейтрона (γ, nf). В цьому випадку домінує фотоділення на непарно-непарних ядрах ^{236}Np , ^{240}Am . Можливо, це вказує на більшу роль непарно-непарних ефектів в системах, що діляться з утворенням ^{135}Xe . В той же час абсолютно інша поведінка величин \bar{J} для ядер ^{133}Te і ^{134}I , хоча число нейтронів в них $N = 81$, як і для ^{135}Xe [93]. В межах похибки вимірювань величини \bar{J} слабо залежать як від зміни N і Z в системах, що діляться так і від енергії гальмівних γ -квантів. Можливо, в даному випадку більшу роль грає те,

що легкий уламок ділення, котрий вилітає разом із ^{133}Te чи ^{134}I , знаходиться по Z в граничній області поблизу $Z = 40$. Величина Z для легкого уламка, який вилітає разом із ^{135}Xe знаходиться нище напівмагічного значення $Z = 40$ за виключенням ^{241}Am , а для ^{133}Te і ^{134}I – вище. Це призводить до зміни густини низькоспінових станів з конфігураціями $p_{3/2}$ та $p_{1/2}$ порівняно з високоспіновими станами, які описуються конфігурацією $g_{9/2}$, що в свою чергу призводить до зміни ІВВ та \bar{J} [93].

Опромінення зразків з ^{237}Np та ^{241}Am проводилось γ -квантами гальмівного спектру електронів мікротрону М-30 з величинами енергії 9.8 та 17 МеВ, відповідно. Мішені були упаковані в сталеві герметичні контейнери. Опромінення проводилось протягом 5-10 хв. і за 15-20 сек. починались вимірювання. Через кожні 60 сек. γ -спектри записувались на протязі усього часу вимірювання (як правило він складав 5-6 годин) [76].

На рис. 5.9, 5.18 показані фрагменти схем розпаду досліджуваних ізомерних пар з виділеними γ -переходами, які використовувались для ідентифікації розпаду як підживлюючих материнських ядер, так і основних та ізомерних рівнів ^{90}Rb , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe . Характеристики ядер наведені в таблиці 5.1.

Характерні фрагменти γ -спектрів продуктів фотоділення ^{241}Am і ^{237}Np приведені на рисунку 5.29.

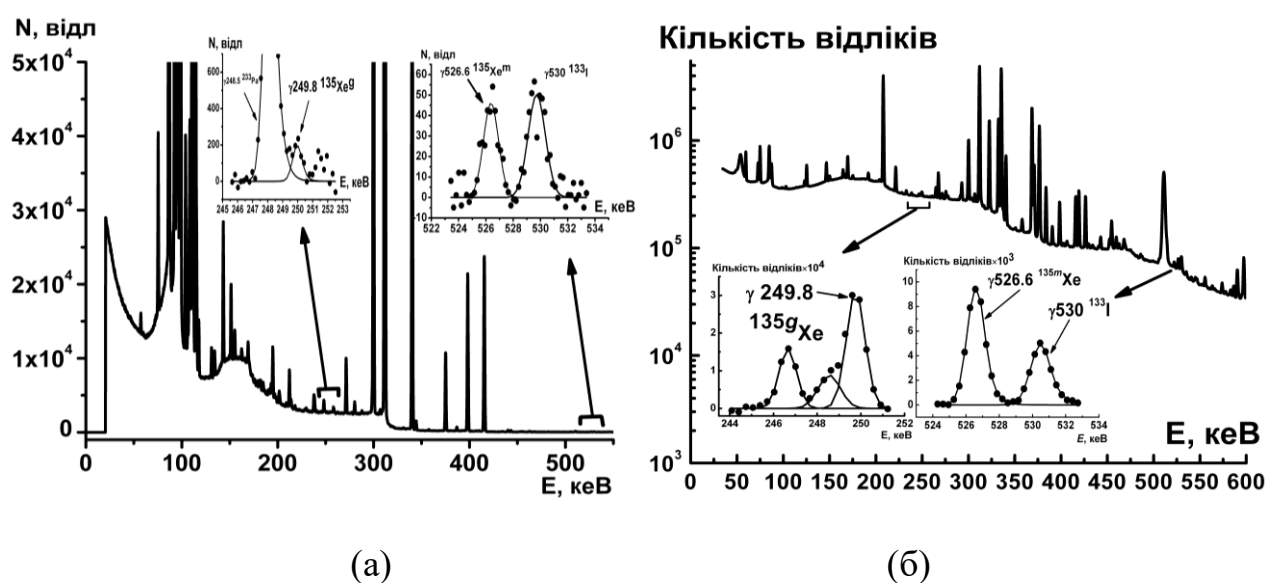


Рис. 5.29 Фрагменти спектрів фотоділення ^{237}Np ($E_{\text{гр}} = 9.8$ МеВ) (а) та ^{241}Am ($E_{\text{гр}} = 17$ МеВ) (б) [76]

Отримані значення ізомерних відношень виходів, розраховані за формулою 5.1, наведені в таблиці 5.19.

Таблиця 5.19

Ізомерні відношення виходів [76]

Ізом. пара	Y_m/Y_g			
	^{237}Np		^{241}Am	
	9.8 MeV	17 MeV	9.8 MeV	17 MeV
$^{90m,g}\text{Rb}$	0.40(7)	1.1(2)	1.1(3)	0.6(1)
$^{130m,g}\text{Sb}$	0.35(9)	0.72(8)	-	0.70(5)
$^{133m,g}\text{Te}$	1.8(2)	1.6(2)	1.6(2)	1.31(7)
$^{134m,g}\text{I}$	2.7(2)	2.6(2)	3.0(5)	1.32(14)
$^{135m,g}\text{Xe}$	0.18(2)	0.61(6)	0.18(1)	0.84(8)

Для розрахунку \bar{J} уламків ділення з експериментально визначених значень ІВВ застосовувався програмний пакет TALYS-1.4 [57] та формули 5.5-5.8.

Значення \bar{J} , отримані з експериментальних величин ізомерних відношень виходів для різних осколків, приведені в таблиці 5.20. В таблиці вказані лише загальні похибки, які відповідають похибкам експериментальних значень ІВВ.

Таблиця 5.20

Середні кутові моменти [76]

Ізом. пара	ΔI	\bar{J}				
		$^{235}\text{U}[87]$	^{237}Np		^{241}Am	
		9.6 MeV	9.8 MeV	17 MeV	9.8 MeV	17 MeV
$^{90m,g}\text{Rb}$	3	1.6(3)	1.5(3)	2.5(3)	2.5(3)	2.0(3)
$^{130m,g}\text{Sb}$	3	3.3(3)	3.3(4)	4.3(3)	-	4.4(2)
$^{133m,g}\text{Te}$	4	6.5(5)	6.0(8)	6.2(12)	6.2(12)	5.1(12)
$^{134m,g}\text{I}$	4	6.9(1)	8.8(2)	8.7(2)	8.8(3)	8.2(2)
$^{135m,g}\text{Xe}$	4	2.4(1)	2.9(1)	4.2(1)	2.9(1)	4.5(1)

В таблиці 5.20 наведені величини \bar{J} для досліджуваних ядер та для порівняння приведені дані про фотоділення ^{235}U гальмівними γ -квантами з граничною енергією 9.6 MeV [87]. При таких величинах енергії відкривається лише канал (γ, f) .

Зростання величини \bar{J} з ростом A для непарних по Z ядер на відміну від парних ядер ^{235}U та ^{239}Pu не спостерігається. Більш того має місце зниження \bar{J} для ^{241}Am порівняно з ^{237}Np при $E_{\text{гр}} = 17$ MeV, хоча ця різниця знаходиться в межах похибки вимірювань та розрахунків [76].

Висновки до розділу 5

У п'ятому розділі описується дослідження уламків фотоділення важких ядер в реакціях з гальмівними гамма-квантами. Наводяться умови проведення експериментів та спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер. Описуються формули за допомогою яких розраховуються експериментальні значення ізомерних відношень виходів та середні кутові моменти.

Визначені середні кутові моменти уламків ділення ^{90}Rb , ^{130}Sb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe , утворені в результаті фотоділення ^{237}Np та ^{241}Am гальмівними γ -квантами з величиною граничної енергії 9.8 та 17 MeV за допомогою вимірювання ізомерних відношень виходів. Експериментальні значення ізомерних відношень виходів розраховувались з врахуванням внеску від бета-розпаду ізобарних ядер у виходи досліджуваних нуклідів.

Спостерігається відсутність зростання величини \bar{J} з ростом A для непарних по Z ядер на відміну від парних ядер ^{235}U та ^{239}Pu та особлива поведінка середнього кутового моменту для ^{135}Xe .

Отримано нові дані з ізомерних відношень виходів ядер ^{97}Nb , що утворюється в результаті фотоподілу ядер ^{235}U та ^{238}U гальмівним випромінюванням з граничними енергіями 10.5, 12.0 та 18.0 MeV. Продемонстровано відмінність значень ізомерних відношень при $E_{\text{гр}} = 10.5$ та

$E_{\text{гр}} = 12 \text{ MeV}$ від $E_{\text{гр}} = 18 \text{ MeV}$, що може свідчити про те, що ізомерні відношення виходів суттєво залежать від типу вхідного каналу.

Визначено теоретичні значення середніх кутових моментів уламків поділу із використанням кодів TALYS-1.6 та EMPIRE-3.2 та враховано можливість заселення станів ^{97}Nb після вильоту до двох нейтронів від розпаду первинних фрагментів, із більшою, ніж у ^{97}Nb , кількістю нейтронів. Значення середніх кутових моментів первинних фрагментів фотоподілу з урахуванням та без урахування вильоту нейтронів збігаються у межах похибки. Відмінність значень середніх кутових моментів від значень у материнському ядрі свідчить про наявність додаткового механізму формування кутових моментів.

Вперше проведено експериментальне вимірювання ізомерних відношень виходів ядер ^{133}Xe та ^{135}Xe при фотоподілі ^{238}U гальмівними γ -квантами з граничними енергіями $E_{\text{гр}} = 6.25, 12.5, 14.5$ та 18 MeV . Проведено експериментальне вимірювання ізомерних відношень виходів ядер ^{95}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe при фотоподілі ^{238}U гальмівними γ -квантами з граничними енергіями $E_{\text{гр}} = 12.5 \text{ MeV}$ та $E_{\text{гр}} = 12 \text{ MeV}$. Визначені середні кутові моменти досліджуваних фрагментів поділу в рамках статистичної моделі розпаду. Результати вимірів вказують на можливість впливу оболонкових ефектів та відкриття (γ, nf) - і $(\gamma, 2\text{nf})$ -каналів поділу на значення ізомерних відношень та середніх кутових моментів первинних фрагментів ділення.

Вперше виміряні ІВВ фрагментів фотоділення ядер ^{235}U , ^{237}Np і ^{239}Pu гальмівними γ -квантами з граничною енергією 18 MeV . Отримані нові дані для виходів ізомерних пар ядер ^{84}Br , ^{90}Rb , ^{131}Te , ^{132}Sb , ^{132}I , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe . Визначені середні кутові моменти фрагментів ділення в рамках узагальненої статистичної моделі Хьюзенга-Ванденбоша з використанням коду EMPIRE-3.2. Виявлено вплив непарних та парно-парних ефектів в системах, що діляться.

Проведені вимірювання ізомерних відношень виходів та визначені середні кутові моменти за допомогою коду TALYS-1.4 для ядер ^{90}Rb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe при фотоділенні ^{233}U гальмівними γ -квантами з граничною енергією 10.5 та 17 MeV та ^{241}Am при $E_{\text{гр}} = 9.8 \text{ MeV}$. Спостерігається вплив парно-парних

ефектів в системах, що діляться.

Ізомерні відношення виходів розраховані для ядер ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe – фрагментів фотоділення ^{235}U для (γ, f) -, (γ, nf) -реакцій при граничній енергії гальмівних γ -квантів 17 МеВ. За допомогою спрощеного статистичного методу розраховані середні кутові моменти вищезгаданих уламків. Показано, що величини середніх кутових моментів слабо залежать від моделей радіаційних силових функцій і густин рівнів. Величини \bar{J} співпадають між собою в межах похибок та їх різниці в абсолютних величинах не перевищують 8 %. Показана різниця між середніми кутовими моментами первинних уламків ділення та спінами компаунд-ядра ^{235}U , сформованого після поглинання дипольного γ -кванта.

Результати експериментальних досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н. Исследование фотоделения ^{237}Np и ^{241}Am . *Известия РАН. Серия физическая*. 2012. Т. 76. № 8. С. 1017-1020. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Vyshnevskiy I. M., Zheltonozhskii V. O., Savrasov A. M., Rovenskykh E. P., Plujko V. A., Davydovska O. I., Gorbachenko O. M. Isomer yield ratios of ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe in photofission of ^{235}U with 17 MeV bremsstrahlung. *Ядерна фізика та енергетика*. 2014. Т. 15. № 2. С. 111–118. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Ровенских Е. П. Исследование фрагментов фотоделения ^{233}U и ^{241}Am . *Ядерна фізика та енергетика*. 2014. Т. 15. №3. С. 215-221. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Хоменков В. П., Плюйко В. А., Ровенских Е. П. Измерение изомерных отношений в

фотоделении ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов*. 2015. Вып. 1. С. 790-794. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Вишне夫斯基 И. Н., Желтоножский В. А., Плюйко В. А., Саврасов А. Н., Горбаченко А. Н., Давидовская О. И., Ровенских Е. П. Изомерные отношения и средние угловые моменты фрагментов фотоделения ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Ядерна фізика та енергетика*. 2015. Т. 16. № 1. С. 5–12. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Желтоножский В. О., Саврасов А. Н., Солодовник К. М., Плюйко В. А., Горбаченко А. Н., Давидовська О. І. Ізомерні відношення та середні кутові моменти первинних фрагментів ^{97}Nb при фотоподілі ^{235}U та ^{238}U . *Український фізичний журнал*. 2017. Т. 62. № 4. С. 285–293. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та їх аналізі).

Вишневський І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Плюйко В. А., Горбаченко О. М., Солодовник К. М. Середні кутові моменти фрагментів фотоподілу ^{238}U гальмівним випромінюванням. *Ядерна фізика та енергетика*. 2018. Т. 19. № 1. С. 5–13. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).

Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Плюйко В. А., Горбаченко О. М., Солодовник К. М. Фотоподіл ^{238}U гальмівним випромінюванням у широкому інтервалі значень граничної енергії. *Ядерна фізика та енергетика*. 2019. Т. 20. С. 126-130. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та їх аналізі).

РОЗДІЛ 6

ДОСЛІДЖЕННЯ АТОМНО-ЯДЕРНИХ ПРОЦЕСІВ

6.1 Вимірювання енергії першого збудженого стану ^{197}Au з високою точністю

Одним із атомно-ядерних процесів є збудження ядра при електронному переході. При дослідженні цього процесу необхідно вимірювати величини енергії збуджених станів з точністю до декількох еВ. В той час як величини енергії при внутрішньоатомних переходах відомі з високою точністю, для ядерних переходів це далеко не так. Зокрема це стосується й γ -переходу з енергією 77 кеВ, який супроводжує розпад першого збудженого стану ^{197}Au . Точне визначення його енергії ускладнюється тим, що 77 кеВний γ -квант накладається на K_{β} -лінію золота [96].

В даній роботі експерименти проводились за допомогою спектрометрів, зібраних на базі HPGe-детекторів, параметри яких описані у 2-му розділі. При цьому збиралася схема збігів на базі стандартних блоків. Зокрема це були підсилювачі, амплітудно-цифрові перетворювачі, швидкі часові підсилювачі, дискримінатори, амплітудно-часові перетворювачі і т.д. Блок-схема збігів детально описана у 2-му розділі.

Мішені золота товщиною 10 мкм опромінювались на електростатичному генераторі ІЯД дейтронами з величиною енергії 7.6 МеВ. Досліджувалась реакція $^{197}\text{Au}(d,2n)^{197}\text{Hg}$. Це ядро має зручний для вимірювання $T_{1/2} = 64.14$ год. і розпадається за допомогою електронного захвату на ^{197}Au .

Додатковою мотивацією використати схему збігів було те, що крім майже повного накладення досліджуваного γ -переходу з енергією 77 кеВ з K_{β} -лінію золота, дана лінія утворюється також в результаті випромінювання γ -квантів, які супроводжують розпад $^{197}\text{Hg}^m$ ($T_{1/2} = 23.8$ год). Ядра $^{197}\text{Hg}^m$ утворюються в результаті реакції (d,2n). Йде також реакція $^{197}\text{Au}(d,p)^{198}\text{Au}$ ($T_{1/2} = 2.695$ год). Розпад збуджених станів ^{198}Hg , який супроводжує β^- розпад ^{198}Au також дає внесок в інтенсивність γ -лінії з енергією 77 кеВ [96].

Спочатку співпадання з γ -лінією 77 кеВ було використане для калібрування γ -спектру за енергією. В цьому випадку істинні збіги цієї γ -лінії з K_{α} - та K_{β} -переходами, які супроводжують електронний захват ядер ^{197}Hg можна ефективно ідентифікувати. Додатково фіксуються збіги з γ -квантами, які супроводжують електронну конверсію. З іншого боку усі збіги з γ -лінією 77 кеВ, що відповідає $K_{\alpha}(\text{Hg})$ - та $K_{\beta}(\text{Hg})$ -переходам є випадковими і ефективно ослаблюються (дивись рисунок 6.1) [96].

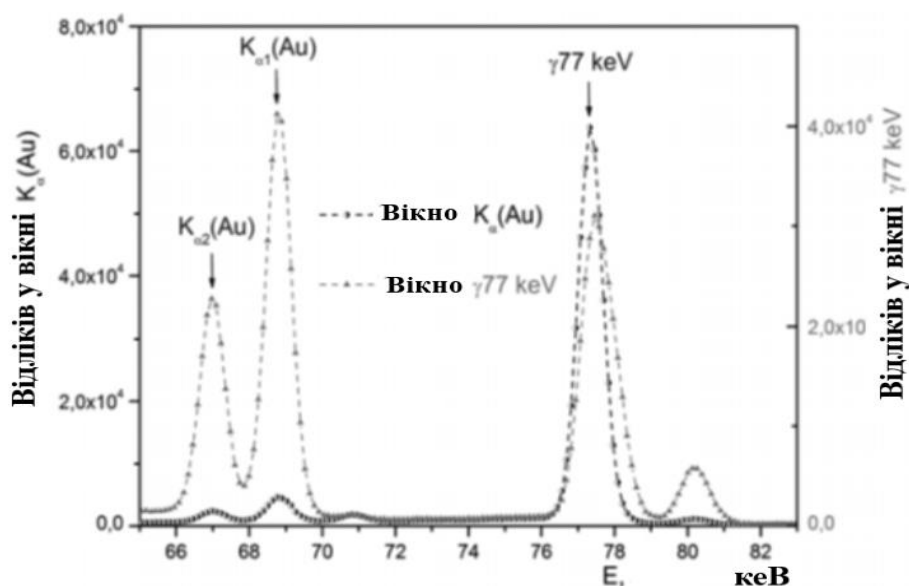


Рис. 6.1 Фрагменти спектрів збігів, які включають збіги з $K_{\alpha}(\text{Au})$ та $\gamma 77 \text{ кеВ}$. В спектрі збігів з $K_{\alpha}(\text{Au})$ найбільш інтенсивним є пік з енергією 77 кеВ. В спектрі збігів з γ -лінією 77 кеВ інтенсивності рентгенівської лінії $K_{\alpha 1}(\text{Au})$ є набагато вищими [96]

Це дозволило використати вимірювання збігів з гамма-лінією 77 кеВ для точного калібрування γ -спектру за енергією, використовуючи рентгенівські K_{α} - і K_{β} -лінії Au.

Після цього вимірювання збігів з K_{α} -лінією золота було використане для вимірювання з високою точністю енергії першого збудженого стану в ^{197}Au [96]. В даному випадку істинні збіги рентгенівських K_{α} -ліній Au з γ -лінією з енергією 77 кеВ ефективно реєструються з тих же причин, що й співпадання з γ -лінією 77 кеВ. При цьому будь-які збіги K_{α} -ліній Au з K_{β} -лініями золота та з рентгенівськими лініями K_{α} та K_{β} ртуті є випадковими і вони сильно ослаблені

(див. рис. 6.1). Це дозволило використовуючи спектр збігів з K_{α} -лінією Au виміряти з високою точністю енергію першого збудженого стану в ^{197}Au .

Додатково γ -лінія з енергією 411 кеВ, яка супроводжує розпад ^{198}Au використовувалась для точного калібрування спектру за енергією, оскільки дана лінія входить до переліку енергетичних стандартів і площа її піку в γ -спектрі досить висока [96]. І хоча даний γ -перехід за величиною енергії знаходиться досить далеко від γ -лінії 77 кеВ та разом із K_{α} - та K_{β} -лініями золота є ефективним у калібрування виміряного γ -спектра за лінійністю. Точність даної калібровки визначається високою точністю визначення величин енергії рентгенівських K_{α} - та K_{β} -ліній золота. Ця точність гарантується дуже низькою інтегральною нелінійністю ($< 0.0015\%$) блоків електроніки фірм EG&G ORTEC та CANBERRA [242].

Для отримання енергетичного калібрування виміряного γ -спектру з високою точністю слід ретельно дослідити енергетичний діапазон від $K_{\alpha}(\text{Au})$ до $K_{\alpha}(\text{Hg})$ [96]. Фактично, у випадку спектру збігів з γ -лінією 77 кеВ, K_{α} -лінії ртуті інтенсивно ослаблюються і, як наслідок, їх вплив на корекцію рентгенівських K_{α} -ліній золота є мінімальним (дивись рисунок 6.2)

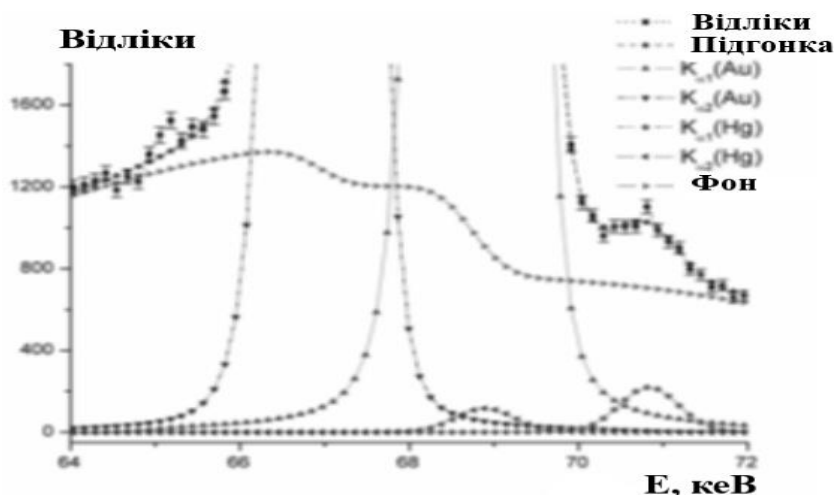


Рис. 6.2 Фрагмент γ -спектру збігів $\gamma 77$ кеВ з $K_{\alpha}(\text{Au})$ - та $K_{\alpha}(\text{Hg})$ -лініями, які використовувались для калібрування за енергією в усіх γ -спектрах. Площа лінії $K_{\alpha}(\text{Hg})$ нижча у 180 разів порівняно з площею $K_{\alpha}(\text{Au})$ -лінії. $K_{\alpha 3}(\text{Au})$ - та $K_{\alpha 3}(\text{Hg})$ -лінії мають низьку інтенсивність і не показані на рисунку [96]

Оскільки рентгенівські лінії $K_{\alpha 2}(\text{Hg})$ та $K_{\alpha 3}(\text{Hg})$ сильно накладаються на γ -лінію $K_{\alpha 1}(\text{Au})$ а $K_{\alpha 1}(\text{Hg})$ є чистою лінією в спектрі то розташування та інтенсивність останньої використовувалась для контролю розташування та інтенсивності $K_{\alpha 2}(\text{Hg})$ - та $K_{\alpha 3}(\text{Hg})$ -ліній. Також весь час контролювались положення та інтенсивність рентгенівської $K_{\alpha 3}(\text{Au})$ -лінії золота. В той же час з причини низької інтенсивності рентгенівських γ -ліній $K_{\alpha 3}(\text{Au})$ та $K_{\alpha 3}(\text{Hg})$ їхній вплив на калібрування γ -спектра за енергією є мінімальним [96].

В спектрі збігів з γ -лінією 77 кеВ є також інші γ -лінії, проте інтенсивність $K_{\beta}(\text{Au})$ недостатня для калібрування виміряного γ -спектру за енергією (дивись рисунок 6.3).

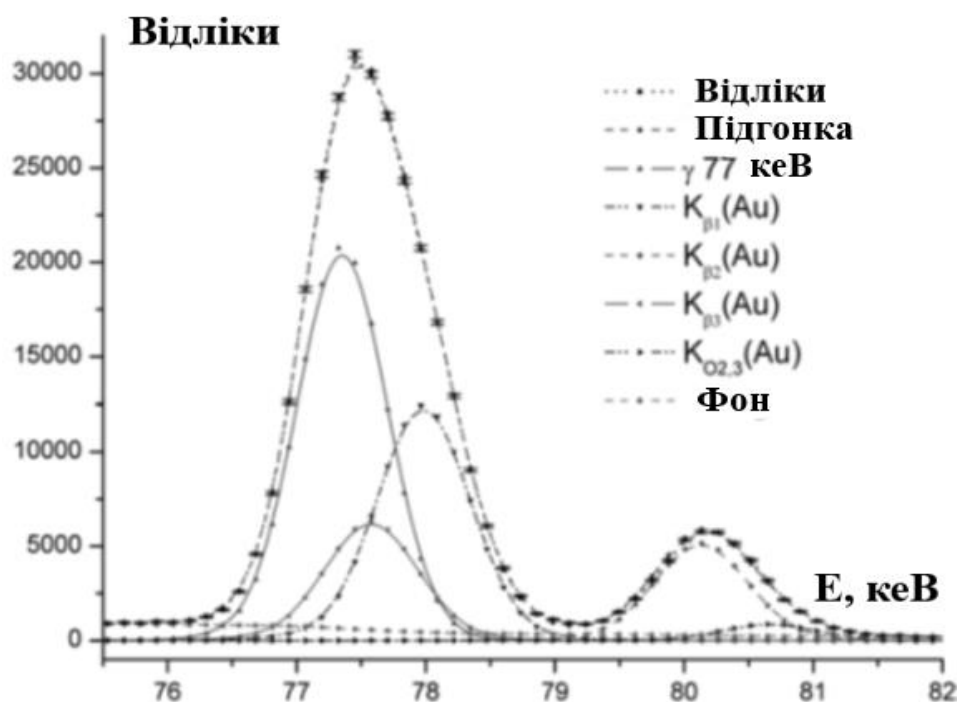


Рис. 6.3 Фрагмент γ -спектра співпадань з γ -лінією 77 кеВ. Планувалось використовувати також $K_{\beta}(\text{Au})$ для точного калібрування виміряного γ -спектру за енергією. Рентгенівські лінії $K_{\beta 4}(\text{Au})$, $K_{\beta 5}(\text{Au})$ та $K_{\beta}(\text{Hg})$ також враховуються проте внаслідок низької інтенсивності не спостерігаються на рисунку [96]

Найвища статистична точність мала місце для γ -лінії $K_{\alpha 1}(\text{Au})$ яка разом із γ -лінією з енергією 411 кеВ з розпаду ^{198}Au використовувалась для точного калібрування виміряного γ -спектру за енергією. Статистичні похибки

інтенсивності $K_{\alpha 1}(\text{Au})$ - та γ_{411} -кеВних ліній склали 1.3 та 3.4 еВ, відповідно. Проте в енергетичній області біля 77 кеВ точність калібрування γ -спектру за енергією була не гіршою 1.4 еВ [96].

Після того як було проведене точне калібрування за енергією спектра збігів з $K_{\alpha}(\text{Au})$, останній також використовувався для точного визначення енергії γ -переходу 77 кеВ. На відміну від спектру збігів з γ -лінією з енергією 77 кеВ в якому γ -лінії $K_{\beta}(\text{Au})$ та 77 кеВ мають високу та порівняну інтенсивність а $K_{\beta}(\text{Hg})$ практично непомітні, в γ -спектрі збігів з $K_{\alpha}(\text{Au})$ γ -лінії $K_{\beta}(\text{Au})$ та $K_{\beta}(\text{Hg})$ мають порівняну між собою але значно нижчу інтенсивність ніж γ -лінія з енергією 77 кеВ. Остання домінує над усіма γ -піками в даному енергетичному діапазоні і отже величина її енергії може бути виміряна з дуже високою точністю (дивись рисунок 6.4).

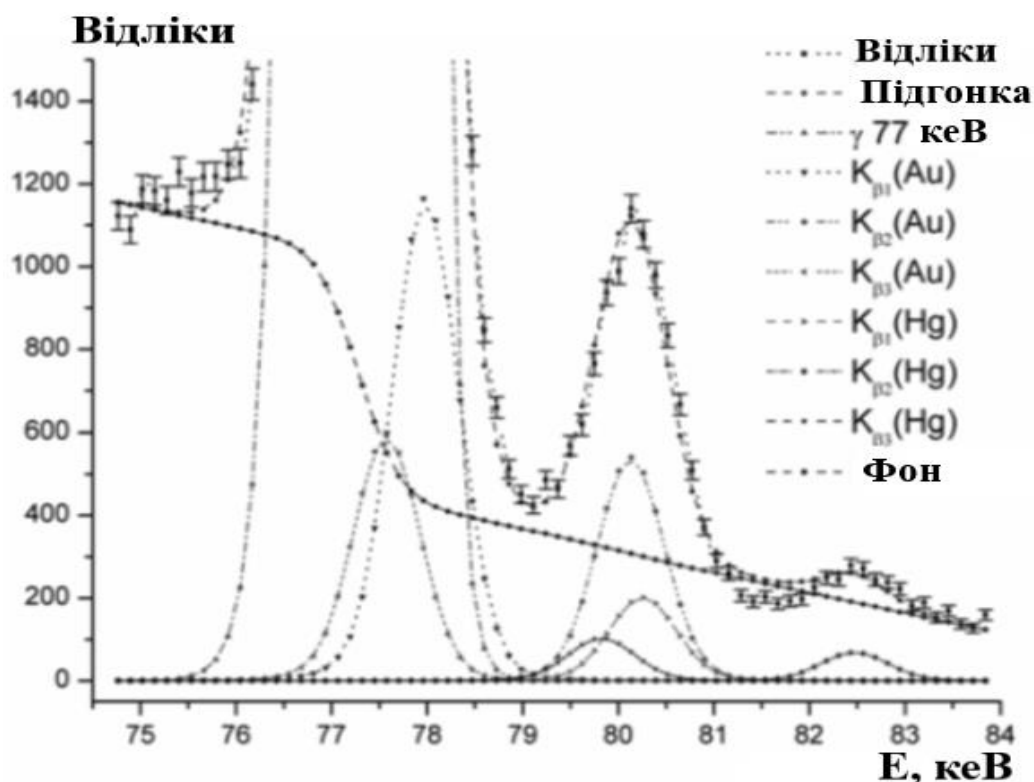


Рис. 6.4 Фрагмент γ -спектра збігів з лінією $K_{\alpha}(\text{Au})$. Показані γ -лінії 77 кеВ, $K_{\beta}(\text{Au})$ та $K_{\beta}(\text{Hg})$, які використовувались для визначення з високою точністю енергії γ -переходу 77 кеВ. 77 кеВний γ -пік має у 50 разів вищу інтенсивність ніж найсильніша $K_{\beta 1}(\text{Au})$. Рентгенівські лінії $K_{\beta 4}$, $K_{\beta 5}$ та $K_{O_{2,3}}$ золота та ртуті також враховуються хоча з причини низької інтенсивності не помітні на рисунку [96]

Враховуючи майже повне накладання ліній $K_{\beta}(\text{Au})$ та $K_{\beta}(\text{Hg})$ та те що увесь енергетичний діапазон в якому знаходились K_{β} -переходи контролювався за положенням та інтенсивністю усіх присутніх у ньому рентгенівських та γ -піків, усі вищезгадані параметри узгоджувались з табульованими величинами в межах похибки. Це дозволило отримати наступну величину енергії першого збудженого стану ^{197}Au : 77.3390 ± 0.0027 кеВ. Враховуючи похибку енергетичної калібровки рівну 1.4 еВ ця величина стає рівною 77.339 ± 0.003 кеВ. Вона співпадає з табульованою величиною енергії першого збудженого стану ^{197}Au , яка рівна 77.339 ± 0.002 кеВ [96].

Було також виміряно з високою точністю енергії γ -переходів 191 кеВ та 133 кеВ, які супроводжують розпад ядер $^{197}\text{Hg}^m$ та ^{197}Hg , відповідно. Статистичні похибки вимірювання γ -піків з енергіями 191 кеВ та 133 кеВ склали 3.0 та 4.3 еВ, відповідно. Врахування похибок калібрування за енергією цих піків, які рівні 1.7 та 2.1 еВ, відповідно привело до наступних величин енергії даних γ -переходів: 133.959 ± 0.004 та 191.457 ± 0.005 кеВ. Дані результати значно точніші, оскільки табульовані величини енергії даних переходів рівні 133.990 ± 0.070 та 191.437 ± 0.010 кеВ [96].

Можливий вплив використаних табличних величин енергії та інтенсивностей K_{β} -ліній на розраховану величину γ -переходу з енергією 77 кеВ був ретельно перевірений. Оскільки лише $K_{\beta 1}(\text{Au})$, $K_{\beta 3}(\text{Au})$ та $K_{\beta 5}(\text{Au})$ γ -лінії знаходяться поруч з 77 кеВною лінією та можуть сильно впливати на коректність вимірювання, то було показано, що будь-які варіації енергії вищезгаданих $K_{\beta}(\text{Au})$ -ліній в діапазоні ± 2 еВ та відношень їх інтенсивностей в межах $\pm 3\sigma$ їх табличних похибок призводять до зміщення енергії γ -піку 77 кеВ не більше ніж на 1 еВ [96].

Можливий вплив використаних табличних величин енергії K_{α} -ліній та їх інтенсивностей на точність калібрування γ -спектру за енергією був також ретельно перевірений. Лише $K_{\alpha 2}(\text{Hg})$ -лінія співпадає з рентгенівською $K_{\alpha 1}$ -лінією золота. Будь-які варіації положення та інтенсивності першої γ -лінії

не створюють значних змін в положенні та інтенсивності другої лінії, яка в свою чергу використовується для калібрування.

6.2 Визначення енергії першого збудженого стану ^{115}Sn з високою точністю

Для дослідження використовувався зразок олова, збагачений ^{115}Sn до 50.7 % (природній вміст ^{115}Sn в суміші складає лише $\delta = 0.34\%$ [130]) масою 0.23 г та товщиною 50 мг/см². Він опромінювався пучком протонів з енергією 6.8 МеВ на прискорювачі У-120 ІЯД НАН України. Щільність потоку протонів була рівна 6.3×10^{12} п/(см²×с) при перерізі реакції $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ $\sigma \sim 100$ мб [243]. Внаслідок цього швидкість ліку необхідних γ -піків варіювалась в межах від 20 до 100 імп/с в усіх вимірюваннях [135].

З метою точного визначення енергії 497 кеВних γ -квантів використовувались наступні калібрувальні γ -лінії, величини енергії яких знаходились недалеко від досліджуваної лінії і були відомі з високою точністю. Це γ -переходи з величинами енергії $E_\gamma = 477.6035(20)$ кеВ з розпаду ^7Be ($T_{1/2} = 53$ д), $E_\gamma = 602.7260(23)$ кеВ, який супроводжує розпад ^{124}Sb ($T_{1/2} = 60$ днів) та $E_\gamma = 661.657(3)$ кеВ, з розпаду ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30$ р) [244-245]. До того ж γ -лінії, які супроводжують розпад ^{115}Cd ($T_{1/2} = 53$ год) як з енергією 492.351(4) кеВ, яка є найближчою до досліджуваної 497 кеВної γ -лінії, так і з енергією $E_\gamma = 527.901(7)$ кеВ [132] також використовувались в дослідженнях. ^{115}Cd створювався в реакції $^{114}\text{Cd}(n,\gamma)^{115}\text{Cd}$ в дослідницькому ядерному реакторі на мішені металічного кадмію збагаченому ^{114}Cd до 99% (природній вміст ^{114}Cd рівний 28.8 %). Інтенсивна анігіляційна γ -лінія 511 кеВ, яка спостерігається в усіх γ -спектрах моніторилася для додаткового контролю проте не використовувалась для калібрування за енергією, внаслідок її значної природної ширини [135].

Вимірювання за допомогою γ -спектрометрів, зібраних на HPGe-детекторів (детальні характеристики яких описано у 2-му розділі) проводились з

використанням змішаного джерела ${}^7\text{Be} + {}^{115}\text{Cd} + {}^{124}\text{Sb} + {}^{137}\text{Cs} + {}^{115}\text{Sb}$. Через кожні 30 хвилин до цієї збірки додавалася нова активність ядер ${}^{115}\text{Sb}$ з метою підтримання на сталому рівні як швидкості ліку γ -піку 497 кеВ, так і мертвого часу спектрометра. Три серії опроміненнь мішеней олова було виконано і після кожного опромінення 4 серії вимірювань проводилось. Усього було набрано 12 гамма-спектрів в кожному з яких інтенсивність γ -піку з енергією 497 кеВ склала $(3-4) \times 10^4$ подій [135].

Після кожної серії були проведені вимірювання тривалістю 4-6 годин з метою оцінки нелінійності енергетичної шкали. Фрагменти отриманих γ -спектрів в околі енергії 497 кеВ показані на рисунку 6.5, виміряні протягом 30 хвилин (а) та 12 годин (б).

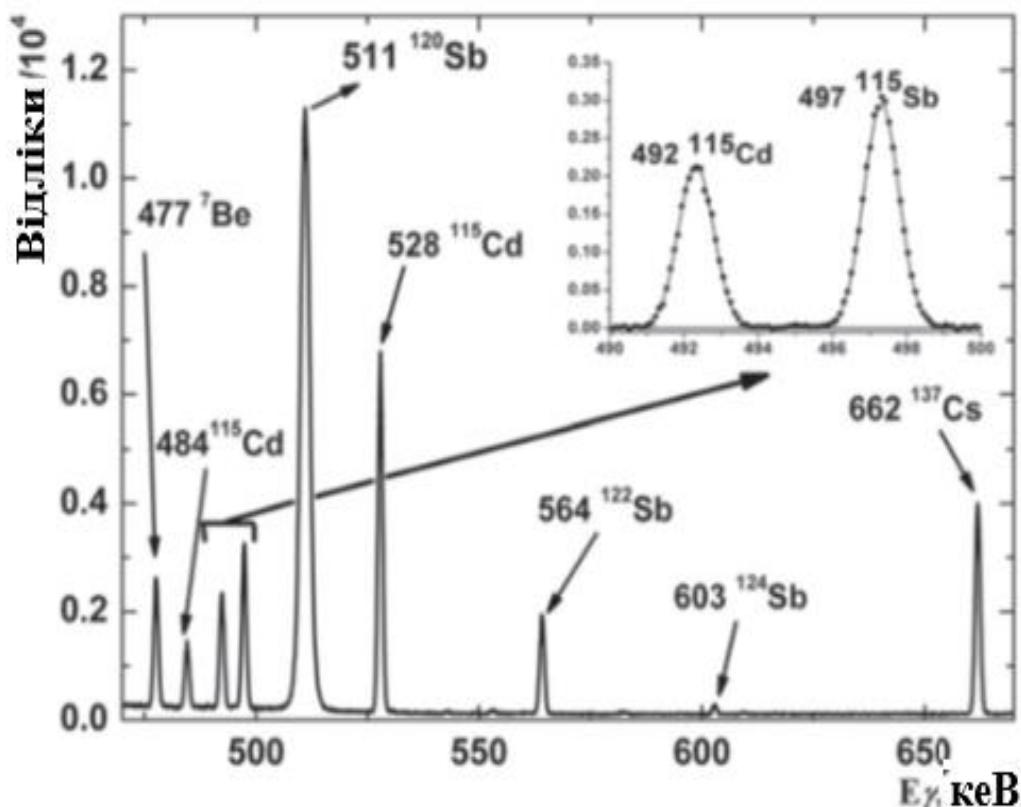


Рис. 6.5 (а) Фрагменти γ -спектра активованого зразка олова в околі 497 кеВ, виміряного протягом 30 хвилин. Гамма-лінія з енергією 484 кеВ є наслідком реакції ${}^{114}\text{Cd}(n,\gamma){}^{115}\text{Cd}$. Гамма-переходи з енергіями 511 кеВ (${}^{120}\text{Sb}$), 564 кеВ (${}^{122}\text{Sb}$) та 603 кеВ (${}^{124}\text{Sb}$) утворюються в результаті (p,n)-реакції на ядрах ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{122}\text{Sn}$, ${}^{124}\text{Sn}$, відповідно. Ці ізотопи присутні в олові в наступних кількостях: ${}^{120}\text{Sn}$ (6.5 %), ${}^{122}\text{Sn}$ (1 %), ${}^{124}\text{Sn}$ (1 %) [135]

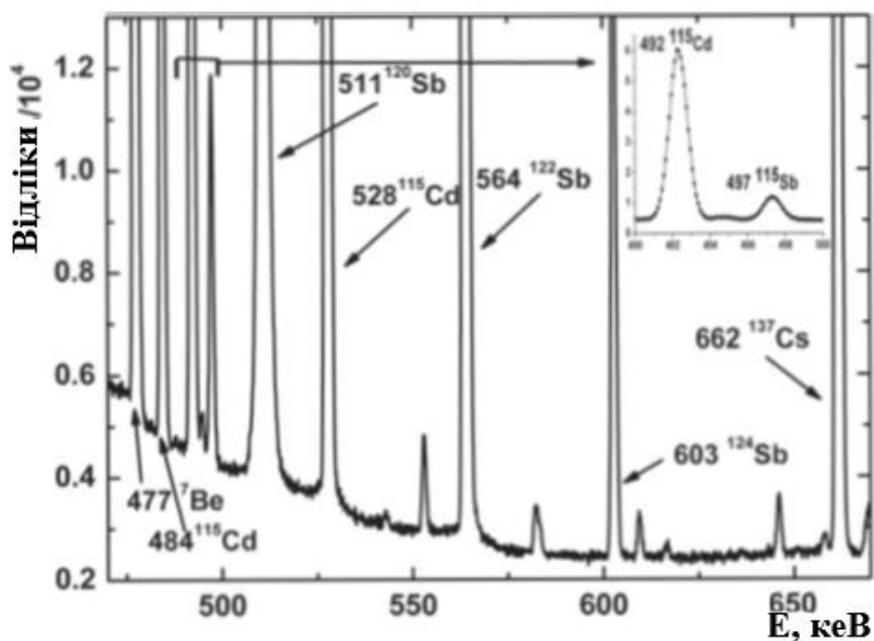


Рис. 6.5 (б) Те ж що й 6.5(а), але вимірювання проводились протягом 12 годин [135]

Для точного визначення енергії γ -піку необхідно крім точного калібрування гамма-спектру за енергією в околі досліджуваного переходу також точно описати форму виміряних піків та фон під ними. Для опрацювання виміряних γ -спектрів використовувалась програма WinSpectrum [153], можливості якої описані у 2-му розділі. На рисунку 6.6 наведений приклад оброблених γ -піків.

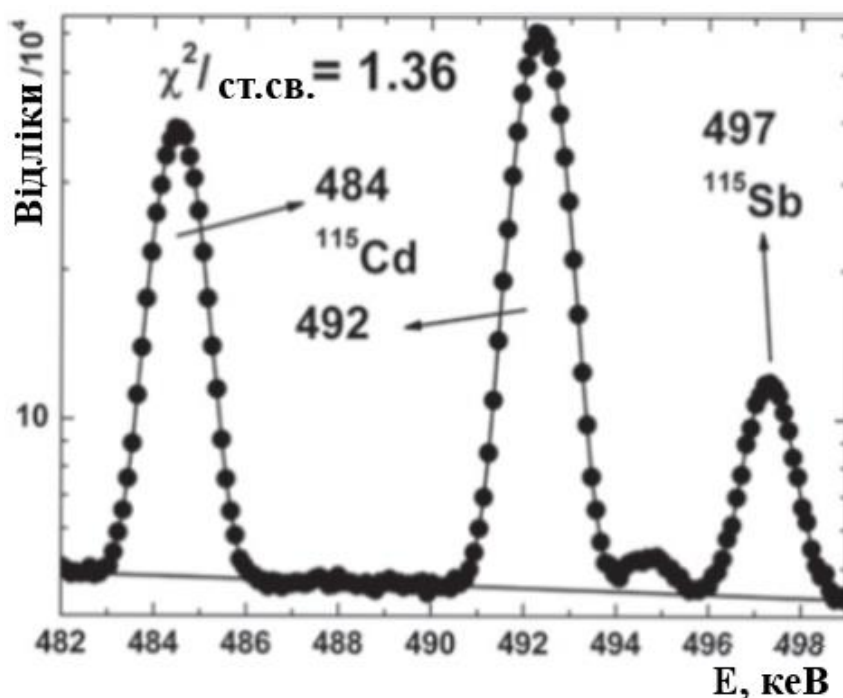


Рис. 6.6 Фрагмент γ -спектру з обробленими піками в околі 497 кеВ [135]

Усі γ -спектри оброблялися окремо з окремими підгонками фонів. Отримані результати для усіх γ -ліній в околі піку 497 кеВ приведені в таблиці 6.1.

Таблиця 6.1

Результати підгонки γ -піків в околі 497.3 кеВ усіх 12 γ -спектрів [135]

		Номер спектра		
		1	2	3
Нуклід	Таблична E (кеВ)	Підігнана енергії (кеВ)		
^7Be	477.6035(20)	477.603(3)	477.603(4)	477.604(4)
^{115}Cd	492.351(4)	492.350(3)	492.348(4)	492.351(3)
^{115}Sb	497.3	497.339(4)	497.328(4)	497.340(4)
^{115}Cd	527.901(7)	527.903(9)	527.854(2)	527.900(7)
^{124}Sb	602.7260(23)	602.723(3)	602.715(16)	602.717(7)
^{137}Cs	661.657(3)	661.656(3)	661.656(4)	661.655(4)
		4	5	6
Нуклід	Таблична E (кеВ)	Підігнана енергії (кеВ)		
^7Be	477.6035(20)	477.602(4)	477.604(2)	477.605(3)
^{115}Cd	492.351(4)	492.347(3)	492.352(4)	492.349(2)
^{115}Sb	497.3	497.341(4)	497.338(3)	497.336(4)
^{115}Cd	527.901(7)	527.901(8)	527.873(6)	527.901(5)
^{124}Sb	602.7260(23)	602.718(13)	602.722(14)	602.716(9)
^{137}Cs	661.657(3)	661.658(2)	661.656(2)	661.658(2)
		7	8	9
Нуклід	Таблична E (кеВ)	Підігнана енергії (кеВ)		
^7Be	477.6035(20)	477.601(3)	477.600(4)	477.603(5)
^{115}Cd	492.351(4)	492.353(4)	492.352(3)	492.353(2)
^{115}Sb	497.3	497.350(4)	497.346(4)	497.349(3)
^{115}Cd	527.901(7)	527.895(4)	527.883(9)	527.901(8)
^{124}Sb	602.7260(23)	602.725(6)	602.714(15)	602.719(9)

<i>Продовж. табл. 6.1</i>				
^{137}Cs	661.657(3)	661.659(4)	661.655(3)	661.654(4)
		10	11	12
Нуклід	Таблична E (кеВ)	Підігнана енергії (кеВ)		
^7Be	477.6035(20)	477.604(3)	477.603(3)	477.605(3)
^{115}Cd	492.351(4)	492.349(3)	492.347(4)	492.351(3)
^{115}Sb	497.3	497.344(4)	497.331(4)	497.349(4)
^{115}Cd	527.901(7)	527.862(11)	527.888(10)	527.896(9)
^{124}Sb	602.7260(23)	602.722(7)	602.721(8)	602.722(5)
^{137}Cs	661.657(3)	661.658(3)	661.655(4)	661.660(2)

Крім аналітичного описання γ -піків, експериментально виміряна форма γ -лінії з енергією 477.6035 кеВ, яка супроводжує розпад ^7Be також використовувалась у процедурі підгонки в якості табульованої лінії. Вона використовувалась в якості чистого гаусіану для описання γ -піків в околі 470-500 кеВ за подібною процедурою. Різниця в величинах енергії центроїд досліджуваних γ -піків, отриманих за допомогою вищезгаданих двох методів не перевищувала 1 еВ [135].

З метою оцінки як дрейфу спектрометричної системи, яка використовувалась для вимірювання, так і нелінійності енергетичної шкали в досліджуваній області використовувались дві табульовані γ -лінії, енергії яких відомі з високою точністю. Це $E_\gamma = 477.6035(20)$ кеВ з розпаду ^7Be та $E_\gamma = 661.657(3)$ кеВ, яка супроводжує розпад ^{137}Cs (див. рис. 6.5). Під час вимірювання збірки активованих мішеней з мішенями ^{115}Sb , положення γ -лінії з енергією 492.351(4) кеВ з розпаду ^{115}Cd , яка знаходиться поруч з досліджуваною 497.3 кеВною γ -лінією весь час контролювалось. При проведенні тривалих вимірювань (4-6 годин) без мішеней ^{115}Sb контролювалось розташування центроїд γ -ліній $E_\gamma = 477.6035(20)$ кеВ, $E_\gamma = 661.657(3)$ кеВ та $E_\gamma = 492.351(4)$ кеВ. Геометрія даних мішеней при проведенні вимірювань була аналогічна вимірюванням із ^{115}Sb . В усіх вимірюваннях зміщення енергетичної шкали було лінійним в

енергетичному діапазоні 477-662 кеВ, нелінійність γ -лінії з енергією 492.351(4) кеВ а отже і досліджуваної γ -лінії не перевищувала 1 еВ [135].

Гамма-лінія з енергією 477.6035(20) кеВ завжди використовувалась в якості табличної γ -лінії в лівій частині спектра, оскільки вона знаходиться найближче до досліджуваної γ -лінії з енергією 497.3 кеВ і має найнижчу похибку серед усіх використаних табульованих γ -ліній – 2 еВ. З правої частини від γ -лінії 497.3 кеВ використовувались три інші γ -піки: $E_\gamma = 527.901(7)$ кеВ, $E_\gamma = 602.7260(23)$ кеВ та $E_\gamma = 661.657(3)$ кеВ. Проте γ -лінія з енергією 527.901(7) кеВ має відносно велику табличну похибку – 7 еВ а 602.7260(23) кеВна γ -лінія доволі велику статистичну похибку внаслідок низької інтенсивності. Отже для вирішальної оцінки похибки калібрування енергетичної шкали було вибрано дві наступні γ -лінії: $E_\gamma = 477.6035(20)$ кеВ та $E_\gamma = 661.657(3)$ кеВ [135].

Різниця у визначенні величини енергії 497.3 кеВ в різних спектрах знаходилась в межах похибки процедури підгонки, тобто 3-4 еВ (дивись таблицю 6.1). Зважена середня величина енергії і похибки дванадцяти вимірювань були розраховані за стандартними формулами [135]:

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{12} w_i E_i}{\sum_{i=1}^{12} w_i}, \quad \frac{1}{\sigma_{\langle E \rangle}^2} = \sum_{i=1}^{12} \frac{1}{\sigma_i^2}, \quad w_i = \frac{1}{\sigma_i^2},$$

Де E_i та σ_i енергії та похибки індивідуальних вимірювань, приведені в таблиці 6.1. Розрахована за вищенаведеними формулами похибка склала 1.1 еВ. Повна похибка визначення енергії першого збудженого стану ^{115}Sn розраховувалась як корінь квадратний із суми квадратів похибок визначення енергії γ -лінії $E_\gamma = 477.6035$ кеВ – 2 еВ, енергетичного калібрування – 2 еВ та зваженого середнього статистичної похибки – 1.1 еВ. Отже результуюча підсумкова величина похибки склала 3 еВ [135].

Ретельне опрацювання вимірянних експериментальних γ -спектрів дозволило отримати наступну величину енергії γ -піку ^{115}Cd з енергією 492 кеВ, який

знаходиться дуже близько до досліджуваного піку: $E_\gamma = 492.350(3)$ кеВ. Вона непогано узгоджується з табличною величиною рівною $492.351(4)$ кеВ [132].

Отримана величина енергії γ -лінії з $E_\gamma = 497.3$ кеВ склала $E_\gamma = 497.341(3)$ кеВ. Врахування енергії віддачі ядра ^{115}Sn призводить до величини енергії першого збудженого стану ^{115}Sn рівної $E_{\text{exc}} = 497.342(3)$ кеВ. Вона знаходиться в непоганому узгодженні з оціночними даними з роботи [132]: $497.334(22)$ кеВ. Проте сильно відрізняється (на 3.4σ) від інших експериментальних результатів $E_{\text{exc}} = 497.316(7)$ кеВ [147].

Враховуючи різницю атомних мас $^{115}\text{In} - ^{115}\text{Sn}$ рівну $497.489(10)$ кеВ [137] та отриману величину енергії першого збудженого стану ^{115}Sn розрахована експериментальна Q величина β розпаду $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$ склала $Q_\beta = 147 \pm 10$ еВ [135].

6.3 Вимірювання аномальних коефіцієнтів внутрішньої конверсії

6.3.1 Дослідження К-забороненого E1-переходу з енергією 55 кеВ в ^{177}Hf

Вимірювання відносних інтенсивностей γ -квантів, які супроводжують розпад $^{177\text{m}}\text{Lu}$ ($T_{1/2} = 160$ д.) було проведено за допомогою γ -спектрометрів зібраних на базі наступних детекторів: GMX-30190, GEM-40195, SLP-04160 та GLP-10180. Технічні характеристики даних детекторів наведені у розділі 2 (див. табл. 2.1).

Джерело $^{177\text{m}}\text{Lu}$ було отримано в результаті (n,γ) -реакції на мішені лютецію, збагаченій до 27.1% ^{176}Lu (при цьому його вміст в природній суміші складає лише 2.6%) та опроміненій нейтронами на дослідницькому реакторі ВВР-М. Вимірювання γ -спектрів наведеної активності починалось за два місяці після закінчення опромінення і тому ^{177}Lu , який має набагато вищий переріз реакції напрацювання $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}$ ($T_{1/2} = 6.7$ д.) майже повністю розпався [105].

З метою мінімізації можливих систематичних похибок проводились вимірювання на різних типах детекторів, на різних геометріях, при різних величинах підсилення та шириних каналів амплітудно-цифрового підсилювача. Усього було виконано 23 серії вимірювань з амплітудно-цифровими перетворювачами на 8192 та 16384 канали.

Слід зазначити, що γ -лінія з енергією 55 кеВ не може бути відділена в спектрі від рентгенівських K_{α} -ліній гафнію. При аналізі цієї частини γ -спектру використовується той факт, що енергія γ -переходу 55 кеВ відома з високою точністю, як і енергія рентгенівських γ -квантів. Величини енергії 38 γ -переходів, які супроводжують розпад ^{177m}Lu , були виміряні з високою точністю (до декількох еВ) з використанням оригінального методу калібрування γ -спектрів, відкритого авторами роботи [246]. Нелінійність системи визначалася за допомогою генератора імпульсів з точним цифровим вольтметром [105]. Ця інформація дозволила визначити величини енергії як збуджених рівнів ротаційних зон, так і ізомерних станів в ^{177}Lu та ^{177}Hf [109]. Згідно розрахунків величина енергії 55 кеВного γ -переходу є рівною (55168.4 ± 1.6) еВ. Положення центроїди γ -лінії з енергією 55 кеВ було прив'язане до рентгенівської $K_{\alpha 1}$ -лінії гафнію і в процесі підгоночних процедур енергетичний проміжок між вищезазначеними лініями залишався сталим. Крім того контролювалися також інтенсивності рентгенівських ліній, величини енергії яких також відомі з високою точністю [247] (кращою ніж 2 %).

Результати процедур підгонки частини γ -спектру розпаду ^{177m}Lu в околі 55 кеВ показані на рисунку 6.7. Отримана величина χ^2 на ступінь

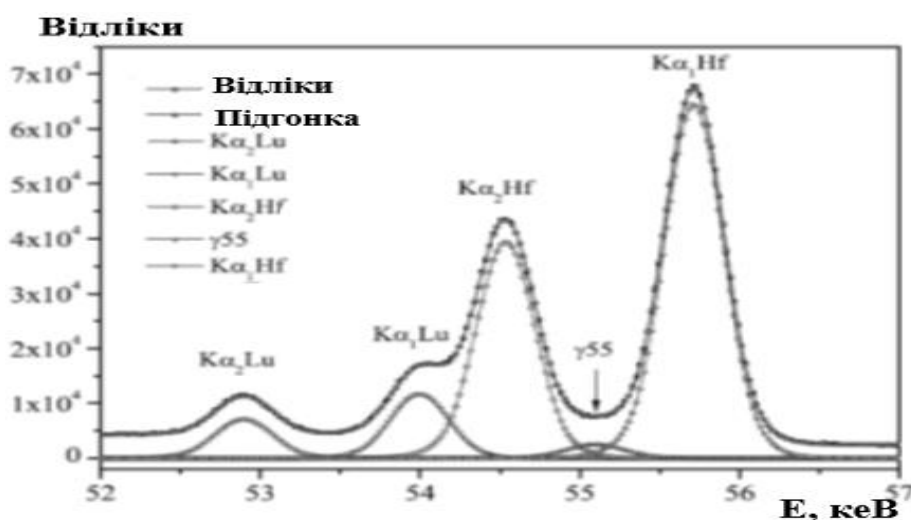


Рис. 6.7 Фрагмент гамма-спектру в діапазоні 52-57 кеВ розпаду ^{177m}Lu , набраний з використанням планарного детектора SLP-04160. З метою уникнення надмірного ускладнення фон не показаний. Він є лінійним в даній частині γ -спектру [105]

вільності є рівною 1.3. Якщо виконувати підгонку з фіксованою інтенсивністю γ -лінії з енергією 55 кеВ рівною нулю то величина хі-квадрату на ступінь вільності зростає до 14.8. Експериментальна величина відношення інтенсивностей $K_{\alpha 2}$ і $K_{\alpha 1}$ -ліній гафнія $(HfK_{\alpha 2}/HfK_{\alpha 1})_{\text{exp}} = 0.569 \pm 0.002$ непогано узгоджується з адаптованими експериментальними величинами з таблиць Салема та ін. [247] $(HfK_{\alpha 2}/HfK_{\alpha 1})_{\text{Salem}} = 0.569 \pm 0.002$. Даний факт прямо підтверджує те, що систематична похибка вимірювань є незначною і отримана оцінка інтенсивності γ -лінії 55 кеВ є коректною [105].

Використання різних типів детекторів дозволило розрахувати відносні інтенсивності γ -ліній точніше ніж в раніше проведених роботах. Були визначені інтенсивності 52 рентгенівських та γ -переходів, які супроводжують розпад $^{177\text{m}}\text{Lu}$. Частина результатів щодо вимірювання інтенсивностей в області енергії вищій 100 кеВ була опублікована раніше в роботі [248]. Повний набір результатів низькоенергетичного спектру буде розглянуто в наступному пункті. Результати даних вимірювань відносних інтенсивностей γ -квантів з розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$, які безпосередньо пов'язані з дослідженнями, описаними в цьому пункті роботи, показано в таблиці 6.2.

Таблиця 6.2

Відносні інтенсивності певних γ -квантів з розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$ [105]

Енергії γ -квантів, кеВ	Інтенсивності, відн. од.				
	Дана робота	[124]	[249]	[250]	[104]
55.1684(a)	13.5±1.0	10.0 ±1.0	-	-	14.9 ±0.9
105.3589	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0
242.07	0.458±0.024	-	-	0.30±0.10	0.43±0.09
283.609	3.23±0.26	-	4.3±0.6	2.89±0.40	5.12±0.23
465.8416	19.8±0.3	23.0±6.9	19.4±1.3	19.2±1.5	19.2±0.3

(a) Розрахована величина

В цій таблиці також вказані найкращі результати інших авторів. Величини енергії γ -переходів взяті з роботи [109].

Вперше інтенсивність γ -лінії з енергією 55 кеВ була виміряна за допомогою кристал-дифракційного спектрометра групою під керівництвом Александра [124] у 1964 році. До 2012 року це було єдине вимірювання. Слід зазначити, що Кондев у компіляційній статті [109] дає оцінену, а не експериментальну величину інтенсивності даного γ -переходу [105]. Вона була розрахована з балансу інтенсивностей рівня з енергією 1260 кеВ та спіном $21/2^-$ з розпаду ^{177}Hf . Автори роботи [104] опублікували в журналі *European Physical Journal A* отриману ними величину інтенсивності 55 кеВного γ -переходу з 6 % точністю. Вони, на жаль, не описали як отримали таку високу точність зі спектрометром зібраним на базі детектора з роздільною здатністю 665 еВ на γ -лінії 5.9 кеВ з розпаду ^{55}Fe . Тому в подальшому аналізі використовуються результати отримані в даній роботі та в роботі [124]. Як видно з табл. 6.2 результати проведених вимірювань інтенсивності $I_\gamma(55)$ в даній роботі співпадають в межах 1.5 стандартних похибок з результатами роботи [124].

Чудове співпадання з результатами робіт [249-250] також спостерігається і для інших γ -ліній, в той час як отримані в даній роботі інтенсивності мають найвищу точність. Інтенсивність γ -піку з енергією 283 кеВ з роботи [104] приблизно у 1.5 рази вища ніж в даній роботі та в роботі [250], але дана обставина не впливає на розрахунок коефіцієнта внутрішньої конверсії γ -переходу з енергією 55 кеВ [105].

Прецизійні вимірювання γ -спектру $^{177\text{m}}\text{Lu}$ виконувались авторами роботи [102], яка була надрукована у лютому 2012 року у журналі *Physical Review C* як коротке повідомлення. В ній повідомлялося про відкриття нових гілок розпаду ізомерного стану з $K^\pi = 23/2^-$ на відомі рівні з $I^\pi = 17/2^-$ та з $I^\pi = 15/2^-$, які є складовими ротаційної смуги з $9/2^-$ [514]р ^{177}Lu . На жаль в цій роботі немає інформації про інтенсивності γ -переходів, які супроводжують розпад рівня в ^{177}Hf з $K^\pi = 23/2^+$ та енергією 1315 кеВ [105]. Тому ці дані не наведено в таблиці 6.2.

Результати останніх робіт [104,102] не впливають на фрагмент схеми розпаду ^{177m}Lu , який стосується розпаду рівня в ^{177}Hf з енергією 1260 кеВ та $\Gamma^\pi = 21/2^-$. Згідно роботи [109] баланс інтенсивностей рівня в ^{177}Hf з енергією 1260 кеВ та $\Gamma^\pi = 21/2^-$ можна записати як [105]:

$$(1 + \alpha(55))I_\gamma(55) = (1 + \alpha(242))I_\gamma(242) + (1 + \alpha(466))I_\gamma(466), \quad (6.1)$$

Де $\alpha(55)$, $\alpha(242)$, $\alpha(466)$ та $I_\gamma(55)$, $I_\gamma(242)$, $I_\gamma(466)$ є повні коефіцієнти внутрішньої конверсії та інтенсивності γ -переходів з величинами енергії 55, 242 та 466 кеВ, відповідно.

Можливе додаткове підживлення рівня з енергією 1260 кеВ та $\Gamma^\pi = 21/2^-$ від внутрішньосмугового γ -переходу з енергією 41 кеВ, який розряджає рівень з енергією 1301 кеВ та $\Gamma^\pi = 21/2^+$ ротаційної смуги з $9/2^+[624]n$ в ^{177}Hf (див. рис. 6.8). Гамма-перехід з енергією 41 кеВ не спостерігався ні в одній роботі. Проте

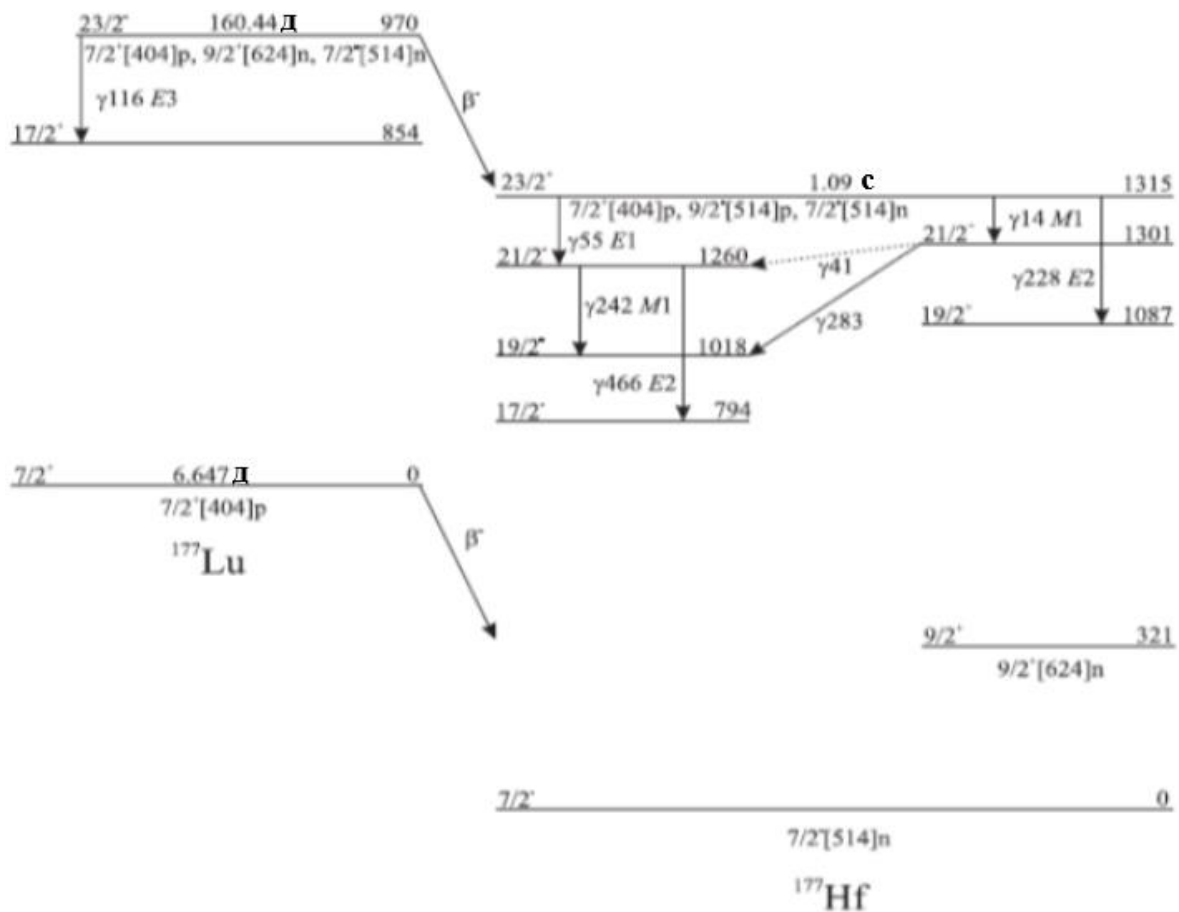


Рис. 6.8 Фрагмент схеми розпаду ^{177m}Lu [105]

його інтенсивність можна отримати з величини інтенсивності іншого гарно дослідженого внутрішньосмугового γ -переходу з енергією 283 кеВ. Цей перехід розряджає рівень з тією ж енергією 1301 кеВ на рівень з енергією 1018 кеВ та $\Gamma^\pi = 19/2^-$ ротаційної смуги основного стану ^{177}Hf (див. рис. 6.8).

Відомо [251], що для переходів з I_i стану ротаційної смуги K_i на різні рівні I_f^1 , I_f^2 , іншої ротаційної смуги K_f використовується наступна формула:

$$\frac{B(L, I_i \rightarrow I_f^1)}{B(L, I_i \rightarrow I_f^2)} = \frac{\langle I_i K_i; L K_f - K_i | I_f^1 K_f \rangle^2}{\langle I_i K_i; L K_f - K_i | I_f^2 K_f \rangle^2}. \quad (6.2)$$

Отже, приведені імовірності переходів відносяться один до одного як квадрати відповідних коефіцієнтів Клебша-Гордана. Використовуючи відомий зв'язок між парціальним періодом напіврозпаду та приведеною імовірністю радіаційного переходу отримуємо відношення інтенсивностей досліджуваних γ -переходів [105]

$$\frac{I_\gamma(41)}{I_\gamma(283)} = \frac{(41)^3}{(283)^3} \times \frac{\langle 21/2 \ 9/2 \ 1-1 | 21/2 \ 7/2 \rangle^2}{\langle 21/2 \ 9/2 \ 1-1 | 19/2 \ 7/2 \rangle^2} \cong 0.003, \quad (6.3)$$

Враховуючи інтенсивність γ -лінії з енергією 283 кеВ, взяту з таблиці 6.2 отримуємо інтенсивність 41 кеВного γ -переходу $I_\gamma(41) \cong 0.01$ відносних одиниці. Ця величина нижча у два рази похибки інтенсивності γ -переходу з енергією 55 кеВ і отже нею можна знехтувати.

Використовуючи інформацію про виміряні інтенсивності γ -переходів з величинами енергії 55, 242 та 466 кеВ з таблиці 6.2 та теоретичні значення КВК γ -переходів з енергіями 242 та 466 кеВ з роботи [113], був розрахований повний коефіцієнт внутрішньої конверсії Е1-переходу з енергією 55 кеВ $\alpha(55)_{\text{експ}} = 0.54 \pm 0.04$. Теоретична величина КВК цього переходу набагато нижча і рівна $\alpha(55)_{\text{теор}} = 0.337$. Тому слід зробити перевірку на можливу наявність домішки γ -переходу з М2-мультипольністю в Е1-переході чи внутрішньоядерної конверсії [105].

Величина домішки М2-мультипольності розраховується за допомогою наступного рівняння

$$\alpha(55)_{\text{експ}} = \alpha(E1) \frac{1}{1 + \delta^2(M2/E1)} + \alpha(M2) \frac{\delta^2(M2/E1)}{1 + \delta^2(M2/E1)} \quad (6.4)$$

Де $\delta(M2/E1)$ - відношення змішаних мультипольностей М2/Е1 γ -переходу з енергією 55 кеВ, який супроводжує розпад ядер ^{177}Hf ;

$\alpha(E1)$, $\alpha(M2)$ – теоретичні величини коефіцієнтів внутрішньої конверсії даних γ -переходів за умови чистих Е1- та М2-мультипольностей, відповідно [105].

Отримана величина $\delta^2(M2/E1) = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ призводить до величини ступеню заборони за Вайскопфом для М2-компоненти $F_w(\gamma55M2) = (2.0 \pm 0.4) \times 10^7$, в той час як ці фактори є набагато вищими для інших К-заборонених γ -переходів в ^{177}Lu та ^{177}Hf (дивись таблицю 6.3).

Таблиця 6.3

Коефіцієнти заборони за Вайскопфом для К-заборонених переходів в ^{177}Lu and ^{177}Hf [105]

E_γ , кеВ	Мультипольність, L	$\Delta K = K_i - K_f$	$\nu = \Delta K - L$	F_w	$f_\nu = (F_w)^{1/\nu}$
14	M1	7	6	$7.0 \cdot 10^{10}$	64.2
55	E1	8	7	$3.7 \cdot 10^{13}$	86.8
55	M2	8	6	$(2.0 \pm 0.4) \cdot 10^7$	16.5 ± 0.5
116	E3	8	5	$9.1 \cdot 10^8$	61.9
228	E2	7	5	$1.5 \cdot 10^8$	43.2

З таблиці 6.3 видно, що M2-компонента для γ -переходу з енергією 55 кеВ має в діапазоні 2.5-5.4 нижчі ступені заборони на одиницю f_ν ніж інші переходи. Це означає, що величина M2-домішки завищена у 100-10000 разів.

Аналіз випадків аномальної конверсії можна зробити з врахуванням проникнення, яке було відкрито Чьорчем та Венесером [110]. Використовуючи параметризацію Хагера та Зельцера [119] електричні коефіцієнти внутрішньої конверсії (КВК) можна записати як [105]:

$$\text{КВК} = \alpha(EL)(1 + A_1\lambda_1 + A_2\lambda_1^2 + A_3\lambda_2 + A_4\lambda_2^2 + A_5\lambda_1\lambda_2), \quad (6.5)$$

Де $\alpha(EL)$ – стандартні (без проникнення) КВК, систематизовані в роботі [113];

A_i – параметри, розраховані в роботі [119] з електронних хвильових функцій для досліджуваних мультипольностей;

λ_i – електричні параметри проникнення. Вони залежать від структури ядра та визначаються з експериментальних даних.

Якщо, як в досліджуваному випадку, не вистачає незалежних експериментальних даних для визначення обох параметрів проникнення λ_1 та λ_2 то розрахунки обмежуються одним ядерним струмовим параметром λ_1 . Він, переважно описує аномалію E1-переходу, а ядерний зарядовий параметр приймається рівним нулю. Оскільки в роботі [119] коефіцієнти проникнення параметризуються лише для K-, L- та M-підоболонки то наступний вираз використовувався для аналізу експериментальних даних [105]:

$$\alpha(55)_{\text{експ}} = \alpha_L(1 + A_1^L\lambda_1 + A_2^L\lambda_1^2) + \alpha_M(1 + A_1^M\lambda_1 + A_2^M\lambda_1^2) + \alpha_{N+O}, \quad (6.6)$$

Де α_L , α_M , α_{N+O} – теоретичні значення коефіцієнтів внутрішньої конверсії;

A_i^L , A_i^M – коефіцієнти, які враховують ефекти проникнення в КВК для K-, L- та M-підоболонках гафнію, відповідно.

Теоретичні величини коефіцієнтів конверсії і коефіцієнтів проникнення були взяті з таблиць Хагера та Зельцера [113,119]. Результати розрахунків показані в табл. 6.4. Відомі експериментальні величини λ_i для інших К-заборонених E1-переходів, взяті з роботи [122] і також приведені в таблиці 6.4.

Можна зобразити графічно залежність λ_i в від ступеню заборони за Вайскопфом ґрунтуючись на емпіричних даних таблиці 6.4 для кількісної оцінки. Ця залежність зображена на рисунку 6.9.

Таблиця 6.4

**Експериментальні величини ядерного параметру проникнення λ_1 для
К-заборонених E1-переходів [105]**

Ядро	E_γ , кеВ	$\nu = \Delta K - L$	F_w	λ_1	Посилання
^{169}Tm	240.3	2	$2.9 \cdot 10^9$	4.5 ± 0.6	[252]
^{171}Tm	295.9	2	$9.3 \cdot 10^8$	2.7 ± 0.6	[253]
				2.8	[254]
^{171}Tm	308.3	2	$5.3 \cdot 10^8$	1.2 ± 0.4	[253]
				1.2	[254]
^{171}Yb	19.39	2	$1.2 \cdot 10^9$	$-(1.5 \pm 0.5)$	[123]
^{177}Hf	55.15	6	$3.7 \cdot 10^{13}$	5.7 ± 0.8 чи $-(10.0 \pm 0.7)$	дана робота
^{180}Hf	57.6	7	$3.6 \cdot 10^{16}$	7.8 ± 1.0	[255]
				6.9	[256]
				7.0 ± 0.3	[257]
				$6.0 \pm 0.5^*$	[258]
				$6.4 \pm 0.3^*$	[258]
				$7.7 \pm 1.0^*$	[258]
				$7.6 \pm 0.5^*$	[258]
				7.0 ± 0.7	[259]
			$6.8 \pm 0.2^{**}$		

* – Використання δ^2 з різних посилань. ** – Зважене середнє

На рисунку 6.9 показано суцільною лінією співвідношення між ядерним параметром проникнення $|\lambda_1|$ та фактором заборони за Вайскопфом F_w для К

заборонених E1-переходів без врахування γ -переходу з енергією 55 кеВ в ^{177}Hf .

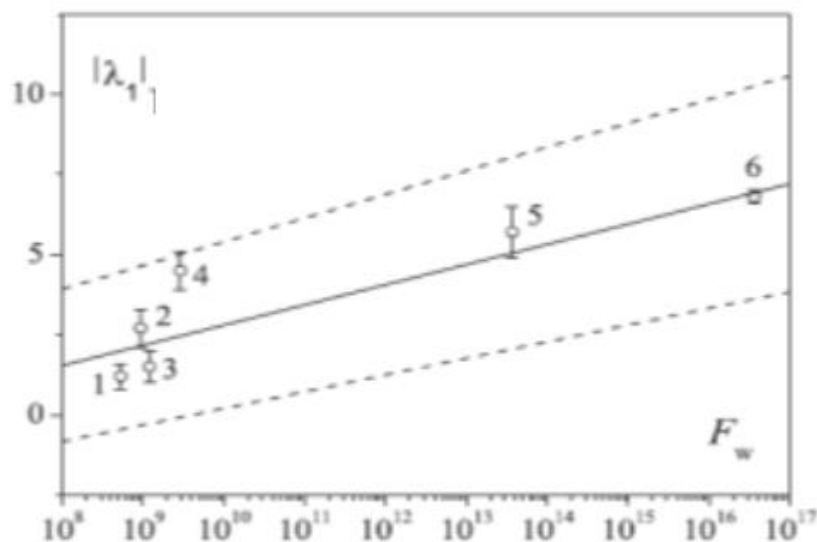


Рис. 6.9 Залежність $|\lambda_1|$ від F_w для К заборонених E1-переходів. 1) ^{171}Tm (308.3), 2) ^{171}Tm (295.9), 3) ^{171}Yb (19.39), 4) ^{169}Tm (240.3), 5) ^{177}Hf (55.17), 6) ^{180}Hf (57.6); Енергія в круглих дужках в кеВах. Величина $|\lambda_1| = 5.7 \pm 0.8$ прийнята для ^{177}Hf [105].

Зображена залежність описується за допомогою рівняння $\lambda_1 = a + b \log(F_w)$. Наступні величини параметрів були отримані за допомогою методу найменших квадратів: $a = -(3.5 \pm 1.5)$; $b = 0.63 \pm 0.11$. Штрихові лінії на рис. 6.9 обмежують інтервал з 68 % довірчою імовірністю. Як видно з рис. 6.9 отримана експериментальна величина λ_1 55 кеВного γ -переходу в ^{177}Hf непогано узгоджується з величиною, отриманою із систематики інших експериментальних даних [105].

Виходячи з вищевикладеного найбільш імовірною причиною аномалії в КВК для E1-переходу з енергією 55 кеВ є існування внутрішньоядерної конверсії.

6.3.2 Дослідження низькоенергетичної області γ -спектру ^{177m}Lu

З визначених у даній роботі інтенсивностей 52 рентгенівських та γ -переходів, які супроводжують розпад ^{177m}Lu , 13 приведено в таблиці 6.5.

Інтенсивності K_X -променів ^{177m}Lu , виміряні Гнатовичем [250] за допомогою планарного Ge(Li)-детектора об'ємом 1 см^3 та роздільною здатністю 0.8 кеВ на

γ -лінії 122 кеВ ^{57}Co , перевищують наші значення в (1.2–2.0) рази. Розраховані на основі наших даних відносні інтенсивності рентгенівських ліній лютецію ($\text{Lu K}_{\alpha 2}/\text{Lu K}_{\alpha 1}$ та $\text{Lu K}_{\beta 1}/\text{Lu K}_{\alpha 1}$) та гафнію ($\text{Hf K}_{\alpha 2}/\text{Hf K}_{\alpha 1}$ та $\text{Hf K}_{\beta 2}/\text{Hf K}_{\alpha 1}$) добре узгоджуються зі значеннями з таблиць [247], на відміну від даних роботи [250].

Лінії електронів внутрішньої конверсії γ -переходу 14 кеВ на L_1 - та M_1 - підоболонках ^{177}Hf спостерігали автори роботи [260] в конверсійному спектрі

Таблиця 6.5

Відносні інтенсивності певних γ -квантів з розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$. Область енергії 50-137 кеВ [106]

Енергії γ -квантів, кеВ	$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	Інтенсивності, відн. од.				
		Дана робота	[103]	[104]	[250]	[249]
Lu K $_{\alpha 2}$		34.0(17)	-	-	67(5)	-
Lu K $_{\alpha 1}$		61(4)	-	-	350(20) *	-
Hf K $_{\alpha 2}$		209(9)	-	-	-	-
Hf K $_{\alpha 1}$		367(15)	-	-	-	-
Lu K $_{\beta 1}$		19.1(13)	-	-	30.6(21)	-
Hf K $_{\beta 1}$		126(6)*	-	-	172(10) *	-
Hf K $_{\beta 2}$		35.4(19)	-	-	44(3)	-
69.2	19/2 $^- \rightarrow$ 19/2 $^-$ (Hf)	-	-	0.077(9)	-	-
71.6418(5)	9/2 $^+ \rightarrow$ 11/2 $^-$ (Hf)	6.6(3)	5.85(26)	7.0(5)	7.7(3)	7.4(7)
88.4	17/2 $^+ \rightarrow$ 17/2 $^-$ (Hf)	-	-	0.40(7)	-	-
112.9498(4)	9/2 $^- \rightarrow$ 7/2 $^-$ (Hf)	173.0(25)	170(7)	171.6(28)	179(5)	179(8)
115.8682(23)	23/2 $^- \rightarrow$ 17/2 $^+$ (Lu)	5.12(14)	5.39(25)	4.96(23)	5.5(3)	5.0(5)
117.1442(12)	15/2 $^+ \rightarrow$ 15/2 $^-$ (Hf)	-	-	1.43(13)	1.51(20)	-
121.6211(5)	9/2 $^+ \rightarrow$ 7/2 $^+$ (Lu)	48.2(8)	47.9(21)	52.5(10)	48.3(17)	48.7(29)
128.5027(4)	13/2 $^+ \rightarrow$ 11/2 $^+$ (Hf)	126.1(18)	125(5)	127.3(22)	127(4)	127(6)
136.7245(5)	11/2 $^- \rightarrow$ 9/2 $^-$ (Hf)	11.47(23)	11.0(5)	14.7(5)	11.4(6)	11.4(11)

*. Інтенсивність дублета

^{177m}Lu . Інтенсивності γ -піків з енергіями 69 та 88 кеВ були виміряні за допомогою антикомтонівського та Ge(Li)-спектрометрів з високою роздільною здатністю [261-262]: $I_\gamma(69 \text{ кеВ})=0.088\pm 0.030$; $I_\gamma(88 \text{ кеВ})=(0.32\pm 0.08)$ відн. од. Дані про інтенсивності переходів з енергіями γ_{69} , γ_{88} , γ_{203} та γ_{223} кеВ приведені також авторами роботи [124] (див. табл. 6.5 та 6.6). В межах похибок вимірювань результати гарно узгоджуються між собою, за виключенням лінії γ_{223} кеВ, інтенсивність якої в 2 рази вища [106].

Таблиця 6.6

Відносні інтенсивності певних γ -квантів з розпаду ^{177m}Lu . Область енергії 145-235 кеВ [106]

Енергії γ -квантів, кеВ	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	Інтенсивності, відн. од.				
		Дана робота	[103]	[104]	[250]	[249]
145.7693(7)	$13/2^+ \rightarrow 13/2^-(\text{Hf})$	7.65(13)	-	9.10(29)	7.4(4)	7.5(8)
147.1637(5)	$11/2^+ \rightarrow 9/2^+(\text{Lu})$	28.1(4)	27.8(12)	29.3(14)	28.4(15)	30.2(23)
153.2842(4)	$15/2^+ \rightarrow 13/2^+(\text{Hf})$	136.2(20)	127(5)	130.9(19)	136(4)	150(7)
159.7341(7)	$13/2^- \rightarrow 11/2^-(\text{Hf})$	4.21(9)	4.06(19)	4.5(5)	4.20(22)	5.0(6)
171.8574(6)	$13/2^+ \rightarrow 11/2^+(\text{Lu})$	38.1(6)	35.3(15)	38.0(7)	39.0(14)	41.0(22)
174.3988(4)	$17/2^+ \rightarrow 15/2^+(\text{Hf})$	100.8(14)	93(4)	94.7(17)	102.5(29)	105(5)
177.0007(4)	$11/2^+ \rightarrow 11/2^-(\text{Hf})$	28.6(4)	-	29.0(5)	28.0(11)	28.9(18)
181.9093(13)	$15/2^- \rightarrow 13/2^-(\text{Hf})$	0.77(7)	-	0.86(10)	1.01(10)	0.8(2)
195.5602(7)	$15/2^+ \rightarrow 13/2^+(\text{Lu})$	6.60(12)	7.4(4)	5.80(19)	6.9(3)	7.2(7)
203.0	$17/2^- \rightarrow 15/2^-(\text{Hf})$	-	-	0.97(10)	-	-
204.1050(4)	$19/2^+ \rightarrow 17/2^+(\text{Hf})$	109.2(16)	105(5)	102.5(17)	112(3)	119(6)
208.3662(4)	$9/2^+ \rightarrow 7/2^-(\text{Hf})$	482(7)	457(20)	453(7)	488(14)	510(22)
214.4341(5)	$21/2^+ \rightarrow 19/2^+(\text{Hf})$	51.8(7)	50.7(21)	47.6(10)	53.6(18)	55(3)
218.1038(6)	$17/2^+ \rightarrow 15/2^+(\text{Lu})$	26.8(5)	26.2(12)	26.5(6)	27.0(11)	25(3)
223.3	$19/2^- \rightarrow 17/2^-(\text{Hf})$	-	-	0.172(18)	-	-
228.4838(6)	$23/2^+ \rightarrow 19/2^+(\text{Hf})$	296(5)	271(12)	273(4)	301(9)	310(13)
233.8615(5)	$13/2^+ \rightarrow 9/2^+(\text{Hf})$	44.5(7)	36.7(16)	42.6(6)	45.3(17)	47.1(23)

Для інших γ -ліній існує гарне узгодження наших даних з роботами [103,250,249], і при цьому наші результати мають вищу точність. Інтенсивності ліній γ_{137} , γ_{146} , γ_{284} , γ_{292} , γ_{293} та γ_{427} кеВ (табл. 6.5-6.7), приведені в роботі [124], відрізняються від наших даних та даних інших авторів в (1.2–1.6) рази, хоча приведена похибка вимірювань не перевищує 5 %.

Таблиця 6.7

Відносні інтенсивності певних γ -квантів з розпаду ^{177m}Lu . Область енергії 249-427 кеВ [106]

Енергії γ -квантів, кеВ	$I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$	Інтенсивності, відн. од.				
		Дана робота	[103]	[104]	[250]	[249]
249.6742(6)	$11/2^- \rightarrow 7/2^- (\text{Hf})$	49.0(9)	46.6(20)	46.6(7)	50.0(20)	51.3(25)
268.7847(6)	$11/2^+ \rightarrow 7/2^+ (\text{Lu})$	27.4(7)	24.8(11)	27.1(7)	28.2(12)	28.3(15)
281.7868(5)	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+ (\text{Hf})$	112.6(23)	106(5)	108.2(17)	115(3)	117(5)
291.5429(12)	$17/2^+ \rightarrow 15/2^- (\text{Hf})$	8.1(3)	8.3(7)	6.3(3)	8.2(6)	14.9(13)*
292.5266(14)	$19/2^+ \rightarrow 17/2^- (\text{Hf})$	6.75(10)	-	5.44(28)	6.7(5)	-
296.4584(5)	$13/2^- \rightarrow 9/2^- (\text{Hf})$	39.8(8)	36.5(16)	35.8(11)	40.8(14)	44.5(27)
299.0534(7)	$15/2^+ \rightarrow 13/2^- (\text{Hf})$	13.11(29)	12.2(6)	11.0(6)	14.8(5)	14.3(10)
305.5033(5)	$13/2^+ \rightarrow 11/2^- (\text{Hf})$	14.11(29)	13.1(6)	14.6(4)	14.9(5)	14.5(12)
313.7250(5)	$11/2^+ \rightarrow 9/2^- (\text{Hf})$	9.9(3)	10.9(5)	10.42(17)	10.0(5)	11.5(8)
319.0210(6)	$13/2^+ \rightarrow 9/2^+ (\text{Lu})$	83.1(23)	78(3)	83.3(16)	86(3)	86(5)
321.3159(5)	$9/2^+ \rightarrow 7/2^- (\text{Hf})$	10.3(4)	9.5(5)	10.33(21)	9.9(6)	11.6(9)
327.6829(5)	$17/2^+ \rightarrow 13/2^+ (\text{Hf})$	145.9(28)	137(6)	147.6(23)	149(5)	146(6)
341.6432(10)	$15/2^- \rightarrow 11/2^- (\text{Hf})$	13.8(4)	13.4(6)	14.4(4)	13.7(6)	14.9(13)
367.4174(7)	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+ (\text{Lu})$	25.1(6)	24.3(11)	24.0(6)	26.1(9)	24.8(16)
378.5036(5)	$19/2^+ \rightarrow 15/2^+ (\text{Hf})$	241(5)	224(10)	227(4)	246(7)	232(11)
385.0304(9)	$17/2^- \rightarrow 13/2^- (\text{Hf})$	25.4(4)	23.1(10)	24.9(10)	26.0(9)	24.5(16)
413.6637(6)	$17/2^+ \rightarrow 13/2^+ (\text{Lu})$	138.8(21)	129(6)	140.6(26)	143(4)	138(7)
418.5388(5)	$21/2^+ \rightarrow 17/2^+ (\text{Hf})$	171.7(23)	160(7)	172.1(25)	176(5)	167(8)
426.4726(24)	$19/2^- \rightarrow 15/2^- (\text{Hf})$	3.64(16)	3.56(22)	5.7(3)	3.52(21)	3.4(4)

*. Інтенсивність дублету.

В області величин енергії вищій 100 кеВ авторами роботи [263] в реакції $^{176}\text{Yb}(^9\text{Be},\alpha 4n)^{177}\text{Hf}$ спостерігались також два слабких внутрішньосмугових переходи з енергіями 203 та 223 кеВ між рівнями ротаційної смуги основного стану ^{177}Hf . Їх інтенсивності в розпаді $^{177\text{m}}\text{Lu}$, розраховані за допомогою коефіцієнтів розгалуження, складають $I_\gamma(203 \text{ кеВ}) = 0.98 \pm 0.09$ та $I_\gamma(223 \text{ кеВ}) = (0.096 \pm 0.012)$ відн. од. Крім того, в області енергій нижчій 100 кеВ до розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$ відносяться переходи з величинами енергії 14, 69 та 88 кеВ. Перший з них розряджає ізомерний стан ($I^\pi = 23/2^+$, $T_{1/2} = 1.09 \text{ с}$) ^{177}Hf , а інші – міжсмугові переходи з рівнів смуги $9/2^+$ [624] на рівні смуги $7/2^-$ [514] основного стану ^{177}Hf [106].

В таблицях 6.5-6.7 не знашли відображення γ -переходи, пов'язані з гілкою розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$ на рівні ротаційної смуги одноквазічастинкового стану $\pi 9/2^-$ [514] ^{177}Lu . Згідно з даними роботи [102], їх інтенсивності не перевищують 0.02 відн. од [106].

Отримані в даній роботі значення інтенсивностей γ -променів були проаналізовані на узгодженість та відсутність систематичних похибок вимірювань. Для цього були розраховані баланси інтенсивностей для 12 рівнів ротаційних смуг ^{177}Lu та ^{177}Hf . Параметри змішування мультипольностей γ -переходів взяті з робіт [264,121], повні коефіцієнти внутрішньої конверсії розраховані за програмою VrIsc [265-266].

Для усіх без винятку збуджених станів повні інтенсивності γ -переходів, які їх підживлюють та γ -ліній, які їх розряджають непогано узгоджуються між собою в межах експериментальних похибок. Отже, систематичні похибки вимірювань незначні і інтенсивності γ -квантів, які супроводжують розпад $^{177\text{m}}\text{Lu}$ визначені коректно [106].

З балансу інтенсивностей рівня $21/2^+$ з енергією 1301 кеВ ^{177}Hf можна розрахувати інтенсивність γ -переходу з енергією 14 кеВ. Повна інтенсивність переходу складає (255.8 ± 2.6) відн. од. За умови $M1$ -мультипольності та коефіцієнта конверсії $\alpha = 209.38$ отримується величина $I_\gamma(14 \text{ кеВ}) = (1.22 \pm 0.02)$

відн. од. Вона гарно узгоджується з оцінками, зробленими на основі компіляції [109]: $I_\gamma(14 \text{ кеВ}) = (1.22 \pm 0.05)$ відн. од [106].

Розпад ізомерного стану з $K^\pi = 23/2^-$ в ^{177}Lu здійснюється як γ -переходами на рівні ротаційних смуг ^{177}Lu так і після β -розпаду на ізомерний стан з $K^\pi = 23/2^+$ в ^{177}Hf . Повне число розпадів $^{177\text{m}}\text{Lu}$ дорівнює сумі цих гілок. Інтенсивність кожної гілки може бути розрахована з балансу інтенсивностей відповідних рівнів в ^{177}Lu та ^{177}Hf . Результати розрахунків разом з даними інших авторів приведені в таблиці 6.8. Як видно з цієї таблиці, результати усіх робіт непогано узгоджуються між собою. Отримані в цій роботі дані при цьому мають кращу точність [106].

Таблиця 6.8

Інтенсивності гілок розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$ [106]

	Дана робота	[103]	[104]	[250]
$I_{\text{IT}}, \%$	22.1 ± 0.4	22.8 ± 0.7	23.0 ± 0.7	22.4 ± 1.4
$I_\beta, \%$	77.9 ± 0.4	77.2 ± 0.7	77.0 ± 0.7	77.6 ± 1.4

З балансу інтенсивностей відповідних рівнів в ^{177}Lu та ^{177}Hf були розраховані коефіцієнти внутрішньої конверсії для трьох К-заборонених γ -переходів електричної мультипольності, які збуджуються при розпаді $^{177\text{m}}\text{Lu}$. Експериментальні ($\alpha_{\text{експ}}$) та теоретичні ($\alpha_{\text{теор}}$) значення КВК, фактори заборони відносно оцінок Вайскопфа (F_w), а також інші характеристики цих γ -переходів наведені в таблиці 6.9.

Для γ -переходу 55 кеВ спостерігається суттєве перевищення експериментального значення коефіцієнта внутрішньої конверсії над теоретичним, розрахованим при допущенні Е1-мультипольності цього переходу. Як було показано в даній роботі вище, ці розбіжності не можна усунути введенням домішки М2-мультипольності. Їх можна пояснити проявом внутрішньоядерної конверсії з параметром проникнення $\lambda_1 = 5.7 \pm 0.8$ [106].

Коефіцієнти внутрішньої конверсії К-заборонених γ -переходів в ^{177}Lu та ^{177}Hf [106]

E_γ , кеВ	Мультипольність, L	$\Delta K = K_i - K_f$	F_w	α_{exp}	$\alpha_{\text{теор}}$, [265-266]
55.1684(16)	E1	8	3.7×10^{13}	0.54 ± 0.04	0.337
115.8682(23)	E3	8	9.1×10^8	33.7 ± 1.1	30.7
228.4838(6)	E2	7	1.5×10^8	0.174 ± 0.028	0.185

Для γ -переходу 115.8 кеВ також спостерігається перевищення експериментальних значень КВК над теоретичними в межах трьох середньоквадратичних похибок. Як вище відмічалось, такого ж порядку розходження були виявлені в цій роботі і у коефіцієнтах конверсії на L-підоболонках ^{177}Lu для цього переходу. Можливо, що і в цьому випадку має місце прояв ефекта проникнення.

Стосовно γ -переходу 228.4 кеВ, то похибка у визначенні повного КВК з балансу інтенсивностей для рівня $19/2^+$ з енергією 1087 кеВ у ^{177}Hf виявилась занадто великою і це не дозволяє зробити висновок про наявність чи відсутність аномалій в КВК цього γ -переходу [106].

6.3.3 Вивчення розпаду ^{120}Sb

Вимірювання інтенсивності γ -ліній (I_γ) одиночного спектру з розпаду ^{120}Sb дозволяє визначити повні КВК ($\alpha_{\text{пов}}$) загальмованих E1- та E2-переходів з енергією 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно (дивись рисунок 6.10). Як видно зі схеми збуджених рівнів, для цих переходів можна скласти рівняння балансу інтенсивностей [125]:

$$I_\gamma(89 \text{ кеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{пов}}(89 \text{ кеВ})] + I_\gamma(1.11 \text{ МеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{пов}}(1.11 \text{ МеВ})] = I_\gamma(1.17 \text{ МеВ}) \cdot$$

$$[1 + \alpha_{\text{пов}}(1.17 \text{ МеВ})],$$

$$I_\gamma(197 \text{ кеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{пов}}(197 \text{ кеВ})] = I_\gamma(1.17 \text{ МеВ}) \cdot [1 + \alpha_{\text{пов}}(1.17 \text{ МеВ})],$$

$$\alpha_{\text{пов}}(1.11 \text{ MeV}) = 1 \cdot 10^{-3}, \alpha_{\text{пов}}(1.17 \text{ MeV}) = 2.0 \cdot 10^{-3}.$$

Таким чином, з цих рівнянь видно, що, вимірювши з високою точністю відношення $I_{\gamma}(89 \text{ кеВ}) / I_{\gamma}(1.17 \text{ MeV})$ та $I_{\gamma}(197 \text{ кеВ}) / I_{\gamma}(1.17 \text{ MeV})$, можна визначити повні КВК загальмованих E1- та E2-переходів.

При таких вимірюваннях вирішальним фактором є калібрування

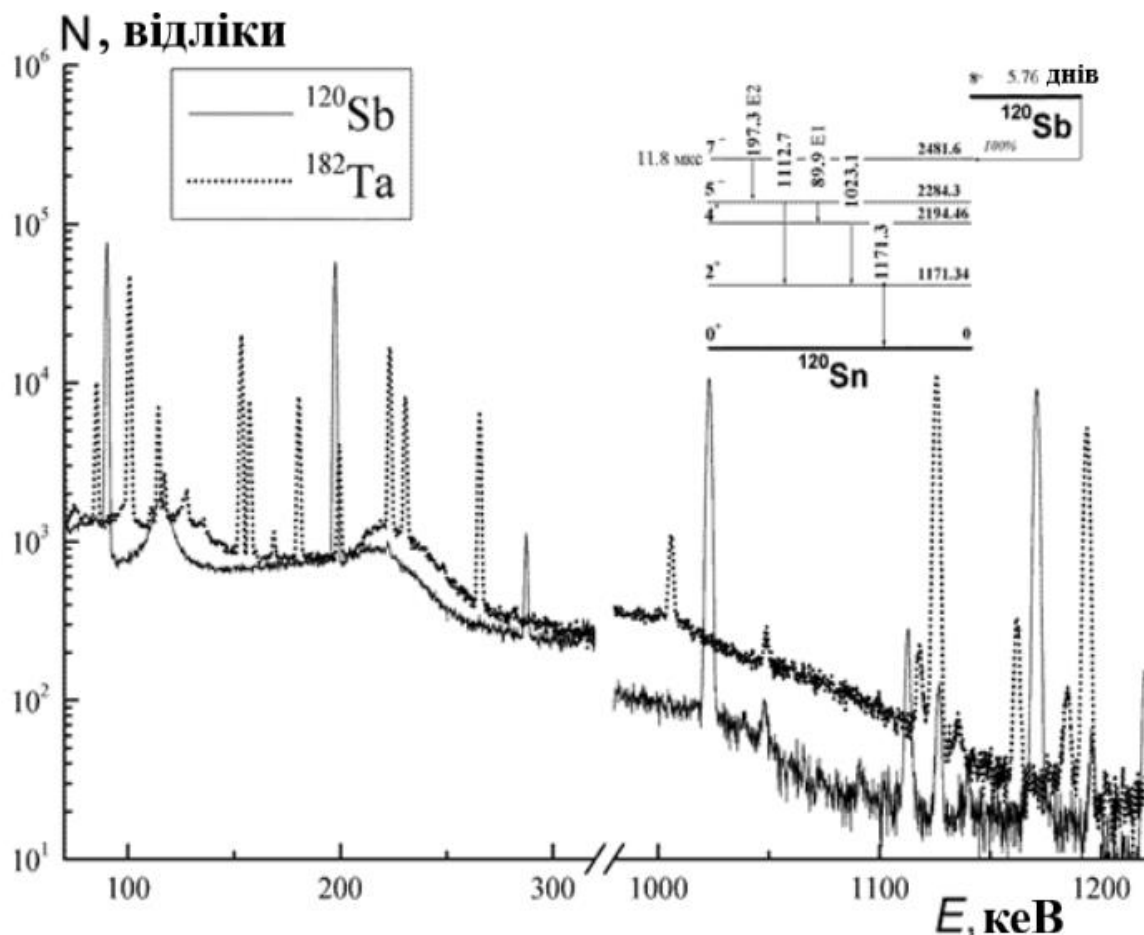


Рис. 6.10 Фрагменти одиночних γ -спектрів з розпаду ^{120}Sb и ^{182}Ta [125]

спектрометра в низькоенергетичній та високоенергетичній областях. При вирішенні цього завдання практично ідеальним є калібрувальний спектр, отриманий з розпаду ^{182}Ta . Гамма-спектр ^{182}Ta , як і ^{120}Sb , складається з двох подібних фрагментів, причому похибка в величинах інтенсивностей потрібних γ -переходів у ^{182}Ta складає (0.3-0.6)% [125].

Враховуючи вищевикладене були підготовлені джерела ^{120}Sb , отримані на прискорювачі У-120 в реакції (p,n) ($E_p = 6.8 \text{ MeV}$) на мішені з олова, збагаченого ^{120}Sn (98%), та ^{182}Ta , напрацьованого в реакції (n, γ) на реакторі ВВР ІЯД НАНУ. Товщина мішеней складала 25–30 $\text{мг} \cdot \text{см}^{-2}$. Джерела

розташовувались на відстані 20 см від детектора. Це дозволило знизити внесок піків сумування до (0.1-0.2)%.

На Рисунку 6.10 приведені фрагменти γ -спектрів. З них видно, що γ -лінії з енергією 89 кеВ, 197 кеВ та 1.17 МеВ знаходяться між переходами ^{182}Ta , які мають високу інтенсивність [125].

Статистична похибка обробки піків склала (0.1-0.2)%. Дані про інтенсивності γ -переходів ^{182}Ta , які використовувались при калібруванні спектрометра, взяті з [100], де похибка відносних інтенсивностей гамма-переходів складає (0.6-0.7)% в низькоенергетичній області та 0.3% у високоенергетичній області спектра. Отримані інтенсивності γ -ліній, які супроводжують розпад ^{120}Sb наведені в таблиці 6.10, а повні КВК переходів з енергією 89 кеВ та 197 кеВ та їх відносні відхилення від табличних значень – в таблиці 6.11.

Таблиця 6.10

Значення величин енергій та інтенсивностей γ -ліній з розпаду ^{120}Sb [125]

E_{γ} , кеВ	89.9	197.3	1112.7	1171.3
I_{γ} , %	78.1(5)	86.2(5)	1.09(5)	100

Таблиця 6.11

КВК та їх відносні відхилення від табличних значень [125]

E_{γ} , кеВ	I_{γ} , %	α_K	$\delta\alpha_K$, %	$\alpha_{\text{пов}}$	$\Delta\alpha_{\text{пов}}$, %
89	78.1(5)	0.232(9)	8.9(42)	0.268(8)	8.5(32)
197	86.2(5)	0.136(7)	13.8(58)	0.161(7)	9.9(48)

Визначення α_K здійснювалось через відносні вимірювання інтенсивностей γ - та K_{α} -переходів. З цією метою були виміряні спектри збігів (див. рис. 6.11).

Вимірювання $\gamma\gamma$ - $K_X\gamma$ -співпадань проводились на антикомptonівському спектрометрі. Для схеми розпаду, зображеній на рисунку 6.10 (див. вкладку) з вимірювань відносних інтенсивностей окремих γ -переходів та рентгенівських квантів, які їм відповідають можна визначити α_K як для E2-, так і для E1-переходів за допомогою виразу $\alpha_K = I_{KX}/\omega_K \cdot I_\gamma$, де I_{KX} і I_γ - відносні інтенсивності γ -переходу і рентгенівських квантів, ω_K - вихід флуоресценції [125].

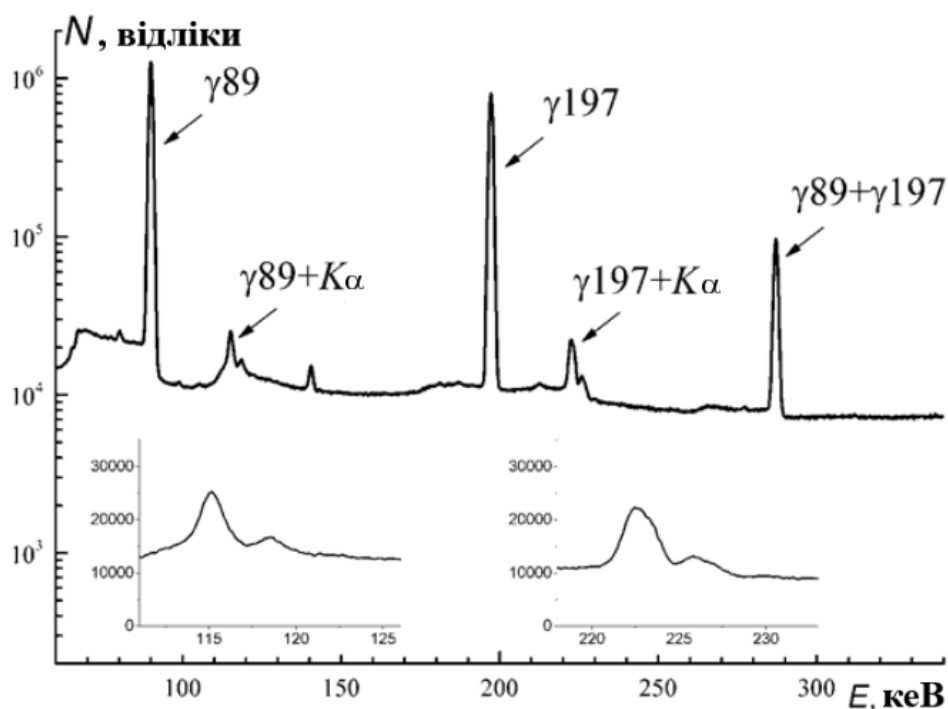


Рис. 6.11 Спектри збігів та піків сумування (нижня частина фрагментів спектрів) при розпаді ^{120}Sb [125]

Вимірювання збігів проводились з джерелом ^{120}Sb ($T_{1/2} = 5.8$ дн.), який напрацьовувався в реакції $^{121}\text{Sb}(\gamma, n)^{120}\text{Sb}$ на мікротроні М-30 ІЕФ НАН України при опроміненні мішені з сурьми масою 1 г та збагаченою ^{121}Sb до 98%. Вибір такого способу отримання радіоактивного джерела зумовлений тим, що в ньому мають бути відсутні домішки олова. В іншому випадку вторинними γ -квантами на олові буде ініціюватися рентгенівське випромінювання, внесок якого неможливо буде відділити від K_X -випромінювання за рахунок внутрішньої конверсії γ -променів [125].

Вимірювань виконувались в двох режимах: збігів та антизбігів. В режимі збігів на антикомptonівському захисті, а це NaI(Tl)-детектори, виділялись вікна γ_{89} , γ_{197} та $\gamma(1023+1171)$. Часова роздільна здатність складала 10 нс. Врахування того факту, що заселення рівнів ^{120}Sn відбувається через збуджений стан з часом життя 11.8 мкс (див. рис. 6.10), виключає внесок в K_X -випромінювання компоненти, пов'язаної з K -захватом [125].

В режимі антизбігів були визначені інтенсивності піків сумування $I(\gamma_{89} \text{ кеВ} + K_\alpha \text{ Sn})$, $I(\gamma_{197} \text{ кеВ} + K_\alpha \text{ Sn})$ та $I(\gamma_{89} \text{ кеВ} + \gamma_{197} \text{ кеВ})$ (дивись рисунок 6.11). Таким чином, фактично проводились вимірювання потрійних збігів. З цих даних за допомогою виразу $\alpha_K = [I(\gamma_i + K_\alpha) \cdot \varepsilon(\gamma_j)] / [I(\gamma_i + \gamma_j) \cdot \varepsilon(K_\alpha) \cdot \omega_K]$, де ε – ефективність реєстрації відповідних γ -ліній, були визначені α_K переходів з енергією 89 та 197 кеВ [125].

Одним з основних джерел похибок в подібних вимірюваннях є похибка калібрування спектрометра за ефективністю реєстрації γ -квантів в області 25 кеВ. Використання стандартних калібрувальних джерел (^{113}Sn , ^{152}Eu і ^{182}Tl) при опроміненні таких масивних мішеней не дозволяє визначити ефективність реєстрації в області 25 кеВ з високою точністю. Крім того, за рахунок опромінення атомів сурьми γ -квантами відбувається їх фотоіонізація, яка супроводжується K_X -випромінюванням Sb . Величина енергії такого випромінювання зміщена по відношенню до енергії $K_\alpha \text{ Sn}$ на 1кеВ, тому в вимірюваннях на антикомptonівському спектрометрі реєструється сумарна інтенсивність піку $K_\alpha \text{ Sn} + K_\alpha \text{ Sb}$. З метою розв'язання даних проблем використовувались табличні величини абсолютних інтенсивностей K_X -ліній в спектрі ^{120}Sb з [100]. Для виділення внеску $K_\alpha \text{ Sb}$ були проведені вимірювання одиночного спектра ^{120}Sb на HPGe-спектрометрі об'ємом 1 см^3 з тонким вхідним берилієвим вікном, який має роздільну здатність 200 еВ на енергії 6.3 кеВ. На рисунку 6.12 представлений цей спектр і видно, що внесок ліній $K_X \text{ Sb}$ відіграє значну роль [125].

З вимірюного одиночного γ -спектра з врахуванням внеску піків $K_X \text{ Sb}$ були

визначені відносні параметри ефективності реєстрації γ -променів антикомptonівського спектрометра для геометрії проведених досліджень. Похибка цих параметрів визначається в основному точністю даних про K_X -випромінювання (біля 2%) [125].

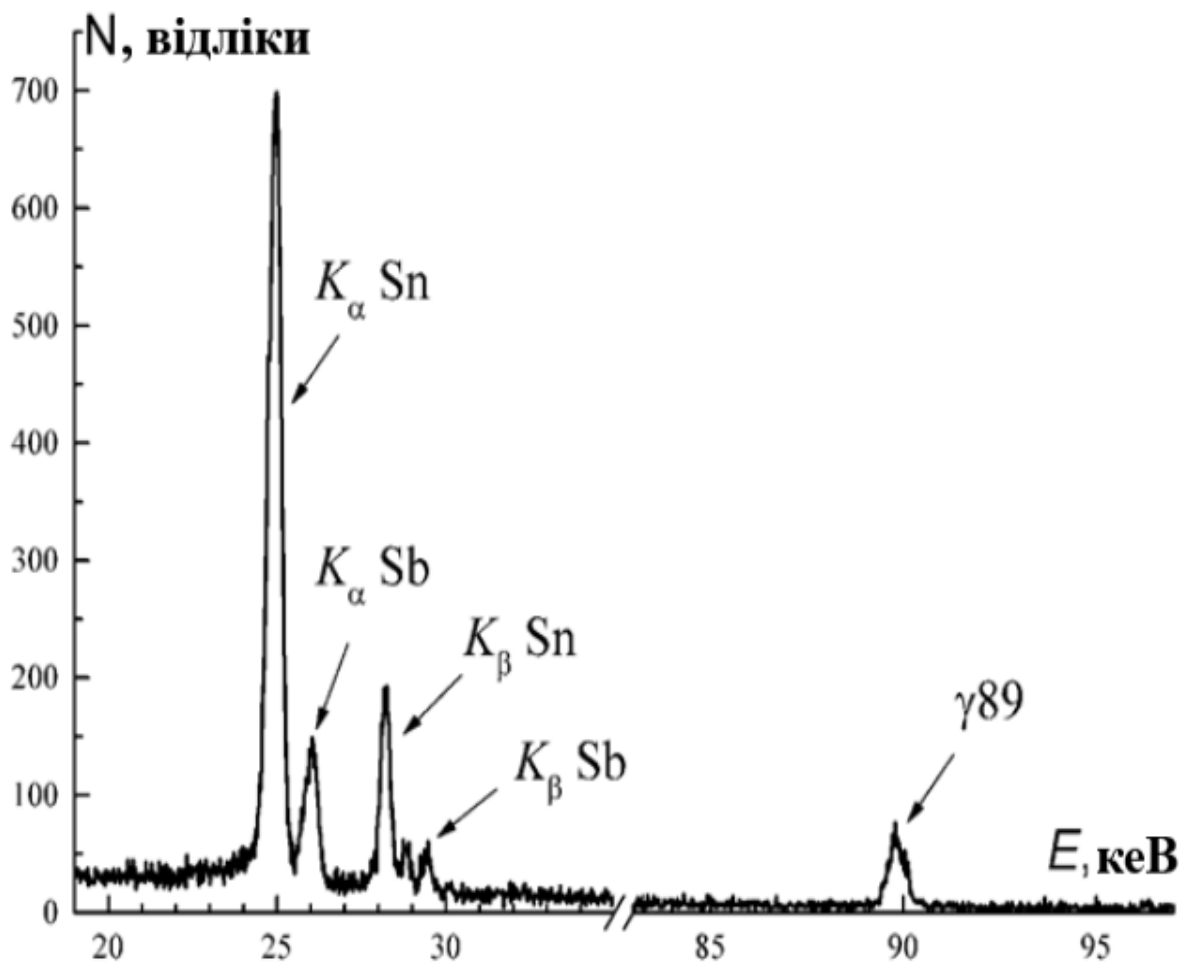


Рис. 6.12 Фрагмент спектра з розпаду ядер ^{120}Sb , утворених в (γ, n) -реакції [125]

В таблиці 6.11 приведені отримані дані про КВК та їх відносні відхилення від табличних значень $\delta\alpha = |\alpha_{\text{експ}} - \alpha_{\text{табл}}| / \alpha_{\text{табл}}$.

Як випливає з отриманих даних, в E1- та E2-переходах спостерігаються значні аномалії. Для оцінки ролі ефектів проникнення в електричних переходах необхідно мати два і більше експериментальних значень КВК, оскільки у вираз для КВК входять два ядерних параметра проникнення: $\alpha_i^e(\text{EL}) = \alpha_i^{\text{пов}} (1 + \lambda_1 A_1 + \lambda_1^2 A_2 + \lambda_2 A_3 + \lambda_2^2 A_4 + \lambda_1 \lambda_2 A_5)$, де A_i - електронні параметри, табульовані в

[119]. Параметр λ_1 , в основному, пов'язаний зі спіновими струмами та, відповідно, з перехідними тороїдними моментами, а λ_2 зумовлений конвекційними струмами [125].

Для аналізу використовувались також дані про К/L з таблиць [208]. На жаль, точність цих даних не перевищує 10%, і до того ж вони суттєво відрізняються в різних роботах. Проте слід відмітити, що внесок конвекційних струмів слабо впливає на імовірність конверсії. В таких випадках, за рекомендаціями роботи [118], висувається гіпотеза, що $\lambda_2 = 0$. Також необхідно відмітити, що зміна величини λ_2 в межах 0÷200 приводить до поправок в λ_1 для E1- і E2-переходів, величина яких не перевищує 10-20% [125]. З врахуванням того, що різниця отриманих значень КВК від табличних виміряна з похибкою біля 30%, подібна гіпотеза, на наш погляд є обгрунтованою. Отримані значення ядерних параметрів проникнення наведені в таблиці 6.12.

Таблиця 6.12

Отримані значення ядерних параметрів проникнення [125]

E_γ , кеВ	Мультипольність	F_w	λ_1	λ_2
89	E1	18000	3.6 ± 1.6	~ 100
197	E2	260	6 ± 2	$\sim (100 - 200)$

Результати даних досліджень про внесок ефектів проникнення у E2-перехід знаходяться в непоганому узгодженні з даними роботи [267], де $\lambda_1 = 5 \pm 1$. Тут можна відмітити, що вклад конвекційних струмів у E2-переходи для L- і M-оболонки значно відрізняється від внеску K-оболонки. В той же час не спостерігається в межах похибки проведених вимірювань відмінностей величин λ_1 з даних про КВК на K-оболонці та повних. На наш погляд, це також підтверджує правомірність використаного підходу для оцінки параметрів проникнення [125].

Для E1-переходу в даній роботі вперше виявлені аномалії в КВК. Табличні значення електронних параметрів A_i [119] для К-оболонки і повних КВК співпадають в межах 5%. Як видно з таблиці 6.11, відносні відхилення δa співпадають значно краще, ніж похибки проведених вимірювань. Тому визначення параметру проникнення λ_1 і для E1-переходу проводилось з припущенням, що зміна внеску конвекційних струмів знаходиться в діапазоні $\lambda_2 \sim 100$.

Для оцінки внеску спінових струмів K_γ в матричний елемент γ -випромінювання зручно використовувати параметри проникнення, які використовуються в моделі Войханського-Лістенгартена, приведені в роботі [118]. В цій моделі параметр проникнення $\lambda^{(2)}$ прямо пропорційний вкладу спінових струмів. Він пов'язаний з λ_1 та λ_2 виразом $\lambda^{(2)} = 12.2 A^{1/3} \lambda_1 + 2.5 \cdot 10^{-5} A^{2/3} \lambda_2$. З цього виразу добре видно, що величина $\lambda^{(2)}$ слабо залежить від λ_2 [125].

Величина $K_\gamma = 2.5 \cdot 10^{-7} E_\gamma \lambda^{(2)}$, де E_γ – енергія γ -переходу в кеВ. З проведених вимірювань випливає, що $K_\gamma = - (0.5 \pm 0.2)\%$. Слід відмітити, що дану величину отримати з інших експериментів неможливо.

В загальному, з теоретичних оцінок випливає, що це порогова область для таких факторів загальмованості [125].

Висновки до розділу 6

У шостому розділі описується дослідження з метою точного визначення енергії перших збуджених рівнів окремих ядер. Наводяться умови проведення експериментів та спектроскопічні характеристики досліджуваних ядер. Описуються формули за допомогою яких розраховуються експериментальні та теоретичні значення коефіцієнтів внутрішньої конверсії та ефектів проникнення.

Виміряна з високою точністю енергія першого збудженого стану ^{197}Au з використанням стандартної γ -спектрометрії на базі HPGe-детекторів. Її величина рівна 77.339 ± 0.003 кеВ і отже енергетичне неспівпадання для подій

ЗЯЕП в золоті рівне 39 ± 3 еВ а не 51 ± 2 еВ, як повідомлялося раніше. Отримані результати підтверджують дані останнього експерименту з ЗЯЕП, проведеного на золоті.

Було проведено вимірювання γ -лінії з енергією 497 кеВ, яка супроводжує розпад ядер ^{115}Sb , створених в результаті реакції $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$. Отримана величина енергії першого збудженого стану ядер ^{115}Sn склала: $E_{\text{збуд}} = 497.342(3)$ кеВ. Це найбільш точне вимірювання на даний час. Воно непогано узгоджується з оціненими даними 497.334(22) кеВ, але в межах 3.4σ відрізняється від останніх експериментальних результатів - 497.316(7) кеВ.

Отримана величина енергії β -розпаду ядер ^{115}In на перший збуджений рівень ядер ^{115}Sn склала: $Q_{\beta} = 147 \pm 10$ еВ. Ця величина призводить до кращого узгодження експериментальної величини періоду напіврозпаду цього β -розпаду з теоретичними оцінками.

Для γ -переходу 55 кеВ спостерігається суттєве перевищення експериментальних значень КВК над теоретичними, розрахованими при допущенні E1-мультипольності цього переходу. Ці розбіжності не можна усунути введенням домішки M2-мультипольності. Їх можна пояснити проявом внутрішньоядерної конверсії з параметром проникнення $\lambda_1 = 5.7 \pm 0.8$.

Проведені дослідження дозволили внести уточнення в схему розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$, підвищити точність визначення інтенсивностей K_{X} - та γ -променів в усьому діапазоні енергій. Аналіз балансу інтенсивностей для рівнів ^{177}Lu та ^{177}Hf підтвердив непогану узгодженість експериментальних даних та відсутність систематичних похибок вимірювань. Визначені інтенсивності гілок γ - та β^- -розпаду ізомерного стану, а також коефіцієнти внутрішньої конверсії для трьох K-заборонених γ -переходів.

З високою точністю виміряні відносні інтенсивності γ -переходів з розпаду ^{120}Sb . З отриманих даних визначені повні КВК та КВК на K-оболонці загальмованих E1- та E2-переходів з енергією 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно.

Вперше виявлений внесок ефектів проникнення в загальмованому E1-переході з $F_{\text{W}} = 18000$, уточнений внесок ефектів проникнення в

загальмованому E2-переході. Вперше визначений вклад спінових струмів для E1-переходу.

Результати експериментальних досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

Kirischuk V., Savrasov A., Strilchuk N., Zheltonozhsky V. Precise energy measurements of the first-excited state in ^{197}Au . *European Physical Letters*. 2012. Vol. 97. 32001. P. 1-4. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).

Lashko A. P., Lashko T. M., Savrasov A. M. and Zheltonozhsky V. O. Anomalous internal conversion of the K-forbidden 55 keV E1-transition in ^{177}Hf . *European Physical Journal A*. 2013. Vol. 49. 32001. P. 21-27. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).

Лашко А. П., Лашко Т. Н., Саврасов А. М., Желтоножский В. А. Исследование низкоэнергетической области гамма-спектра $^{177\text{m}}\text{Lu}$. *Известия РАН. Серия физическая*. 2014. Т. 78. №7. С. 795-801. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).

Вишне夫斯基 И. Н., Драпей С. С., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Хоменков В. П. Распад ^{120}Sb . *Известия РАН. Серия физическая*. 2014. Т. 78. №7. С. 790-794. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, теоретичному моделюванні даних експерименту, вимірюванні γ -спектрів та написанні статті).

Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Strilchuk N. V., Tretyak V. I. Precise measurement of energy of the first excited state of ^{115}Sn ($E_{\text{exc}} \sim 497.3$ keV). *Europhysical Letters*. 2018. Vol. 121. 12001. P. 1-5. (Особистий внесок – брав участь у проведенні експерименту, вимірюванні γ -спектрів та теоретичному моделюванні).

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі розв'язана наукова проблема, яка виникає при створенні теорій ядра, ядерних реакцій та ділення і полягає у відсутності інформації щодо механізмів перебігу реакцій з гальмівними гамма-квантами та легкими частинками в широкому діапазоні їх енергій при заселенні високоспінових ізомерних станів. Ці дані були отримані разом із новими даними про уламки фотоділення важких ядер, аномалії в коефіцієнтах внутрішньої конверсії для окремих ядер та визначені з високою точністю енергії перших збуджених станів двох ядер. Отримані в дисертаційній роботі дані будуть використані в активаційному аналізі, при побудові вищезгаданих теорій, при уточненні маси нейтрино.

Виконані у ході дисертаційної роботи дослідження дозволяють сформулювати такі основні висновки:

1. В реакціях з гальмівними γ -квантами при окремих значеннях їх граничної енергії вперше отримані експериментальні величини ізомерних відношень виходів та середньозважених виходів в ядрах $^{179m2}\text{Hf}$, ^{180m}Hf , ^{178m}Ta , ^{177}Ta , ^{177}Lu , ^7Be , $^{178m,g}\text{Lu}$ та ^{182m}Hf . Встановлено одnogорбий характер функції збудження реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, n)^{179}\text{Hf}^{m2}$ в області ГДР. Проведені теоретичні розрахунки ІВВ та СВ за допомогою програмних пакетів TALYS-1.6, 1.9 та EMPIRE-3.2 і здійснено порівняння з експериментальними значеннями. В реакціях (γ, γ') -, (γ, xn) - показано домінування статистичного механізму, а в реакціях (γ, pxn) - та (γ, α) - при $E_{\text{гр}} = 17.5$ та 20 МеВ - нестатистичних механізмів. Для (γ, p) -реакцій та реакцій на борі та берилії зі зростанням $E_{\text{гр}}$ внесок статистичних та передрівноважних механізмів зростає на 1-2 порядки і починає давати значний внесок у їх вихід. Отримано кількісне узгодження експериментальних та теоретичних виходів реакції $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180m}\text{Hf}$ в широкому діапазоні величин $E_{\text{гр}}$ за умови врахування ізоспінового розщеплення ГДР в межах напівпрямого механізму.

2. Підтверджено існування другого резонансу у функції збудження реакції $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180}\text{Hf}^m$ та вперше відкрито для реакції $^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179}\text{Hf}^{m2}$ в околі енергій гальмівних γ -квантів 20 МеВ. Вперше вимірний середньозважений вихід реакції $^{10}\text{B}(\gamma, t)^7\text{Be}$ при $E_{\text{тр}} = 20$ МеВ. Для цієї реакції результати моделювання демонструють домінування нестатистичних механізмів.

3. Отримані перерізи реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$, $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ в області ГДР. Їхні функції збудження мають одnogорбу форму характерну для сферичних ядер. В рамках програмного пакету TALYS-1.9 проведені теоретичні розрахунки перерізів реакцій $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119}\text{Te}$, $^{136}\text{Ce}(\gamma, n)^{135}\text{Ce}$ і $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141}\text{Nd}$. Гарне узгодження теоретичних і експериментальних даних свідчить про домінуючу роль статистичного механізму перебігу (γ, n) -реакції на досліджуваних ядрах.

4. Виміряні ізомерні відношення перерізів в ядрах $^{93}\text{Tc}^{m,g}$ в (d, n) і (p, γ) -реакціях, в ядрах $^{95}\text{Tc}^{m,g}$ в (d, n) -реакції, вперше в ядрах $^{95}\text{Nb}^{m,g}$ в (d, α) -реакції для дейтронів та протонів з максимальними величинами енергій 4.5 та 6.8 МеВ, відповідно. Обидва коди погано описують експериментальні значення ІВП, хоча в цілому пакет TALYS-1.4 дає ближчі до експериментальних результати, ніж EMPIRE-3.2. Загальною можливою причиною неузгодженостей є малочисельна інформація про шляхи розпаду високозбуджених дискретних рівнів, особливо для ^{95}Nb . Додатковою причиною розходження для усіх реакцій можуть бути внески нестатистичних ефектів.

5. Виміряні ізомерні відношення перерізів реакцій $^{133}\text{Cs}(n, \gamma)^{134m,g}\text{Cs}$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198m,g}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(n, p)^{197m,g}\text{Pt}$ при енергії нейтронів 2.9 МеВ та переріз реакції $^{178}\text{Hf}(n, \gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ на реакторних нейтронах. Проведено їх моделювання в кодi TALYS-1.9 з якого випливає, що реакція $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198m,g}\text{Au}$ носить повністю статистичний характер, реакція $^{178}\text{Hf}(n, \gamma)^{179}\text{Hf}^{m2}$ йде на швидких нейтронах реакторного спектру і при цьому домінує статистичний механізм (95%) з внеском біля 5% передрівноважного механізму. Для інших реакцій можливий значний вклад нестатистичних процесів.

6. Вперше проведені вимірювання перерізу реакції $^{93}\text{Nb}(p,n)^{93\text{m}}\text{Mo}$ при енергії протонів 3.85 MeV. Здійснено вимірювання ІВП реакцій $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ і $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198\text{m,g}}\text{Au}$ при енергії протонів 6.8 MeV та $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}^{\text{m,g}}$ при енергії протонів 3.9 MeV. Результати порівняння експериментальних та теоретичних даних вказують на можливу присутність низькорозташованого, високоспінового збудженого рівня з енергією 330 keV та спіном $(7^-, 8^-)$ в схемі дискретних рівнів ^{120}Sb та значний вплив нестатистичних механізмів для реакцій $^{196}\text{Pt}(p,n)^{196\text{m,g}}\text{Au}$ та $^{198}\text{Pt}(p,n)^{198\text{m,g}}\text{Au}$.

7. Вперше проведено вимірювання перерізів та ізомерних відношень перерізів реакцій $^{175}\text{Lu}(\alpha,\alpha n)^{174}\text{Lu}^{\text{m,g}}$, $^{176}\text{Lu}(\alpha,p)^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ та $^{175}\text{Lu}(\alpha,2n)^{177}\text{Ta}$ при опроміненні мішеней природного і збагаченого лютецію для окремих значень енергії альфа-частинок в діапазоні 15.3-26 MeV. Проведено їх моделювання, з якого випливає, що при $E_\alpha = 17.3\text{-}21$ MeV для $(\alpha,\alpha n)$ -реакції теоретичні перерізи на 1-4 порядки нижчі експериментальних величин а при енергії 15.3 MeV ні основний ні ізомерний стани ^{174}Lu не заселяються, що говорить про можливий внесок структури збуджених рівнів в їх заселення. При $E_\alpha = 25.2$ та 26 MeV статистичні механізми домінують, оскільки теоретичні перерізи перевищують приблизно вдвічі експериментальні величини як для $(\alpha,\alpha n)$ -, так і для $(\alpha,2n)$ -реакцій, відповідно. В той же час для (α,p) -реакції внесок передрівноважного механізму на рівні 11%, а статистичного в околі 89% дозволяє узгодити експериментальні та теоретичні дані.

8. Вперше проведено вимірювання перерізів напрацювання $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ при опроміненні мішеней природного танталу альфа-частинками в енергетичному діапазоні 36-92 MeV. Проведено моделювання цих перерізів у кодї TALYS-1.4 з якого випливає, що основний внесок в напрацювання $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ дають реакції $(\alpha,\alpha p 2n)$, $(\alpha,3p 4n)$ та $(\alpha,^3\text{He} p 3n)$. В діапазоні енергій α -частинок 58-92 MeV теоретичні результати гарно співпали з модельованими і базуючись на цьому було зроблено оцінку перерізу напрацювання основного стану ^{178}Hf . З цієї оцінки отримано величини ІВП $\sigma(^{178\text{m}2}\text{Hf})/\sigma(^{178\text{g}}\text{Hf})$. Вони знаходяться у

непоганому узгодженні з тенденцією зміни ІВП у інших реакціях з альфа-частинками нижчих енергій на інших мішенях.

9. Вперше визначені середні кутові моменти уламків ділення ^{90}Rb , ^{130}Sb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe , утворені в результаті фотоділення ^{237}Np та ^{241}Am гальмівними γ -квантами з величинами граничної енергії 9.8 та 17 MeV за допомогою вимірювання ізомерних відношень виходів. Експериментальні значення ІВВ розраховувались з врахуванням внеску від бета-розпаду ізобарних ядер у виходи досліджуваних нуклідів. Спостерігається відсутність зростання величини \bar{J} з ростом A для непарних по Z ядер на відміну від парних ядер ^{235}U та ^{239}Pu та особлива поведінка середнього кутового моменту для ^{135}Xe .

10. Отримано нові дані з ізомерних відношень виходів ядер ^{97}Nb , що утворюється в результаті фотоподілу ядер ^{235}U та ^{238}U гальмівним випромінюванням з граничними енергіями 10.5, 12.0 та 18.0 MeV. Продемонстровано відмінність значень ізомерних відношень при $E_{\text{гр}} = 10.5$ та $E_{\text{гр}} = 12$ MeV від $E_{\text{гр}} = 18$ MeV, що може свідчити про суттєву залежність ізомерних відношень виходів від типу вхідного каналу. Визначено теоретичні значення СКМ уламків поділу із використанням кодів TALYS-1.6 та EMPIRE-3.2 та дельтаподібного спінового розподілу первинних фрагментів.

11. При фотоподілі ^{238}U гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 6.25, 12, 12.5, 14.5$ та 18 MeV вперше проведено експериментальне вимірювання ізомерних відношень виходів ядер ^{133}Xe та ^{135}Xe та ядер ^{95}Nb при $E_{\text{гр}} = 12$ і 12.5 MeV. Визначені середні кутові моменти досліджуваних фрагментів поділу в рамках статистичної моделі розпаду. Результати вимірів вказують на можливість впливу оболонкових ефектів та відкриття (γ, nf) - і $(\gamma, 2\text{nf})$ -каналів поділу на значення ІВВ та СКМ первинних фрагментів ділення.

12. Вперше виміряні ІВВ фрагментів фотоділення ядер ^{235}U , ^{237}Np і ^{239}Pu гальмівними γ -квантами з $E_{\text{гр}} = 18$ MeV. Отримані нові дані для виходів ізомерних пар ядер ^{84}Br , ^{90}Rb , ^{131}Te , ^{132}Sb , ^{132}I , ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe . Визначені їх СКМ в рамках статистичної моделі з використанням коду EMPIRE-3.2. Проведені вимірювання ІВВ та визначені СКМ ядер ^{90}Rb , ^{133}Te , ^{134}I і ^{135}Xe при

фотоділенні ^{233}U гальмівними γ -квантами з граничною енергією 10.5 та 17 МеВ. Виявлено вплив непарних та парно-парних ефектів в системах, що діляться.

13. Ізомерні відношення виходів розраховані для ядер ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe – фрагментів фотоділення ^{235}U для (γ, f) -, (γ, nf) -реакцій при граничній енергії гальмівних γ -квантів 17 МеВ. За допомогою статистичної моделі розраховані середні кутові моменти вищезгаданих уламків. Показано, що величини СКМ слабо залежать від моделей радіаційних силових функцій і густин рівнів.

14. Виміряна з високою точністю енергія першого збудженого стану ^{197}Au . Її величина рівна 77.339 ± 0.003 кеВ і енергетичне неспівпадання для подій збудження ядра при електронному переході в золоті рівне 39 ± 3 еВ.

15. Проведене з найвищою точністю вимірювання енергії γ -лінії 497 кеВ, яка супроводжує розпад ядер ^{115}Sb . Отримана величина енергії першого збудженого стану ядер ^{115}Sn склала: $E_{\text{збуд}} = 497.342(3)$ кеВ. Звідси розрахована величина енергії β -розпаду ядер ^{115}In на перший збуджений рівень ядер ^{115}Sn склала: $Q_{\beta} = 147 \pm 10$ еВ. Ця величина призводить до кращого узгодження експериментальної величини $T_{1/2}$ цього β -розпаду з теоретичними оцінками.

16. Уточнено схему розпаду $^{177\text{m}}\text{Lu}$, підвищена точність визначення інтенсивностей K_{X} - та γ -променів в усьому діапазоні енергій. Визначені інтенсивності гілок γ - та β^- -розпаду ізомерного стану, а також коефіцієнти внутрішньої конверсії для трьох К-заборонених γ -переходів. Вперше показано, що для γ -переходу 55 кеВ з розпаду $^{177}\text{Lu}^{\text{m}}$ розбіжності між експериментальними та теоретичними КВК можна пояснити проявом внутрішньоядерної конверсії з параметром проникнення $\lambda_1 = 5.7 \pm 0.8$.

17. З високою точністю виміряні відносні інтенсивності γ -переходів з розпаду ^{120}Sb . З отриманих даних визначені повні КВК та КВК на К-оболонці загальмованих Е1- та Е2-переходів з енергією 89.9 кеВ та 197.3 кеВ, відповідно. Вперше виявлений внесок ефектів проникнення в цьому Е1-переході, уточнений внесок ефектів проникнення у дослідженому Е2-переході. Вперше визначений вклад спінових струмів для Е1-переходу.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1 Саврасов А. М. Збудження ізомерних станів ядер в реакціях з легкими частинками і гамма-квантами: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз. мат. наук : 01.04.16. Київ, 2011. 20 с.
2. Гангрский Ю. П., Тончев А. П., Балабанов Н. П. Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях. *Физ. Эл. Част. и атом. ядра*. 1996. Т. 27. Вып. 4. С. 1043-1098.
3. Мазур В. М. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса. *Физ. Эл. Част. и атом. ядра*. 2000. Т. 31. Вып. 2. С. 385-430.
4. Давыдов М. Г. и др. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций для гамма-активационного анализа. *Атом. энергия*. 1985. Т. 58. Вып. 1. С. 47-50.
5. Ditrich S. S., Berman B. L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons. *Atom. Data and Nucl. Data Tables*. 1988. V. 38. No. 2. P. 199-338.
- 6 Arnould M. and Goriely S. The p-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics states. *Phys. Rep.* 2003. V. 384. Iss. 1-2. P. 1-84.
- 7 Lambert R. D. L. The p-nuclei: abundances and origins. *Astron. Astrophys. Rev.* 1992. V. 3. P. 201-256.
- 8 Weller H. R., Ahmed M. W. The HIγS Facility: A Free-Electron Laser Generated Gamma-Ray Beam for Research in Nuclear Physics. *Modern Phys. Lett.* 2003. V. A23. P. 1569-1590.
- 9 Horikawa K. Measurement for the energy and flux of laser Compton scattering γ -ray photons generated in an electron storage ring: NewSUBARU. *Nucl. Instr. Meth. A*. 2010. V. 618. P. 209-215.
- 10 Utsunomiya H. et al. Photoneutron cross sections for Ni isotopes. Toward understanding (n, γ) cross sections relevant to weak s-process nucleosynthesis. *Phys. Rev. C*. 2018. V. 98. 054619.

-
- 11 Kirischuk V. I. and Strilchuk N. V. New observations for the triggering of $^{178m2}\text{Hf}$ isomer embedded in Ta matrix by 25 keV electrons. “*Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy*”: Books of Proc. 4th Int. Conf. Kyiv. 3-7 Sept. 2012 y. Kyiv. ЦСТПИ. 2013. P. 396-399.
- 12 Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A. Savrasov A. N. and Mazur V. M. Study of $^{179}\text{Hf}^{m2}$ Excitation. *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. Vol. 79. No. 9-10. P. 1381–1385.
- 13 Karamian S. A. Nuclear Reactions with High-Spin Targets. *Acta Phys. Polon. B*. 1995. V. 26. No. 2-3. P. 375-381.
- 14 Oganessian Yu. Ts., Karamian S. A. ВЫХОД ИЗОМЕРОВ $^{177}\text{Lu}^m$, $^{178}\text{Hf}^{m2}$ И $^{179}\text{Hf}^{m2}$ В РЕАКЦИИ $^4\text{He} + ^{176}\text{Yb}$ “Nuclear spectroscopy and nuclear structure”: Abstracts of the Reports of the Inter. Conf. Sanct-Petersburg. 27-30 June 1995 y. P. 222. [in Russian].
- 15 Karamian S. A. et. al. Production of isomers in compound and transfer reactions with ^4He ions. *Nucl. Instr. Methods A*. 2011. V. 646, Iss. 1. P. 87-94.
- 16 Tarkanyi F. et. al. Activation cross sections of α -particle induced nuclear reactions on hafnium and deuteron induced nuclear reaction on tantalum: production of $^{178}\text{W}/^{178m}\text{Ta}$ generator. arXiv:1412.0411v1 [nucl-ex] 1 Dec 2014, (2014).
- 17 Karamian S. A. et. al. Accumulation of the $^{178m2}\text{Hf}$ isomeric nuclei through spallation with intermediate-energy protons of tantalum and rhenium targets. *Nucl. Instr. Methods A*. 2002. V. 489. Iss. 1-3. P. 448-468.
- 18 Titarenko Yu. E. et. al. Measurement and Simulation of the Cross Sections for Nuclide Production in $^{\text{nat}}\text{W}$ and ^{181}Ta Targets Irradiated with 0.04- to 2.6-GeV Protons. *Physics of Atomic Nuclei*. 2011. V. 74. P. 551-572.
- 19 Zhuikov B. L. et. al. Production of high-spin isomers in proton induced reactions at 100–500 MeV on ^{181}Ta . *Phys. Rev. C*. 2003. V. 68. P. 054611.
- 20 Karamian S. A. et. al. Yield of radionuclides and isomers produced in the fragmentation of $^{\text{nat}}\text{W}$ and ^{186}W (97%) targets with protons at 630, 420 and 270 MeV. *Nucl. Instr. Methods A*. 2004. V. 527. Iss. 3. P. 609-623.

-
- 21 Titarenko Yu. E. Experimental and Theoretical Study of the Yields of Residual Product Nuclei Produced in Thin Targets Irradiated by 100-2600 MeV Protons. 2002. Report INDC(CCP)- 434. IAEA. 302 p.
- 22 Karamian S. A. et. al. Spallation and fission products in the $(p+^{179}\text{Hf})$ and $(p+^{\text{nat}}\text{Hf})$ reactions. *Nucl. Instr. Methods A*. 2009. V. 600. Iss. 2. P. 488-497.
- 23 Hermanne A. et. al. Excitation functions for some W, Ta and Hf radionuclides obtained by deuteron irradiation of ^{181}Ta up to 40 MeV. *Nucl. Instr. Methods B*. 2009. V. 267. Iss. 19. P. 3293-3301.
- 24 Karamian S. A. et. al. Production of long-lived hafnium isomers in reactor irradiations. *High Energy Density Phys.* 2006. V. 2. Iss. 1-2. P. 48-56.
- 25 Krane K. S., Huizenga J. R. Neutron capture cross sections of ^{178}Hf leading to $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$. *Phys. Rev.* 2019. Vol. C99. 054311. P. 1-8.
- 26 Marshall G. C. Study of activation of metal samples from LDEF-1 and Spacelab-2. 1991. Report NA88-36649. P. 1-62.
- 27 Мазур В. М. та ін. Дослідження перерізів (γ, n) -реакцій на р-ядрах ^{120}Te , ^{136}Ce в області енергії гігантського Е1-резонансу. *Яд. фіз. та енергетика*. 2019. Т. 20. № 3. С. 228-234.
- 28 Nair C. et al. Dipole strength in ^{144}Sm studied via (γ, n) , (γ, p) and (γ, α) reactions. *Phys. Rev. C*. 2010. V. 81. P. 055806.
- 29 Hauser W., Feshbach H. The inelastic scattering of Neutrons. 1952. *Phys. Rev.* V. 87. N. 2. P. 366-373.
- 30 Lepretre A. et al. A study of the Giant Dipole Resonance in doubly even tellurium and cerium isotopes. *Nucl. Phys. A*. 1976. V. 258. Iss. 2. P. 350-364.
- 31 Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V., Chernyaev A. P. Excitation of $^{177,178}\text{Lu}$ in reactions with bremsstrahlung with escaping of charged particles. *Nucl. Instr. Methods B*. 2020. Vol. 476. P. 68-72.
- 32 Dash A. et. al. Production of ^{177}Lu for Targeted Radionuclide Therapy: Available Options. *Nucl. Med. Mol. Imaging*. 2014. Vol. 49. Iss. 2. P. 85-107.

- 33 Ledoux X. et. al. Measurements of isomeric cross-section ratios for neutron capture in the resonances region. *Eur. Phys. J.* 2006. Vol. A27. P. 59-65.
- 34 Adam J. et. al. Investigation of Formation of Residual Nuclei from ^{nat}U by Reactions with 660 MeV Protons. *Books of Proc. AIP Conf.* 2005. Vol. 769. P. 1043-1047.
- 35 Karamian S. A. Z Dependence of the (γ, α) Reaction Yield. *Phys. of Atom. Nucl.* 2014. Vol. 77. N 11. P. 1496–1502.
- 36 Zheltonozhsky V. A. et. al. Studying the Activation of ^{177}Lu in (γ, pxn) Reactions. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 84. P. 923–928.
- 37 De Jong M. et all. Combination radionuclide therapy using ^{177}Lu - and ^{90}Y -labeled somatostatin analogs. *J. Nucl. Med.* 2005. Vol. 46. Suppl 1. P. 7-13.
- 38 Желтоножський В. О., Мизніков Д. Є., Саврасов А. М., Слісенко В. І. Дослідження заселення ^7Be в реакціях з гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні величин енергії. *Яд. фіз. та енергетика.* 2020. Т. 21. № 4. С. 302-307.
- 39 Ahsan M. H., Siddiqui S. A. and Thies H. H. The photoneutron cross section of ^{10}B . *Nucl. Phys.* 1987. V. A469. Iss. 3. P. 381-392.
- 40 Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR). <https://www-nds.iaea.org/exfor/servlet/X4sSearch5> (дата звернення: 06.10. 2019 р.)
- 41 Желтоножская М. В., Желтоножский В. А., Мызников Д. Е. и Черняев А. П. Фотоактивационная методика определения активности ^{10}Be в конструкционных материалах АЭС. *Яд. Физ. Инж.* 2018. Т. 9. № 3. С. 176-179.
- 42 Zheltonozhsky V. A. et. al. Investigation of Excitation of K Isomers $^{179\text{m}2}\text{Hf}$ and $^{180\text{m}}\text{Hf}$ in (γ, γ') Reactions. *Phys. Atom. Nuclei.* 2020. V. 83. P. 539-544.
- 43 Experimental Nuclear Physics. / Ed. by Segre E. New York. Wiley, 1953. Vol. 1. 789 p.
- 44 Levinger J. S. and Bethe H. A. Dipole Transitions in the Nuclear Photoeffect. *Phys. Rev.* 1950. V. 78. N. 2. P. 115-129.

-
- 45 Биган З. М., Мазур В. М. и Соколюк И. В. Сечения образования изомеров ^{87m}Sr и ^{137m}Ba в реакциях (γ, γ') и (γ, n) . Киев: Институт ядерных исследований. 1986. 16 с. (Препринт АН УССР, Институт ядерных исследований; KINI-86-54).
- 46 Demekhina N. A., Danagulyan A. S., and Karapetyan G. S. Formation of Isomeric States in (γ, γ') Reactions at Energies around the Giant Dipole Resonance. *Phys. At. Nucl.* 2001. V. 64. №. 10. P. 1796-1798.
- 47 Zheltonozhsky V. A. et. al. Studying the Population of $^{178m, 177}\text{Ta}$ in (γ, xn) Reactions. *Phys. of elem. part. and atom. nuclei.* 2021. Vol. 18. № 3. P. 315-318.
- 48 Bergere R., Beil H. and Veysiere A. Photoneutron cross sections of La, Tb, Ho and Ta. *Nucl. Phys.* 1968. Vol. A121. P. 463-480.
- 49 Sándor Takács et. al. Activation cross sections of alpha particle-induced reactions on natural hafnium up to 50 MeV. *Nucl. Instr. and Methods.* 2019. Vol. B459. P. 50-58.
- 50 Желтоножский В.А. и др. Исследование возбуждения К-изомеров $^{180, 182}\text{Hf}$ и ^{177}Lu в (γ, α) -реакциях. *Физ. элем. част. и атом. ядра.* 2021. Т. 18. № 3(235). С. 255-260.
- 51 Savrasov A. M. Isomeric cross-section ratios for $^{93, 95}\text{Tc}$ and ^{95}Nb nuclei. *Ukr. J. Phys.* 2016. Vol. 61. No. 4. P. 283–290.
- 52 Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A. and Savrasov A. N. Investigation of $^{93, 94, 95}\text{Tc}$ isomers in (p, n) , (d, γ) and (d, n) -reactions. *Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies.* The book of abstracts on LX Meeting on Nucl. Spectr. and Nucl. Structure. Nucleus-2010. St.Petersburg, 6-9 July. 2010 y. P. 168.
- 53 Randa Z., Svoboda K. Excitation Functions and Yields of (d, n) And $(d, 2n)$ Reactions on Natural Molybdenum. *Journal Inorganical and Nuclear Chemistry.* 1976. Vol. 38. No. 12. P. 2289-2292.
- 54 Skakun E. A. et. al. Excitation functions and isomer ratios for up-to-9 MeV proton interactions with Zr and Mo isotope nuclei. *Yadernaya Fizika.* 1987. Vol. 46. P. 28-32.

-
- 55 Arifov L. Ya., Artemova S. A., Mazitov B. S. and Ulanov V. G., Tezisy dokladov XXX soveshchaniya po yadernoy spektroskopii i strukture atomnogo yadra (Leningrad, 18-21 marta, 328, 1980).
- 56 Yoshirava Y., Fukushima S. et al. Gen. Kenk. 13, 583 (1969).
- 57 Koning A. J., Hilaire S., and Duijvestijn M. C. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. *Proc. of the Inter. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology*. 2005. Vol. 769. P. 1154-1159.
- 58 Herman M. et al. EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation. *Nucl. Data Sheets*. 2007. V. 108. Iss. 12. P. 2655-2715.
- 59 Walker P. and Dracoulis G. Energy traps in atomic nuclei. *Nature*. 1999. V. 399. P. 35-40.
- 60 Kolesov V. F., Abramovich S. N., Shmarov A. E. and Intjapina E. V. The calculation methodology by the example of $^{178m2}\text{Hf}$ hypothetical isomeric γ -reactors. *Quest. of Atom. Sci. and Tech.: Nucl. React. Phys. Ser.* 2007. V. 2. P. 387-400.
<http://book.sarov.ru/wp-content/uploads/2017/12/Pulse-reactors-v2-2015-51.pdf>
- 61 Chiara C. J. et. al. Isomer depletion as experimental evidence of nuclear excitation by electron capture. *Nature*. 2018. V. 554. P. 216-218.
- 62 Wu Y., Keitel C. H. and Pálffy A. ^{93m}Mo Isomer Depletion via Beam-Based Nuclear Excitation by Electron Capture. *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. P. 212501.
- 63 Carroll J. J. et. al. Search for low-energy induced depletion of $^{178}\text{Hf}^{m2}$ at the SPring-8 synchrotron. *Phys. Lett. B*. 2009. V. 679. Iss. 3. P. 203-208.
- 64 Karamian S. A. et. al. Production of the $^{178m2}\text{Hf}$ isomer using a 4.5-GeV electron accelerator. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 2004. V. A530. Iss. 3. P. 463-472.
- 65 Kirischuk V. I. et. al. Production of the $^{178m2}\text{Hf}$ isomer using a 1.2 GeV electron accelerator. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2013. V. 40. N. 10. P. 105-106.
- 66 Oganessian Y. T. et al. Production, chemical and isotopic separations of the $^{178}\text{Hf}^{m2}$ ($T_{1/2} = 31$ years). *J. Phys. G*. 1992. Vol. 18. No. 2. P. 393-400.

-
- 67 Eybel, C.E. et al. Myocardial imaging with $^{134m}\text{Cesium}$. Comparison of scintigraphic and cineradiographic results. *Clin. Cardiol.* 1979. V. 2. P. 197-202.
- 68 Вишневський І. М. та ін. Середні кутові моменти фрагментів фотоподілу ^{238}U гальмівним випромінюванням. *Яд. фіз. та енергетика.* 2018. Т. 19. № 1. С. 5-13.
- 69 Rasmussen J. O., Norenberg W., Mang H. J. A model for calculating the angular momentum distribution of fission fragments. *Nucl. Phys. A.* 1969. V. 136. Iss. 2. P. 465-480.
- 70 Zielinska-Pfabe M., Dietrich K. Angular momentum distribution of fission fragments as a result of bending modes at the scission point. *Phys. Lett. B.* 1974. V. 49. P. 123-128.
- 71 Vandebosh R. and Huizenga J. R. Nuclear Fission. New York, Academic Press. 1973. 422 p.
- 72 Aumann D. C., Guckel W., Nirschl E. and Zeising H. Independent isomeric yield ratio of ^{148}Pm in fission of the moderately excited ^{236}U compound nucleus as a measure of fragment angular momentum. *Phys.Rev.* 1977. Vol. C16. No. 1. P. 254-265.
- 73 Denisov V. Yu. and Reshitko S. V. Mean angular momentum of nuclear fission fragments. *Phys. At. Nucl.* 1999. V. 62. P. 1806-1814.
- 74 Mikhailov I. N., Quentin P. and Briancon Ch. Angular Momentum of Fission Fragments. *Phys. At. Nucl.* 2001. V. 64. №. 6. P. 1185-1190.
- 75 Желтоножський В. О. та ін. Фотоподіл ^{238}U гальмівним випромінюванням у широкому інтервалі значень граничної енергії. *Яд. фіз. та енергетика.* 2019. Т. 20. С. 126-130.
- 76 Вишневский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н. Исследование фотоделения ^{237}Np и ^{241}Am . *Изв. РАН. Сер. физ.* 2012. Т. 76. № 8. С. 1017-1020.
- 77 Naik H., Dange S. P., Singh R. J. Angular momentum of fission fragments in low energy fission of actinides. *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. P. 014304.

- 78 Bezsheyko O. A., Zheltonozhsky V. A., Kadenko I. N., Strilchuk N. V. Measurement of isomeric ratios in ^{232}Th photofission products. *Zb. Nauk. Prats Inst. Yad. Dosl.* 2002. Iss. 2(8). P. 46-50.
- 79 Вишнеvский И. Н., Давидовская О. И., Желтоножский В. А. и Саврасов А. Н. Исследование фотоделения ^{232}Th и ^{238}U . *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2009. Т. 73. № 6. С. 782-785.
- 80 Thierens H. et al. Product yields for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 25-MeV bremsstrahlung. *Phys.Rev.* 1976. Vol. C14. No. 3. P. 1058-1067.
- 81 Jacobs E. et al. Product yields for the photofission of ^{238}U with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung. *Phys. Rev.* 1979. Vol. C19. No. 2. P. 422-432.
- 82 Jacobs E. et al. Product yields for the photofission of ^{235}U with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung. *Phys. Rev.* 1980. Vol. C21, No. 1. P. 237-245.
- 83 Thierens H., Proot B., Frenne D. De and Jacobs E. Independent isomeric yield ratio of ^{134}I in the photofission of ^{235}U and ^{238}U . *Phys. Rev. C.* 1982. V. 25. P. 1546-1550.
- 84 Frenne D. De et al. Independent isomeric yield ratios and primary angular momenta in the photofission of $^{235,238}\text{U}$ with 12 - 30-MeV bremsstrahlung. *Phys. Rev.* 1984. Vol. C29. No. 5. P. 1777-1783.
- 85 Bezshyyko O. A. et al. Isomeric ratio study of photofission fragments of ^{238}U and ^{237}Np . *Zbir. Nauk. Prats Inst. Yad. Doslid.* 2004. V. 2(13). P. 17-23.
- 86 Бесшейко О. А. и др. Изомерные отношения и средние угловые моменты для продуктов фотоделения ^{238}U и ^{237}Np . *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2005. Т. 69. № 5. С. 658-662.
- 87 Вишнеvский И. Н., Давидовская О. И., Желтоножский В. А. и Саврасов А. Н. Исследование фотоделения ^{235}U и ^{239}Pu . *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2010. Т. 74. № 4. С. 538-541.
- 88 Thier T.D. et al. On the role of energy separated in fission process, excitation energy and reaction channels effects in the isomeric ratios of fission product ^{135}Xe in

photofission of actinide elements. *Письма в ЭЧАЯ*. 2016. Т. 13. № 4(202). С. 746-758.

89 Thiep T. D. et al. The isomeric ratio of fragment ^{135}Xe from Photofission of ^{233}U induced by 23.5 MeV bremsstrahlung. *Radioanal. Nucl. Chem.* 2010. V. 285. No. 3. P. 511-517.

90 Вишнеvский И. Н. и др. Изомерные отношения и средние угловые моменты фрагментов фотоделения ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Яд. физ. та енергетика*. 2015. Т. 16. № 1. С. 5–12.

91 Vishnevsky I. N. et. al. Isomeric yields ratios of ^{238}U photofission fragments at end-point energy of bremsstrahlung photons about 18 MeV. *Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies*. The book of abstracts of the LXIV Intern. Conf. on Nuclear Physics. Nucleus 2014., Minsk, 01-04 July 2014 y. P. 88.

92 Желтоножский В. О. та ін. Ізомерні відношення та середні кутові моменти первинних фрагментів ^{97}Nb при фотоподілі ^{235}U та ^{238}U . *Укр. фіз. журн.* 2017. Т. 62. № 4. С. 285–293.

93 Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н. и Ровенских Е. П. Исследование фрагментов фотоделения ^{233}U и ^{241}Am . *Яд. физ. та енергетика*. – 2014. Т. 15. №3. С. 215-221.

94 Xianfei Wen and HaoriYang. Photofission product yields of ^{238}U and ^{239}Pu with 22-MeV bremsstrahlung. *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res.* 2016. V. A821. P. 34–39.

95 Vyshnevskiy I. M. et al. Isomer yield ratios of ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe in photofission of ^{235}U with 17 MeV bremsstrahlung. *Яд. Фіз. та енергетика*. 2014. Т. 15. № 2. С. 111–118.

96 Kirischuk V., Savrasov A., Strilchuk N. and Zheltonozhsky V. Precise energy measurements of the first-excited state in ^{197}Au . *Eur. Phys. L.* 2012. Vol. 97. 32001. P. 1-4.

-
- 97 Collins C. B. et al. Accelerated γ -emission from isomeric nuclei. *Radiat. Phys. Chem.* 2004. V. 71. Iss. 3-4. P. 619-625.
- 98 Kishimoto S. et al. Observation of Nuclear Excitation by Electron Transition in ^{197}Au with Synchrotron X Rays and an Avalanche Photodiode. *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. N. 9. P. 1831-1834.
- 99 Kishimoto S. et al. Nuclear excitation by electron transition on ^{197}Au by photoionization around the K-absorption edge. *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 031301(R).
- 100 Firestone R. B. et al. The 8th edition of the Table of Isotopes, edited by Shirly V. S. New York, Wiley. 1996. 80 Min. 700 MB. 1 электрон. опт. диск (CD-ROM); 12 см. Систем. вимоги: Pentium; 32 Mb RAM; Windows 95, 98, 2000, XP; MS Word 97-2007. Назва з контейнера.
- 101 Kishimoto S. private communication.
- 102 Kondev F. G. et al. M3 and E4 K-forbidden decays of the $K^\pi=23/2^-$ isomer in ^{177}Lu . *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 027304.
- 103 Kondev F. G. et al. Gamma-ray emission probabilities in the decay of $^{177\text{m}}\text{Lu}$. *Appl. Radiat. Isot.* 2012. V. 70. Iss. 9. P. 1867-1870.
- 104 Deepa S., Sai K. V., Gowrishankar R., Venkataramaniah K. Conversion electron measurements and determination of rotational parameters in ^{177}Lu and ^{177}Hf . *Eur. Phys. J. A.* 2012. V. 48. P. 126(1-11).
- 105 Lashko A. P., Lashko T. M., Savrasov A. M. and Zheltonozhsky V. O. Anomalous internal conversion of the K-forbidden 55 keV E1-transition in ^{177}Hf . *Eur. Phys. J. A.* 2013. V. 49. P. 21(1-7).
- 106 Лашко А. П., Лашко Т. Н., Саврасов А. М., Желтоножский В. А. Исследование низкоэнергетической области гамма-спектра $^{177\text{m}}\text{Lu}$. *Изв. РАН сер. физ.* 2014. Т. 78. №7. С. 795-801.
- 107 Bulgakov V. V., Kaznovetsky A. B., Kirishchuk V. I. et al. *Bull. Russ. Acad. Sci.* 1990. V. 52. № 5. P. 195.

-
- 108 Лашко А. П., Лашко Т. Н. Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии К-запрещенных гамма-переходов из распада ^{177m}Lu . *Яд. физ. та енергетика*. 2008. № 2(24). С. 18-23.
- 109 Kondev F. G. Nuclear data sheets for $A = 177$. *Nucl. Data Sheets*. 2003. V. 98. P. 801-1095.
- 110 Church E. L., Weneser J. Effect of the Finite Nuclear Size on Internal Conversion. *Phys. Rev.* 1956. V. 104. P. 1382-1386.
- 111 Band I. M., Trzhaskovskaya M. B. Tables of Gamma Ray Internal Conversion Coefficients for K, L and M Shells, $10 \leq Z \leq 104$. 1978. Leningrad Nuclear Physics Institute Report. 179 p. (in Russian).
- 112 Слив Л. А. Учет конечных размеров ядра при вычислении коэффициентов внутренней конверсии. *Жур. Эксп. Теор. Физ.* 1951. Т. 21. С. 770-775.
- 113 Hager R. S., Seltzer E. C. Internal Conversion Tables. *Nucl. Data Tables*. 1968. V. A4. P. 1-135.
- 114 R osel F., Fries H. M., Alder K., Pauli H. C. Internal conversion coefficients for all atomic shells. *At. Data Nucl. Data Tables*. 1978. V. 21. Iss. 2-3. P. 91-289.
- 115 Rose M. E. Internal Conversion Coefficients. Amsterdam. North-Holland Publ. Co. 1958. 173 p.
- 116 Войханский М. Е. Листенгартен М. А. О правилах отбора при конверсионных переходах. *Изв. АН СССР. сер. физ.* 1959. Т.23. С. 238-243.
- 117 Band I. M. et al. Dirac-Fock internal conversion coefficients. *At. Data Nucl. Data Tables*. 2002. V. 81. P. 1-334.
- 118 Band I. M., Listengarten M. A. and Feresin A. P. Anomalies in Gamma-Ray Internal Conversion Coefficients. Leningrad, Nauka. 1976. 175 p. (in Russian).
- 119 Hager R. S., Seltzer E. C. Internal Conversion Tables. P. III: Coefficients for the Analysis of Penetration Effects in Internal Conversion and E0 Internal Conversion. *Nucl. Data Tables*. 1969. V. A6. P. 1-127.
- 120 Pauli H. C. Finite Nuclear Size Effects in Internal Conversion. *Helv. Phys. Acta*. 1967. V. 40. P. 713-744.

-
- 121 Kirishchuk V. I., Lashko A. P., Lashko T. N. Anomalies in Internal Conversion Coefficients for Hindered γ -Transitions. *Ukr. J. Phys.* 2012. V. 57. N. 11. P. 1097-1107.
- 122 Listengarten M. A. in *Modern Methods of Nuclear Spectroscopy*. 1985 (Nauka, Leningrad, 1986) p. 142 (in Russian).
- 123 Артамонова К. Р., Григорьев Е. П., Золотавин А. В. и Сергеев В. О. Аномальная конверсия E1-перехода 19.38 кэВ ^{171}Yb . *Изв. Акад. Наук СССР. Сер. физ.* 1975. Т. 39. №. 8. С. 1773-1777.
- 124 Alexander P., Boehm F. and Kankeleit E. Spin-23/2⁻ Isomer of Lu¹⁷⁷. *Phys. Rev. B*. 1964. V. 133. N. 2B. P. B284-B290.
- 125 Вишнеvский И. Н. и др. Распад ^{120}Sb . *Изв. РАН сер. физ.* 2014. Т. 78. №7. С. 790-794.
- 126 Зельдович Я. Б. Электромагнитное взаимодействие при несохранении четности. *Жур. Эксп. Теор. Физ.* 1957. Т. 33. Вып. 5. С. 1531-1533.
- 127 Дубовик В. М., Чешков А. А. Мультипольное разложение в классической и квантовой теории поля. *Физ. Эл. Част. Атом. Ядра*. 1974. Т. 5. Вып. 4. С. 791-841.
- 128 Блатт Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. Москва, ИЛ. 1954. 658 с.
- 129 Листенгартен М. А., Григорьев В. Н., Фересин А. П. Внутренняя конверсия гамма-лучей и тороидные моменты ядер. *Изв. АН СССР. сер. физ.* 1981. Т.45. №. 11. С.2038-2049.
130. Meija J. et al. Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report). *Pure Appl. Chem.* 2016. V. 88(3). P 293-306.
131. Pfeiffer L., Mills A. P., Raghavan Jr., R. S. and Chandross E. A. Indium-loaded liquid scintillator for low-energy solar-neutrino spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 41. N. 1. P. 63-66.
132. Blachot J. Nuclear Data Sheets for A = 115. *Nucl. Data Sheets*. 2012. V. 113. Iss. 10. P. 2391-2535.

-
133. Cattadori C. M. et al. Observation of β decay of ^{115}In to the first excited level of ^{115}Sn . *Nucl. Phys. A*. 2005. V. 748. P. 333-347.
134. Cattadori C. M. et al. Beta decay of ^{115}In to the first excited level of ^{115}Sn : Potential outcome for neutrino mass. *Phys. At. Nucl.* 2007. V. 70. P. 127-132.
135. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Strilchuk N. V., Tretyak V. I. Precise measurement of energy of the first excited state of ^{115}Sn ($E_{\text{exc}} \sim 497.3$ keV). *Europhys. Lett.* 2018. Vol. 121. 12001. P. 1-5.
136. Audi G., Wapstra A. H. and Thibault C. The AME2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Nucl. Phys. A*. 2003. V. 729. P. 337-676.
137. Mount B.J., Redshaw M. and Myers E. G. Q Value of $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn} (3/2^+)$: The lowest known energy β decay. *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 122502.
138. Wang M. et al. The AME2016 atomic mass evaluation. (II). Tables, graphs and references. *Chin. Phys. C*. 2017. V. 41. N. 3. P. 030003.
139. Wieslander E. et al. Smallest known Q value of any nuclear decay: The rare β^- decay of $^{115}\text{In}(9/2^+) \rightarrow ^{115}\text{Sn}(3/2^+)$. *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 122501.
140. Andreotti E. et al. Half-life of the β decay $^{115}\text{In}(9/2^+) \rightarrow ^{115}\text{Sn}(3/2^+)$. *Phys. Rev. C*. 2011. V. 84. P. 044605.
141. Dvornicky R., Simkovic F. Second unique forbidden β decay of ^{115}In and neutrino mass. *AIP Conf. Proc.* 2011. V. 1417. Iss. 1. P. 33-36.
142. Mustonen M. T., Suhonen J. Nuclear and atomic contributions to beta decays with ultra-low Q values. *J. Phys. G*. 2010. V. 37. P. 064008.
143. Mustonen M. T. and Suhonen J. Beyond low beta-decay Q values. *AIP Conf. Proc.* 2010. V. 1304. Iss. 1. P. 401-405.
144. Mustonen M. T., Suhonen J. Theoretical analysis of the possible ultra-low-Q-value decay branch of ^{135}Cs . *Phys. Lett. B*. 2011. V. 703. Iss. 3. P. 370-375.
145. Haaranen M., Suhonen J. Beta decay of ^{115}Cd and its possible ultra-low Q-value branch. *Eur. Phys. J. A*. 2013. V. 49. P. 93(1-9).
146. Suhonen J. Theoretical studies of rare weak processes in nuclei. *Phys. Scripta*. 2014. V. 89. P. 054032.

-
147. Urban W. et al. Precise measurement of energies in ^{115}Sn following the (n, γ) reaction. *Phys. Rev. C*. 2016. V. 94. P. 011302.
148. Гангрский Ю. П., Мазур В. М. Рассеяние γ -квантов ядрами и возбуждение изомерных состояний. *Физ. Элем. Част. и атом. ядра*. 2002. Т. 33. Вып. 1. С. 158-200.
149. NuDat 2.8 <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> (дата звернення: 13.10. 2019 р.)
150. Гопыч П. М., Залюбовский И. И. Ядерная спектроскопия. Харьков, Вища школа. 1980. 384 с.
151. Попов Ю. П. Радиационные переходы между компаунд-состояниями. *Физ. Элем. Част. и атом. ядра*. 1982. Т. 13. № 5. С. 1165-1202.
152. Хоменков В. П. Дослідження атомно-ядерних ефектів в процесі внутрішньої конверсії гамма-променів: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз. мат. наук: 01.04.16. Київ, 2003. 19 с.
- 153 Strilchuk N. V. The WinSpectrum manual. 2000.
154. McNelles L. A., Campbell J. L. Absolute Efficiency Calibration of Coaxial Ge(Li) Detectors for the Energy Range 160-1330 keV. *Nucl. Instr. and Methods*. 1973. Vol. 109. No. 2. P. 241-251.
155. Gray P. W., Ahmad A. Linear classes of Ge(Li) detector efficiency functions. *Nucl. Instr. and Methods*. 1985. Vol. A237. No. 3. P. 577-589.
- 156 Карика S. P. and Melekhin V. N. The Microtron. London, Harwood Academic. 1978. 204 p.
- 157 Aizatskyi M. I. et al. State and prospects of the linac of nuclear-physics complex with energy of electrons up to 100 MeV. *Вопр. Атом. Науки Техн.* 2014. V. 3(91). С. 60-63.
- 158 Горячев А. М., Залесный Г. Н. Гигантский дипольный резонанс на изотопах Hf. 1977. *Яд. Физ.* Т. 26. Вып. 3. С. 465-472.
- 159 Agostinelli S. et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods*. 2003. V. A506. Iss. 3. P. 250-303.

-
- 160 Zheltonozhsky V. A. and Savrasov A. M. Excitation of $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ with (γ, n) -reaction. *Nucl. Instr. and Methods*. 2019. Vol. B456. P. 116-119.
161. Briesmeister J. F. MCNP—A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos: National Laboratory. 1997. 989 p. (Report Los Alamos National Laboratory LA-12625-M).
- 162 Handbook for calculations of nuclear reaction data: reference input parameter library. <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/> (дата звернення: 13.04.2019 р.).
- 163 Koning A. J. and Duijvestijn M. C. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential. *Nucl. Phys.* 2004. Vol. A744. No. 1. P. 15-76.
- 164 Raynal J. Notes on ECIS94. Saclay: Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matière du Commissariat à l'Énergie Atomique. 1994. 147 p. (Report CEA Saclay No. CEA-N-2772).
- 165 Koning A. J. and Delaroche J. P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. *Nucl. Phys. A*. 2003. V. 713. Iss. 3-4. P. 231-310.
- 166 Kopecky J. and Uhl M. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Phys. Rev. C*. 1990. V. 41. N. 5. P. 1941-1955.
- 167 Brink D. M. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect. *Nucl. Phys.* 1957. V. 4. P. 215-220; Axel P. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-Mev photon interactions. *Phys. Rev.* 1962. V. 126. N. 2. P. 671-683.
- 168 Plujko V. A. A new closed-form thermodynamic approach for radiative strength functions. *Acta Phys. Pol. B*. 2000. V. 31. N. 2. P. 435-441.
- 169 Speth J. and Woude A. van de. Giant resonances in nuclei. *Rep. Prog. Phys.* 1981. V. 44. N. 7. P. 719-786.
- 170 Prestwich W. V., Islam M. A. and Kennett T. J. Primary E2 transitions observed following neutron capture for the mass region $144 \leq A \leq 180$. *Z. Phys. A*. 1984. V. 315. P. 103-111.

-
- 171 Bohr A. and Mottelson B. Nuclear Structure. USA. Reading, MA. Addison-Wesley/W.A. Benjamin, Inc. Vol. 2. 1975. 763 p.
- 172 Gilbert A. and Cameron A. G. W. A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Can. J. Phys.* 1965. V. 43. P. 1446-1496.
- 173 Goriely S., Samyn M., and Pearson J. M. Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. VII. Simultaneous fits to masses and fission barriers. *Phys. Rev. C.* 2007. V. 75. P. 064312.
- 174 Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С. Феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней. *Яд. Физ.* 1975. Т. 255. №. 3. С. 483-490.
- 175 Arrigo A. D' et al. Semi-empirical determination of the shell correction temperature and spin dependence by means of nuclear fission. *J. Phys. G. Nucl. Part. Fis.* 1994. V. 20. N. 2. P. 365-376.
- 176 Dilg W., Schantl W., Vonach H. and Uhl M. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$. *Nucl. Phys. A.* 1973. V. 217. Iss. 2. P. 269-298.
- 177 А. В. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренкин Г. Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер. *Яд. Физ.* 1979. Т. 29. Вып. 4. С. 875-883.
- 178 Ignatyuk A. V., Weil J. L., Raman S. and Kahane S. Density of discrete levels in ^{116}Sn . *Phys. Rev. C.* 1993. V. 47. N. 4. P. 1504-1513.
- 179 Goriely S., Tondeur F. and Pearson J. M. A Hartree-Fock nuclear mass table. *At. Data Nucl. Data Tables.* 2001. V. 77. Iss. 2. P. 311-381.
- 180 Goriely S., Hilaire S. and Koning A. J. Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method. *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. Iss. 6. P. 064307.
- 181 Hilaire S., Girod M., Goriely S. and Koning A. J. Temperature dependent combinatorial level densities with the D1M Gogny force. *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86. Iss. 6. P. 064317.

-
- 182 Ishkhanov B. S. et al. A combined model for decay of the giant dipole resonance. *Nucl. Phys.* 1979. V. A318. P. 413-440.
- 183 Karamian S. A. et al. Production of isotopes and isomers with irradiation of $Z = 47-50$ targets by 23-MeV bremsstrahlung. *Phys. of Atom. Nucl.* 2015. V. 78. P. 757-766.
- 184 Baglin Coral M. Nuclear Data Sheets for $A = 179$. *Nucl. Data Sheets.* 2009. V. 110. Iss. 2. P. 265-506.
- 185 Varlamov A.V. et al. Atlas of Giant Dipole Resonances. Vienna: IAEA. INDS, NDS. 1999. 394 p.
- 186 Mazur V. M. et al. Excitation of the $^{119}\text{Te}^m$, $^{121}\text{Te}^m$, $^{123}\text{Te}^m$, $^{127}\text{Te}^m$ and $^{130}\text{Te}^m$ isomers in (γ, n) reaction from 10 to 22 MeV. *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87. P. 044604.
- 187 Bogdankevich O. V., Nikolaev F. A. Methods in Bremstrahlung Research. New York, Academic Press. 1966. 217 p.
- 188 Angell C. T. et al. Evidence for radiative coupling of the pygmy dipole resonance to excited states. *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86. P. 051302(R).
- 189 Varlamov V. V. et al. New Data on (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, and $(\gamma, 3n)$ Partial Photoneutron Reactions. *Phys. Atom. Nuclei.* 2013. V. 76. P. 1403-1414.
- 190 Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V. and Chernyaev A. P. Excitation of $^{180}\text{Hf}^m$ with (γ, p) -reaction. *Eur. Phys. J.* 2021. Vol. A57. P. 121-126.
- 191 Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)
<https://www.nds.iaea.org/exfor/servlet/X4sMakeX4>; <https://www.nds.iaea.org/exfor/servlet/X4sMakeX4>. (дата звернення: 06.09. 2018 р.)
- 192 Zheltonozhsky V. A. and Savrasov A. M. Population cross-section of $^{179m2}\text{Hf}$ from the reactions on hafnium and tantalum targets. *Nucl. Instr. and Methods.* 2019. Vol. B438. P. 20-25.
- 193 Hai-Bo Xu, Xian-Ke Peng and Chao-Bin Chen. Monte Carlo simulation for bremsstrahlung and photoneutron yields in high-energy x-ray radiography. *Chin. Phys. B.* 2010. V. 19. N. 6. P. 062901.

-
- 194 Chadwick M. B. and Young P. G. Calculations of the Production Cross Sections of High-Spin Isomeric States in Hafnium. *Nucl. Sci. Eng.* 1991. V. 108. Iss. 2. P. 117–125.
- 195 Bass R. Fusion of heavy nuclei in classical model. *Nucl. Phys. A.* 1974. V. 231. P.45-63.
- 196 Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M. Giant dipole resonance of atomic nuclei Moskva, LMSU. 2008. 148 p. [In Russian].
- 197 K. Shoda et al. Isospin effect in photoproton reaction on heavy nuclei. *Phys. Rep.* 1979. V. 53. N. 5. P. 341-385.
- 198 Barker F. C., Mann A. K. The effect of isotopic spin impurity on (γ, p) and (γ, n) cross sections. *Phil. Mag.* 1957. V. 2. P. 5-14.
- 199 Fallieros S., Goulard B. Isovector excitations in nuclei. *Nucl. Phys.* 1970. V. A147. Iss. 3. P. 593-600.
- 200 Mukhin K. N. Experimental nuclear physics. Vol. 1. Physics of atomic nucleus. Moskva, Atomizdat. 1974. 584 p. [In Russian].
- 201 Lane A. M. Isobaric spin dependence of the optical potential and quasi-elastic (p, n) reactions. *Nucl. Phys.* 1962. V. 35. P. 676-685.
- 202 Akyüz R. Ö., Fallieros S. Energy Displacement of Dipole Isodoublets *Phys. Rev. Lett.* 1971. V. 27. N. 15. P. 1016-1018.
- 203 Koning A. J., Rochman D. Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System. *Nucl. Data Sheets.* 2012. Vol. 113. P. 2841–2934.
- 204 Weinstock E. V., Halpern J. Systematics of Photoproton Reactions. *Phys. Rev.* 1954. Vol. 94. N 6. P. 1651-1654.
- 205 Wilkinson D. H. P. Nuclear photodisintegration. *Physica.* 1956. Vol. 22. P. 1039-1061.
- 206 Kazakov et. al. Production of ^{177}Lu by hafnium irradiation using 55-MeV bremsstrahlung photons. *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2018. Vol. 317. P. 1469-1476.

-
- 207 Danagulyan A. S. et al. Formation of Medical Radioisotopes ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb , and ^{177}Lu in Photonuclear Reactions. *Phys. Atom. Nuclei*. 2015. Vol. 78. P. 447-452.
- 208 Lederer C. M., Shirley V. S. Table of Isotopes. 7th ed. New York, John Wiley and Sons. 1978. 1523 p.
- 209 Vanska R., Rieppo R. The experimental isomeric cross-section ratio in the nuclear activation technique. *Nucl. Instr. Methods*. 1981. Vol. 179. No. 3. P. 525-532.
- 210 Ignatyuk A. V. Statistical Properties of Excited Atomic Nuclei. IAEA. 1985. 123 p. (Technical Report INDC(CCP)-233, (unpublished)).
- 211 Morinaga H. Effects of Isotopic Spin Selection Rules on Photonuclear Yields. *Phys. Rev.* 1955. V. 97. Iss. 2. p. 444-446.
- 212 Gruppelaar H., Nagel P. and Hodgson P. E. Pre-equilibrium processes in nuclear reaction theory: the state of the art and beyond. *Nuovo Cimento*. 1986. V. 9. N. 7. P. 1-46.
- 213 Gadioli E. and Hodgson P. E. Pre-Equilibrium Nuclear Reactions Oxford, Oxford University Press. 1992. 530 p.; Dilg W., Schantl W., Vonach H., and Uhl M., Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$. *Nucl. Phys. A.*, 1973. V. 217. Iss. 2. P. 269-298.
- 214 Haixia An. and Chonghai Cai. Global deuteron optical model potential for the energy range up to 183 MeV. *Phys. Rev. C*. 2006. V. 73. P. 054605.
- 215 Han Yinlu, Shi Yuyang and Qingbiao Shen. Deuteron global optical model potential for energies up to 200 MeV. *Phys. Rev. C*. 2006. V. 74. P. 044615.
- 216 Avrigeanu V., Hodgson P. E. and Avrigeanu M. Global optical potentials for emitted alpha particles. *Phys. Rev. C*. 1994. V. 49. N. 4. P. 2136-2141.
- 217 Kalbach C. private communication. 2007.
- 218 Arbocco F. et al. Experimental determination of Q_0 factors and effective resonance energies with a multi-channel approach: the a-vector method. *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 2014. V. 302. P. 631-646.

-
- 219 Vorona P. M., Razbudey V. F. Calculational investigations and analysis of characteristics of research reactor WWR-M as a source of neutrons for solution of scientific and applied tasks. *Nucl. Phys. Atom. Energy*. 2010. V. 11. Iss. 1. P. 57-65. [in Ukrainian].
- 220 Желтоножский В. А., Саврасов А. Н. Исследование (γ, n) -реакции в околопороговой области на ядрах ^{116}Cd и ^{121}Sb . *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2010. Т. 74. № 6. С. 861-864.
- 221 A. Hermanne et al. Reference Cross Sections for Charged-particle Monitor Reactions. *Nucl. Data Sheets*. 2018. V. 148. P. 338-382.
- 222 Kim Kwangsoo et al. Excitation functions of $^{93}\text{Nb}(p, x)$ reactions from threshold to 42.5 MeV. *J. Rad. Nucl. Chem.* 2018. V. 317. P. 1021-1031.
- 223 Kirischuk V. I. et al. Gamma emission from ^{176}Lu induced by electron irradiation. *Laser Phys.* 2004. V. 14. P. 1169-1172.
- 224 Karamian S. A. Comparative Analysis of the $^{178m2}\text{Hf}$ Yield at Reactions with Different Projectiles. *Phys. of Atom. Nuclei*. 2005. V. 68. N. 11. P. 1766-1776.
- 225 Yang T. et al. Preparation of the $^{178m2}\text{Hf}$ isomer used in the induced gamma decay experiment by X-ray from synchrotron radiation facility. *Eur. Phys. J. A*. 2012. V. 48. Iss. 10. P. 149.
- 226 Стрільчук М. В. Керівництво користувача. ІЯД НАН України. Приватне спілкування.
- 227 Вишнеvский И. Н. и др. Средние угловые моменты фрагментов деления ^{232}Th . 1998. *Яд. Физ.* Т. 61. № 9. С. 1562-1568.
- 228 Naik H. et al. Measurement of isomeric ratios for $^{89g,m}\text{Zr}$, $^{91g,m}\text{Mo}$ and $^{97g,m}\text{Nb}$ in the bremsstrahlung end-point energies of 16 and 45–70 MeV. *Eur. Phys. J. A*. 2016. V. 52. Iss. 3. P. 47.
- 229 Warhalek H., Vandenbosh R. Relative cross-sections for formation of the shielded isomeric pair ^{134m}Cs and ^{134}Cs in medium energy fission. *J. Inorg. Nucl. Chem.* 1964. V. 26. Iss. 5. P. 669-676.

-
- 230 Plujko V. A., Capote R., Gorbachenko O. M. Giant dipole resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections. *At. Data Nucl. Data Tabl.* 2011. V. 97. Iss. 5. P. 567-585.
- 231 Plujko V. A., Gorbachenko O. M., Rovenskykh E. P. and Zheltonozhskii V. A. Average description of dipole gamma transitions in hot atomic nuclei. *Nucl. Data Sheets.* 2014. V. 118. P. 237-239.
- 232 Ford G. P., Wolfsberg K., Erdal B. R. Independent yields of the isomers of ^{133}Xe and ^{135}Xe for neutron-induced fission of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , and $^{242\text{m}}\text{Am}$. *Phys. Rev. C.* 1984. V. 30. N. 1. P. 195-213.
- 233 Вишнеvский И. Н. и др. Измерение изомерных отношений в фотоделении ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . 2015. *Вопр. атом. науки и техн. Сер. Физ. Ядер. реакторов.* Вып. 1. С. 790-794.
- 234 Alexander J. M., Simonoff G. N. Excitation functions for ^{149}Tb from reactions between complex nuclei. *Phys. Rev.* 1963. Vol. 130. P. 2383-2387.
- 235 Terrell J. Fission Neutron Spectra and Nuclear Temperatures. *Phys. Rev.* 1959. Vol. 113. P. 527-541.
- 236 Madland D. G. Theory of neutron emission in fission. «*Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors*»: Proc. Of Workshop on Nucl. Reac. Data and Nucl. Reactors, Trieste. Italy. 23 Feb. - 27 Mar. 1998 y. Singapore. World Scientific. 1999. P. 46-67.
- 237 Schmidt K. H., Jurado B. Description of the fission probability with the GEF code. JEF/DOCю 1423. OECD-NEA. Paris, 2012. 15 p. (www.khs-erzhausen.de).
- 238 Chadwick M. B. et al. ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. *Nucl. Data Sheets.* 2006. Vol. 107. P. 2931-3060.
- 239 Sarantites D. G. et al. Ratios of independent yields of the isomers $\text{Te}^{131-131\text{m}}$ and $\text{Te}^{133-133\text{m}}$ in fission. *Phys. Rev.* 1965. Vol. 138. P. B353-B364.

-
- 240 Thiep T. D. et al. Study of the Isomeric Ratio of Fission Product ^{135}Xe Produced in the Photofission of ^{232}Th and ^{233}U Induced by End-Point Bremsstrahlung Energy of 13.5 MeV. *Radioanal. Nucl. Chem.* 2015. V. 303. No. 1. P. 99-106.
- 241 Caldwell J. T. et al. Experimental Determination of Photofission Neutron Multiplicities for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th Using Monoenergetic Photons. *Nucl. Scien. and Engin.* 1980. Vol. 73. No. 1. P. 153-163.
- 242 Vo D. T. Comparisons of the DSPEC and DSPEC Plus Spectrometer Systems Los Alamos National Laboratory. 1999. 23 p. (Report Los Alamos National Laboratory LA-13671-MS).
- 243 Skakun Ye and Rauscher T. Excitation Functions of (p,n) Reactions on $^{115,116,120}\text{Sn}$. "Nuclei in the Cosmos – IX": Proc. Of Inter. Symp. on Nucl. Astroph. Nuclei in the Cosmos – IX. CERN. Geneva. Switzerland 25-30 June. 2006 y. P. 204(1-7).
- 244 Firestone R. B. et al. The 8th edition of the Table of Isotopes, edited by Shirly V. S. New York, Wiley. 1996. 80 Min. 700 MB. 1 электрон. опт. диск (CD-ROM); 12 см. Систем. вимоги: Pentium; 32 Mb RAM; Windows 95, 98, 2000, XP; MS Word 97-2007. Назва з контейнера and CD update. 1998.
- 245 Be M. M. and Chechev V. P. Recommended standards for gamma ray intensities. *Nucl. Instrum. Methods A.* 2013. V. 728. P. 157-172.
- 246 Matsui S., Inoue H., Yoshizawa Y. Gamma-ray energy measurement for $^{177\text{m}}\text{Lu}$ with a precision pulser. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 1989. V. 281. Iss. 3. P. 568-576.
- 247 Salem S. I., Panossian S. L., Krause R. A. Experimental K and L relative x-ray emission rates. *At. Data Nucl. Data Tables.* 1974. V. 14. Iss. 2. P. 91-109.
- 248 Lashko A. P., Lashko T. N. The gamma-ray intensities from the ^{177}Lu decay. "Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies": Book of abstracts of the LXII meeting on nuclear spectroscopy and nuclear structure. Voronezh. 25-30 June 2012. P. 83.

-
- 249 Chu Y. Y., Haustein P. E., Ward T. E. Decay of the Five-Quasiparticle Isomeric States in ^{177}Hf . *Phys. Rev. C*. 1972. V. 6. Iss. 6. P. 2259-2268.
- 250 Hnatowicz V. Precise measurement of gamma-ray intensities in the decay of 160.9 day isomeric state in ^{177}Lu . *Czech. J. Phys. B*. 1981. V. 31. Iss. 3. P. 260-268.
- 251 Voikhanskii M. E. in Gamma-Rays. edited by Sliv L.A. (Acad. Sci. USSR Publ. House, Moscow-Leningrad. 1961) (in Russian).
- 252 Sergeenkov Yu. V. Intranuclear conversion for the K-forbidden transition with the energy of 240 keV in ^{169}Tm . The $\frac{1}{2}^-$ [541] band in ^{169}Tm from ^{169}Yb decay. Applications of prism beta-ray spectrometers. edited by Kalinauskas R. A. (Institute of Physics and Mathematics Akad. Nauk LitSSR, Vilnius. 1974) P. 90-96. (in Russian).
- 253 Sergeenkov Yu. V., Kharitonov Yu. I. Penetration matrix elements of the K-forbidden (DK = 3) E1 transitions. Book of abst. of the XXXII meeting on nucl. spectr. and nucl. structure. Kyiv. 22-25 March 1982 y. Nauka, Leningrad. 1982. P. 282.
- 254 Graham R. L., Geiger J. S., Johns M. W. Level Structure of ^{171}Tm . *Can. J. Phys.* 1972. V. 50. Iss. 6. P. 513-528.
- 255 Hager R. S., Seltzer E. C. Concerning the possibility of a parity admixture in the 576 keV transition in $^{180}\text{Hf}^m$. *Phys. Lett.* 1966. V. 20. P. 180-182.
- 256 Scharff-Goldhaber G., McKeown M. Anomalous L-subshell conversion coefficients of the highly K-forbidden E1 transition in ^{180m}Hf (5.5 h). *Phys. Rev.* 1967. V. 158. P. 1105-1111.
- 257 Dragoun O., Plajner Z., Martin B. Nuclear structure effect in internal conversion of the 57.54 keV transition in ^{180}Hf . *Nucl. Phys.* 1970. V. A150. P. 291-299.
- 258 Gvozdev V. S., Grigorev V. N., Sergeenkov Yu. V. Intranuclear conversion parameters for the 57.54 keV, K-forbidden, E1-transition in ^{180}Hf . *Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz.* 1970. V. 34. 1680-1682.

-
- 259 Fransson K., Becker J., Holmberg L., Stefansson V. Nuclear-structure effects on the conversion electron particle parameter of the 57.5 keV E1-transition in ^{180}Hf . *Phys. Scr.* 1981. V. 23. P. 227-230.
- 260 Bodenstedt E. et al. Die Lebensdauer des $23/2^-$ Drieteilchenniveaus des Hafnium 177 und sein Zerfall durch K-verbotenen Gamma-Übergang. *Z. Phys.* 1966. V. 190. P. 60-80.
- 261 Haverfield A. J., Bernthal F. M., Hollander J. M. New transitions and precise energy and intensity determinations in the decay of $^{177\text{m}}\text{Lu}$. *Nucl. Phys. A.* 1967. V. 94. P. 337-350.
- 262 Bernthal F. M., Rasmussen J. O. Influence of coriolis coupling, pairing and octupole vibration-particle coupling on $\Delta K = -1$ E1 transitions in ^{177}Hf . *Nucl. Phys. A.* 1967. V. 101. P. 513-526.
- 263 Mullins S. M., Byrne A. P., Dracoulis G. D. et al. High-spin intrinsic and rotational states in the stable nucleus ^{177}Hf : Evidence for reaction-dependent spin population. *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58. P. 831-845.
- 264 Krane K. S., Olsen C. E., Steyert W. A. Nuclear orientation study of the decay of $^{177}\text{Lu}^{\text{m}}$. *Phys. Rev. C.* 1974. V. 10. Iss. 2. P. 825-837.
- 265 BrIcc conversion coefficient calculator. <https://bricc.anu.edu.au/>. (дата звернення: 16.11. 2013 р.)
- 266 Kibedi T. et al. Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2008. V. 589. Iss. 2. P. 202-229.
- 267 Желтоножский В. А., Стрильчук Н. В., Хоменков В. П. Эффекты проникновения в E2-переходах. *Изв. РАН. сер. физ.* 1998. Т.62. №5. С.981-984.

Додаток А**Список публікацій здобувача**

1. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V. and Chernyaev A. P. Excitation of $^{180}\text{Hf}^m$ with (γ, p) -reaction. *The European Physical Journal*. 2021. Vol. A57. P. 121-126 (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
2. Желтоножский В. А., Желтоножская М. В., Саврасов А. М., Черняев А. П., Яценко В. Н. Исследование возбуждения К-изомеров $^{180,182}\text{Hf}$ и ^{177}Lu в (γ, α) -реакциях. *Физика Элементарных частиц и атомного ядра*. 2021. Т. 18. № 3(235). С. 255-260. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
3. Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. N., Varzar S. V. and Kobets V. V. Studying the Population of $^{178m,177}\text{Ta}$ in (γ, xn) Reactions. *Physics of elementary particles and atomic nuclei*. 2021. Vol. 18. № 3. P. 315-318. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
4. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Zheltonozhskaya M. V., Chernyaev A. P. Excitation of $^{177,178}\text{Lu}$ in reactions with bremsstrahlung with escaping of charged particles. *Nuclear Instruments and Methods*. 2020. Vol. B476. P. 68-72. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
5. Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. M., Belyshev S. S., Chernyaev A. P. and Yatsenko V. N. Studying the Activation of ^{177}Lu in (γ, pxn) Reactions. *Bulletin Russian Academy of Science. Physics*. 2020. Vol. 84. P. 923–928. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Продовж. дод. А

6. Zheltonozhsky V. A., Zheltonozhskaya M. V., Savrasov A. N., Chernyaev A. P. and Yatsenko V. N. Investigation of Excitation of K Isomers $^{179m2}\text{Hf}$ and ^{180m}Hf in (γ, γ') Reactions. *Physics of Atomic Nuclei*. 2020. V. 83. P. 539–544. (Особистий внесок – брав участь в проведенні експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
7. Желтоножський В. О., Мизніков Д. Є., Саврасов А. М., Слісенко В. І. Дослідження заселення ^7Be в реакціях з гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні величин енергії. *Ядерна фізика та енергетика*. 2020. Т. 21. № 4. С. 302-307. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
8. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M. Population cross-section of $^{179m2}\text{Hf}$ from the reactions on hafnium and tantalum targets. *Nuclear Instruments and Methods*. 2019. Vol. B438. P. 20-25. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
9. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M. Excitation of $^{179}\text{Hf}^{m2}$ with (γ, n) -reaction. *Nuclear Instruments and Methods*. 2019. Vol. B456. P. 116-119. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, теоретичному моделюванні даних експерименту та написанні статті).
10. Мазур В. М., Біган З. М., Деречкей П. С., Желтоножський В. О., Саврасов А. М. Дослідження перерізів (γ, n) -реакцій на р-ядрах ^{120}Te , ^{136}Ce в області енергії гігантського E1-резонансу. *Ядерна фізика та енергетика*. 2019. Т. 20. № 3. С. 228-234. (Особистий внесок – брав участь в проведенні експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).

Продовж. дод. А

11. Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Плюйко В. А., Горбаченко О. М., Солодовник К. М. Фотоподіл ^{238}U гальмівним випромінюванням у широкому інтервалі значень граничної енергії. *Ядерна фізика та енергетика*. 2019. Т. 20. С. 126-130. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та їх аналізі).
12. Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. M., Strilchuk N. V., Tretyak V. I. Precise measurement of energy of the first excited state of ^{115}Sn ($E_{\text{exc}} \sim 497.3$ keV). *Europhysical Letters*. 2018. Vol. 121. 12001. P. 1-5. (Особистий внесок – брав участь у проведенні експерименту, вимірюванні γ -спектрів та теоретичному моделюванні).
13. Вишневецький І. М., Желтоножський В. О., Саврасов А. М., Плюйко В. А., Горбаченко О. М., Солодовник К. М. Середні кутові моменти фрагментів фотоподілу ^{238}U гальмівним випромінюванням. *Ядерна фізика та енергетика*. 2018. Т. 19. № 1. С. 5–13. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
14. Желтоножський В. О., Саврасов А. Н., Солодовник К. М., Плюйко В. А., Горбаченко А. Н., Давидовська О. І. Ізомерні відношення та середні кутові моменти первинних фрагментів ^{97}Nb при фотоподілі ^{235}U та ^{238}U . *Український фізичний журнал*. 2017. Т. 62. № 4. С. 285–293. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та їх аналізі).
15. Vishnevsky I. N., Zheltonozhsky V. A., Savrasov A. N., Mazur V. M. Study of $^{179}\text{Hf}^{\text{m}2}$ Excitation. *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. Vol. 79. No. 9-10. P. 1381–1385. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
16. Savrasov A. M. Isomeric cross-section ratios for $^{93,95}\text{Tc}$ and ^{95}Nb nuclei. *Ukrainian Journal of Physics*. 2016. Vol. 61. No. 4. P. 283–290.

Продовж. дод. А

17. Вишневский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Хоменков В. П., Плюйко В. А., Ровенских Е. П. Измерение изомерных отношений в фотоделении ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов*. 2015. Вып. 1. С. 790-794. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
18. Вишневский И. Н., Желтоножский В. А., Плюйко В. А., Саврасов А. Н., Горбаченко А. Н., Давидовская О. И., Ровенских Е. П. Изомерные отношения и средние угловые моменты фрагментов фотоделения ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu . *Ядерна фізика та енергетика*. 2015. Т. 16. № 1. С. 5–12. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).
19. Лашко А. П., Лашко Т. Н., Саврасов А. М., Желтоножский В. А. Исследование низкоэнергетической области гамма-спектра $^{177\text{m}}\text{Lu}$. *Известия РАН. Серия физическая*. 2014. Т. 78. №7. С. 795-801. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
20. Вишневский И. Н., Драпей С. С., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Хоменков В. П. Распад ^{120}Sb . *Известия РАН. Серия физическая*. 2014. Т. 78. №7. С. 790-794. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, теоретичному моделюванні даних експерименту, вимірюванні γ -спектрів та написанні статті).
21. Vyshnevskiy I. M., Zheltonozhskii V. O., Savrasov A. M., Rovenskykh E. P., Plujko V. A., Davydovska O. I., Gorbachenko O. M. Isomer yield ratios of ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe in photofission of ^{235}U with 17 MeV bremsstrahlung. *Ядерна фізика та енергетика*. 2014. Т. 15. № 2. С. 111–118. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Продовж. дод. А

22. Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н., Ровенских Е. П. Исследование фрагментов фотоделения ^{233}U и ^{241}Am . *Ядерна фізика та енергетика*. 2014. Т. 15. №3. С. 215-221. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту, теоретичному моделюванні та написанні статті).
23. Lashko A. P., Lashko T. M., Savrasov A. M. and Zheltonozhsky V. O. Anomalous internal conversion of the K-forbidden 55 keV E1-transition in ^{177}Hf . *European Physical Journal A*. 2013. Vol. 49. 32001. P. 21-27. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
24. Kirischuk V., Savrasov A., Strilchuk N., Zheltonozhsky V. Precise energy measurements of the first-excited state in ^{197}Au . *European Physical Letters*. 2012. Vol. 97. 32001. P. 1-4. (Особистий внесок – брав участь в проведенні та обробці даних експерименту).
25. Вишнеvский И. Н., Желтоножский В. А., Саврасов А. Н. Исследование фотоделения ^{237}Np и ^{241}Am . *Известия РАН. Серия физическая*. 2012. Т. 76. № 8. С. 1017-1020. (Особистий внесок – брав участь в проведенні, обробці даних експерименту та написанні статті).

Апробація результатів дисертації

Основні положення роботи викладено та обговорено на наукових конференціях різного рівня:

1. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 21-25 вересня 2020 р., форма участі – публікація тез);
2. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 8-12 квітня 2019 р., форма участі – публікація тез);
3. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 16-20 квітня 2018 р., форма участі – публікація тез);

Закінч. дод. А

4. Міжнародна конференція “ЯДРО-2017” (Алматы, 12-15 сентября 2017 года, форма участі – публікація тез);
5. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 10-13 квітня 2017 р., форма участі – публікація тез);
6. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 01-05 лютого 2016 р., форма участі – публікація тез);
7. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 26-30 січня 2015 р., форма участі – публікація тез);
8. Міжнародна конференція “ ЯДРО-2014” (Минск, 1-4 июля 2014 года, форма участі – публікація тез);
9. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 27-31 січня 2014 р., форма участі – публікація тез);
10. Міжнародна конференція “Nucleus 2013” (Moscow, October 08-12, 2013 у., форма участі – публікація тез);
11. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 28 січня – 1 лютого 2013 р., форма участі – публікація тез);
12. Міжнародна конференція “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy” (Kyiv, September 3-7, 2012 у., форма участі – публікація тез);
13. Міжнародна конференція “Nucleus 2012” (Voronezh, June 25-30, 2012 у., форма участі – публікація тез);
14. Щорічна наукова конференція (Київ, ІЯД НАНУ, 24-27 січня 2012 р., форма участі – публікація тез);