

В. О. Желтоножський, Д. Є. Мизніков, А. М. Саврасов*, В. І. Слісєнко, Н. В. Куліч

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна**Відповідальний автор: asavrasov@kinr.kiev.ua**ДОСЛІДЖЕННЯ АКТИВАЦІЇ ^{67}Cu В (γ, p) -РЕАКЦІЇ ПРИ $E_{\gamma} = 19$ MeV**

Уперше виміряно середньозважений вихід (γ, p) -реакції на ^{68}Zn при граничній енергії гальмівних γ -квантів 19 MeV. Отримана величина дорівнює 624(56) мкБ. Проведено моделювання отриманого виходу в рамках програмного пакета TALYS-1.96. Констатується значний внесок нестатистичного механізму в перебіг реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ при граничній енергії 19 MeV. Показана висока економічна ефективність напрацювання ^{67}Cu на цинку, збагаченому ізотопом ^{68}Zn при величинах енергії електронів в області 20 MeV.

Ключові слова: ^{67}Cu , фотоактиваційний метод, середньозважений вихід, TALYS-1.96.

1. Вступ

У сучасній ядерній медицині все більше уваги приділяється концепції тераностики – підходу, який об'єднує діагностику та терапію в рамках єдиного лікувально-діагностичного процесу. До цих радіонуклідів належить ^{67}Cu , який розпадається з випромінюванням γ -квантів, переважно з енергією 184,6 кеВ, та електронів із максимальною енергією 562 кеВ [1]. Ці електрони мають середній пробіг у м'яких тканинах близько 2,1 мм, що забезпечує ефективне опромінення пухлинних клітин при мінімальному пошкодженні навколишніх здорових тканин. При цьому період напіврозпаду ($T_{1/2} = 61,8$ год) достатньо тривалий для того, щоб мічені моноклональні антитіла чи пептидні вектори встигли накопичитися у вогнищах враження, але при цьому не достатньо тривалий для створення надлишкового променевого навантаження на організм. Ядра ^{67}Zn , на який розпадається ^{67}Cu швидко виводяться з організму з сечовиною.

Клінічні випробування з використанням ^{67}Cu вже проводяться при таких онкологічних захворюваннях, як рак передміхурової залози та нейробластома. Повідомляється, що в ході доклінічних досліджень препаратів на основі ^{67}Cu було продемонстровано загибель до 80 % клітин раку легені. Крім того, ^{67}Cu є цікавим радіонуклідом для терапії нейроендокринних пухлин та раку молочної залози [2]. У поєднанні з ^{64}Cu (позитронний випромінювач, період напіврозпаду 12,7 год) ^{67}Cu утворює повноцінну тераностичну пару: діагностичний компонент (^{64}Cu) забезпечує візуалізацію розподілу радіофармпрепарату методом позитронно-емісійної томографії, а терапевтичний – доставляє β -випромінювання безпосередньо в клітини пухлини [2, 3].

Світовий ринок зіштовхується з хронічним дефіцитом ^{67}Cu внаслідок технологічних обмежень його виробництва. На сьогодні розробляються та використовуються три основних підходи до синтезу цього радіонукліда: циклотронний, фотоядерний та реакторний.

Наразі основним способом отримання ^{67}Cu , особливо для медичних центрів, оснащених циклотронами для виробництва інших радіонуклідів, є опромінення протонами електролітично нанесеного цинку, збагаченого ^{70}Zn або ^{68}Zn , на лінійних і циклічних прискорювачах в реакціях $^{70}\text{Zn}(p, \alpha)^{67}\text{Cu}$ та $^{68}\text{Zn}(p, 2p)^{67}\text{Cu}$ (див. роботу [4] та посилання в ній). В оптимальному діапазоні енергій протонів (25–30 MeV) можливо отримання ядер ^{67}Cu з високою радіохімічною чистотою. У ряді досліджень при використанні компактного медичного циклотрона з енергією 30 MeV була отримана активність до 600 МБк ^{67}Cu на кінець опромінення з радіонуклідною чистотою, вищою за 99,5 % [5].

Для підвищення виходу продукту та мінімізації домішок розробляються композитні мішені із суміші ^{68}Zn та ^{70}Zn , які розташовані в певній конфігурації для збільшення співвідношення $^{67}\text{Cu}/^{64}\text{Cu}$. ^{64}Cu є основним небажаним продуктом-забруднювачем, який утворюється в процесі опромінення [6].

Суттєвим обмеженням даного методу є як висока вартість мішеней, збагачених ^{70}Zn , так і складність та трудоемність його електролітичного осадження на підложку [4, 6]. До того ж вихід ^{67}Cu залишається порівняно низьким. Так, в експериментах, проведених на 30-MeV циклотроні, вихід ^{67}Cu становив лише близько 0,58 МБк/мкА·год – майже у 50 разів менше, ніж для діагностичного ізотопу ^{64}Cu на тій же установці.

© Автор(и), 2026

Стаття опублікована ІЯД НАН України за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC 4.0

Також використовуються реакції $^{70}\text{Zn}(d, \alpha n)^{67}\text{Cu}$ та $^{64}\text{Ni}(\alpha, p)^{67}\text{Cu}$ [7, 8]. Аналіз показав, що використання дейтронів з енергією 26 МеВ дає змогу отримувати значну кількість ядер ^{67}Cu з високою радіонуклідною чистотою, зіставною з такою, що досягається фотоядерним методом. Проте вміст ^{70}Zn у природній ізотопній суміші становить лише 0,6 %, а ^{64}Ni – 0,9 %, що суттєво підвищує витрати на ізотопне збагачення цих матеріалів для виробництва ^{67}Cu . Крім того в даному випадку використовуються реакції з зарядженими частинками, а це низькоенергетичні реакції, тобто опромінюється незначна кількість атомів мішені порівняно з γ -квантами та нейтронами. Більш високі енергії заряджених частинок не ефективні, оскільки при цьому будуть напрацьовуватися стабільні атоми $^{63,65}\text{Cu}$, що неприпустимо, оскільки одним з ключових параметрів радіофармпрепаратів є ізотопна чистота. Як правило, необхідно щоб домішки стабільних ізотопів не перевищували 10–20 % по відношенню до необхідних радіоактивних атомів.

У роботі [4] описується реакторний метод напрацювання ^{67}Cu , зокрема наводиться реакція $^{67}\text{Zn}(n, p)^{67}\text{Cu}$, яка відбувається в реакторах на високоенергетичній частині нейтронного спектра. Проте в даному випадку важливою є хімічна чистота матеріалу та ампули, в якій він розташовується, оскільки можливе напрацювання різних домішок на значно інтенсивнішій тепловій частині нейтронного спектра.

Фотоядерний метод ґрунтується на використанні реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$. У роботі [9] пропонується використовувати пучки поглинання (“beam dumps”) потужних дослідницьких прискорювачів частинок для одночасного напрацювання медичних радіонуклідів, у тому числі й ^{67}Cu . Інтенсивне високоенергетичне фотонне випромінювання, яке раніше не використовувалося, може бути перенаправлене на опромінення цинкових мішеней паралельно з основними фізичними експериментами, не порушуючи їхнього перебігу [9]. Корисним практичним наслідком даного підходу є те, що оскільки дослідницькі прискорювачі працюють тривалими циклами, то значні кількості радіонуклідів можуть накопичуватися поступово, без виділення окремого часу на медичні задачі. Даний підхід дає змогу використовувати існуючу прискорювальну інфраструктуру як додаткове джерело терапевтичних радіоізотопів, значно розширюючи доступ до клінічно значущих кількостей ^{67}Cu [9].

Реакція $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ досліджувалася для гальмівних γ -квантів з граничною енергією, вищою за 30 МеВ [10, 11] та в нашій попередній роботі при граничній енергії 17,5 та 19,5 МеВ

[12]. При цьому, оскільки планується напрацювання на мішенях збагачених ^{68}Zn , то для забезпечення максимально можливої ізотопної чистоти, особливо важливо знизити напрацювання ядер стабільної ^{65}Cu в (γ, t) -реакції, енергетичний поріг якої становить 17,7 МеВ, за рахунок зниження енергії гальмівних γ -квантів, не втративши активність ^{67}Cu . Зниження енергії на 0,5 МеВ (з 19,5 до 19 МеВ) знижує ефективний потік γ -квантів для (γ, t) -реакції в 1,5 раза.

Виходячи з вищевикладеного, метою даної роботи є дослідження виходу напрацювання ядер ^{67}Cu в (γ, p) -реакції при опроміненні мішеней металічного цинку природного ізотопного складу гальмівними γ -квантами з граничною енергією 19,0 МеВ та оцінка напрацювання активності ядер ^{67}Cu .

2. Методика та результати вимірювань

Дослідження середньозважених виходів проходилося з використанням активаційного методу на гальмівному γ -пучку мікротрона М-30 [13] для граничних енергій гальмівних γ -квантів 19 МеВ. Контроль величини провідного магнітного поля прискорювача здійснювався методом ядерного магнітного резонансу. Розкид електронного пучка по енергії не перевищував 30–50 кеВ. Величина струму прискорених електронів фіксувалася кожні 1,2 с і записувалася ЕОМ, що давало змогу враховувати можливу нестабільність пучка. Середній струм мікротрона становив 1 мкА.

При цьому для моніторингу потоку гальмівних γ -квантів використовувалися зразки природного металічного танталу товщиною 15 мкм та золота товщиною 10 мкм. При проведенні опромінення до них додавалася мішень металічного цинку природного ізотопного складу масою 570 мг та розмірами, близькими до розмірів моніторних мішеней. В якості гальмівної мішені використовувався металічний тантал товщиною 1,05 мм, за яким на відстані 10–12 см розміщувалися досліджувані мішені.

Тантал товщиною 15 мкм та золото використовувалися для отримання чисельного значення потоку гальмівних γ -квантів за допомогою реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ та $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ відповідно. Експериментальні перерізи даних реакцій добре відомі для монохроматичних γ -квантів у досліджуваному енергетичному діапазоні [14, 15]. Виконувалося дві серії опромінь та вимірювань у низькофоновій спектрометричній лабораторії. Час опромінення становив 2–3 год.

Спектри опромінених мішеней вимірювалися на двох γ -спектрометрах, зібраних на базі

HPGe-детекторів виробництва компаній Canberra та Ortec з ефективністю реєстрації 15 та 40 % порівняно з NaI(Tl)-детектором розмірами 3"×3" та блоків електроніки цих же фірм. Енергетична роздільна здатність спектрометрів становила 1,9 кеВ на γ -лінії 1332 кеВ, яка супроводжує розпад ^{60}Co .

У γ -спектрах, обробка яких проводилася за допомогою програми Winspectrum [16], з високою статистичною точністю виділені γ -переходи, які супроводжують розпад ^{67}Cu . Зокрема на

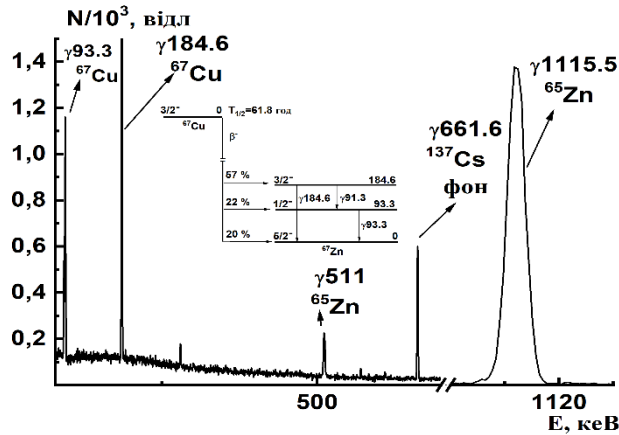


Рис. 1. Фрагменти γ -спектра активованої мішені цинку при $E_{\text{гр}} = 19$ MeB та схеми розпаду ^{67}Cu . Тривалість опромінення 3 год, тривалість витримки близько 7 діб, час вимірювання 22 год.

Використовуючи формулу (2) з роботи [18], були отримані середньозважені виходи моніторингових реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ та $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, які становили 134(9) та 215(14) мб відповідно. З цих даних, використовуючи експериментальні та табульовані величини за допомогою формули (2)

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

де p – абсолютний вміст ^{68}Zn в досліджуваних мішенях; $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро (кількість ядер/г·моль); m – маси мішеней цинку, г; $A = 68$ – масове число атомів ^{68}Zn (а.о.м.); R – коефіцієнт конверсії; N – кількість відліків під фотопіками, які супроводжують розпад ^{67}Cu ; α – квантові виходи γ -квантів, які супроводжують розпад ядер ^{67}Cu ; ξ – ефективності реєстрації γ -квантів розпаду; $t_{\text{опр}}$, $t_{\text{охол}}$, $t_{\text{вим}}$ – тривалості опромінення, охолодження і вимірювання, відповідно, с; k – коефіцієнти самопоглинання γ -квантів розпаду; λ – стала розпаду ядер ^{67}Cu , с^{-1} ; F – потік гальмівних γ -квантів, $(\gamma \cdot \text{моль})/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$.

Ефективність реєстрації γ -квантів розпаду була визначена за допомогою стандартних калібрувальних джерел $^{152,154}\text{Eu}$ та ^{133}Ba . Величини λ ,

рис. 1 показано фрагменти як γ -спектра опроміненої мішені цинку при $E_{\text{гр}} = 19$ MeB, так і схеми розпаду ^{67}Cu .

Моделювання гальмівного спектра, наведеного на рис. 2, проводилося в рамках програмного коду Geant4 [17]. Враховувалася реальна геометрія гальмівної та експериментальних мішеней. Даний код враховує поглинання гальмівного пучка в усіх мішенях зі збірок, які опромінювалися.

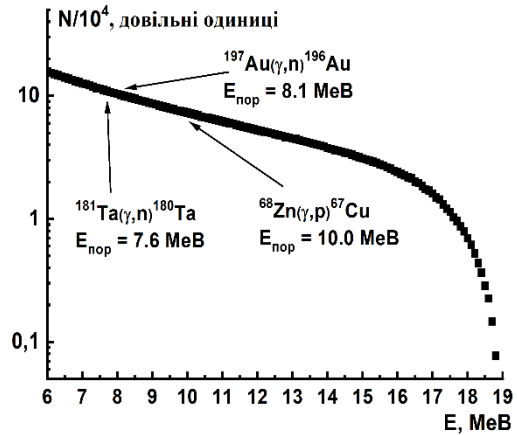


Рис. 2. Гальмівний спектр експериментальної збірки мішеней, модельований при $E_{\text{гр}} = 19$ MeB.

з роботи [19], було розраховано експериментальне значення потоку гальмівних γ -квантів.

З експериментальних γ -спектрів та табульованих величин ми визначили середньозважений вихід реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ згідно з формулою, барн:

p , α були взяті з [20], N – з експериментальних γ -спектрів. Величини коефіцієнтів k були отримані з різниці між модельованими ефективностями реєстрації необхідних γ -квантів для точкових та досліджуваних зразків. Моделювання проводилося в рамках коду MCNP-4с [21]. При цьому модельовані ефективності реєстрації для точкових джерел узгоджуються з експериментальними величинами. Коефіцієнт R розраховувався згідно з методикою, описаною в [22].

Розрахований за формулою (1) вихід становив 624(56) мкб.

3. Дискусія

Було проведено моделювання досліджуваної реакції в рамках програмного коду TALYS-1.96 [23], в якому домінує статистична модель для

монохроматичних γ -квантів. З цих даних за формулою (2) [18] був розрахований теоретичний середньозважений вихід $\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}}$ реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, який становив 305(16) мкб, що в 2 рази нижче експериментальної величини. Для пояснення даних відмінностей була розроблена модель напівпрямих процесів, пов'язана з впливом аналогових станів на характеристики розпаду гранично допустимих рівнів (ГДР). Для даних процесів ізоспін є строгим квантовим числом. При цьому для ядер з $N \neq Z$, які мають ізоспін відмінний від 0, будуть збуджуватися дві групи рівнів з T_0 та $T_0 + 1$ ($T_0 = \frac{1}{2}(N - Z)$). Гілка ГДР з T_0 пов'язана з вильотом нейтронів, $T_0 + 1$ – з вильотом протонів [24]. Спектр протонних станів зміщений порівняно зі спектром нейтронних станів в область вищої енергії. Це впливає з формули Вайцекера [25]. Проте величину цього зміщення внаслідок ізоспінового розщеплення наразі однозначно не встановлено. В одночастинковому підході $B_{\text{singl}} = 100(T_0 + 1)/A$, а з урахуванням колективізації збуджених станів ця величина знижується і оцінюється як $B_{\text{coll}} = 60(T_0 + 1)/A$. При цьому зростають енергетичні пороги (γ, p) -реакції, які дорівнюють $P_{\text{singl}} = E_{\text{th}} + B_{\text{singl}}$ та $P_{\text{coll}} = E_{\text{th}} + B_{\text{coll}}$ (тут E_{th} – енергетичний поріг реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$). У даному підході середньозважений вихід заселення ^{67}Cu із урахуванням ізоспінового розщеплення розраховується за такою формулою, мб:

$$\langle Y \rangle_{\text{isospin}}^{\text{theor}} = \frac{SY_{\text{mon}}^{\text{aver}}(1 - 1,5T_0A^{-2/3})}{T_0(1 + 1,5A^{-2/3})},$$

яка ґрунтується на рівнянні (3) з роботи [24].

Зокрема на рис. 3 показана функція збудження реакцій $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ та $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$, модельованих у коді TALYS-1.96. Причому остання домножена на коефіцієнт K , який враховує ізоспінове розщеплення ГДР.

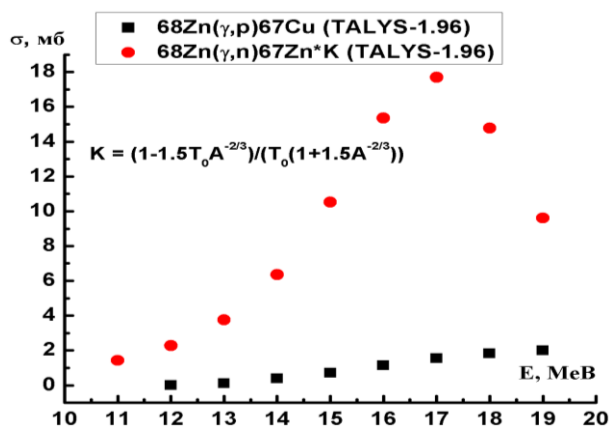


Рис. 3. Модельовані функції збудження (γ, n) - та (γ, p) -реакцій з урахуванням ізоспінового розщеплення для фотонейтронної реакції. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

У вищеведеному виразі ізоспінове розщеплення враховується за допомогою множника S , який дорівнює відношенню модельованих потоків гальмівних γ -квантів. У нашому випадку:

$S = \int_{E_{\text{mth}}(\gamma, p)}^{19} dq / \int_{E_{\text{th}}(\gamma, n)}^{19} dq$. Тут нижня межа інтегрування в чисельнику дорівнює модифікованому енергетичному порогу ($E_{\text{mth}}(\gamma, p)$), який дорівнює P_{single} чи P_{coll} . Нижня межа інтегрування в знаменнику ($E_{\text{th}}(\gamma, n)$) дорівнює енергетичному порогу реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$. $Y_{\text{mon}}^{\text{aver}}$ – середньозважений вихід реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, n)^{67}\text{Zn}$, розрахований за допомогою формули (2) з роботи [18]. Розраховані виходи $\langle Y \rangle_{\text{isospin}}^{\text{single}}$ (при

$E_{\text{mth}}(\gamma, p) = P_{\text{single}}$) та $\langle Y \rangle_{\text{isospin}}^{\text{coll}}$ (при $E_{\text{mth}}(\gamma, p) = P_{\text{coll}}$) (γ, p) -реакції дорівнюють відповідно 119(6) та 1300(65) мкб. Тут слід відзначити, що точне значення коефіцієнта з формули Вайцекера не 100 а 95 (див. вище). Це змінює енергію ізоспінового розщеплення на 350 кеВ, що призводить до збільшення виходу за рахунок внеску аналогових станів до 205 мкб. З отриманих даних можна зробити висновок, що врахування впливу аналогових станів в одночастинковому підході разом із внеском статистичного механізму непогано описує експериментальні дані.

Важливою перевагою фотоядерних реакцій є те, що можна використовувати маси мішеней до 100–200 г, у той час як для реакцій із зарядженими частинками маси мішеней становлять, як правило, 100–200 мг. З наших даних випливає, що при опроміненні мішені масою 100 г при струмі електронів 10 мА протягом 3 діб буде напрацьована активність ^{67}Cu близько 10 ГБк. Для терапії, як правило, потрібна активність ~ 1 ГБк, тобто буде напрацьовуватися 10 зразків. Слід зазначити, що в результаті радіохімічних процедур втрачається не більше 1 % маси вихідної мішені. Збагачення ^{68}Zn внаслідок високого вмісту в природній суміші (18,8 %) до 90–95 % коштує 1–2 дол. США за міліграм, що приблизно на 2 порядки дешевше, ніж збагачення ^{70}Zn (0,6 % у природній суміші). Все це вказує на високу економічну ефективність запропонованого методу напрацювання ^{67}Cu . Раніше реакція $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ досліджувалася при граничній енергії електронів 30 МеВ та вищій [10, 11] і зокрема для $E_{\text{гп}} = 30$ МеВ був отриманий вихід, що дорівнює $\sigma_{\text{exp}} = 0,43(6)$ мб, який навіть нижчий наших даних при $E_{\text{гп}} = 19,5$ та 19 МеВ. Отже, напрацювання ^{67}Cu при граничній енергії γ -квантів 19–20 МеВ є цілком ефективним. Зниження граничної енергії дає змогу значно підвищити потоки електронів чи використовувати такі установки як мікротрон або медичні прискорювачі електронів.

Для середньозважених виходів, які розраховувалися за даними коду TALYS-1.96, $(\langle Y \rangle_{\text{stat}}^{\text{theor}})$ похибка складається лише з похибки моделювання гальмівного спектра в кодї Geant4, яка знаходиться в межах 5 % для даних граничних енергій гальмівних γ -квантів. Така ж величина похибки має місце і для середньозважених виходів, розрахованих з урахуванням ізоспінного розщеплення ГДР $(\langle Y \rangle_{\text{isospin}}^{\text{coll}}$ та $\langle Y \rangle_{\text{isospin}}^{\text{single}})$.

При оцінюванні похибки $\langle Y \rangle_{\text{exp}}$, оскільки вимірювання проводилися відносним методом, похибкою потоку гальмівних γ -квантів можна було знехтувати. Загальна похибка експериментальних середньозважених виходів знаходилася в межах 9 %, домінуючою при цьому є невизначеність моніторингового середньозваженого виходу реакцій $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ та $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$.

4. Висновки

Уперше виміряно середньозважений вихід реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ при граничній енергії 19 MeV, який становив 624(56) мкБ. Він є зівстав-

ним з виходом, отриманим нами раніше при граничній енергії гальмівних γ -квантів $E_{\text{гр}} = 19,5$ MeV. При цьому зниження граничної енергії з 19,5 до 19 MeV знижує в 1,5 раза потік гальмівних γ -квантів для реакції $^{68}\text{Zn}(\gamma, t)^{65}\text{Cu}$, яка є небажаною при напрацюванні медичного радіоізоотопу ^{67}Cu . Порівняння експериментальних та теоретичних даних, модельованих у межах програмного коду TALYS-1.96, демонструє значний внесок нестатистичного механізму в перебіг даної реакції. Зокрема врахування ізоспінного розщеплення ГДР в одночастинковому підході разом із внеском статистичного механізму дає змогу задовільно узгодити експериментальні та теоретичні дані. Показано, що при граничній енергії гальмівних γ -квантів 19 MeV можна ефективно напрацьовувати значні активності ^{67}Cu .

Висловлюємо подяку персоналу мікротрона М-30 Інституту електронної фізики НАН України (м. Ужгород) за проведений фотоактиваційний експеримент.

Робота виконана за фінансової підтримки гранту МАГАТЕ № 28137.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory. NuDat 3.0: Decay Radiation Search, ^{67}Cu .
2. P. Baberwal, S. Sonavane, S. Basu. The current status and promising potential of copper-based radiopharmaceutical development towards future theranostics: an overview. *Nucl. Med. Comm.* 46(9) (2025) 781.
3. J.Y. Lee et al. Theragnostic $^{64}\text{Cu}/^{67}\text{Cu}$ radioisotopes production with RFT-30 cyclotron. *Front. Med.* 9 (2022) 889640.
4. N.A. Smith, D.L. Bowers, D.A. Ehst The production, separation, and use of ^{67}Cu for radioimmunotherapy: A review. *Appl. Radiat. Isot.* 70(10) (2012) 2377.
5. S.A. Brühlmann et al. Cyclotron-based production of ^{67}Cu for radionuclide theranostics via the $^{70}\text{Zn}(p, \alpha)^{67}\text{Cu}$ reaction. *Pharmaceuticals* 16(2) (2023) 314.
6. G. Wang et al. Research on zinc electrodeposition for target preparation in medical isotope ^{67}Cu production. *Appl. Radiat. Isot.* 226 (2025) 112170.
7. J. Kozempel et al. Preparation of ^{67}Cu via deuteron irradiation of ^{70}Zn . *Radiochim. Acta* 100(7) (2012) 419.
8. Ye. Skakun, S.M. Qaim. Excitation function of the $^{64}\text{Ni}(\alpha, p)^{67}\text{Cu}$ reaction for production of ^{67}Cu . *Appl. Radiat. Isot.* 60(1) (2004) 33.
9. M. Eslami, D.G. Jenkins, M. Bashkanov. Unconventional ^{67}Cu production using high-energy bremsstrahlung and cross section evaluation. *Phys. Rev. C* 112 (2025) 054603.
10. G.N. Hovhannisyan, T.M. Bakhshian, R.K. Dallakyan. Photonuclear production of the medical isotope ^{67}Cu . *Nucl. Instrum. Methods B* 498 (2021) 48.
11. P. Polak et al. Photonuclear production of ^{67}Cu from ZnO targets. *Radiochim. Acta* 40(4) (1986) 169.
12. V.O. Zheltonozhsky et al. Study of the ^{67}Cu activation in (γ, p) -reaction. *Rad. Phys. Chem.* 241 (2026) 113533.
13. M.I. Romanyuk et al. Microtron M-30 for radiation experiments: Formation and control of irradiation fields. *Probl. At. Sci. Technol.* 3(139) (2022) 137.
14. V.V. Varlamov et al. New data on (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, and $(\gamma, 3n)$ partial photoneutron reactions. *Phys. Atom. Nuclei* 76 (2013) 1403.
15. A. Veyssiere et al. Photoneutron cross sections of ^{208}Pb and ^{197}Au . *Nucl. Phys. A* 159 (1970) 561.
16. M.V. Strilchuk. The WinSpectrum Manual (Kyiv: Institute for Nuclear Research, 2000) 14 p. (Unpublished).
17. S. Agostinelli et al. GEANT4 – a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods A* 506 (2003) 250.
18. V.O. Zheltonozhsky et al. Investigation of (γ, xpn) -reactions on titanium, lutetium, nickel and chromium nuclei at $E_{\text{br}} = 37$ MeV. *Rad. Phys. Chem.* 216 (2024) 111387.
19. В.О. Желтоножський та ін. Дослідження заселення ^7Be в реакціях на ядрах берилію та бору з гальмівними γ -квантами в широкому діапазоні величин енергії. *Ядерна фізика та енергетика* 21(4) (2020) 302. / V.O. Zheltonozhsky et al. Inves-

- tigation of ^7Be population in reactions on nuclei of beryllium and boron with bremsstrahlung γ -rays in wide energy range. *Nucl. Phys. At. Energy* 21(4) (2020) 302. (Ukr)
20. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. NuDat 3.0: Nuclear Structure and Decay Data.
 21. J.F. Briesmeister (Ed.) *MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code*. Version 4B. Los Alamos National Laboratory Report LA-12625-M (Los Alamos, NM, USA, 1997) 497 p.
 22. V.A. Zheltonozhsky, A.M. Savrasov. Population cross-section of $^{179\text{m}2}\text{Hf}$ from the reactions on hafnium and tantalum targets. *Nucl. Instrum. Methods B* 438 (2019) 20.
 23. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. *AIP Conf. Proc.* 769 (2025) 1154.
 24. K. Shoda. Isospin effect in photoproton reaction on heavy nuclei. *Phys. Rep.* 53 (1979) 341.
 25. Л.А. Булавін, В.К. Тартаковський. *Ядерна фізика* (Київ, «Знання», 2005) 439 с. / L.A. Bulavin, V.K. Tartakovsky. *Nuclear Physics* (Kyiv: Znannia, 2005) 439 p. (Ukr)

V. O. Zheltonozhsky, D. E. Myznikov, A. M. Savrasov*, V. I. Slisenko, N. V. Kulich

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

*Corresponding author: asavrasov@kinr.kiev.ua

STUDY OF ^{67}Cu ACTIVATION IN (γ, p) -REACTION AT $E_{\text{br}} = 19 \text{ MeV}$

For the first time, the flux-weighted average yield of the (γ, p) -reaction on ^{68}Zn was measured at a bremsstrahlung end-point energy of 19 MeV. The obtained value is 624(56) μb . The obtained yield was calculated within the framework of the TALYS-1.96 code. A significant contribution of the non-statistical mechanism for the $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ reaction is noted at a bremsstrahlung end-point energy of 19 MeV. High economic efficiency of ^{67}Cu production is shown on zinc enriched with the ^{68}Zn isotope at electron energy values in the region of 20 MeV.

Keywords: ^{67}Cu , photoactivation method, flux-weighted average yield, TALYS-1.96.

Надійшла / Received 18.06.2026