

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ
Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Фізичний факультет
Кафедра ядерної фізики

На правах рукопису

Пошук двопротонної зв'язаної системи як продукта ядерної реакції

Галузь знань: 10 Природничі науки

Спеціальність: 104 Фізика та астрономія

Освітня програма: Ядерна енергетика

Кваліфікаційна робота магістра

Студента 2 року навчання

Голяницького Павла Павловича

Науковий керівник

професор, доктор фізико-математичних наук

Ігор Миколайович Каденко

Робота заслухана на засіданні кафедри ядерної фізики та рекомендована до захисту на ЕК, протокол № 15 від 12.05.2021 р.

Завідувач кафедри проф. І.М. Каденко

Київ – 2021

ВИТЯГ

з протоколу № _____
засідання Екзаменаційної комісії

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

Голова ЕК _____
« ____ » _____ 2021р.

Анотація

Голяницький П.П. «Пошук двопротонної зв'язаної системи як продукта ядерної реакції».

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

Науковий керівник: Професор, доктор фізико-математичних наук, Каденко Ігор Миколайович

Метою даної роботи є пошук двопротонної зв'язаної системи як продукту ядерної реакції з важкими ядрами та дослідження її фізичних властивостей: радіуса ядра, енергії зв'язку, періоду напіврозпаду такої системи. Роботу виконано у декілька етапів. Перший - це теоретичний розрахунок очікуваних результатів, де проводиться оцінка періоду напіврозпаду системи. На першому етапі також обчислено енергію зв'язку та радіус даної системи. Другий – підготовка до експерименту з опроміненням підібраних мішеней Но-165, Тб-159, Ер-166 та Та-181 протонами, розрахунок енергії пучка. Третій – набір та аналіз отриманих спектрів мішеней, з оцінкою періоду напіврозпаду для лінії 511 кеВ.

Як результат, отримано спектри опромінення мішеней з використанням яких було встановлено експериментальні значення періодів напіврозпаду лінії 511 кеВ.

Ключові слова: протон, дипротон, період напіврозпаду, енергія зв'язку

Summary

Holyanytskyy P.P. "Search for two-proton bound system as a nuclear reaction product".

Master thesis in specialization 104 – Physics and astronomy, educational programme "Nuclear power". – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Department of Nuclear Physics. – Kyiv, 2021.

Scientific supervisor: Professor, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, I. M. Kadenko

The aim of this thesis is the search for two-proton bound system as a product of nuclear reaction at heavy nuclei, and investigation of its physical properties: nucleus radius, the binding energy, and the system half-life. The work was carried out in several phases.

The first one is devoted to theoretical calculation of expected results with evaluation of the system half-life. Calculation of the binding energy and system radius were also accomplished at this phase.

The second phase was the preparation for the experiment with irradiation of the selected targets of Ho-165, Tb-159, Er-166 and Ta-181 with protons, and calculation of the beam energy.

The third phase is a collection and analysis of the obtained targets' spectra and evaluation of the half-life for the 511 keV line.

As a result, the targets irradiation spectra were obtained being further used to determine experimental values of half-lives for 511 keV line.

Key words: proton, diproton, half-life, the binding energy

Зміст

Вступ

1. Огляд літератури

1.1. Протон-надлишкові ядра та їх властивості.

1.2. Протонна та двопротонна радіоактивність ядер: теоретичні передбачення та експериментальні результати.

1.3. Двопротонні кореляції як основа пошуку двопротонних зв'язаних систем.

1.4. Пошук двопротонних зв'язаних систем.

1.5. Експериментальні установки для пошуку двопротонних зв'язаних систем: циклотрон Siemens Eclipse та НЧГ спектрометр Canberra.

2. Проведення теоретичних розрахунків фізичних параметрів двопротонних зв'язаних систем.

2.1. Оцінка енергії зв'язку системи.

2.2. Розрахунок радіусу ядра системи.

2.3. Розрахунок очікуваних періодів напіврозпаду.

3. Планування та проведення опромінювань ядер-кандидатів для пошуку двопротонних зв'язаних систем:

3.1 Експеримент з Гольмієм.

3.2. Експеримент з Тербієм.

3.3. Експеримент з Ербієм.

3.4. Експеримент з Танталом.

4. Проведення набору спектрів та їх аналіз.

4.1. Ідентифікація ліній на отриманих спектрах.

4.2. Оцінка періоду напіврозпаду для лінії 511 кеВ в отриманих спектрах.

5. Висновки

6. Список літератури

Вступ

Ядро атому складається з протонів та нейтронів, що, в свою чергу, співіснують у ядрі завдяки сильній взаємодії. Нейтрони та протони, як головні компоненти атомних ядер мають загальну назву – нуклони. Як протон, так і нейтрон обидва є ферміонами та мають спіні $1/2$.

На сьогоднішній день вважається, що єдиним відомим ядром, яке складається з двох нуклонів є дейтрон, стабільний ізотоп гідрогену ^2H . Спіні дейтрону дорівнює одиниці, парність $+1$, енергія зв'язку 2.2245 MeV . У той же час завдяки явищу радіоактивності ядер можна спостерігати перетворення одного ізотопу елемента в новий ізотоп шляхом радіоактивних перетворень, в т.ч. випромінюванням гамма-квантів, протонів та інших частинок.

У даній роботі розглядається можливе спостереження нового типу ядерних реакцій з формуванням ядра, що складається з двох протонів у зв'язаному стані, інакше кажучи дипротон. Можливим каналом розпаду протонно надлишкових ядер у загальному випадку є спостереження двопротонної радіоактивності таких ядер і стосується це, перш за все, слабкозв'язаних або взагалі незв'язаних станів ядер, сильно перевантажених протонами. В той же час, ядра з невеликим надлишком протонів мають зазнавати, скоріше, бета розпаду шляхом електронного поглинання або випромінювання позитронів. Наслідком такого β^+ розпаду має стати поява в апаратурному гамма-спектрі зразка, що містить такі ядра, піку анігіляції позитронів з енергією 511 keV . Припускаючи, що у вихідному каналі реакції може бути за певних умов сформовано найпростіше ядро з двох протонів у зв'язаному стані після опромінення мішеней ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{165}Ho при енергії опромінення протонів, трохи нижчої за енергію порогу реакції $(p,2p)$, проводиться пошук та детальне дослідження даного ядра. Встановлюються основні фізичні властивості системи, такі як: радіус ядра, енергія зв'язку,

спін, парність, орбітальний момент та період напіврозпаду. В роботі порівнюються теоретично та експериментально отримані значення періоду напіврозпаду для кожного із проведених експериментів.

Дана система розглядається як ізотоп ${}^2\text{He}$, що шляхом β^+ розпаду перетворюється у дейтрон (${}^2\text{H}$).

1. Огляд літератури

1.1 Протон-надлишкові ядра та їхні властивості

Ядро атому має форму кулі/краплі густої ядерної матерії. Протони та нейтрони утримуються в ядрі за рахунок ядерних сил. Найбільш стабільною є конфігурація, де числа нейтронів та протонів в ядрі є приблизно однаковими. При значному відхиленні від такої конфігурації ядро стає нестабільним. Також на його стабільність може впливати парна та багаточастинкова взаємодії в ядрі. Звідси енергія зв'язку ядра залежить від кількості нуклонів не рівномірно, а з деякими стрибками. Деякі ядра з парною кількістю нейтронів або протонів, є магічними або двічі магічними (${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$)^[3] Таким ядрам є притаманною властивість підвищеної стійкості та більшої енергії зв'язку в порівнянні з сусідніми ядрами.

Розглянемо N/Z діаграму (Рис.1.1)^[1], де ядра розташовані в залежності від кількості нейтронів та протонів.

Відношення числа нейтронів до числа протонів у ядрі в області стабільності описується наступною формулою^[2]:

$$\frac{N}{Z} = 0.98 + 0.015 * A^{\frac{2}{3}} \quad (1.1)$$

Вище області стабільності ядер розташовуються протон-надлишкові ядра. Найбільш поширеним для даних ядер є канал β^+ розпаду, що супроводжується вильотом позитрону або захопленням електронів з найнижчих внутрішніх оболонок атома. Зі зменшенням числа нейтронів ядра стають нестабільними за рахунок Кулонівської взаємодії, якій властивим є відштовхування однойменно заряджених частинок, а саме протонів, в ядрі. При цьому енергія, що виділяється при розпаді, збільшується, а період напіврозпаду, відповідно, зменшується.

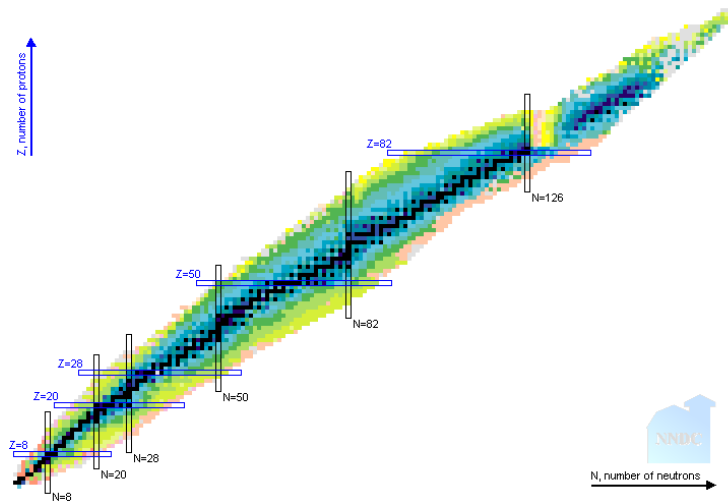


Рис.1.1 N/Z - діаграма атомних ядер. Чорний колір – найбільш стабільні ізотопи (долина стабільності). Нижче розташовані нейтрон-надлишкові ядра, вище протон- надлишкові ядра.

Протон-надлишкові ядра мають границю протонної стабільності. Для ядер ($Z < 20$) ця границя проходить поблизу долини стабільності. Легкі протон-надлишкові ядра є продуктом реакцій багатонуклонної передачі (наприклад $({}^4\text{He}, {}^8\text{He})$, $({}^3\text{He}, {}^6\text{He})$). Саме з таких реакцій було отримано (${}^6\text{Be}$, ${}^7\text{B}$, ${}^8\text{C}$, ${}^{11}\text{N}$, ${}^{12}\text{O}$) та ряд інших ядер, що розташовані поблизу границі протонної стабільності.

Для випадку важких ядер розглянемо фрагмент діаграми Рис 1.2. [6] від ${}^{71}\text{Lu}$ до ${}^{91}\text{Po}$.

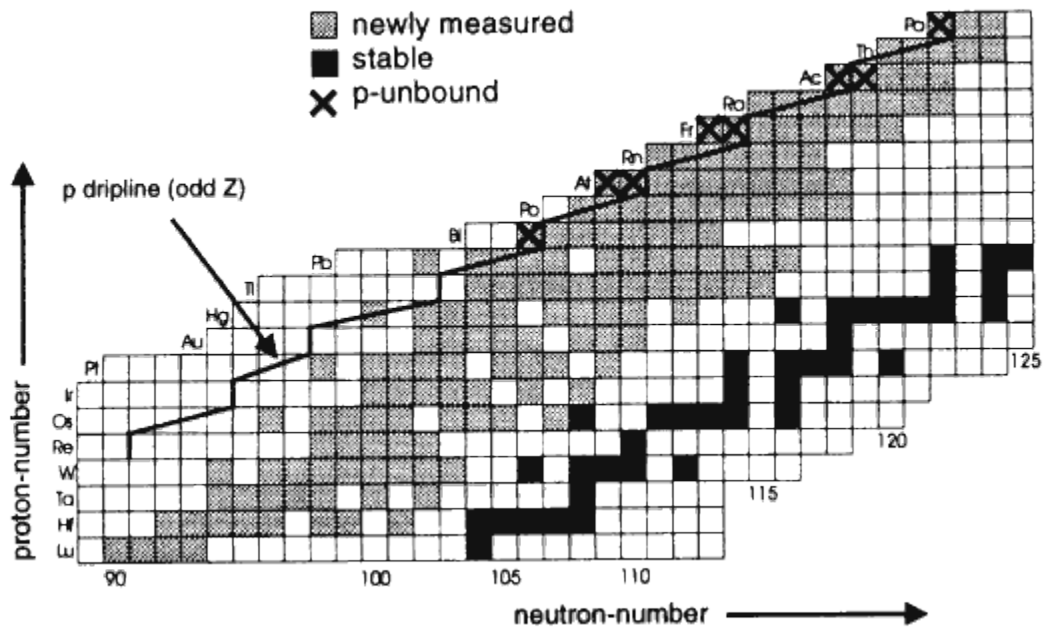


Рис 1.2. Діаграма N/Z. Чорним кольором позначено стабільні ядра, сірим – вперше отримані ядра в експериментах у GSI, Німеччина.

Виходячи з експериментально отриманих даних для легких ізотопів з непарною кількістю протонів Bi, At, Fr, Ac, бачимо (Рис 1.3), що енергія зв'язку неспареного протону $E_p < 0$.

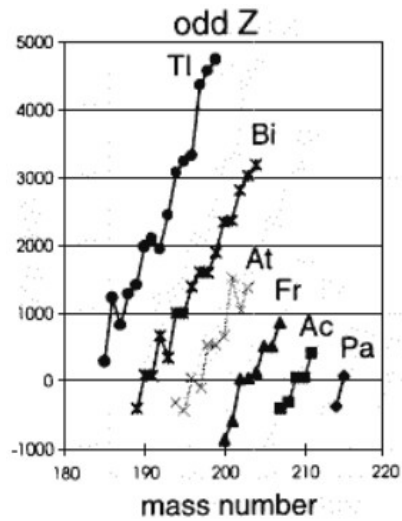


Рис.1.3. Енергія відділення протону ізотопів Bi, At і т.д.

При цьому сусідні ядра в конфігурації з парною кількістю нейтронів та енергія відриву протону є більшою за 2 МеВ (Рис.1.4).

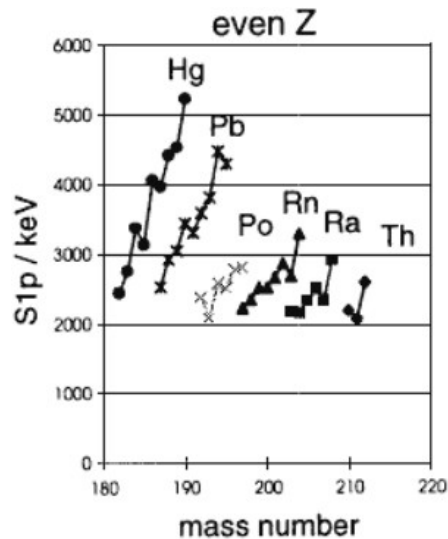


Рис.1.4. Енергія відділення протону ізотопів Hg, Pb, Po і т.д.

Кулонівський бар'єр ядерної системи з $E_p < 0$ збільшує її час життя до 10^{-6} секунд, надаючи таким чином можливість отримати спектроскопічну інформацію про ці системи. Прикладом таких систем є ядра що випромінюють протони зі свого основного стану.

Завдяки таким ядрам існує ще одна можливість дослідження явища тунелювання.

Також серед протон-надлишкових ядер існують обійдені ядра. Це ядра, які не можна отримати шляхом s- та g-процесів (повільне та швидке захоплення нейтронів відповідно)^[4]. Можливість існування такого типу ядер можна пояснити, припустивши, що вони утворюються в наступних реакціях: реакції поглинання протону ((p,n),(p, γ)), фотоядерні реакції ((γ ,n), (γ ,2n)), реакції слабкої взаємодії ($e^+ + (A,Z) \rightarrow (A,Z+1) + \bar{\nu}_e$). Прикладом таких обійдених ядер є: ^{152}Gd , ^{156}Dy , ^{158}Dy , ^{162}Er , ^{164}Er , ^{174}Hf , ^{180m}Ta .^[5]

Дослідження протонної радіоактивності дає можливість вивчення вузьких резонансних станів у розпадах з відділенням протонів, а також залежності таких станів від орбітального моменту.

1.2. Протонна та двопротонна радіоактивність ядер: теоретичні передбачення та експериментальні результати.

У попередньому розділі було вказано, що основним каналом розпаду для протон-надлишкових ядер є β^+ розпад та електронне поглинання. Водночас зі зменшенням періоду напіврозпаду та збільшенням енергії β розпаду, зменшується енергія відділення протону E_p від ядра, а самі ядра прямують до границі протонної нестабільності $E_p = 0$, за межами якої ядерні сили не можуть утримати надлишкові протони внаслідок дії кулонівських сил.

З наближенням до границі протонної нестабільності можна очікувати, що окрім звичних β^+ розпаду та електронного захоплення можуть з'явитися декілька різновидів радіоактивностей, які можна

об'єднати загальною назвою – протонна радіоактивність. За порядком екзотичності розглядається виліт запізнілих протонів, ізомерний протонний розпад, протонний розпад з основного стану ядра та деякі види двопротонних радіоактивностей.

Виліт апізінілих протонів було відкрито в 1962 році в ОІЯД, м.Дубна В.А. Карнауховим з співробітниками, які виявили,що в процесі опромінення нікелевої фольги ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ утворюється джерело протонів з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 24$ секунди^[7]. На Рис.1.5. зображено типову схему вильоту запізнілих протонів з ядра^[8].

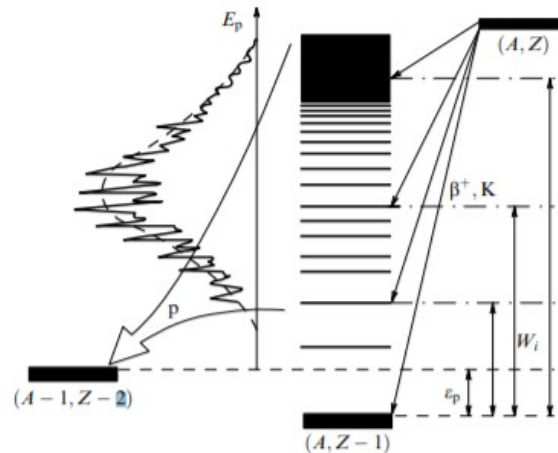


Рис.1.5. Схема вильоту запізнілих протонів. (A, Z) – материнське β^+ активне ядро; $(A, Z-1)$ – дочірнє ядро з енергією збудження W_i , що є більшою за E_p ; запізнілі протонні переходи в ядро $(A-1, Z-2)$.

Зазвичай протон-надлишкове ядро (A, Z) шляхом β^+ розпаду чи електронного захоплення переходить у основний або збуджений стан дочірнього ядра $(A, Z-1)$. Його енергія збудження W_i знімається за рахунок гамма-квантів та внутрішньої конверсії. Але біля границі протонної нестабільності енергія W_i може перевищувати енергію відділення протону E_p від дочірнього ядра. В цьому випадку

з'являється можливість вивільнення протонів з і-го рівня ядра ($A, Z-1$). Така можливість реалізується лише після β^+ переходу материнського ядра, тому вивільнення протонів дочірнім ядром є запізненим на час β -переходу.

Енергія запізнених протонів може бути розрахованою наступним чином $T_p = W_i - E_p$. Зареєструвати такі протони вдається починаючи з енергій 0.8 – 1 МеВ. При таких енергіях ймовірність вильоту запізнених протонів Γ_p/Γ , однак, є невеликою. Причиною тому є кулонівський бар'єр, котрий дорівнює близько 4 МеВ для легкого ядра $^{17}_{10}\text{Ne}$ та 15 МеВ для $^{179}_{80}\text{Hg}$. З підвищенням енергії протонів ймовірність Γ_p/Γ зростає та потім знову падає внаслідок зменшення ймовірності β -переходів на високо розташовані рівні дочірнього ядра. Як результат, спектр запізнених протонів має зубчасту форму (Рис.1.5).

Ядра-випромінювачі протонів можуть утворюватися не лише шляхом попереднього β^+ розпаду, але й безпосередньо в ядерній реакції. Якщо ядро є протонно-надлишковим, його енергія збудження є більшою за енергію відриву протону E_p , тож як і у випадку запізнених протонів, таке ядро може вивільнювати протони. Але спостереження цього процесу на фоні більш вірогідної реєстрації збурень зі спостереженням гамма-переходів зазвичай є майже неможливим. Виключенням є ситуація, коли існує ядро-ізомер, що має метастабільний рівень з великим моментом, з якого гамма-перехід є сильно придушеним і вірогідність β^+ розпаду є невеликою.

Таке ядро ізомер було знайдено у 1970му році в реакції



в роботах К. Джексона, Дж. Черні.^[9] Так при дослідженнях рівней дочірнього ядра реакції, виявилось, що один з рівнів є довгоіснуючим з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 247 \pm 12$ мс. Імовірність вильоту протонів з нього становить $\Gamma_p/\Gamma = 0.015$. В таких умовах вдалося зафіксувати протони з енергією 1.59 ± 0.03 MeV^[10].

Попередньо розглянуті випадки протонної радіоактивності об'єднують дві спільні особливості: невелика, але позитивна енергія відокремлення протону від ядра E_p і, як наслідок, можливість вильоту протону тільки при досить великій енергії збудження ядра $W > E_p$.

Якщо дефіцит нейтронів в ядрі є настільки великим, що перебуваючи в основному стані ядро знаходиться за межами границі протонної стабільності, де ядерні сили вже не в змозі втримати протон всередині ядра, з'являється ще одна можливість вильоту протону. В цьому випадку ядро на великому фоні β^+ розпаду може випромінювати протони з основного стану. Такий тип радіоактивності є дуже схожим на α -розпад з деякими особливостями останнього. Зокрема, мова йде про тунелювання протону через кулонівський бар'єр, ймовірність якого визначається проникністю останнього. Оскільки заряд протону дорівнює одиниці, ядра- випромінювачі мають менші значення Z у порівнянні з ядрами α -випромінювачами, то ж такий бар'єр є досить невисоким. Теоретично, протонний розпад є простішим, ніж α -розпад, саме внаслідок відсутності проблеми формування вилітаючої частинки. Протони на відміну від α -частинок існують в ядрах у готовому вигляді. Але при спробах виявити протонний розпад з'являються експериментальні складнощі конкуренції з β^+ розпадом, через який протонний розпад можна спостерігати лише за умов, коли β^+ розпад є

досить слабким. За деякими розрахунками протонні випромінювачі необхідно шукати серед ядер зі значеннями $Z > 50$, які мають змогу вивільняти протони зі зручними енергіями для реєстрації $T_p = 0.5 - 1.5$ МеВ та періодами напіврозпаду $T_{1/2} \leq 0.1 - 1$ с. Більш імовірним протонний розпад є для ядер з непарним значенням Z , в яких останній протон не знаходиться в стані двійкування, і відповідно має меншу енергію зв'язку через відсутність додаткової парної взаємодії, що існує між останнім парним та передостаннім непарним протоном.

Слабку протонну радіоактивність було зареєстровано також а ОІЯД, м. вДубна в 1972 році, В.А. Карнауховим з колегами в реакції^[11]:



Енергія протонів, що вилітають з ядра, становила $T_p = 0.83 \pm 0.05$ МеВ, а період напіврозпаду - 1.4 ± 0.8 секунд. Через 10 років Хофман С. отримав новий протонний випромінювач ${}_{71}^{151}\text{Lu}$ в реакції з ядром ${}_{44}^{96}\text{Ru}$, але при бомбардуванні його іонами ${}_{28}^{58}\text{G}$ ^[12].



Така реакція є цікавою тим, що необхідний для протонного розпаду дефіцит нейтронів в ядрі ${}_{71}^{151}\text{Lu}$ досягається шляхом «випаровування» трьох нуклонів, завдяки чому переріз реакції (1.4) є більшим, ніж переріз реакції (1.3), у 700 разів. Енергія протонів, що відокремились вилетівши з ядра, становила $T_p = 1.231 \pm 0.004$ МеВ, а період напіврозпаду - 0.085 ± 0.010 секунд.

Предметом дослідження даної роботи є радіоактивність двопротонного ядра у зв'язаному стані. У 60-х роках двадцятого

століття акад. В.Й. Гольданський передбачив двопротонний розпад біля границі протонної стабільності. ^[13] Основою двопротонної радіоактивності, як явища, є спонтанний виліт двох протонів з ядра, що знаходиться в основному стані. Такий тип радіоактивного розпаду обумовлений двійкуванням протонів в ядрі. В деяких випадках від ядра з парною кількістю протонів Z легше відокремити одразу два протони, ніж один протон у стані двійкування. Розглянемо детальніше протонний розпад. На Рис.1.6 показано можливі випадки вильоту одного чи двох протонів з ядра.

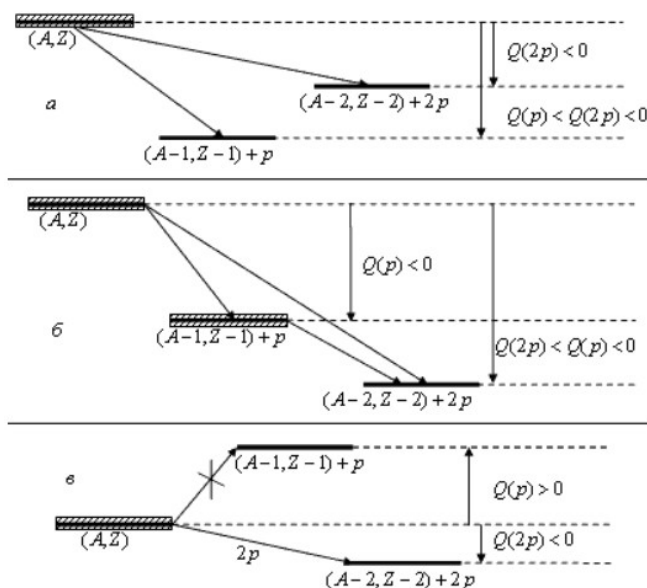


Рис.1.6. Енергетичні діаграми вильоту одного та двох протонів з ядра.

Дана діаграма А показує випадок, коли материнське ядро нестійке до випромінювання одного та двох протонів. Для випадку Б розглядаються випадки одночасного вильоту двох протонів та ланцюгової реакції вильоту протонів. У цьому випадку також утворюються два протони, але за умови, якщо перехідне ядро $(A-1, Z-1)$ є нестійким до вильоту другого протону. Для випадку В розглядається

прямий розпад ядра з вильотом двох протонів, коли розпад в ядро ($A-1$, $Z-1$) є енергетично забороненим. Найкращі кандидати для нового типу розпаду були теоретично передбачені масовими моделями в області $A = 50$ в 90х роках^[14].

Таким чином, явище двопротонної радіоактивності вперше було відкритим для ізоотопу ^{45}Fe у 2002 році паралельно експериментальними групами дослідницьких центрів GANIL та GSI. Для ідентифікації двопротонної радіоактивності необхідно точно розділити явища однопротонного та двопротонного розпаду, що супроводжували β -розпад. Припускалось, що основним каналом розпаду ізоотопу ^{45}Fe є двопротонний розпад.

На Рис.1.7 наведено енергетичну схему розпаду ізоотопу ^{45}Fe .

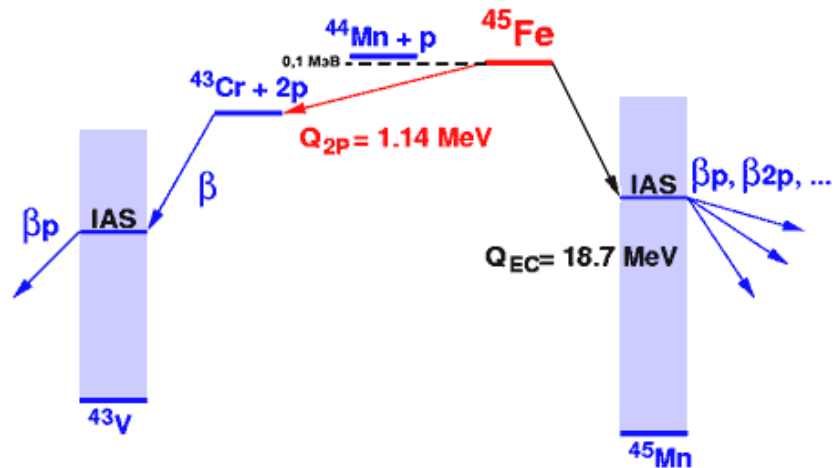


Рис.1.7 Схема розпаду ^{45}Fe

Критеріями ідентифікації двопротонної радіоактивності ^{45}Fe були наступні пункти:

- відсутність збігів при реєстрації протонів діапазону (1.1 – 1.8 MeV)^[14] з продуктами β -розпаду.
- експериментально отримана енергія двопротонного розпаду відповідає теоретичним передбаченням (1.1-1.8 MeV).
- період напіврозпаду ^{43}Cr збігається з теоретичним розрахунком і становить 20.8 мс.
- розпад ^{43}Cr супроводжується вильотом запізнілих протонів з енергією від 2 до 6 MeV, що спостерігаються в спектрах

У результаті спільного аналізу даних накопичених в експериментах GANIL та GSI, отримано:

- енергія двопротонного розпаду ^{45}Fe $Q = 1.151$ MeV.
- період напіврозпаду ^{45}Fe $T_{1/2} = 1.75$ мс.
- імовірність двопротонного розпаду 0.59 ± 0.07 .

Після завершення даного експерименту, також проводились дослідження на ядрах ^{54}Zn .^[15]

З проведених експериментів по 2p-радіоактивності отримали, що основним каналом розпаду ^{45}Fe є виліт двох протонів, для ізотопу ^{54}Zn також було підтверджено можливість такого розпаду.

1.3. Двопротонні кореляції як основа пошуку двопротонних зв'язаних систем.

Раніше розглянута двопротонна радіоактивність є специфічним типом розпаду ядра. Стає зрозумілим, що двопротонний розпад

повинен виявляти властивості дипротону, що, як мінімум, є стабільним у межах ядра, де кореляція випромінюваних протонів пов'язана з характером парної взаємодії останніх з вихідним ядром. Для розвитку теорії вильоту двох протонів необхідно розглянути експотенціальний множник, що є добутком коефіцієнтів проникнення двох протонів^[16]:

$$W(E) = \exp\left\{-\frac{2\pi(Z-2)e^2\sqrt{M}}{\hbar\sqrt{2Q}}\right\} \left[\frac{1}{\sqrt{x}} + \frac{1}{\sqrt{1-x}}\right] \quad (1.5)$$

, де Q – енергія випромінюваного дипротону, x та $1-x$ – відносні частки енергії, що належать кожному з протонів, M – маса протону. З формули випливає, що розпад є найбільш ймовірним за умови, коли енергія обох протонів, що вилітають, є рівною. Також важливим є те, що при вильоті за межі ядра дипротону енергія розпаду зменшується на величину $\epsilon_0 \sim 70$ кеВ – на енергію віртуального синглетного рівня системи нуклон-нуклон. Зміна енергії Q на $Q - \epsilon_0$ призводить до того, що за наявності лише кулонівського бар'єру вірогідність вильоту двох незалежних протонів є вищою, ніж дипротону, тобто його розпад відбувається на внутрішній межі кулонівського потенціального бар'єру^[18]. В той же час за умови наявності не лише кулонівського, але й центробіжного бар'єру, порушення двійкування вилітаючих протонів проходить на зовнішній границі бар'єру. Враховуючи параметр розмитості краю потенціальної ями ядра біля 0.5 фм та відстань, що є типовою для значення сильної взаємодії, близько 2фм, припускається, що спостереження системи двох протонів у зв'язаному стані є можливим, за умови, коли дипротон вилетів за межі радіусу ядра, але знаходиться близько до краю потенційної ями ядра з якого вилітає. Таким чином компенсується енергія $\epsilon_0 \sim 70$ кеВ.

1.4. Пошук двопротонних зв'язаних систем.

У 2000 році вперше спостерігалась двопротонна радіоактивність – припускалось, що це ядро ${}^2\text{He}$. Команда з Національної лабораторії Оук-Ридж оголосила, що відкриття допоможе вченим зрозуміти сильну ядерну взаємодію та забезпечить нове розуміння утворення елементів всередині зірок. Галиндо-Урібаррі та його співробітники обрали ізотоп неону з енергетичною структурою, що не дає останньому демократично випромінювати протони послідовно один за одним^[19]. Це означає, що два протони мають випромінюватися одночасно. Команда опромінювала пучком іонів фтору багату на протони мішень, щоб отримати ${}^{18}\text{Ne}$, який потім розпадався на кисень і два протони. Будь-які протони з такої реакції були ідентифікованими за характерними енергіями. Існують два шляхи, в рамках яких може мати місце випромінювання двох протонів. Неонове ядро може випромінювати дипротон - пару протонів, об'єднаних у вигляді ядра ${}^2\text{He}$, - який потім розпадається на окремі протони. Як варіант, протони можуть випромінюватися окремо, але одночасно - демократичний розпад. Експеримент був недостатньо чутливим, щоб встановити, який із цих двох процесів мав місце.

Більше доказів спостереження ${}^2\text{He}$ було знайдено у 2008 році в Istituto Nazionale di Fisica Nucleare в Італії^[20]. Пучок іонів ${}^{20}\text{Ne}$ був спрямованим на мішень з берилієвої фольги. Зіткнення ядер перетворило деякі важчі ядра неону в пучку на ядра ${}^{18}\text{Ne}$. Потім ці ядра спрямовувалися на фольгу свинцю. Друге зіткнення призвело до збудження ядра ${}^{18}\text{Ne}$ у вкрай нестабільному стані. Як і в попередньому експерименті в Оук-Ридж, ядро ${}^{18}\text{Ne}$ розпадалося на ядро ${}^{16}\text{O}$, плюс два протони, виявлені в одному напрямку. Новий експеримент показав, що два протони спочатку вилетіли разом, корелюючи в

квазізв'язаній 1S-конфігурації, перш ніж розпастися на окремі протони менше ніж через наносекунду.

Наступні результати отримані від RIKEN в Японії та ОІЯД у Дубні, де пучки ядер ${}^6\text{He}$ було спрямовано на криогенну водневу мішень для отримання ${}^5\text{He}$. Було виявлено, що ядро ${}^6\text{He}$ може віддавати всі чотири свої нейтрони на водень. При цьому два протони, що залишилися, можуть одночасно випромінюватися з мішені як ядро ${}^2\text{He}$, що швидко розпалося на два протони. Подібна реакція спостерігалася також при зіткненні ядер ${}^8\text{He}$ з воднем^[21]. ${}^2\text{He}$ був проміжним продуктом на першому етапі ланцюгової реакції протон-протон. Перший етап ланцюгової реакції протон – протон - це двостадійний процес; спочатку два протони зливаються, утворюючи дипротон: з наступним негайним β^+ розпадом дипротону в дейтерій.

1.5. Експериментальні установки для пошуку двопротонних зв'язаних систем: циклотрон Siemens Eclipse та НЧГ спектрометр Canberra.

Для проведення наших досліджень використовувались установки для опромінення мішеней пучками протонів та набору спектрів опромінених мішеней. Для опромінення мішеней використовувався циклотрон Siemens Eclipse. Даний циклотрон забезпечує прискорення іонів гідрогену до енергії 11 MeV та призначений для клінічного та комерційного напрацювання

радіоактивних ізотопів, таких як: ^{18}F , ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O . На Рис.1.8 зображено вигляд ззовні даної установки^[22].



Рис.1.8. Циклотрон Eclipse

Циклотрон Siemens Eclipse дозволяє прискорювати пучок протонів до енергії 11 MeV при повній потужності в 3 кВт. Значення поля магнітної індукції дорівнює 1,2 Тесла. Система частотного регулювання включає чотири дуанти. В основному режимі частота дорівнює 72 МГц. Максимальна потужність підсилювача: 10 кВт; діаметри пучків: 10мм (HP) та 8 мм (RD), робоча температура 21 °C; робочий струм: ≤ 0.4 мА. Розміри циклотрона: 150x150x173 см. Маса: 10 450 кг^[23]. Для реєстрації подій гамма-розпаду ядер використовувався аналоговий спектрометр Canberra з надчистим германієвим детектором GC2020. Крейтова система NIM складається з підсилювача

Amplifier 2026, аналогово-цифрового перетворювача сигналу ADC 8713, цифрового стабілізатору 8233 Digital Stabilizer та джерела живлення високої напруги 3106D H.V. Power Supply. Коаксіальний детектор GC2020 дозволяє реєструвати гамма-кванти з енергіями від 40кеВ до понад 10 МеВ. Відносна ефективність $\geq 20\%$, ПШПВ при енергії 122 кеВ – 1.3кеВ, при енергії 1.3 МеВ – 2.2 кеВ^[24].

2. Проведення теоретичних розрахунків фізичних параметрів двопротонних зв'язаних систем.

2.1. Оцінка енергії зв'язку системи.

Основним припущенням даного дослідження є те, що при утворенні дипротону як зв'язаної системи на краю потенціальної ями ядра-продукту реакції, двопротонна система шляхом β^+ розпаду вивільняє позитрон та електронне нейтрино розпадаючись у ядро дейтерію. Реакцію розпаду наведено нижче:



Якщо розглядати систему у складі якої містяться два протони у зв'язаному стані, що зазнає розпаду, розпишемо дану реакцію через енергії зв'язку та маси частинок:

$$2m_p - E_{\text{bdp}} \geq m_n + m_p + m_e - E_{\text{bH}} \quad (2.2)$$

Далі отримуємо з (2.2), для діпротону верхню границю енергії зв'язку:

$$E_{\text{bHe}} \leq 0.421 \text{ MeV} \quad (2.3)$$

Якщо ж розглядати атомно-ядерну систему, то окрім двох протонів необхідно врахувати ще два електрони, що доповнюють дипротон як атом у нейтральному стані. Розпишемо дану реакцію для атомно-ядерного процесу через енергії зв'язку та маси частинок:

$$2m_p + 2m_e - E_{bHe} \geq m_n + m_p + 2m_e - E_{bH} \quad (2.4)$$

,- де m_p – маса протону, m_n – маса нейтрону, e^+ - маса позитрону, e^- - маса електрону, E_{bH} - енергія зв'язку дейтрону; енергію зв'язку електронів в атомі ми нехтуємо внаслідок її малості у порівнянні з іншими доданками..

Далі отримуємо, для ядра дипротону при атомно-ядерному процесі таку верхню границю для розпаду (Q):

$$E_{bHe} \leq 0.925 \text{ MeV} \quad (2.5)$$

2.2. Розрахунок радіусу ядра двопротонної зв'язаної системи.

За відомої верхньої межі енергії зв'язку двопротонної системи та енергії розпаду можна провести оцінку радіусу такої системи. Використовуючи формулу^[26]:

$$R = \sqrt{\frac{\hbar^2}{m_p \frac{E_b}{m_p}}} \quad (2.6)$$

,- де $\frac{\hbar^2}{m_p} = 41.49961962 \text{ MeV/фм}^2$ [26], $E_b = 0.421 \text{ MeV}$, отримуємо мінімальну оцінку радіусу дипротону:

$$R = 10.01 \text{ фм} \quad (2.7)$$

Для прикладу, розглянемо розташування дипротону відносно ядра очікуваного продукту реакції $(p,^2p) \text{ }^{180}\text{Hf}$. Більше значення радіусу деформованого ядра ^{180}Hf для параметра квадрупольної деформації деформації $\beta_2 = 0.267$ може бути розраховано за наступним виразом:

$$R=R_0 i_2) \quad (2.8)$$

в результаті чого маємо, $R = 7.9166$ фм^[27]. Як вже описано в розділі 1.3, враховуючи розмитість поверхні ядра та відстань 2фм для сильної взаємодії отримаємо 10.41 фм оцінку радіуса двопротонної системи відносно ядра продукту ¹⁸⁰Hf. На Рис.2.1 зображено єдину можливість розташування дипротону відносно ядра ¹⁸⁰Hf:

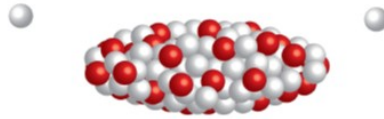


Рис.2.1. Розташування дипротону відносно ядра ¹⁸⁰Hf

2.3. Розрахунок очікуваних періодів напіврозпаду.

Для розрахунку періоду напіврозпаду даної двопротонної зв'язаної системи необхідно, перш за все, знайти значення фактору фазового простору для дипротону, що розташовується в межах потенціальної ями ядер-продуктів реакції (p,²p). Для цього скористаємось емпірично отриманою формулою з [27]:

$$\lg f_{dp} = 4 \lg E_{max} + 0.79 - 0.007 A_d - 0.009 (A_d + 1) \left[\lg \frac{E_{max}}{3} \right]^3 \quad (2.9)$$

, де E_{max} – гранична енергія бета спектру позитронів, A_d – кількість нуклонів в ядрі-продукті розпаду, тобто в дейтроні.

На даному етапі роботи експериментальне отримання значення енергії бета спектру позитронів є неможливим, тому скористаємось теоретичною оцінкою даної величини.

Для випадку, розглянутому у попередньому розділі для дипротону, що розташований в потенціальній ямі ^{180}Hf , енергія зв'язку системи згідно формули (2.6) становить 0.383 MeV. Тоді енергія бета спектру позитронів дорівнює 0.548 MeV. За формулою (2.9), при значенні $E_{max} = 0.548$ MeV, значення фактору фазового простору дорівнює $f_{dp}=0.557$. Таке значення фактору фазового простору свідчить про те, що даний тип розпаду є наддозволенним.

При відомому значенні фактору фазового простору, використовується наступний вираз з [28], для розрахунку періоду напіврозпаду системи:

$$ft_{\frac{1}{2}} = \frac{\tau_{1/2}}{B(F) + \lambda^2 B(G)}$$
 (2.10)

В даній формулі $t_{1/2}$ – період напіврозпаду ядра дипротону; $B(F)$ та $B(GT)$ – оператори переходу Фермі та Гамова – Теллера, відповідно; λ – константа, що пов'язує константи слабкого векторного зв'язку та аксіально-векторного зв'язку і дорівнює 1.27; $\tau_{1/2} = 6145$ секунд. Для розрахунку необхідно знайти відповідні оператори переходу. Двопротонна система знаходиться в стані з антипаралельними спінами протонів, орбітальний момент системи дорівнює нулю та повний кутовий момент дорівнює нулю ($S = 0, L = 0, J = 0$). При цьому, припускається, що можливий розпад дипротону у два стани дейтерію:

синглетний ($S = 0, L = 0, J = 0$) та триплетний ($S = 1, L = 0, J = 1$). Для випадку розпаду у триплетний стан, перехід Фермі є забороненим, оскільки зміна повного кутового моменту ядра для Фермі переходу дорівнює 0. Таким чином, визначивши з формули:

$$B(i; i \rightarrow f) = \frac{2j_f + 1}{l + 1/2} \quad (2.11)$$

матричний елемент для випадку розпаду дипротону в ядро дейтерію, маємо $B(GT) = 6$. Тоді теоретично очікуваний період напіврозпаду дипротону для розпаду в триплетний стан дейтрону враховуючи похибку формули пошуку фактору фазового простору дорівнює 1140 ± 216 секунд. Для випадку розпаду дипротону в синглетний стан дейтерію, дозволенним є Фермі перехід зі значенням матричного елементу $B(F) = 2$. Тоді, період напіврозпаду для даного переходу дорівнює 5516 ± 1031 секунд.

3. Планування та проведення опромінювань ядер-кандидатів для пошуку двопротонних зв'язаних систем:

При проведенні опроміненень мішеней Ho-165, Tb-159, Er-166 та Ta-181 енергія пучка протонів була нижчою на ~ 0.14 MeV за порогову енергію реакції (p,2p) на даних мішенях. Ми очікували формування дипротону в тому енергетичному діапазоні, для якого канал (p,2p) реакції є практично закритим. Однак у виведеному з циклотрону пучку енергія для протонів була фіксованою та складала 11 MeV. Для зменшення енергії протонів нами було використано деградери. Детальний опис методу розміщення твердих зразків на медичному циклотроні надано в [29]. Після опромінення мішеней, вимірювалась їх експозиційна доза, яка повинна бути на рівні фону для можливості перевезення зразків до детектору для подальшого набору спектрів.

3.1 Експеримент з Гольмієм

Проведення опромінення: 08.04.2019;

Деградери Al: товщина 470 ± 30 мкм;

$E_p = 5,8 \pm 0,4$ MeV – енергія опромінення;

Опромінення:

15 сек пучок;

Струм пучка 4,5 мкА;

Загальний флюєнс протонів на зразок $\Phi \approx 4,2 \cdot 10^{14}$ 1/см².

3.2. Експеримент з Тербієм.

Проведення опромінення 24.01.2020;

Деградери Al: товщина 446 ± 24 мкм;
Ер= $6,1 \pm 0,3$ MeV – енергія опромінення;
Опромінення: 11:14 – 11:28;
40 ітерацій (≈ 10 сек пучок, ≈ 10 сек охолодження на 1 ітерацію) ;
Струм пучка 7,26 мкА;
Загальний флюєнс протонів на зразок $\Phi \approx 1,8 \cdot 10^{16}$ 1/см².

3.3. Експеримент з Ербієм.

Проведення опромінення 19.10.20;
Деградери Al: товщина 290 ± 10 мкм;
Ер= $8,0 \pm 0,1$ MeV – енергія опромінення;
Опромінення:
3 ітерації (20 сек опромінення, 10 сек охолодження на 1 ітерацію);
Струм пучка 5,15 мкА;
Загальний флюєнс протонів на зразок $\Phi \approx 2 \cdot 10^{15}$ 1/см².

3.4. Експеримент з Танталом.

Проведення опромінення 14.01.21;
Деградери Al: товщина 491 ± 23 мкм;
Ер= $5,5 \pm 0,4$ MeV - енергія опромінення;
Опромінення: 10:19 – 10:23;
19 ітерацій (≈ 5 сек опромінення, ≈ 7 сек охолодження на 1 ітерацію);
Струм пучка 4,1 мкА;
Загальний флюєнс протонів на зразок $\Phi \approx 2,4 \cdot 10^{15}$ 1/см².

4. Проведення набору спектрів та їх аналіз.

4.1. Ідентифікація ліній на отриманих спектрах.

Після опромінення мішені Но-165, було накопичено 11 спектрів, серед яких найбільш інтенсивними лінії є 511 кеВ та 1157 кеВ. Внесок у лінію 1157 кеВ має домішка мішені Sc-44, з періодом напіврозпаду 3.9 год. Sc-44 є β^+ розпадником, але його внесок у лінію 511 кеВ стає значним після набору 3-го спектру. В таблиці 4.1 наведено інтенсивності ліній 511 та 1157 кеВ для спектрів опромінення мішені Но-165:

Таблиця 4.1. Площі піків 511 та 1157 для мішені Но-165

Час набору спектру, сек	Площа піку 511 кеВ	Площа піку 1157 кеВ
900.41	10951	382
900.71	5647	268
300.77	1516	84
300.6	1107	66
300.55	842	57
300.14	726	59
10100.53	16001	1784
53607.51	12229	2606
10926.63	417	71
8578.71	301	71

Для мішені Ть-159 після опромінення було накопичено 20 спектрів. Ідентифіковано лінії та їхні джерела на спектрах, що наведені у таблиці 4.2:

Таблиця 4.2. Ідентифіковані лінії спектрів опромінення Tb-159

Line, kev	Element	$T_{1/2}$
780	158Tb	180y
944	158Tb	180y
879	160Tb	72.3d
962	160Tb	72.3d
966	160Tb	72.3d
1178	160Tb	72.3d
879	160Tb	72.3d
962	160Tb	72.3d
966	160Tb	72.3d
1178	160Tb	72.3d

Таблиця 4.3. Ідентифіковані лінії спектрів опромінення Er-166

Лінія, кеВ	Елемент	$T_{1/2}$
460	Tm-166	7.7h
594	Tm-166	7.7h
599	Tm-166	7.7h
672	Tm-166	7.7h
691	Tm-166	7.7h
706	Tm-166	7.7h
758	Tm-166	7.7h
779	Tm-166	7.7h
786.5	Tm-166	7.7h
876.3	Tm-166	7.7h
1274.8	Tm-166	7.7h
1178.3	Tm-166	7.7h

Таблиця 4.3. Ідентифіковані лінії спектрів опромінення Er-166

Лінія, кеВ	Елемент	$T_{1/2}$
---------------	---------	-----------

332	180mHf	5.5h
443	180mHf	5.5h

4.2. Оцінка періоду напіврозпаду для лінії 511 кеВ на отриманих спектрах.

Як результат аналізу спектрів опромінення Но-165 наведено розпадну криву (Рис.4.1) апроксимовану експонентою:

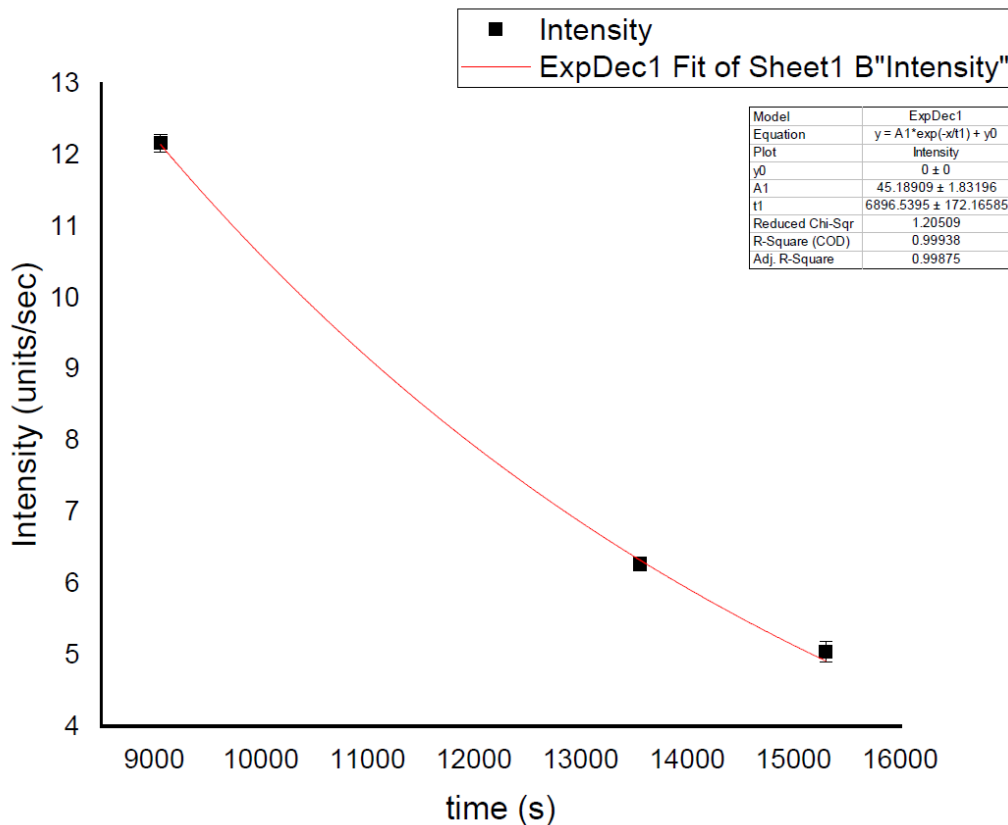


Рис 4.1. Розпадна крива Но-165

При оцінці періоду напіврозпаду для лінії 511 кеВ для обробки брались значення площі піку перших трьох спектрів, оскільки в наступних мав місце значний вплив Sc-44. Як результат отримано період напіврозпаду для Но-165 4779 ± 119 секунд. Враховуючи похибку теоретичного обрахунку періоду напіврозпаду, час розпаду лінії 511

кеВ на спектрах Гольмію потрапляє в довірчий інтервал β^+ розпаду дипротону до синглетного стану дейтерію.

Для спектрів Tb-159 проводилась експоненціальна (Рис.4.2) та лінійна (Рис.4.3) апроксимація розпадної кривої.

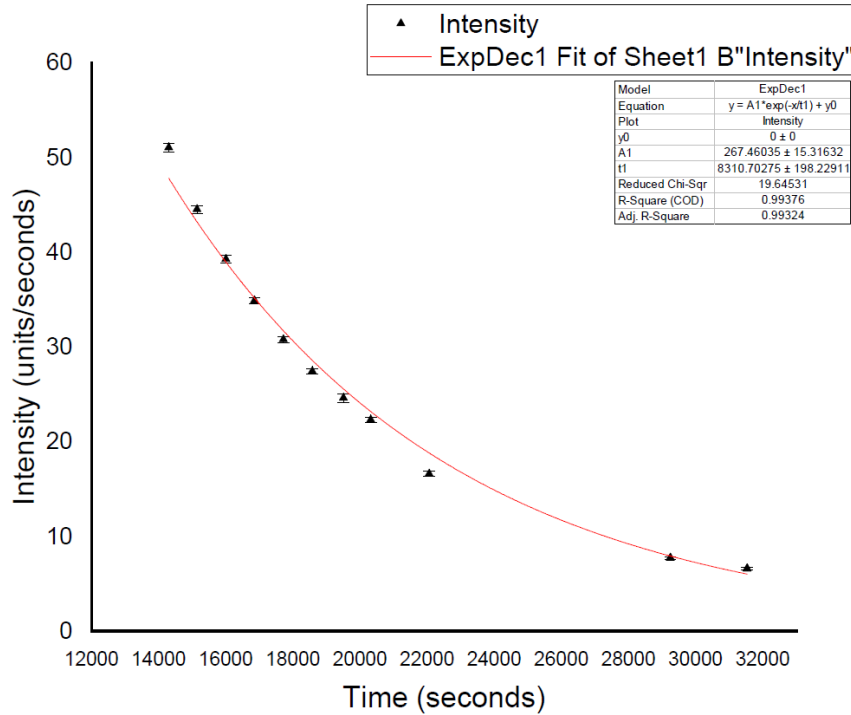


Рис.4.2. Розпадна крива апроксимована експонентою для Tb-159

При оцінці періоду напіврозпаду оброблялись спектри з мертвим часом менше 1%. Таким чином маємо наступні значення:

Для експоненціальної апроксимації: 5759 ± 131 сек.;

Для лінійної апроксимації: 5603 ± 385 сек.

Таким чином, період напіврозпаду лінії 511 кеВ на спектрах Тербію потрапляє в довірчий інтервал β^+ розпаду дипротону у синглетний стан дейтерію.

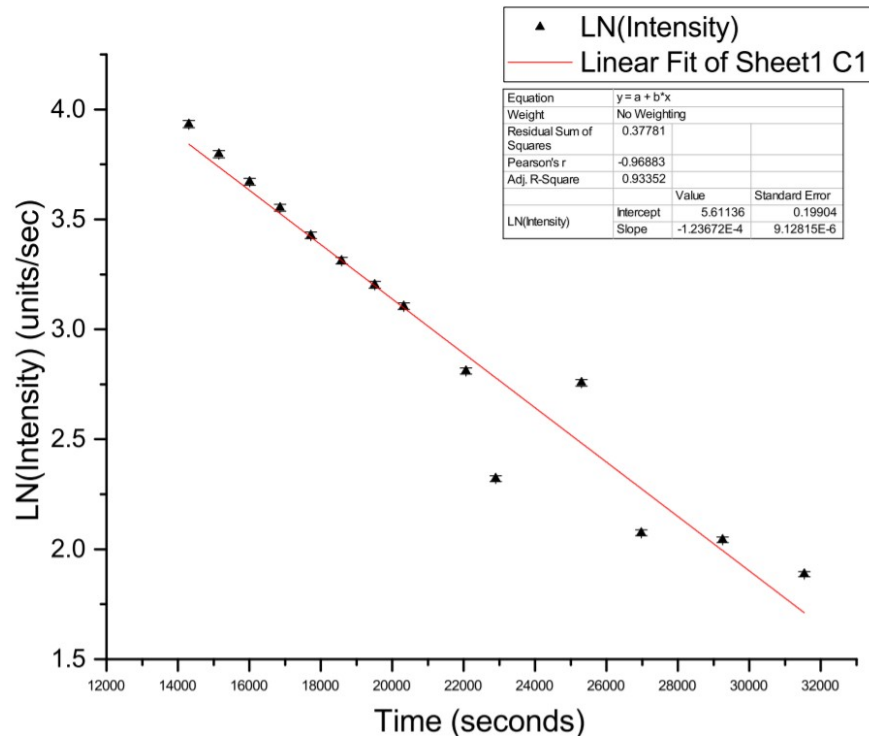


Рис.4.3 Розпадна крива апроксимована прямою для ТЬ-159

Для мішені Ербію був проведений аналіз спектрів, ідентифікація ліній та оцінка період напіврозпаду. На (Рис.4.4) наведено приклад спектру та ідентифікованих ліній на ньому. Оцінка періоду напіврозпаду для лінії 511 кеВ проводилась за формулою:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 * \Delta t}{\ln \left(\frac{I_{10}}{I_2} \right)}, \quad (4.1)$$

, де $\ln(I_{10}/I_2)$ – відношення інтенсивностей лінії 511 кеВ десятого та другого спектрів, Δt – різниця часу між десятим та другим вимірюванням. При оцінці значення періоду напіврозпаду лінії 511 кеВ отримано значення 3785 ± 481 секунд.

Основним припущенням відсутності ефекту на ядрах Ербію є парна кількість протонів у вхідному каналі реакції з проявом ефектів двійкування,

про які йшлося вище. На підтвердження такого висновку є спостереження ефекту на ядрах Тб-159 та Но-165 з непарною кількістю протонів.

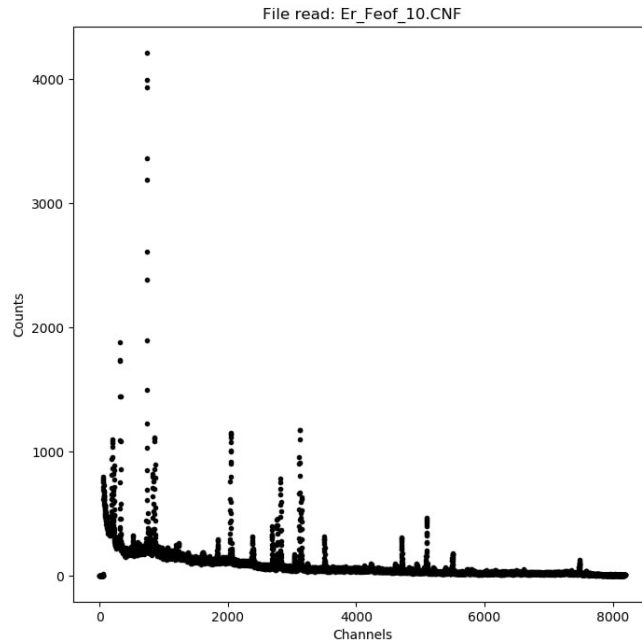


Рис.4.4. Спектр інтенсивності опромінення Er-166

Для мішені Ta-181 криву розпаду було апроксимовано прямою (Рис.4.5). Як результат обробки спектрів опромінення Ta-181, отримано значення періоду напіврозпаду для лінії 511 кеВ 1250 ± 54 секунд. Таким чином, час розпаду лінії 511 кеВ на спектрах Танталу потрапляє в довірчий інтервал β^+ розпаду дипротону у триpletний стан дейтерію.

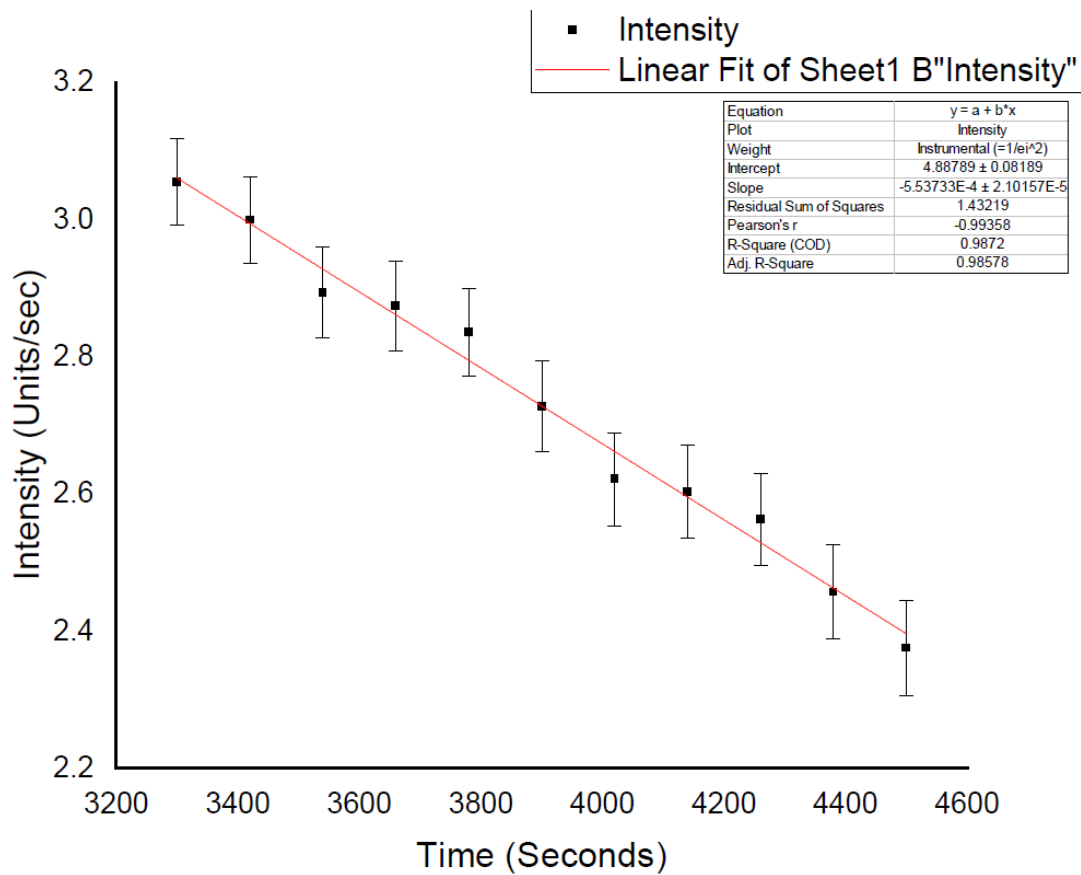


Рис.4.5. Розпадна крива апроксимована прямою для Та-181

Найкращим додатковим підтвердженням спостереження саме дипротону у вихідному каналі ядерної реакції біло б детектування наведеної активності ядра-продукту, як і у випадку з детектуванням динейтрону ^[30]. Проте у всіх випадках проведених опроміньень ядро-продукт, що утворювалося у вихідному каналі, є стабільним. Випромінювання гамма-квантів з таких ядер у збудженому стані можливе для детектування тільки в експериментах під пучком, але ця техніка є вкрай експериментально складною. Альтернативою має стати пошук ядер-продуктів реакцій з ізомерними станами, зручними для детектування гамма-квантів із застосуванням звичайної активаційної методики.

Висновки.

У даній роботі було виконано пошук та проведено дослідження двопротонної зв'язаної системи як продукту ядерної реакції:



- проведено теоретичну оцінку енергії зв'язку ($E_b \leq 0.421$ MeV), радіусу ($R = 10.01$ фм) та періоду напіврозпаду ($T_{1/2} = 1140 \pm 216$ та 5516 ± 1031 секунд)

даної системи;

- розглянуто можливість спостереження системи дипротон як продукт реакції, що знаходиться за межами радіусу та на границі потенційної ями ядра;

- у такій конфігурації двопротонна зв'язана система шляхом β^+ розпаду перетворюється у дейтрон випромінюючи позитрон, який в результаті анігіляції з електроном має вклад у лінію 511 кеВ. Базуючись на такому припущенні, проводились опромінення мішеней Ho-165, Tb-159, Er-166 та Ta-181;

- при оцінці періоду напіврозпаду лінії 511 кеВ були отримані наступні значення: Ho-165: 4779 ± 119 секунд; Tb-159: 5759 ± 131 секунд; Er-166: 3785 ± 481 секунд; Ta-181: 1250 ± 54 секунд;

Таким чином, теоретично передбачено явище утворення двопротонної зв'язаної системи на краю потенційної ями спостерігалось на зразках Ho-165, Tb-159, Ta-181. Експериментально отримані значення періоду напіврозпаду лежать у довірчому інтервалі теоретично обрахованої оцінки, що свідчить про підтвердження даного ефекту. При обробці спектрів опромінення протонів Er-166 не спостерігалось дане явище. Основним припущенням

відсутності ефекту на ядрах Ербію є парна кількість протонів у вхідному каналі реакції та сильні ефекти двійкування протонів у даному ядрі.

Література

- [1]. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [2]. Cluster radioactivity: analysis, forecast, new factors of slowing the decay of atomic nuclei
- V S Okunev. Journal of Physics: Conference Series, Volume 1348, Irreversible Processes in Nature and Technics 29–31 January 2019, Moscow, Russian Federation
- [3]. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/exotic/e08.html>
- [4]. Burbidge, E. M.; Burbidge, G. R.; Fowler, W. A.; Hoyle, F. (1957). "Synthesis of the Elements in Stars". *Reviews of Modern Physics*. 29 (4): 547–650. Bibcode:1957RvMP...29..547B. doi:10.1103/RevModPhys.29.547.
- [5]. A. G. W. Cameron: Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis. In: Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 69, 1957, p. 201-222.
- [6]. Web-версия учебного пособия Б.С. Ишханов, Э.И. Кэбин. Экзотические ядра. М.: Изд. Московского университета, 2002.
- [7]. Карнаухов В.А., Тер-Акопьян Г.М., Субботин В.Г., Препринт ОИЯИ Р-1072 (Дубна 1962); Карнаухов В.А. и др. ЖЭТФ 47 419 (1964); Nucl.Phys. 60 129 (1964).
- [8]. Карнаухов В.А. ЭЧАЯ 4 1018 (1973)
- [9]. Jackson K P et al. Phys. Lett. B 33 281 (1970); Gurney J et al. Phys. Lett. B 33 284 (1970)
- [10]. Cerny J et al. Nucl. Phys. A 188 666 (1972)
- [11]. Богданов Д.Д. ЯФ 16 890 (1972)
- [12]. Hofmann S et al. Z. Phys. A 305 111 (1982)
- [13]. Goldanskii V I 1960 Nucl. Phys. 19 482
- [14]. Brown B A 1991 Phys. Rev. C 43 R1513; Cole B J 1996 Phys. Rev. C 54 1240; Ormand W E 1997 Phys. Rev. C 55 2407
- [15]. Blank B et al 2005 Phys. Rev. Lett. 94 232501

- [16]. Limits of stability and proton and two-proton radioactivity of neutrondeficient isotopes of light nuclei v. I. Gol'danskii, soviet physics jetp volume 12, number 2 february, 1961.
- [17]. ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ (Перспективы обнаружения и изучения) , В.И. Гольданский, УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК.
- [18]. J. J a n e s k e, Nucl. Phys. 61, 326 (1965)
- [19]. J. Gómez del Campo; A. Galindo-Uribarri; et al. (2001). "Decay of a Resonance in ^{18}Ne by the Simultaneous Emission of Two Protons". Physical Review Letters. 86 (2001): 43–46.
- [20]. Raciti, G.; Cardella, G.; De Napoli, M.; Rapisarda, E.; Amorini, F.; Sfienti, C. (2008). "Experimental Evidence of 2He Decay from ^{18}Ne Excited States". Phys. Rev. Lett. 100 (19): 192503–192506.
- [21]. Korshennikov A. A.; et al. (2003-02-28). "Experimental Evidence for the Existence of ^7H and for a Specific Structure of ^8He " (PDF). Physical Review Letters. 90 (8): 082501.
- [22]. Sergey Korenev. The internal Penning Ion Source of negative hydrogen ions for isochronous cyclotrons
- [23]. Matlab Group Companies. Siemens.Medical Imaging. Molecular Imaging. Cyclotrons. Siemens Eclipse
- [24]. <https://www.gamdata.se> SEGe-detectors-C49317.pdf
- [25]. Фізика атомного ядра та частинок. І.М. Каденко, В.А. Плюйко
- [26]. NUCLEAR GROUND-STATE MASSES AND DEFORMATIONS: FRDM(2012) P. MOLLERA,*, A. J. SIERKA, T. ICHIKAWA, H. SAGAWA, D AT THEORETICAL DIVISION, LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY, LOS ALAMOS, NM 87545, UNITED STATES BYUKAWA INSTITUTE FOR THEORETICAL PHYSICS, KYOTO UNIVERSITY, KYOTO 606-8502, JAPAN CRIKEN NISHINA CENTER, WAKO 351-0198, JAPAN DCENTER FOR MATHEMATICS AND PHYSICS UNIVERSITY OF AIZU, AIZU WAKAMATSU, FUKUSHIMA 965-0001, JAPAN

[27]. A new type nuclear reaction on ^{159}Tb in the outgoing channel considering observation of a bound dineutron I.M. Kadenko

[28]. Physics of Atomic Nuclei. V. Zelevinsky, A. Volya

[29]. NEW TARGET ASSEMBLY FOR SOLID SAMPLES IRRADIATION IN 11-MeV MEDICAL CYCLOTRON B.M. Bondar^{1,2}, A.V. Kravchenko¹, I.B. Mikhnytsky¹, Ya.V. Kmetyuk¹ ¹Radiopharmaceutical Production Department, Clinical Hospital “Feofaniya”, Kyiv, Ukraine; ²National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Kyiv, Ukraine.

[30]. Statistically significant observation of and cross-sections for a new nuclear reaction channel on ^{197}Au with bound dineutron escape. Ihor M. Kadenko, Barna Biró and András Fenyvesi