

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

*Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису*

Чеховська Анастасія Вікторівна

УДК 539.122.04; 539.1.03; 539.1.07; 539.16;
539.17; 539.166; 539.163

ДИСЕРТАЦІЯ

**“ПЕРЕРІЗИ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ ДЛЯ
МОДЕЛЮВАННЯ γ -ПРОЦЕСУ НУКЛЕОСИНТЕЗУ В ЗІРКАХ”**

Спеціальність 105 – “Прикладна фізика та наноматеріали”
(Галузь знань 10 – Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

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

А. В. Чеховська

Науковий керівник: Шульга Микола Федорович, доктор фізико-математичних наук, професор, академік НАН України.

Харків – 2023

АНОТАЦІЯ

Чеховська А. В. **Перерізи фотоядерних реакцій для моделювання γ -процесу нуклеосинтезу в зірках.** – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертаційна робота на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – Прикладна фізика та наноматеріали (Галузь знань 10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2023.

Мета роботи

Наукове дослідження спрямовано на отримання нових експериментальних результатів по виходах фотоядерних (γ,n)- та (γ,p)-реакцій на магічних ядрах олово-112 (^{112}Sn), олово-114 (^{114}Sn) та індій-113 (^{113}In), які в ядерній астрофізиці належать до групи *p-ядер* (протон збагачених ядер), розуміння утворення, шляхи розпаду та розповсюдженість яких на Землі та у Всесвіті викликає великі труднощі. Отримані дані по виходах фотоядерних реакцій можуть бути використані для моделювання γ -процесу утворення стабільних ізотопів у зірках.

Унікальністю роботи є те, що отримані в експерименті дані дадуть внесок, як в розвиток фундаментальних наук (ядерної астрофізики, фундаментальної ядерної фізики та ядерної спектроскопії), так і можуть бути використані для розвитку суміжних прикладних наук (медичної фізики, та матеріалознавства).

Об'єкт дослідження

β -Розпад радіоактивних ядер ^{111}Sn , ^{111}In , ^{113}Sn , ^{112}In , котрі утворилися в результаті фотоядерних (γ,n) та (γ,p) реакцій. Та детальне дослідження

утворених довгоживучих ізомерних станів при радіоактивному розпаді батьківських ядер.

Предмет дослідження

Гама-випромінювання, що супроводжує радіоактивний розпад ядер ^{111m}In , ^{111g}In , ^{111}Sn , ^{112m}In , ^{112g}In та ^{113}Sn для подальшого отримання значень експериментальних виходів реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ та $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ з метою визначення їх швидкостей для дослідження γ -процесу утворення *p*-ядер в зірках.

Методи дослідження

Експериментальні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ та $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ визначалися із застосуванням методики наведеної активності, яка передбачає опромінення мішені потоком високоенергетичних фотонів та подальше вимірювання утворених в цих реакціях радіоактивностей кінцевих ядер. Для вимірювання радіоактивностей застосовується техніка γ -спектрометрії з високою енергетичною розподільною здатністю, на базі напівпровідникового германій-літієвого Ge(Li) детектора та детектору з надчистого германію HPGe. При теоретичних розрахунках індивідуальних виходів фотоядерних реакцій, що вивчаються, застосовуються традиційне активаційне рівняння та рівняння активації для генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів.

Наукова новизна

В дисертаційній роботі було вперше виміряно експериментальні значення інтегральних виходів фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$,

$^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ з використанням гама-активаційного методу. Додатковим результатом стало встановлення факту некоректності представлених в міжнародних базах ядерних даних значень коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів між енергетичними рівнями ядер ^{111}In та ^{112}Cd , що супроводжують радіоактивний розпад ядер ^{111}Sn та $^{112\text{g}}\text{In}$ відповідно. Виходячи з наших експериментальних даних, нові значення коефіцієнтів розгалуження для цих γ -переходів були правильно обчислені та опубліковані в наукових статтях.

Продемонстровано вплив варіації параметрів статистичної теорії ядерних реакцій на характер поведінки виходів ядерних реакцій при теоретичних розрахунках. При порівнянні експериментальних та теоретичних значень виходів фотоядерних реакцій, котрі досліджуються, обрано найбільш адекватні моделі густини ядерних рівнів та радіаційної силової функції статистичної теорії ядерних реакцій.

У першому розділі дисертаційної роботи проведено огляд наукових публікацій стосовно найважливіших питань, що розглядаються в ядерній астрофізиці. Розкрито поняття зіркового нуклеосинтезу та відомості про нього, що існують та опубліковані до сьогодні. Описано можливі способи утворення спостерігаємих в природі стабільних ізотопів хімічних елементів та умови їх розповсюдженості у Всесвіті. Наприкінці розділу наведено огляд експериментальних робіт та отриманих результатів інших наукових груп, що виконувалися раніше, та в котрих досліджувалися різні ядерні реакції, які приводять до утворення кінцевих ядер (продуктів реакції), що вивчаються у представлений дисертаційній роботі. Описано експериментальні методики та вимірювальну апаратуру, що

використовувалися у цих роботах, та зроблено висновки щодо отриманих раніше результатів, котрі, як виявилось наразі, потребують перевірки.

У *другому розділі* розглядаються можливі напрямки науки, де можуть бути використані отримані в цій дисертаційній роботі експериментальні дані. Головним напрямком використання отриманих експериментальних даних та висновків дисертаційної роботи є ядерна астрофізика та питання нуклеосинтезу. Не менш важливими напрямками, де використовуватимуться отримані в експерименті дані це фундаментальна ядерна фізика та ядерна спектроскопія. Також експериментальні дані можуть бути корисними для ядерної медицини, загалом для вдосконалення методики добування діагностичних або терапевтичних радіоізотопів. Ще експериментальні дані необхідні для розвитку радіаційної фізики та матеріалознавства. Виходячи з вищеописаних обґрунтувань стосовно важливості результатів, що отримані в експериментальній роботі, у цьому розділі сформульовано основні задачі.

У *третьому розділі* описано експериментальну частину дисертаційної роботи та обрану методику проведення експерименту. Для вивчення інтегральних перерізів фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$, було обрано γ -активаційну методику, що найкраще підходить для виконання поставлених задач (див. розділ 2) і має найменші похибки, що вносяться в остаточні значення виходів фотоядерних реакцій, від початку опромінення та подальшого вимірювання. У одному з підрозділів описано важливість використання моніторної мішені при проведенні опромінення дослідницьких мішеней, показана необхідність точного визначення потоку фотонів, що проходять крізь мішені, що опромінюються. Детально описано процеси калібрування германій-літійового Ge(Li) детектора та детектору з

надчистого германію HPGe, наведено енергетичні розпадні спектри від стандартних паспортизованих джерел γ -випромінення, за допомогою яких виконувалося калібрування обох детекторів та визначалися їх фотоефективності.

У четвертому розділі розглянуто теоретичну частину, що було виконано у дисертаційній роботі. Тобто розглядається статистична теорія ядерних реакцій, умови її застосування для кожного експерименту, що були описані в третьому розділі. Наведені основні формули та параметри, що входять у статистичну теорію ядерних реакцій; наведені комп'ютерні коди для теоретичних розрахунків, в котрі імplementована статистична теорія; різні модифікації активаційного рівняння, що використовувалися для конкретних радіоактивних розпадів, які розглядаються у роботі. Виходячи з особливостей розпадних характеристик вивчаємих ядер, використовуються традиційне рівняння активації (для випадку простого радіоактивного розпаду, з миттєвими γ -переходами між енергетичними рівнями дочірнього ядра) та рівняння активації для генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів (коли при радіоактивному розпаді ядра відбувається затримка γ -переходу на довгоживучому стані, що утворює в ядрі ізомерний рівень або коли ядро-продукт реакції може утворитися у двох конкуруючих реакціях).

Особлива увага приділяється результату, що було отримано додатково, були отримані нові, коректно розраховані значення коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів, що супроводжують радіоактивний розпад ядер ^{111}Sn та ^{112g}In . В розділі наведено розв'язок системи диференціальних рівнянь, який було отримано для конкретного радіоактивного розпаду при знаходженні інтегральних перерізів ядерних реакцій, в яких батьківське ядро є радіоактивним та утворене дочірнє ядро теж є радіоактивним і зазнає розпаду, з подальшим утворенням ядра у стабільному стані.

У п'ятому розділі продемонстровані результати експериментів та теоретичних розрахунків, що були отримані за період виконання дисертаційної роботи. На графіках зображено порівняння експериментальних даних з евалюйованими даними та теоретичними розрахунками, що були виконані із застосуванням статистичної теорії ядерних реакцій. При теоретичних розрахунках особлива увага приділяється варіаціям різних моделей густини ядерних рівнів та радіаційної силової функції. Обрано відповідні комбінації параметрів теоретичних моделей, котрі найкраще описують отримані в експерименті результати. Це є важливим для перевірки статистичної теорії ядерних реакцій та її подальшого вдосконалення.

Ключові слова: фотоядерні реакції, зірковий нуклеосинтез, радіоактивний розпад, активаційна методика, γ -спектри, гальмівне випромінювання, p -ядра, статистична теорія ядерних реакцій.

ABSTRACT

Chekhovska A. V. **Cross-sections of photonuclear reactions for modeling of nucleosynthesis γ -process in stars.** Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy degree in Natural Sciences, Speciality 105 – Applied Physics and Nanomaterials. – V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2023.

The scientific research is aimed at obtaining new experimental results on the yields of photonuclear (γ,n)- and (γ,p)-reactions on the magic nuclei tin-112 (^{112}Sn), tin-114 (^{114}Sn) and indium-113 (^{113}In), which in nuclear astrophysics refers to a group of so-called *p*-nuclei (proton riched nuclei), understanding the formation and distribution of which in the Earth and Universe causes great difficulties. As an additional result, new values of the branching coefficients for γ -transitions of the intranuclear transitions of the daughter nuclei of the $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$ and $^{112}\text{In} \rightarrow ^{112}\text{Sn}$ radioactive chains were determined. It is important for the correct calculation of the cross-sections of various nuclear reactions leading to the formation of these nuclei through different nuclear reactions or their combinations. It is also important for the development of existing nuclear spectroscopy theories. The obtained data on the yields of photonuclear reactions will be used for modeling and calculating the γ -process of stable isotopes formation in stars, as well as to improvement and parameterization of the statistical theory of nuclear reactions.

The uniqueness of this work is that the data obtained in the experiment will contribute both to the development of fundamental sciences (nuclear astrophysics, fundamental nuclear physics and nuclear spectroscopy), and can be used for the

development of related applied sciences (medical physics radiation physics and materials science).

The object of the research is the β -decay of radioactive nuclei ^{111}Sn , ^{111}In , ^{113}Sn , ^{112}In , which were formed as a result of photonuclear (γ, n) and (γ, p) reactions. Moreover. A detailed the study of long-lived isomeric states formed during the radioactive decay of parent nuclei.

The subject of the thesis is gamma-radiation accompanying the decay of ^{111m}In , ^{111g}In , ^{111}Sn , ^{112m}In , ^{112g}In and ^{113}Sn nuclei for further obtaining values of experimental yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ and $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ reactions in order to determine their reaction rates.

Research methods are experimental yields of photonuclear reactions $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$ and $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ were determined using the method of induced activity, which involves irradiating the target with a high-energy photon flux that is exciting the target's stable nuclei to energies above the threshold binding energies of neutrons and protons in these nuclei, and further measuring the radioactivities of the residual nuclei formed in these reactions. The high-energy resolution gamma-spectrometry technique using the semiconductor germanium-lithium Ge(Li) detector and the high pure germanium HPGe detector were applied to measure residual radioactivities. The traditional activation equation and the activation equation for genetically related radioactive nuclides were used calculating individual yields of isotopes of the radioactive chains.

The scientific novelty of this thesis is that the experimental values of integral yields of photonuclear reactions $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$ and $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ were measured for the first

time using the activation technique. An additional result was the fact establishment of incorrectness of data on the branching coefficients for γ -transitions between energy levels in ^{111}In and ^{112}In nuclei accompanying the radioactive decay of ^{111}Sn and ^{112g}In nuclei, respectively, presented in international nuclear databases are incorrect. The new correct values of the branching coefficients for γ -transitions were recalculated and presented in this work, as well as published in scientific articles.

The influence of the variation of different parameters of the statistical theory of nuclear reactions on the nature of the behavior of the yields of nuclear reactions during theoretical calculations and computer modeling is demonstrated.

The most appropriate parameters for the optical potential, the nuclear levels density and the radiation strength function of the statistical theory of nuclear reactions were established for a more accurate description of the data obtained in the experiment.

In the first chapter of the thesis, a review of scientific publications related to the most important issues considered in nuclear astrophysics are carried out. The concept of stellar nucleosynthesis and information about it, which exist and have been published to date, are revealed. Possible ways of formation of known chemical elements and conditions of their distribution in the Universe are described. At the end of the chapter, there is an overview of the experimental works and the obtained results of other scientific groups, which were carried out earlier and in which various nuclear reactions were studied, which lead to the formation of final nuclei (reaction products), which are studied in this dissertation work. The experimental methods and measuring equipment used in these works are described, and conclusions are drawn regarding the previously obtained results, which, as it turned out, currently require verification.

In the second chapter, all possible directions and sciences are considered, where the experimental data obtained in this dissertation can be used. The main direction of using the obtained experimental data and conclusions of the dissertation is nuclear astrophysics and the issue of nucleosynthesis. Fundamental nuclear physics and nuclear spectroscopy are no less important areas where the data obtained in the experiment will be used. Also, experimental data can be useful for nuclear medicine, in general, for improving the technique of obtaining diagnostic or therapeutic radioisotopes. More experimental data are necessary for the development of radiation physics and materials science. Based on the above justifications regarding the importance of the results obtained in the experimental work, the main tasks are formulated in this section.

The third chapter describes the experimental part of the thesis and the chosen method of conducting the experiment. To study the integral cross sections of the photonuclear reactions $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ and $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$, the γ -activation technique was chosen, which is best suited to the tasks (see chapter 2) and has the smallest errors included in the final value of the yields from the start of irradiation and subsequent measurement. One of the subsections describes the importance of using a monitor target when irradiating research targets, and shows the need to determine accurately the photon flux passing through the irradiated targets. The calibration processes of the germanium-lithium Ge(Li) detector and the high pure germanium HPGe detector are described in detail, energy decay spectra with the standard certified γ -radiation sources, which were used to calibrate both detectors and determine their photoefficiency are given.

The fourth chapter examines the theoretical part that was performed in the thesis. That is, the statistical theory of nuclear reactions, the conditions of its application for each experiment, which were described in the third chapter, are

considered. The main formulas and parameters included in the statistical theory of nuclear reactions are given; computer codes for theoretical calculations are given, in which statistical theory is implemented and various modifications of the activation equation used for specific radioactive decays considered in this work. Based on the peculiarities of the decay characteristics of the studied nuclei, the traditional activation equation is used (for the case of simple radioactive decay, with instantaneous γ -transitions between energy levels in the decaying nucleus) and the activation equation for genetically related radioactive nuclides (when radioactive decay of the nucleus occurs in delay of γ -transitions on the long-lived state, which forms an isomeric level in the nucleus).

Special attention is paid to the result that was obtained in addition, in the work, new, correctly calculated values of the branching coefficients for γ -transitions accompanying the radioactive decay of ^{111}Sn and ^{112g}In nuclei were obtained. The section presents the solution of the system of differential equations that was obtained for a particular radioactive decay to find the integral cross-sections of nuclear reactions in which the parent nucleus is radioactive and the resulting daughter nucleus is also radioactive and decays, followed by the formation of a stable state nucleus.

The fifth chapter shows the results of experiments and theoretical calculations, which were obtained during the period of the dissertation work. The graphs show a comparison of experimental data with evaluated data and theoretical calculations made using the statistical theory of nuclear reactions. In theoretical calculations special attention is paid to variations of different models of some parameters of the statistical theory of nuclear reactions, such as nuclear potential, nuclear levels density, and radiation strength function. Appropriate combinations of parameters of theoretical models, which best

describe the results obtained in the experiment, were chosen. This is important for testing the statistical theory and its further improvement.

Key words: photonuclear reactions, stellar nucleosynthesis, radioactive decay, activation technique, γ -spectra, bremsstrahlung radiation, p-nuclei, statistical theory of nuclear reactions.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Публікації у періодичних наукових виданнях країн, які входять до Організації економічного співробітництва та розвитку, що входять до міжнародної наукометричної бази SCOPUS

1. **A. V. Chekhovska**, I. L Semisalov., V. I. Kasilov, Ye. O. Skakun. Stellar Nucleosynthesis: Experimental Yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, \text{g}}\text{In}$ Reactions for *p*-Nuclei Production Simulation // Springer Proceedings in Physics, 2019. Vol. 219. P. 301–305.

DOI: 10.1007/978-3-030-13876-9_52.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналіз даних наукової літератури, проведення вимірювань, інтерпретація результатів, підготовка графічних матеріалів та участь у написанні статті).

2. I. Semisalov, **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, S. Karpus, V. Kasilov. Intensities of the strongest γ -ray transitions originating from the $^{112\text{g}}\text{In}$ decay determined via photoactivation yield measurements // Applied Radiation and Isotopes, 2021. Vol. 176. Article number 109843.

DOI: 10.1016/j.apradiso.2021.109843.

Impact Score (IS) 1.76. Quartile Q3.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналіз попередніх експериментальних даних у науковій літературі, підготовка дослідницьких мішеней та плану експерименту, аналіз отриманих результатів, участь у написанні та редакції статті).

3. **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov. Intensities of the γ -ray emissions following the ^{111}Sn decay determined via photonuclear reaction yield measurements // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2022. Vol. 517. P. 1-5.

DOI: 10.1016/j.nimb.2022.02.004.

Impact Score (IS) 1.37. Quartile Q2.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналіз попередніх експериментів, що опубліковані в наукових виданнях іншими дослідницькими групами, підготовка плану експерименту, аналіз та інтерпретація експериментальних результатів, теоретичні розрахунки, участь у написанні та редакції статті).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

4. **Чеховська А. В.**, Скакун Є. О. Вивчення схеми β -розпаду радіоактивного ядра ^{111}Sn // Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 105-річчя О. І. Ахієзера. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. 8 листопада 2016 р. : тези доп., Харків, 2016. С. 61-62.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детектору, збір спектрів, аналіз результатів, написання тез).

5. **Чеховська А. В.**, Скакун Є. О. Інтегральні перерізи фотоядерних реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ для моделювання γ -сценарію

зіркового нуклеосинтезу // XV конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 21-24 березня 2017. : тези доп., Харків, 2017. С. 44-45.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детектору, обробка спектрів, отримання та аналіз результатів, написання тез).

6. **Чеховська А. В., Скакун Є. О.** Експериментальні перерізи фотоядерних реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ для моделювання γ -сценарію нуклеосинтезу в зірках// Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 55-річчя Фізико-технічного факультету. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. 24 листопада 2017 р. : тези доп., Харків, 2017. С. 75-76.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту та мішеней, вимірювання та розшифровка енергетичних спектрів розпадних γ -квантів, аналіз результатів, написання тез).

7. Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov, **A. Chekhovska**. Cross sections of the bremsstrahlung (γ, n) -reactions on the magic p-nuclei ^{112}Sn and ^{114}Sn // 6th P-process Workshop. University of Notre Dame, Notre Dame. June 29th - July 1st, 2017. : abstract, IN, USA, 2017. P. 17.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детектору, збір спектрів, аналіз результатів).

8. **А. В. Чеховська**, І. Л. Семісалов, В. І. Касілов, Є. О. Скакун. Інтегральні виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ для дослідження γ -процесу нуклеосинтезу в зірках // International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, 23-26 May 2017. : тези доп., Uzhgorod, 2017. Р. 39-40.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, збір розпадних спектрів та аналіз отриманих результатів, написання тез).

9. **Чеховська А. В.**, Семісалов І. Л., Касілов В. І., Скакун Є. О. Експериментальні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$ для дослідження γ -процесу зіркового нуклеосинтезу // XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 20-23 березня 2018. : тези доп., Харків, 2018. С. 51-52.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка дослідницьких та моніторних мішеней до опромінення, калібрування детектору, збір спектрів, аналіз результатів, написання тез).

10. Семісалов І. Л., **Чеховська А. В.**, Касілов В. І., Скакун Є. О. Функции возбуждения реакций $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ в области энергий γ -квантов от порога до 14 МэВ // XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 20-23 березня 2018. : тези доп., Харків, 2018. С. 52.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка дослідницьких мішеней, калібрування детектору, збір розпадних спектрів, аналіз отриманих результатів, теоретичні розрахунки).

11. **A. V. Chekhovska, I. L. Semisalov, V. I. Kasilov and Ye. O. Skakun.** Stellar Nucleosynthesis: Experimental Yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, g}\text{In}$ Reactions for *p*-Nuclei Production Simulation // The 15th International Symposium on Nuclei in the Cosmos. Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy. 24-29 June, 2018. : proceedings, Italy, 2018. P. 301-305.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, участь у постановці плану експерименту, підготовка дослідницьких мішеней, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

12. **A. Chekhovska, L. Semisalov, V. Kasilov, Ye. Skakun.** Activation bremsstrahlung yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, g}\text{In}$ reactions and the following ^{111}Sn decay γ -ray branching coefficients // The Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Structure and Decay Data: Theory, Experiment and Evaluation. The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy. 15-26 October 2018. : abstract, Italy, 2018. P. 17-18.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту та мішеней, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

13. **А. В. Чеховская**, Е. А. Скакун, И. Л. Семисалов, В. И. Касилов. Интегральные сечения фотоядерной реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ для моделирования γ -процесса звездного нуклеосинтеза // XVII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. Харків. 26-29 березня 2019. : тези доп., Харків, 2019. С. 47-48.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, участь у підготовці плану експерименту, калібрування детектору, збір розпадних спектрів та аналіз отриманих результатів, написання тез).

14. **А. В. Чеховська**, Є. О. Скакун, І. Л. Семісалов, В. І. Касілов. Експериментальні виходи фотонуклонних ядерних реакцій на магічних ядрах ^{112}Sn та ^{114}Sn для моделювання γ -процесу зіркового нуклеосинтезу // International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, 21-24 травня 2019.: тези доп., Ужгород, 2019. С. 99-100.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней, підготовка плану експерименту, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

15. **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, I. Semisalov and V. Kasilov. Experimental yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m},g}\text{In}$ and $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ reactions for the p-nuclei production simulation // 9th European Commission Conferences on EURATOM Research and Training in Safety of Reactor Systems and Radioactive Waste Management (FISA 2019 &

EURADWASTE'19). 4-7 June 2019. : poster, abstract, Pitesti, Romania, 2019. P. 108.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней та плану експерименту, калібрування детекторів, збір спектрів та аналіз результатів, написання тез, підготовка постеру).

16. **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, V. Kasilov, I. Semisalov. Experimental yields of photonucleon nuclear reactions of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, \text{g}}\text{In}$ and $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ reactions for the modeling γ -process for the p-nuclei formation in stars // 7th P-process Workshop. Serralunga d'Alba, 23-27 September 2019, abstract, Italy, 2019. P. 18.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней, калібрування детекторів, підготовка плану експерименту, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

17. **A. Chekhovska**, N. Shul'ga. Experimental yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, \text{g}}\text{In}$ reactions for p-nuclei production simulation // Joint International Conference “Functional Materials and Nanotechnologies” and “Nanotechnology and Innovation in the Baltic Sea region” - FM&NT – NIBS 2022. 3-6 July 2022, Riga, Latvia. Abstract p. 130.

(Особистий внесок здобувача: постановка задач дослідження, підготовка плану експерименту, вимірювання та аналіз енергетичних спектрів γ -квантів, обробка даних, теоретичні розрахунки, написання тез).

18. **A. Chekhovska**. Experimental studies of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ reactions for p-nuclei production

simulation // COST Action 17126 TUMIEE Workshop and Management Committee meeting. 18 July 2022, Heraklion, Crete, Greece.

(Особистий внесок здобувача: постановка задачі дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детекторів, збір спектрів та аналіз результатів, теоретичні розрахунки, написання тез, підготовка постеру та доповіді).

19. Ye. Skakun, I. Semisalov, I. Goncharov, S. Karpus, **A. Chekhovska** // Photoneutron activation yields on the ^{118}Sn and ^{124}Sn tin isotope nuclei at the near-threshold energy range. XXI Conference of high energy physics and nuclear physics. April 2023, Kharkiv, Ukraine. Abstract p. 29-30.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, збір та аналіз розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз отриманих даних).

20. I. Semisalov, Ye. Skakun, S. Karpus, **A. Chekhovska** // Influence of cascade transitions on determination of a sample radioactivity by the gamma-spectrometry method. XXI Conference of high energy physics and nuclear physics. April 2023, Kharkiv, Ukraine. Abstract p. 31.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, теоретичні розрахунки та аналіз результатів).

21. **A. Chekhovska**, D. Chvátil, T. Krasta, I. Krausova, V. Olšanský, D. Riekstiņa. Photoactivation study of ^{163}Tb β -decay // Eleventh International Conference on Radiation, Natural Sciences, Medicine, Engineering, Technology and Ecology, RAD 2023 Conference. 19-23 June 2023, Herceg Novi, Montenegro. Abstract p. 216.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней, підготовка плану експерименту, збір та аналіз розпадних спектрів і експериментальних даних, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, участь у написанні тез).

22. **CHEKHOVSKA Anastasiia**, KRASTA Tamara, RIEKSTIŅA Daina, SKAKUN Yevgen, SEMISALOV Igor, CHVÁTIL David. Experimental integral cross-sections of photonuclear reactions on proton-rich ^{113}In and ^{114}Sn nuclei for cosmic nucleosynthesis modelling // The 17th international symposium on Nuclei in the Cosmos, NIC-XVII. Institute for Basic Science, Daejeon, South Korea. 9-22 September 2023. Abstract ID 137.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка дослідницьких мішеней та плану експерименту, збір і аналіз розпадних γ -спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз отриманих результатів, написання тез).

Публікації, які додатково відображають наукові результати дисертації

23. Singh B., Basunia M.S., Martin M., McCutchan E.A., Bala I., Caballero-Folch R., Canavan R., Chakrabarti R., **Chekhovska A.**, Grinder M.M., Kaim S.I., Kanjilal D., Kasperovych D., Kobra M.J., Koura H., Nandi S., Olacel A., Singh A., Tee B.P.E. Nuclear Data Sheets for A=218 // Nuclear Data Sheets, 2019. Vol. 160. P. 405–471.

DOI: 10.1016/j.nds.2019.100524.

Impact Score (IS) 6.00. Quartile Q1.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналізі даних попередніх досліджень, компіляція, евалюація, аналіз результатів).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	27
ВСТУП	30
РОЗДІЛ 1	42
ПОПЕРЕДНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ВІДОМОСТІ	42
1.1. Зірковий нуклеосинтез. Розповсюдженість хімічних елементів та їх ізотопів у Всесвіті та процеси їх утворення	42
1.2. Атомні ядра збагачені протонами	45
1.3. Попередні експериментальні відомості.....	47
Висновки до розділу 1	49
РОЗДІЛ 2	51
ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ.....	51
2.1. Експериментальні дані для подальшого дослідження γ -процесу як одного зі сценаріїв утворення стабільних ізотопів в зірках	51
2.2. Можливість використання отриманих експериментальних даних для ядерної фізики та спектроскопії	54
2.3. Можливість використання отриманих експериментальних даних для матеріалознавства.....	55
Висновки до розділу 2	56

	25
РОЗДІЛ 3	59
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ВИМІРЮВАННЯ	59
3.1. Методика проведення експерименту	59
3.1.1. Моніторна реакція.....	65
3.1.2. Калібрування Ge(Li) детектору за енергією та ефективністю	68
3.1.3. Калібрування HPGe-детектору за енергією та ефективністю	71
3.2. Збір даних. Аналіз та інтерпретація досліджуваних спектрів.....	76
3.2.1. Вимірювання кривих розпаду для мішені ^{112}Sn	76
Висновки до розділу 3	78
РОЗДІЛ 4	81
ТЕОРЕТИЧНІ РОЗРАХУНКИ.....	81
1.1. Статистична теорія ядерних реакцій. Гіпотеза складеного ядра	81
4.2. Комп'ютерні коди NON-SMOKER та TALYS	84
4.3. Традиційне рівняння активації	86
4.4. Рівняння активації для генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів	89
Висновки до розділу 4	91
РОЗДІЛ 5	93
ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ.....	93

5.1. Активаційні виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$	93
5.1.1. Визначення коефіцієнтів розгалуження для миттєвих γ -переходів у ядрі ^{111}In , що супроводжують радіоактивний розпад ^{111}Sn	98
5.1.2 Визначення коефіцієнта розгалуження для γ -переходу з енергією 537 кеВ	102
5.2. Активаційні виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$	104
5.3. Виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$	105
5.4. Інтегральні виходи фотоядерної реакції $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$	106
5.5. Виходи фотоядерних реакцій $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$	110
Висновки до розділу 5	121
ВИСНОВКИ.....	123
ПОДЯКИ	126
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	127
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	139

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

A_ZX – позначення хімічного елемента X , де A – масове число, Z – зарядове число.

γ – гама-квант, гама-випромінення, фотон.

p – протон.

n – нейтрон.

e^- – електрон.

m_e – маса спокою електрона.

m_p – маса спокою протона.

m_n – маса спокою нейтрона.

Q – енергія реакції або теплота реакції, що надається або вивільнюється під час реакції.

E_{th} – порогова енергія ядерної реакції.

p_{th} – пороговий імпульс частинки.

s-процес – процес утворення більш важких ядер за допомогою повільного захоплення нейтронів (*slow*).

r-процес – процес утворення більш важких ядер за допомогою швидкого захоплення нейтронів (*rapid*).

γ -процес – процес утворення ядер в зірках у фотоядерних реакціях.

p-ядро – протон-збагачене ядро.

Y – інтегральний вихід ядерної реакції.

σ – переріз ядерної реакції.

λ – стала радіоактивного розпаду.

λ_p – стала радіоактивного розпаду для батьківського (*parent*) ядра.

λ_d – стала радіоактивного розпаду для дочірнього (*daughter*) ядра.

A – радіоактивність нукліда.

$\lambda(T)$ – швидкість ядерної реакції.

ρ – густина ядерних рівнів.

f – радіаційна силова функція.

T – коефіцієнт проникності для частинки в ядро та з ядра.

K – Кельвін – одиниця вимірювання термодинамічної температури в системі SI.

I – ізотопічний спі́н атомного ядра.

i – ізотопічний спі́н частинки.

ϕ – потік частинок, що налітають.

ЛПЕ – лінійний прискорювач електронів.

ε – фотоефективність детектора.

t_1 – час опромінення мішені.

t_2 – час охолодження мішені, час від завершення опромінення до початку вимірювання.

t_3 – час вимірювання.

IT – ізомерний стан у ядрі.

E_γ – енергія фотона.

$E_{\gamma \max}$ – максимальна енергія гальмівного випромінювання.

$T_{1/2}$ – період напіврозпаду атомного ядра.

I_γ – інтенсивність γ -переходу між ядерними рівнями при радіоактивному розпаді.

m – ізомерний стан у ядрі.

g – основний стан у ядрі.

B – коефіцієнт розгалуження.

S_n – енергія зв'язку нейтрона в атомному ядрі.

S_p – енергія зв'язку протона в атомному ядрі.

β^- – «бета-мінус розпад», ядро спускає електрон та антинейтрино.

β^+ – «бета-плюс розпад», ядро спускає позитрон та нейтрино.

ld – густина ядерних рівнів у атомному ядрі (*nuclear level density*).

st – радіаційна силова функція для атомного ядра (*radiation strength function*).

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження: На сьогодні однією з актуальних проблем ядерної астрофізики є теорія утворення та розповсюдженості ядер різних хімічних елементів та їх ізотопів у Всесвіті, тобто питання нуклеосинтезу [24, 25]. Яким чином, у якій послідовності, завдяки чому та за який період часу були утворені всі ті хімічні елементи, що нам відомі сьогодні. Експериментальні дані про розповсюдженість хімічних елементів отримують декількома шляхами: аналіз хімічного складу Землі, Місяця та інших планет та метеоритів; аналіз спектрального випромінення Сонця, інших зірок та міжзіркового простору; аналіз ядерного складу космічного випромінювання. Через складнощі в реалізації перерахованих методів, визначення розповсюдженості хімічних елементів та коректності інтерпретації спостережуваних результатів, виникають великі похибки у визначенні розповсюдженості хімічних елементів. Наразі існують міжнародні бази ядерних даних [26, 27], де зберігаються великі масиви експериментальних та евалюйованих результатів по різноманітним ядерним даним, що дуже необхідні для дослідження та пояснення питань нуклеосинтезу, але навіть сьогодні цей масив не є повним та досконалим, тож пояснення щодо утворення та розповсюдження деяких ядер хімічних елементів або їх ізотопів викликає великі труднощі.

Наступним питанням, і не менш важливим, є те, як відомі на сьогодні хімічні елементи поведуть себе в різних фізичних або хімічних умовах. Дослідження зразків, що виготовляються з певних хімічних елементів при натуральній суміші або збагачені ядрами певного ізотопу, або із суміші декількох хімічних елементів, мають велике значення для розвитку прикладної фізики та можуть бути корисними для багатьох міжнародних програм та вдосконалення експериментального обладнання, котре до них

входить (напр. Eurofusion, CERN, European Spallation Source). Нагрів чи охолодження, зміна тиску або різні види деформації, вплив радіаційного опромінення та багато інших фізичних або хімічних процесів, можуть непередбачувано вплинути на склад або певні характеристики різних хімічних елементів після такої взаємодії.

Актуальність теми дослідження: Інформація про отримані в експерименті значення перерізів ядерних реакцій, періодів напіврозпаду, спінів, парностей, коефіцієнтів розгалуження γ -переходів та інші характеристики розпадів радіоактивних ядер, важлива для перевірки та вдосконалення сучасних теоретичних моделей, в котрих описуються ядерні реакції та структура атомних ядер. В нашому випадку, експериментальні значення інтегральних перерізів ядерних реакцій та значення коефіцієнтів розгалуження γ -переходів при низьких енергіях, по-перше, являють собою тестування та параметризацію статистичної теорії ядерних реакцій [28], по-друге важливі для ядерно-спектроскопічних досліджень.

Крім важливого значення в дослідженнях ядерних взаємодій та структури атомного ядра, фотоядерні реакції, що вивчаються у дисертаційній роботі, відіграють вирішальну роль в зірковому синтезі так званих *p-ядер* [29]. Для створення астрофізичних теорій та подальшого комп'ютерного моделювання утворення *p-ядер* в зірках потрібні перерізи великого масиву різних ядерних реакцій на відомих ядрах. Суттєвою складовою для вивчення зіркового нуклеосинтезу є дослідження фотоядерних реакцій [30, 31], через велику кількість низькоенергетичних фотонів у міжзірковому просторі та зірковій плазмі. В утворенні такої великої кількості фотонів відіграють роль декілька джерел утворення γ -квантів: сейфертівські галактики 1^{го} типу, сейфертівські галактики N^{го}

типу, квазари, наднові $1^{\Gamma 0}$ типу, блазари та ін.. Кількість фотонів в одиниці об'єму спектра рівноважного випромінювання зображено на Рис.1:

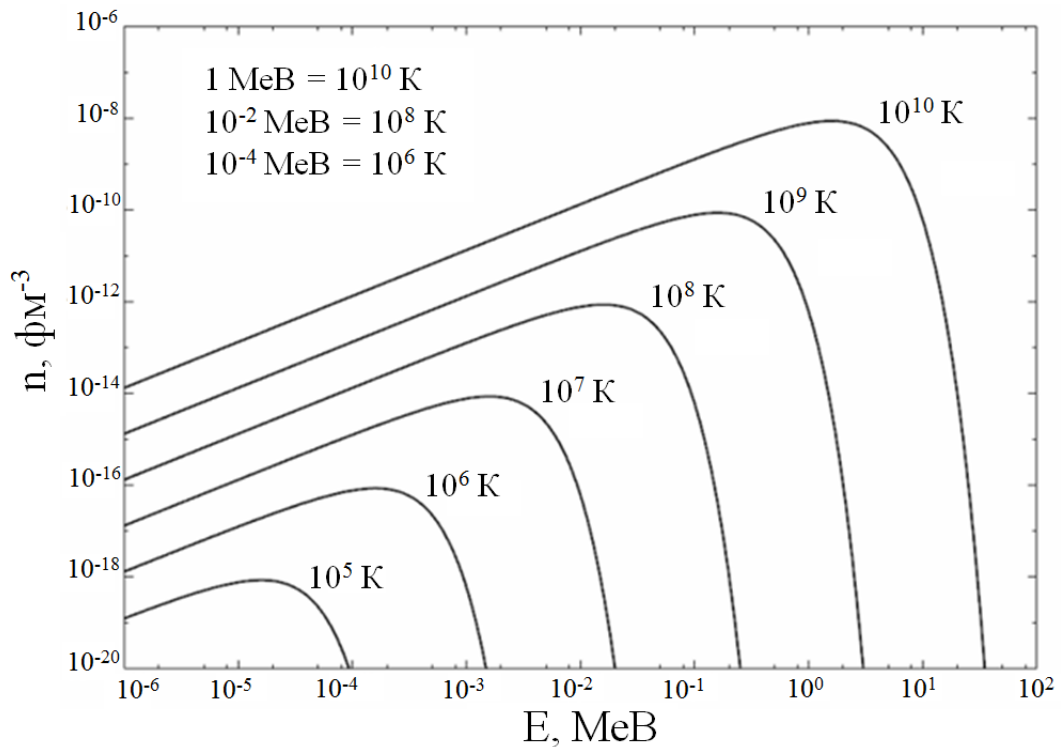


Рис. 1. Кількість фотонів в одиниці об'єму міжзіркового простору

Виходячи із великої кількості низькоенергетичних фотонів в міжзірковому середовищі, очевидно постає значущість вивчення простих фотоядерних реакцій на стабільних ядрах і збагачення даних по виходах цих ядерних реакцій.

Тема дисертаційної роботи присвячена дослідженню процесу нуклеосинтезу деяких протон-збагачених ядер, що утворюються у зірках та міжзірковому просторі, шляхом експериментального вимірювання виходів фотоядерних реакцій на цих ядрах, що можливо здійснити в лабораторних умовах.

Отже, ця задача представляє інтерес як з теоретичної точки зору, так і з практичної та прикладної. Отримані експериментальні дані необхідні для

комп'ютерного моделювання астрофізичних процесів, що відбуваються у космосі, та які неможливо перевірити та відтворити в лабораторних умовах. Виходи ядерних реакцій важливі для параметризації та вдосконалення чинних теоретичних моделей ядерної фізики та спектроскопії. Значення виходів, що отримані із застосуванням активаційної методики є важливими для медичної фізики, радіаційної фізики та матеріалознавства.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами та грантами:

1. 2016 - 2020 роки

Науково-дослідна робота відділу Інституту фізики високих енергій та ядерної фізики Національного наукового центру “Харківський фізико-технічний інститут”.

“Оптимізація параметрів пучків електронів на каналах виходу комплексу прискорювача ЛПЕ-300 для прикладних досліджень в галузі ядерної енергетики, ядерної медицини та фундаментальних досліджень у галузі ядерної фізики та внутрішньоядерної нуклон-нуклонної взаємодії”.

УДК: 17:621.039.73;

Номер державної реєстрації: 0116U005316;

Учасник проєкту: Чеховська Анастасія Вікторівна;

Науковий керівник науково-дослідного проєкту: Касілов Валентин Йосифович.

2. 2019 - 2020 роки

Науково-дослідний проєкт молодих вчених Національної Академії Наук України.

“Експериментальне вимірювання поперечних перерізів фотоядерних реакцій для моделювання процесів зіркового нуклеосинтезу”.

УДК: 539.12/.17,539.16,52-1/-8:539.14;524.1:539.14,539.14,539.1.08;

Номер державної реєстрації: 0119U102329;

Номери договорів: № 61-08/03-2019, 61-08/03-2020;

Науковий керівник науково-дослідного проєкту: Чеховська Анастасія Вікторівна.

3. 2020 - 2022 роки

Науково-дослідна робота на замовлення Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна Міністерства Освіти та Науки України.

“Енергетична залежність і рефракційні властивості взаємодії легких ядер з ядрами”.

Номер державної реєстрації: 0120U102294;

Номер договору: 20-13-20;

Учасник проєкту: Чеховська Анастасія Вікторівна;

Науковий керівник науково-дослідного проєкту: Бережний Юрій Анатолійович.

Мета і завдання дослідження: Метою цієї роботи є отримання експериментальних значень по виходах фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma,n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma,n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma,n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma,n)^{112\text{g}}\text{In}$, на стабільних ядрах, що мають важливе значення для розвитку декількох

фундаментальних та прикладних наук. Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі завдання:

- зібрати та проаналізувати літературні дані по існуючим дослідженням фотоядерних реакцій на ядрах ^{112}Sn , ^{114}Sn та ^{113}In .
- провести експериментальну частину, для виконання якої необхідно було освоїти та підготувати експериментальне обладнання, що використовувалось. Проводилися підготовка плану експерименту та дослідницьких і моніторних мішеней до опромінення, калібрування детекторів перед вимірюванням радіоактивностей опромінених мішеней, освоєння роботи з γ -спектрометром та напівпровідниковими Ge(Li) та HPGe детекторами та вивчення відповідного програмного забезпечення.
- провести теоретичні розрахунки, для яких були освоєні декілька пакетів комп'ютерного програмного забезпечення: Geant4 [32], TENDL [33], NON-SMOKER [34] та TALYS [35]. Також для теоретичних розрахунків застосовувався пакет Wolfram Mathematica.
- зіставити отримані в експерименті дані по виходах фотоядерних реакцій з теоретичними розрахунками при варіації різних параметрів статистичної теорії ядерних реакцій [28]. Особлива увага приділялася таким параметрам статистичної теорії ядерних реакцій, як густина ядерних рівнів та радіаційна силова функція.
- проаналізувати отримані результати та визначити певну комбінацію моделей параметрів (густини рівнів в ядрі та радіаційної силової функції), що найкраще описує отримані в експерименті дані.
- перевірити деякі спектроскопічні дані, що можливо отримати в ході експерименту, та котрі вже внесені до міжнародних ядерних баз даних [26, 27] для загального користування (періоди напіврозпаду, енергії збуджених рівнів, енергії γ -переходів, що розряджають збуджені

стани ядра та коефіцієнти розгалуження γ -переходів). Коректно перерахувати значення коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів у ядрах ^{111}In та ^{112}Cd радіоактивних ланцюжків $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$ та $^{112g}\text{In} \rightarrow ^{112}\text{Cd}$.

Об’єкт дослідження – β -розпад радіоактивних ядер ^{111}Sn , ^{111}In , ^{113}Sn , ^{112}In , що утворилися в результаті фотоядерних $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ реакцій.

Предмет дослідження – γ -випромінювання, що супроводжує радіоактивний розпад ядер ізотопів ^{111}Sn , $^{111m,g}\text{In}$, ^{113}Sn , $^{112m,g}\text{In}$, котрі було отримано в реакціях $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ для визначення можливості експериментального вимірювання інтегральних перерізів, наведених вище фотоядерних реакцій, із застосуванням активаційної методики.

Методи дослідження: експеримент проводився з використанням лінійного прискорювача електронів (ЛПЕ-300) Національного Наукового Центру “Харківський фізико-технічний інститут” із застосуванням γ -активаційної методики. Промінь електронів від прискорювача був конвертований в гальмівне випромінювання, яке опромінювало дослідницькі мішені при відповідних енергіях. Для збору експериментальних результатів використовувалася методика спектрального аналізу з використанням спектрометра високої розподільної здатності на базі германій-літійового Ge(Li) детектора або детектору з надчистого германію HPGe. Оскільки досліджувані ядерні реакції проходять через утворення складеного ядра (див. пункт 4.1), для аналізу необхідно було використовувати статистичну теорію ядерних реакцій. Метод

комп'ютерного моделювання, що містить статистичну теорію ядерних реакцій [28], був використаний для теоретичних розрахунків.

Наукова новизна результатів роботи: У представленій дослідницькій роботі, за допомогою методики активації, вперше було виміряно експериментальні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ і порівняно їх з теоретичними передбаченнями в рамках статистичної теорії ядерних реакцій. Як додатковий новий результат, у дисертаційній роботі отримано нові значення коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів між енергетичними рівнями у ядрах ^{111}Sn та $^{112\text{g}}\text{In}$, котрі необхідні, з одного боку, для ядерно-спектроскопічних досліджень, а з іншого боку, для коректного розрахунку перерізів будь-яких ядерних реакцій, котрі призводять до утворення ядер ^{111}Sn та $^{112\text{g}}\text{In}$.

Практичне значення отриманих результатів: Дослідження спрямовані на отримання нових експериментальних результатів щодо значень інтегральних перерізів фотоядерних (γ, n) та (γ, p) реакцій на деяких стабільних ядрах (^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{113}In).

Отримані дані можуть бути використані для:

- ✓ моделювання астрофізичних процесів у зірках та міжзірковому просторі, котрі неможливо відтворити в лабораторних умовах;
- ✓ вдосконалення та параметризації статистичної теорії ядерних реакцій;
- ✓ збагачення міжнародних баз ядерних даних новими або скорегованими даними.
- ✓ інтерпретації даних для твердих матеріалів опромінених нейтронами (проект Eurofusion);

- ✓ інтерпретації даних для опромінених сцинтиляторів (CERN);
- ✓ вдосконалення методик виробництва медичних (діагностичних або терапевтичних) радіонуклідів;
- ✓ уточнення деяких даних ядерної спектроскопії та вдосконалення наявних спектроскопічних теорій.

Особистий внесок здобувача: Під час роботи над дисертацією, було проведено серію експериментів, що склалися з опромінення досліджуваних зразків та подальшого вимірювання γ -спектрів від активованих мішеней. Завданнями дисертантки були: участь у підготовці плану опромінення мішеней; допомога у підготовці необхідних мішеней для опромінення, що будуть використовуватися в експерименті; участь у розробці графіку та умов послідуочого вимірювання опромінених мішеней. Опромінення дослідницьких мішеней проводила група інженерів Інституту фізики високих енергій та ядерної фізики, з певним допуском до роботи з радіаційним та іонізаційним випроміненням. Дисертантка приймала участь у калібруванні напівпровідникових Ge(Li) та HPGe детекторів, що використовувалися для вимірювання утворених активностей у дослідницьких мішенях. Збір розпадних γ -спектрів, за попереднього налагодження апаратури. Обробка експериментальних спектрометричних даних та теоретичні розрахунки проводилися дисертанткою самостійно. Визначення мети та завдань експерименту, аналіз та інтерпретація отриманих результатів здійснювались спільно з науковим керівником, робочою групою та співавторами опублікованих наукових робіт. Участь у написанні наукових статей [1-3, 23] та тез [4-22], виступи на наукових конференціях та оприлюднення результатів підтверджено кількістю апробацій отриманих наукових результатів.

Апробація матеріалів дисертації: Результати проведених досліджень були представлені на українських та міжнародних наукових конференціях у формі усних доповідей, постерних доповідей та публікацій у збірниках тез:

- 2023 – 3rd CERN Baltic Conference (CBC 2023). Riga Technical University, Riga, Latvia.
- 2023 – The 17th International Symposium on Nuclei in the Cosmos, NIC-XVII. Institute for Basic Science, Daejeon, South Korea.
- 2023 – Eleventh International Conference on Radiation, Natural Sciences, Medicine, Engineering, Technology and Ecology. Herceg Novi, Montenegro.
- 2023 – XXI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів. Національний науковий центр “Харківський фізико - технічний інститут”. Харків, Україна.
- 2022 – COST Action 17126 TUMIEE Workshop and Management Committee meeting. 18 July 2022, Heraklion, Crete, Greece.
- 2022 – Joint International Conference “Functional Materials and Nanotechnologies” and “Nanotechnology and Innovation in the Baltic Sea region” - FM&NT – NIBS 2022. Riga, Latvia.
- 2019 – 7th P-process Workshop. Serralunga d'Alba, Italy.
- 2019 – 9th European Commission Conferences on EURATOM Research and Training in Safety of Reactor Systems and Radioactive Waste Management (FISA 2019 & EURADWASTE'19). Pitesti, Romania.
- 2019 – International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, Ukraine.

- 2019 – French-CERN-Ukrainian Conference of High Energy and Medical Physics, V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine.
- 2019 – “XVII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико - технічний інститут”. Харків, Україна.
- 2018 – The Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Structure and Decay Data: Theory, Experiment and Evaluation. The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy.
- 2018 – The 15th International Symposium on Nuclei in the Cosmos. Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy.
- 2018 – “XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико - технічний інститут”. Харків, Україна.
- 2017 – International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, Ukraine.
- 2017 – 6th P-process Workshop. University of Notre Dame, Notre Dame, IN, USA.
- 2017 – Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 55-річчя Фізико-технічного факультету. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. Харків, Україна.
- 2017 – “XV конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико - технічний інститут”. Харків, Україна.

- 2016 – Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 105-річчя О. І. Ахієзера. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. Харків, Україна.

Структура та обсяг дисертації

Дисертаційна робота складається зі вступу, 5 розділів, висновків, списку використаних джерел та 1 додатку. Загальний обсяг дисертації складає 147 сторінок. Дисертація містить 30 рисунків та 6 таблиць. Список використаних джерел містить 87 найменувань.

РОЗДІЛ 1

ПОПЕРЕДНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ВІДОМОСТІ

1.1. Зірковий нуклеосинтез. Розповсюдженість хімічних елементів та їх ізотопів у Всесвіті та процеси їх утворення

Наука ядерна астрофізика почала розвиватися з 50-х років ХХ століття, і вже встигла зробити достатньо відкриттів та створити безліч теорій. Одним з напрямків досліджень ядерної астрофізики є задача зіркового нуклеосинтезу, тобто дослідження сукупності процесів, що призводять до утворення стабільних ізотопів хімічних елементів, які нам відомі сьогодні. Наступною задачею для дослідження зіркового нуклеосинтезу є природна розповсюдженість утворених ізотопів у Всесвіті.

Нуклеосинтез, згідно з інфляційною моделлю Всесвіту, описує утворення найлегших нуклідів через динамічну взаємодію чотирьох фундаментальних сил (гравітаційна сила, електромагнітна сила та сили слабкої та сильної ядерної взаємодії) протягом перших секунд космічного часу [36]. Спостережувані в природі ядра стабільних ізотопів синтезувалися в зірках та міжзірковому просторі в результаті складних послідовностей ядерних реакцій [24]. А саме динаміка зіркового нуклеосинтезу є причиною спостережуваної поширеності ядер різних хімічних елементів і їх ізотопів у Всесвіті.

Розповсюдженістю хімічних елементів називається залежність кількості ядер обраного елемента в речовині, котра припадає на певну кількість ядер еталонного елемента. Зазвичай, елементи водню або кремнію обираються в якості еталонних.

На Рис. 1.1.a зображена розповсюдженість хімічних елементів у Всесвіті як функція масового числа. За еталонний елемент обрано кремній.

Як відомо з літератури, > 90% від всього хімічного складу Всесвіту складає водень, далі йде гелій, мінімальна кількість літію, берилію та бору та високий рівень вуглецю та кисню.

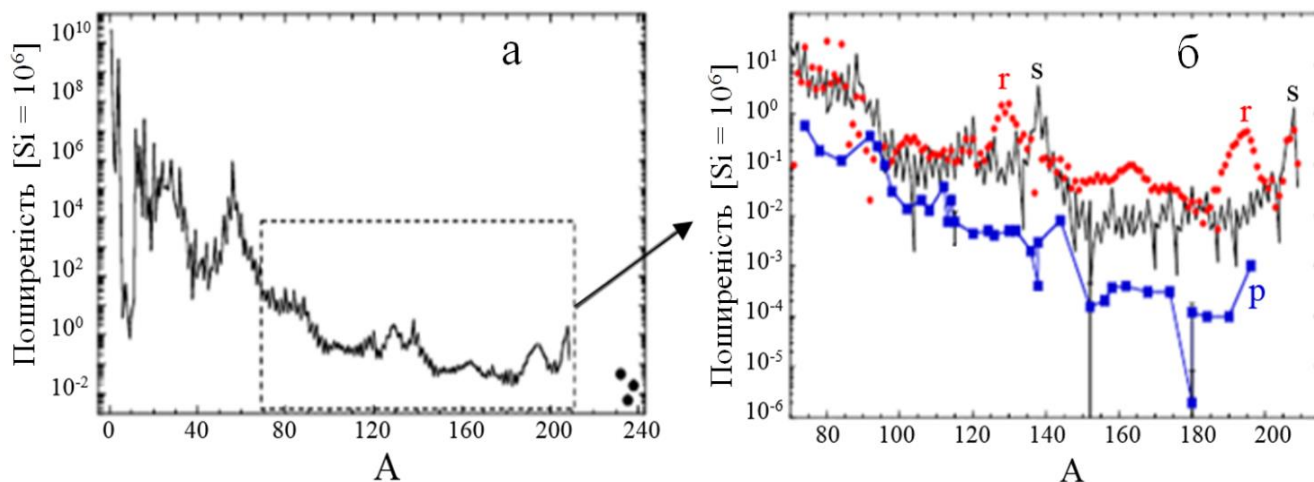


Рис. 1.1. а) Поширеність відомих в природі ізоотопів в залежності від масового числа А

б) Поширеність в природі *r*-ядер (червоні крапки), *s*-ядер (темна крива) та *p*-ядер (сині квадрати)

Формування ізоотопів з масами до піка заліза-нікелю починається з циклу горіння водню, внаслідок якого злиття чотирьох протонів перетворюється на ядро гелію (He). Цикл горіння водню може йти або протон-протонним шляхом (у зірках з масою порядку маси Сонця або менше), або шляхом CNO-циклу (термоядерна реакція, що перетворює водень у гелій, в якій вуглець, кисень та азот є каталізаторами). Наступні цикли горіння (горіння гелію, в якому синтезується вуглець та кисень) можуть відбуватися тільки у масивних зірках, більше маси Сонця. Далі слідує ядерні реакції горіння вуглецю, кисню, та кремнію. Наступним ми спостерігаємо пік заліза (Fe), який утворився за умови наближеної до максимальної питомої енергії зв'язку на 1 нуклон, порівняно з іншими ізоотопами хімічних елементів. Хоча, через малу різницю у масах протона ($m_p = 1836m_e$) та нейтрона ($m_n = 1839m_e$), де $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг, найвищу

енергію зв'язку нуклонів у ядрі має нікель (Ni). Через енергетичну залежність у зірках синтезуються усі хімічні елементи до заліза; елементи, що знаходяться за піком заліза синтезуються при вибухах наднових зірок та в міжзірковому просторі.

Роботи Барбіджа та ін. [24] та Камерона [37] заклали основу для сучасного розуміння утворення важких ядер (ядер з масовим числом $A > 70$). Виходячи з систематики розподілу поширеності хімічних елементів у Сонячній системі Барбідж та ін. визначили, що важкі ядра, котрі знаходяться за піком заліза, утворилися в трьох різних процесах нуклеосинтезу, які вони назвали *r*-, *s*- та *p*-процесами. Ці терміни ми використовуємо і сьогодні.

Можна зрозуміти, як Барбідж та ін. та Камерон дійшли своїх висновків на Рис.1.1.б: переважна більшість стабільних ізотопів важких елементів сформувалась як продукти швидкого (*r-rapid*) та повільного (*s-slow*) процесів радіаційного захоплення нейтронів атомними ядрами, що існували до того часу, тобто в (n,γ) -реакціях, а також внаслідок *p*-процесу, коли ядро, котре вже існує захоплює вільний протон.

За допомогою *s*-процесу можна пояснити утворення елементів до $Z=83$ (${}_{83}\text{Bi}$). Цей процес демонструє утворення ряду ядер с характерними піками в області масових чисел 87, 138 та 208. Утворення ядер за допомогою *s*-процесу відбувається в середовищі з набагато нижчою щільністю нейтронів, ніж *r*-процес. Крім того, *s*-процес відбувається протягом значно більшого періоду часу в порівнянні з *r*-процесом.

Ядра з $Z=84-89$ не мають стабільних ізотопів, вони є радіоактивними. Для пояснення утворення таких ядер необхідно припустити їх утворення в результаті процесу швидкого захоплення нейтронів нестабільними ядрами [38, 39, 40]. Основним механізмом процесу швидкого захоплення нейтронів є (n,γ) реакція, яка демонструє утворення низки ядер з характерними піками

в області масових чисел 80, 130 та 195. Головна умова протікання *r-процесу*: швидкість захоплення нейтронів повинна бути більшою за швидкості β – розпаду.

Захоплення нейтронів відбувається до тих пір, поки швидкість (n,γ) реакції не буде меншою за швидкості радіоактивного розпаду утвореного ізотопу. Потім утворене ядро зазнає β -розпад та знову починається послідовне захоплення нейтронів. Ядра утворені в *r-процесі* мають власну стежку стабільності, зміщену від стежки стабільності *s-процесу* (як показано на рис. 1.1.б) в напрямку нейтрон-збагачених ізотопів. Докази, що доступні нам сьогодні, вказують на те, що місцями, де утворюються *r-ядра* є спалахи наднових зірок, вибухи нейтронних зірок та вітри від новонароджених нейтронних зірок.

1.2. Атомні ядра збагачені протонами

Описаний Барбіджем та ін. [24] та Камероном [37] *p-процес* відповідає за синтез ізотопів, що рідко зустрічаються в природі. Отже, в області мас ядер між селеном (^{74}Se) та меркурієм (^{196}Hg) в Сонячній системі спостерігаються 35 ізотопів, які не могли утворитися в *r-* або *s-процесах* через співвідношення їх мас та мас сусідніх ядер-ізобар [25]. Вони отримали назву *p-ядра* (*p-nuclei*), бо розташовуються на протон збагаченому схилі долини ядерної стабільності, а сценарій, в якому вони сформувалися, було названо *p-процесом* [29, 30]. *P-ядра* об'єднуються в окрему групу (сині квадрати на рис. 1.1.б). Через те, що їх поширеність в природі набагато менша, ніж *r-* та *s-ядер*, пояснення процесу їх утворення та розповсюдженості важко узгоджується з теоретичними передбаченнями. Розповсюдженість *p-ядер* (рис. 1.1.б, сині квадрати) демонструє нам цікаву структуру з піками на ^{92}Mo та ^{144}Sm , що є важливою підказкою для визначення того, де саме відбувається *p-процес*. Спочатку логічно вважалось, що *p-ядра* повинні утворюватися в послідовності

(p, γ)-реакцій та радіоактивному розпаді їх продуктів. Детальне дослідження цього процесу показало, що в результаті β^+ -розпаду повністю вірогідне послідовне захоплення протонів з подальшим нарощенням маси, але цей процес (захоплення протона) займає великий проміжок часу. Наприклад, у плазмі зірки ядру ^{92}Mo ($Z=42$) знадобиться приблизно 10^4 секунди, щоб захопити протон, а для ізотопів з ще більшим зарядом знадобиться ще більше часу. Через те, що міжзірковий простір не може підтримувати постійну щільність маси протонів, цей механізм утворення p -ядер відіграє не головну роль. В подальших дослідженнях [25, 29, 31] з'ясувалась важливість простих фотоядерних реакцій [(γ, n) , (γ, p) та (γ, α)], в яких також можуть утворюватися протон збагачені ядра при температурах $(2-3) \times 10^9$ Кельвінів зіркової плазми. Цей механізм їх утворення стали називати γ -процесом зіркового нуклеосинтезу.

Процес утворення p -ядра починається з фотоядерної (γ, n) реакції, коли ядро стає достатньо збагачене протонами, то починаються реакції каскаду (γ, p) та (γ, α) , що “плавлять” утворені ядра до заліза. Якщо висока температура падає досить швидко і система не встигає досягти ядерної статистичної рівноваги, то “плавлення” не буде завершеним та залишить велику кількість важких p -ядер. Там де процес “плавлення” перетинає замкнені нейтронні оболонки $N=50$ та $N=82$, часові масштаби цього процесу збільшуються, через особливо сильну енергію зв'язку нуклонів у ядрах. Виходячи з цього ми можемо спостерігати виражені піки в області ядер із замкнутими оболонками, ^{92}Mo ($N=50$) та ^{144}Sm ($N=82$), тобто внаслідок досить тривалого часу розпаду цих ядер, їх накопичується велика кількість. Таким чином пояснюються піки в розподілі p -ядер (рис. 1.1.б) у Сонячній системі. Як останнє зауваження, поясню, що фотоядерна реакція (γ, n) протікає надзвичайно швидко для ядра

^{180}Ta ($Z=73$), тим пояснюється характерна глибока западина (рис. 1.1.6) і тому цей елемент є найрідкіснішим стабільним ізотопом у природі.

У таблиці 1.1. наведено повний перелік протон збагачених (або нейтрон дефіцитних) ядер, котрі утворюються в результаті фотонуклонних реакцій у міжзірковому просторі та зірковій плазмі. Червоним кольором виділено ті ізотопи, котрі було досліджено у дисертаційній роботі.

Таблиця 1.1

Перелік *p*-ядер

^{74}Se	^{78}Kr	^{84}Sr	^{92}Mo	^{94}Mo	^{96}Ru	^{98}Ru
^{102}Pd	^{106}Cd	^{108}Cd	^{113}In	^{112}Sn	^{114}Sn	^{115}Sn
^{120}Te	^{124}Xe	^{126}Xe	^{130}Ba	^{132}Ba	^{138}La	^{136}Ce
^{138}Ce	^{144}Sm	^{152}Gd	^{156}Dy	^{158}Dy	^{162}Er	^{164}Er
^{168}Yb	^{174}Hf	^{180m}Ta	^{180}W	^{184}Os	^{190}Pt	^{196}Hg

Дослідами [25] доведено, що місце утворення *p*-ядер – процес колапсу ядра наднової, що нагріває оболонку і викликає часткове плавлення ядер з великим виділенням фотонів [41, 42, 43].

1.3. Попередні експериментальні відомості

У дисертаційній роботі були експериментально досліджені фотоядерні реакції на декількох *p*-ядрах (^{113}In , ^{112}Sn та ^{114}Sn): $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$, та $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$.

Ядра ^{112m}In та ^{112g}In у різних ядерних реакціях, раніше досліджувалися декількома науковими групами [44, 45, 46]. В цих експериментальних роботах знаходили відношення перерізів ізомерного стану ядра In до

значення повного перерізу реакції. Усі ці експериментальні роботи виконані на достатньо новому обладнанні та з застосуванням сучасних методик; отримані дані зіставляються з наявними теоретичними моделями по статистичній теорії ядерних реакцій [28]. Але недоліком цих робіт є те, що виходи ізомерного стану та основного стану для ядра In вимірювалися відносно. Тобто найсильніший γ -пік на спектрі був обраний як за реперний, та до нього кількісно зіставлялися інші отримані в експерименті дані. Методика, що використовується в нашій роботі, більше відповідає поставленим задачам, з її допомогою ми маємо змогу фіксувати ядро-продукт реакції індивідуально та абсолютно, згідно з його розпадними характеристиками.

Ядро ^{111}Sn було досліджено у наступних роботах [47, 48, 49, 50], а компіляційно-оцінена робота, що заснована на експериментальних дослідженнях та аналізі публікацій, що наведені вище, представлена в роботі [51]. Наведені експериментальні роботи виконувалися наприкінці ХХ століття з використанням відповідної апаратури, що, на той час, вносила в остаточний результат вимірювань великі похибки. Також, для проведення цих експериментів була обрана методика реєстрації нейтронів, що є не зовсім відповідною для поставлених задач та додатково вносила відсоток похибки в отримані результати. Для визначення виходів або перерізів будь-яких ядерних реакцій, що призводять до утворення кінцевих ядер, котрі вивчаються у цій роботі, методика реєстрації нейтронів не є відповідною, бо в такому випадку детектор реєструє всі нейтрони, які потрапляють до нього, не вирізняючи те, з якого саме ядра вони випромінювалися. У нашій експериментальній роботі була використана γ -активаційна методика, котра є абсолютно відповідною до поставлених задач. У випадку γ -активаційної методики кожне ядро, що розпадається, фіксується окремо згідно його розпадних характеристик та ідентифікується на енергетичних γ -спектрах.

Дослідження ядерних реакцій з утворенням ядра ^{113}Sn , вивчення схеми розпаду та інших спектроскопічних даних відбувалося у 1970-х роках та описано у експериментальних роботах [52, 53], також є компіляційно-оцінена робота Блако [54], котра датована 2010 роком та основана на цих експериментальних роботах. Наявне наразі експериментальне обладнання, яке ми використовували для проведення експериментальної частини, є більш сучасним, в порівнянні з обладнанням, що використовувалося у наведених вище роботах, тож дані, що були отримані у цих роботах потребують перевірки та уточнення.

Висновки до розділу 1

Огляд основоположних робіт, що наведені у першому розділі дисертаційної роботи, повною мірою розкриває теоретичне підґрунтя обраної теми досліджень. У цьому розділі розкрито поняття зіркового нуклеосинтезу та розповсюдженості утворених в такому процесі хімічних елементів на Землі та у Всесвіті. Описані основні проблеми зіркового нуклеосинтезу та розповсюдженості хімічних елементів, до яких часто звертаються у сучасній опублікованій літературі.

Виходячи з того, що нерозкритих питань у темі зіркового нуклеосинтезу існує досить багато, ми обрали конкретне питання, що вивчає утворення протон-збагачених (або нейтрон-дефіцитних) ядер у плазмі зірки. Цей вибір було зроблено на підставі декількох факторів:

- актуальність цієї теми (виходячи з кількості опублікованих статей, стосовно цієї тематики; великою кількістю цитування таких робіт; високою кваліфікацією журналів та видань, в яких були опубліковані ці наукові роботи);

- виходячи з наявного, у нашому розпорядженні, експериментального обладнання та зразків для виконання опромінь та подальших вимірювань;
- через те, що отримані в ході виконання дисертаційної роботи дані можуть дати вагомий внесок не тільки в розвиток фундаментальних наук, а й сприятимуть розвитку суміжних прикладних наук.

Розглянуто усі опубліковані експериментальні відомості по дослідженню різних ядерних реакцій, що призводять до утворення вивчаємих у дисертаційній роботі ядер. Описані методики, що використовувалися під час виконання цих експериментів та використане експериментальне обладнання. На основі вивчення цих робіт та зроблених у них висновків, була знайдена можливість відтворити результати, застосовуючи більш сучасне експериментальне обладнання та більш відповідну методику для таких досліджень.

РОЗДІЛ 2

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

2.1. Експериментальні дані для подальшого дослідження γ -процесу як одного зі сценаріїв утворення стабільних ізотопів в зірках

Хімічні елементи та їх стабільні ізотопи, що спостерігаються тепер в природі, були синтезовані в зірках за допомогою різних типів низькоенергетичних ядерних реакцій з уже існуючих нуклонів. Найлегші ядра були створені в процесі, який називається дозорним нуклеосинтезом, тоді як ядра з масою до заліза (Fe, $Z=26$) утворилися в послідовних механізмах швидкого ядерного злиття в середовищах зірок. Більшість транс-залізних ядер були синтезовані швидкими (*r-rapid*) і повільними (*s-slow*) (порівняно з проміжними β^- -розпадами) процесами захоплення нейтронів, тобто (n, γ)-реакціями [24]. Однак існує 35 ядер між ^{74}Se ($Z=34$) і ^{196}Hg ($Z=80$), які не могли утворитися за цими сценаріями, оскільки вони “екрановані” від *r-процесу* іншим стабільним ізотопом у тому самому ланцюзі ізобар і обходять *s-процес*. Їх назвали *p-ядрами*, оскільки вони розташовані на збагаченій протонами стороні долини стабільності, а сценарій їх синтезу – *p-процесом*, доповненим радіоактивним β^+ -розпадом, процесом захоплення електрона та (n, γ)-реакціями.

Декілька ізотопів *p*-типу розміщені в області масових чисел $A=110\div 120$. Ланцюги ізотопів кадмію, індію, олова і сурми та шляхи їх зіркового синтезу наведено на Рис. 2.1. Природній ізопоп індію (^{115}In) та більшість ізотопів олова (з масами 116 і вище) синтезовано в *s*- (чорні суцільні стрілки на рис. 2.1) і *r*- (червоні стрілки) *процесах*. Однак обидва ці сценарії обходять *p-ядра* ^{108}Cd , ^{113}In , ^{112}Sn , ^{114}Sn та ^{115}Sn (квадрати з жовтими кордонами на Рис. 2.1). Жирним шрифтом зображені ядра, що

досліджувалися у представленій роботі. Нукліди ^{112}Sn та ^{114}Sn не можуть утворитися через стабільність ядер ^{112}Cd та ^{114}Cd , а ^{113}In – через дуже великий період напіврозпаду ядра ^{113}Cd .

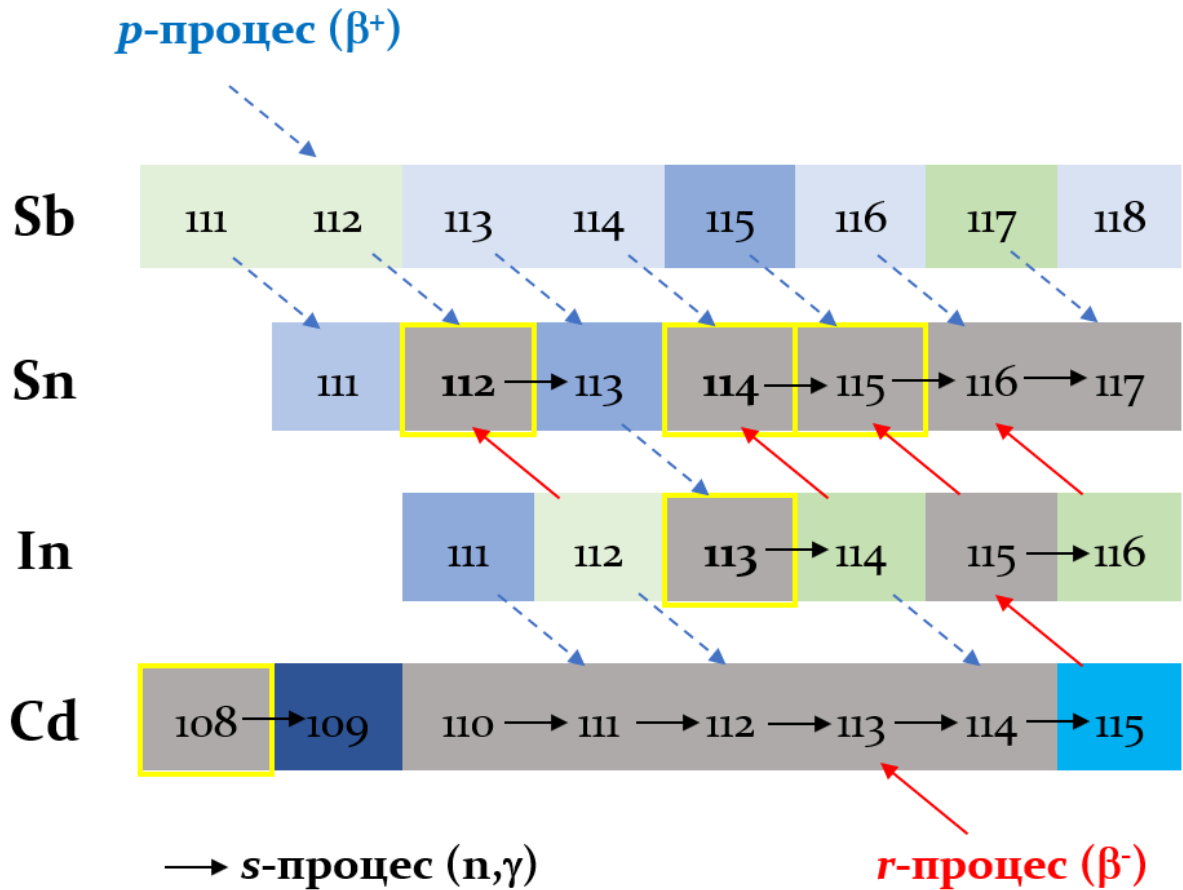


Рис. 2.1. Ізотопи кадмію, індію, олова і сурми та основні механізми їх утворення в зірках

Можливим шансом утворення цих ядер є *p-процес*, який представляє собою комбінацію індукованих протонами реакцій (*rp-процес*) і (γ, n), (γ, p) або (γ, α) фотоядерних реакцій (*γ -процес*) на задалегідь утворених *s*- та *r*-ядрах і *rp-процес* як альтернативний сценарій [29]. Отже, якщо *r-процес* розширює долину стабільності, а *s-процес* пролонгує її, то *p-процес* рухається назад від більш важких ядер до легших. Цей факт дає надію повірити в утворення *p-ядер* з уже існуючих *s* та *r*-зародкових ядер.

Для (p,γ) -реакцій потрібна висока температура зіркової плазми, щоб подолати протонний кулонівський бар'єр. Отже фотоядерні реакції можуть відігравати більшу роль у синтезі важчих p -ядер ніж реакції з протонами.

Доступні коди моделювання астрофізичного нуклеосинтезу ймовірно мають свої власні невизначеності, але вони повинні забезпечуватися такими високоточними ядерними даними, як швидкості реакцій, отримані з поперечних перерізів, ядерні маси, дані радіоактивних розпадів, особливості структури багатьох ядер тощо. p -Процес включає більше 10000 фотоядерних реакцій на приблизно 2000 ядрах-“мішенях”, багато з яких є радіоактивними навіть в основному стані та часто перебувають у збуджених станах відповідно до статистики Больцмана зіркового газу при високих температурах.

Неможливість виміряти перерізи ядерних реакцій на нестабільних і збуджених ядрах в лабораторних умовах підвищує важливість теоретичних розрахунків перерізів ядерних реакцій у статистичній моделі Хаузера-Фешбаха [28]. Тому експериментальні значення перерізів ядерної реакції є як ядерними даними для моделювання зіркового нуклеосинтезу, так і для тестування прогностичної потужності статистичної теорії ядерних реакцій.

В останні роки було залучено багато зусиль для вимірювання перерізів реакцій на заряджених частинках (див., наприклад, роботу [55] та посилання в ній) і гамма-індукованих (роботи [56, 57] та посилання в них) реакцій в астрофізично важливому діапазоні енергії. Однак поточні бази даних (див. базу даних KADoNIS [58]) показують дефіцит доступних даних, про які йшлося вище.

У дисертаційній роботі постає задача виконати експериментальні вимірювання інтегральних виходів фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma,n)^{111}\text{Sn}$,

$^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ з утворенням кінцевих ядер ^{111}Sn , $^{111\text{m}}\text{In}$, $^{111\text{g}}\text{In}$, ^{113}Sn , $^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{112\text{g}}\text{In}$ для подальшої евалюації поперечних перерізів та розрахунку швидкостей зазначених реакцій.

2.2. Можливість використання отриманих експериментальних даних для ядерної фізики та спектроскопії

У дисертаційній роботі була поставлена задача виконати експериментальні вимірювання інтегральних виходів фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ з утворенням кінцевих ядер ^{111}Sn , $^{111\text{m}}\text{In}$, $^{111\text{g}}\text{In}$, ^{113}Sn , $^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{112\text{g}}\text{In}$ в ізомерних та основних станах. З подальшим дослідженням радіоактивностей ядер-продуктів реакції, за допомогою вимірювань енергетичних спектрів розпадних γ -квантів.

Розглядаючи радіоактивний розпад від опроміненої мішені ^{112}Sn , енергія збудження ізомерного стану, котрий утворюється в ядрі ^{111}In , невелика – 537 кеВ, тоді як спін ізомерного стану ($J^\pi = \frac{1^-}{2}$) значно відрізняється від спіну основного стану в ядрі ^{111}In ($J^\pi = \frac{9^+}{2}$).

Схожу ситуацію можна спостерігати при розгляді фотоядерних реакцій на мішені ^{113}In , енергія збудження ізомерного стану ядра ^{112}In – 157 кеВ, але його спін $J^\pi = 4^+$, суттєво відрізняється від спіну основного стану $J^\pi = 1^+$.

Значення перерізів утворення ізомерного та основного станів в будь-якій ядерній реакції будуть відрізнятися одне від одного, це відбувається через залежність густини ядерних рівнів від значення спіну їх станів, це

наочно наведено у рівнянні для густини ядерних рівнів (2.1), та докладно описана та доведена ця залежність у роботах [59, 60]:

$$\rho(U, J) = \frac{2J + 1}{24\sqrt{2}a^{1/4}U^{5/4}\sigma^3} \exp\left(2\sqrt{aU} - \frac{J(J + 1)}{2\sigma^2}\right), \quad (2.1)$$

де U – енергія збудження ядра, J – спін ядра, a – параметр густини ядерних рівнів, σ – параметр обрізання спіну.

Таким чином, вимірюючи експериментальним шляхом перерізи ядерних реакцій та зіставляючи їх з передбаченнями статистичної теорії [28] по перерізах утворення ізомерного та основного станів в ядрі, можливо дослідити спінову залежність від густини ядерних рівнів.

Отримані дані по перерізах ядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ є значущими величинами для розвитку ядерної фізики та параметризації статистичної теорії ядерних реакцій, а дані, стосовно вивчення спінової залежності від густини ядерних рівнів, є важливими для різних спектроскопічних досліджень та вдосконалення існуючих спектроскопічних теорій.

2.3. Можливість використання отриманих експериментальних даних для матеріалознавства

Утворення радіоактивних ізотопів є важливою проблемою для всіх твердотілих матеріалів в агресивних радіаційних середовищах, включаючи діагностичні та конструкційні матеріали для ядерних та термоядерних реакторів [61] (Eurofusion), і фізики високих енергій (CERN), включаючи радіаційні детектори та конвертори [62].

Радіоактивні ядра утворюються практично у всіх матеріалах під впливом випромінювання високої енергії. Ядра, що відомі нам сьогодні, утворюються в реакціях термоядерного синтезу та в реакціях швидкого та повільного захоплення нейтронів. Тоді, як опис процесу утворення протон збагачених ядер вимагає більшого масиву знань (ядерні маси, спіни, енергії рівнів у ядрі, періоди напіврозпаду, перерізи ядерних реакцій, швидкості ядерних реакцій та ін.), через те, що теорії утворення усіх інших ядер не підходять для опису процесів формування *p-ядер*. У літературі, було показано, що найбільш вірогідним процесом утворення цих ядер є складна послідовність реакцій, викликана фотонами або протонами. Отримані результати важливі для розуміння радіаційно-індукованих процесів у твердих матеріалах, що опромінюються протонами.

У контексті цього розділу, дослідження, що спрямовано на отримання нових експериментальних результатів інтегральних перерізів фотоядерних (γ, n) та (γ, p)-реакцій на стабільних ядрах (^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{113}In) з використанням металевих твердих мішеней також може бути використано:

- для інтерпретації даних для матеріалів, що опромінюються нейтронами (проєкт Eurofusion);
- для інтерпретації даних від опромінення сцинтиляторів і конверторів під дією високоенергетичного випромінювання (CERN);
- для доповнення відомостей про радіоактивний вплив на тверді метали та детектори (проєкт European Spallation Source).

Висновки до розділу 2

У цьому розділі розглянуто досить важливий аспект, що сприяв вибору теми дисертаційного дослідження. В ньому описано напрямки наук, де

можливо буде використати отримані в дисертаційній роботі експериментальні дані та зроблено висновки.

По перше, у розділі розглянута важливість отриманих результатів для розвитку та вдосконалення фундаментальних наук, таких як ядерна фізика, ядерна астрофізика та ядерна спектроскопія. Докладно пояснено внесок, котрий надасть кожна отримана величина, для певної науки окремо. Описана важливість дослідження спінової залежності від густини ядерних рівнів для розвитку ядерної спектроскопії та вдосконалення наявних спектроскопічних теорій. Окрім дослідження спінової залежності від густини ядерних рівнів, у дисертаційній роботі визначаються такі спектроскопічні величини, як періоди напіврозпаду ядер в ізомерному або основному станах та коефіцієнти розгалуження γ -переходів між енергетичними рівнями в ядрах, що досліджуються. Ці дані є теж важливими для ядерної спектроскопії та, як виявилось, потребують перерахунку та значних уточнень. Доведена важливість дослідження виходів або перерізів ядерних реакцій для параметризації та вдосконалення теорій ядерної фізики. Також дані по виходах або перерізам ядерних реакцій необхідні для збагачення міжнародних баз ядерних даних, що нині є досі не повними. Розглянуто важливість отримання значень виходів або перерізів ядерних реакцій для подальшого використання у пошуку значення швидкості ядерних реакцій, що є конче важливим для досліджень в області ядерної астрофізики.

По друге, у розділі наведена можливість використання отриманих у дисертаційній роботі даних для прикладної науки – матеріалознавства. Тепер існує дуже багато міжнародних проєктів (CERN, Eurofusion, European Spallation Source), стосовно вивчення впливу різних видів випромінювань (в тому числі й радіаційне) на усілякі матеріали, що можуть бути використані

або при будівництві захисту від випромінювань, що надає експериментальне обладнання, або як конструкційні матеріали для цього експериментального обладнання, або входить як складова частина детектора, конвертору або сцинтилятора. Виходячи з того, що наші експерименти проводилися з використанням самопідтримуючих металевих мішеней, то у цьому випадку, дані по виходах фотоядерних реакцій можна інтерпретувати як величину радіаційного ураження конкретного металевого зразка. А досліджені у дисертаційній роботі олово та індій, можуть використовуватися: як матеріал будівництва, як конвертор, як частина детектора. Тож розуміння радіаційного впливу на ці матеріали надасть внесок і для розвитку прикладної науки - матеріалознавства.

РОЗДІЛ 3

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ВИМІРЮВАННЯ

3.1. Методика проведення експерименту

Експериментальна частина дисертаційної роботи виконувалася з використанням лінійного прискорювача електронів (ЛПЕ-300) Національного Наукового Центру “Харківський фізико-технічний інститут”. Схема каналу виводу електронного пучка з енергією 30 МеВ зображена на рис. 3.1. Для експериментів, діапазон енергій електронного пучка був від 10 до 15 МеВ з кроком у 0.5 МеВ та з середнім струмом до 20 мкА, монохроматичність цього пучка становила менше 1%. Конструкція для отримання гальмівного пучка та експериментальна зона спроектовані таким чином, щоб звести до мінімуму генерацію нейтронів та перерозсіювання фотонів на навколишніх матеріалах. З наведеної схеми зрозуміло, що електронний пучок може використовуватися як у прямому, так і оберненому вигляді. Для роботи з фотоядерними реакціями використовується обернений електронний пучок, рис.3.1.b.

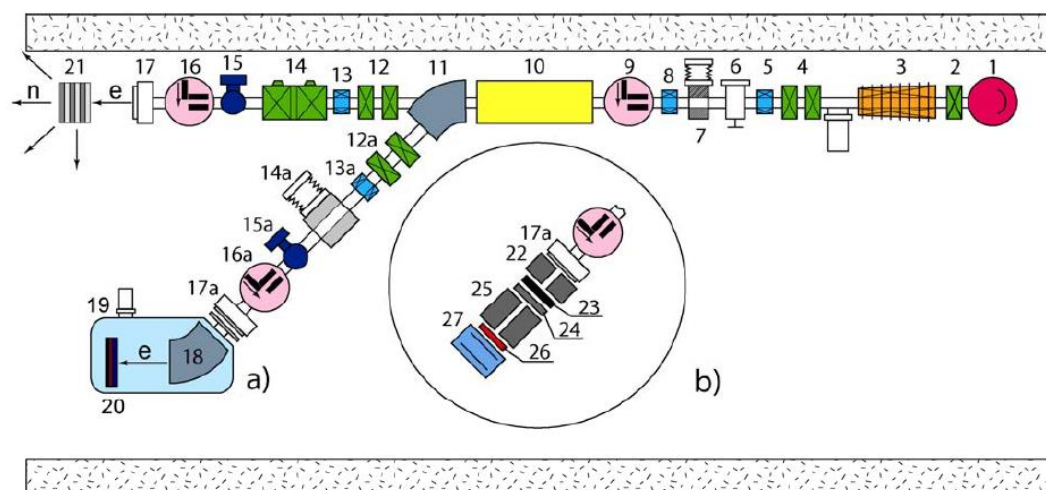


Рис. 3.1. Схема каналу виводу пучка електронів з енергією до 30 МеВ

Канал а) – використовується для роботи з електронним пучком.

Канал б) – використовується для роботи з фотонним пучком.

1. Пушка. 2. Броньована лінза. 3. Секція “Г”. 4. Квадрупольні лінзи.
5. Коректор. 6. Автоматичний клапан. 7. Коліматор. 8. Коректор.
9. Циліндр Фарадея. 10. Секція “1С”. 11. Магніт, що відхиляє.
- 12, 12а. Квадрупольні лінзи. 13, 13а. Коректори. 14. Лінза. 14а. Коліматор-монохроматор.
- 15, 15а. Прогонові датчики. 16, 16а. Циліндри Фарадея.
- 17, 17а. Вихідні вікна. 18. Магніт, що відхиляє. 19 Вакуумна камера.
20. Мішень. 21. Нейтронопродуктивна мішень. 22. Електронний коліматор.
23. Конвертор. 24. Електронний поглинач. 25. Фотонний коліматор.
26. Мішень. 27. Іонізаційна камера.

Пучок фотонів утворюється при гальмуванні прискорених електронів в тонкій мішені з танталу (Ta), що розташована біля виходу камери прискорювача. Процеси гальмівного випромінення електронів детально розглянуті в роботах [63, 64, 65, 66].

Електрон з енергією E_0 , що рухається у кулонівському полі ядра, може змінити напрямок початкового руху. Оскільки будь-яке відхилення від напрямку початкового руху пов'язано з прискоренням, то відповідно до класичних уявлень про рух заряду з прискоренням, існує ймовірність, що при проходженні електрону поблизу ядра, перший випромінить квант з енергією E_γ і перейде до іншого стану з енергією E . Через те, що ядро, у полі якого відбувається процес випромінення фотона, значно важче електрону, йому може бути передано будь-який імпульс, виходячи з цього електрон після випромінення фотона може перейти до будь-якого кінцевого стану з енергією E , що задовольнятиме закону збереження енергії. Тобто отриманий спектр гальмівного випромінення буде неперервним в області енергій фотонів від 0 до $E_0 - m_0c^2$ (m_0 та c – маса покою електрону та

швидкість світла відповідно). Загальні квантово-механічні розрахунки показують, що переріз гальмівного випромінювання має вигляд:

$$d\sigma \sim \frac{\rho_f |H_{if}|^2}{p_0 c / E_0}, \quad (3.1)$$

де ρ_f – густина кінцевих рівнів ядра, H_{if} – матричний елемент переходу системи з початкового стану i до кінцевого f після випромінювання фотона, p_0 – початковий імпульс електрону.

$$|H_{if}|^2 \sim \frac{1}{E_\gamma} \left| \int \psi_f^*(\lambda * a) e^{-ikr} \psi_i d\tau \right|^2, \quad (3.2)$$

Формула (3.2) описує квадрат матричного елемента H_{if} , де ψ_i та ψ_f – хвильові функції Дірака для початкового та кінцевого станів; a – матриця Дірака; λ – одиничний вектор поляризації фотона.

Підставивши до рівняння (3.1) вираз для матричного елемента (3.2) та густину кінцевих станів ядра ρ_f , отримаємо вираз диференціального перерізу випромінювання електроном з енергією E_0 , фотона з енергією від E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$:

$$d\sigma = \frac{137r_0^2}{(2\pi)^4} \frac{pE_0E}{p_0} \left| \int \psi_f^*(\lambda * a) e^{-ikr} \psi_i d\tau \right|^2 \cdot E_\gamma dE_\gamma d\Omega_\gamma d\Omega_e \quad (3.3)$$

де E – та p – енергія та імпульс електрона у кінцевому стані, $d\Omega_\gamma d\Omega_e$ – елементи тілесного кута вильоту фотона та електрона відповідно.

Рівняння (3.3) не містить жодних спрощень та є абсолютно точним. Для отримання точного рівняння для перерізу гальмівного випромінювання, необхідно знати точні хвильові функції, що описують електрон в екранізованому кулонівському полі ядра. Через те, що хвильове рівняння

Дірака не має кінцевих рішень для електрону в кулонівському полі, тому що хвильова функція у цьому випадку дасть ряд неперервних значень [67].

Виходячи з цього, для подальшого розрахунку матричного елемента будемо використовувати наближені хвильові функції та деякі спрощення. У Борновому наближенні з деякими поправками, переріз гальмівного випромінювання буде мати вигляд:

$$d\sigma(E_\gamma) = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \cdot \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left[1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \cdot \frac{E}{E_0} \right] \cdot \left[\ln \left(\frac{2E_0 E}{E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (3.4)$$

Останнє співвідношення показує, що переріз гальмівного випромінювання пропорційний Z^2 – ця залежність підтверджує використання в якості конвертора, матеріал з великим Z , оскільки це найбільш простий спосіб отримати максимальний вихід γ -квантів з електронного прискорювача. Беручи до уваги, що середній кут багаторазового розсіяння повинен бути того ж порядку, що і середній кут в кутовому розподілі гальмівного випромінювання, маємо змогу розрахувати граничну товщину конвертора:

$$\left(\frac{E_0}{pv} \right)^2 \Delta t < \frac{m_0 c^2}{E_0}. \quad (3.5)$$

З виразу (3.5) зрозуміло, що товщина конвертора повинна бути менше, ніж 10^{-3} від радіаційної одиниці довжини. Повертаючись до нашого експериментального обладнання, товщина конвертора, що використовувався становить 50 мкм, та виготовлений з танталу ($Z = 73$), що цілком задовольняє обов'язковим умовам при роботі з гальмівним випромінюванням.

За танталовим конвертором розташовується постійний відхиляючий магніт, для видалення електронів, що залишилися після проходження

конвертора у фотонному промені. Магніт відхиляє залишки електронів на кут 35° від осі прискорювача та одночасно грає роль аналізатора енергетичного спектра електронів. Заряд, який накопичується на конверторі, вимірюється, таким чином, в якості додаткової функції, конвертор слугує датчиком струму електронного пучка, що проходить крізь нього.

Сформований пучок крізь вихідне вікно (17а) – титанова фольга завтовшки 50 мкм потрапляє в експериментальну залу. Тож, виконуючи всі вимоги до складових експериментального обладнання, ми отримали спектр електронного пучка, який зображено на рис. 3.2 [68].

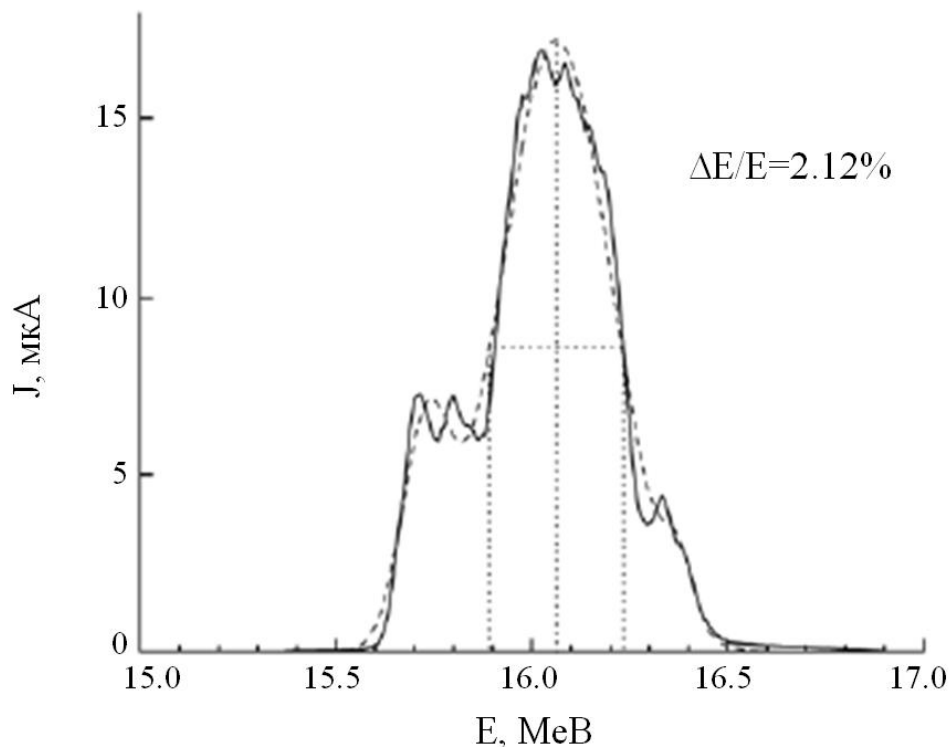


Рис. 3.2. Спектр електронного пучка від прискорювача ЛУЕ-300

Отриманий спектр гальмівних γ -квантів підпорядковується розподілу Шиффа, що докладно описаний у роботі [66]. Далі, на вісі пучка прискорювача, на відстані 43 см від конвертора, встановлювалися

дослідницькі мішені. В якості мішеней використовувалися самопідтримуючі металеві фольги з натуральною сумішшю або збагачені певним ізотопом до 66%, 80% та 83% (див. табл. 3.1). Разом з дослідницькою мішенню у щільній геометрії встановлювалась моніторна мішень із золота, для відтворення моніторної реакції (див. пункт 3.1.1). Іонізаційна камера, котра встановлювалась на вісі пучка прискорювача, за дослідницькими мішенями необхідна для відносної реєстрації потоку γ -квантів, що проходять крізь дослідницькі мішені, також для налагодження роботи прискорювача та для контролю і підтримки відносної інтенсивності пучка гальмівного випромінення. Опромінення мішеней велося відповідно до індивідуальних розпадних характеристик (приблизно три періоди напіврозпаду) кожного вивчаємого ядра.

Таблиця 3.1

Список та опис характеристик використаних в експерименті мішеней

Ядерна реакція, що вивчається	Період напіврозпаду дочірнього ядра	Коментар
$^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$	35.3 хв	Натуральна мішень та мішень, що збагачена ізотопом ^{112}Sn до 83%
$^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$	7.7 хв	Мішень, що збагачена ізотопом ^{112}Sn до 83%
$^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111g}\text{In}$	2.8 д	Мішень, що збагачена ізотопом ^{112}Sn до 83%
$^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$	115.1 д	Мішень, що збагачена ізотопом ^{114}Sn до 80%
$^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$	20.56 хв	Мішень, що збагачена ізотопом ^{113}In до 66%

$^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$	14.97 хв	Мішень, що збагачена ізотопом ^{113}In до 66%
$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	6.2 д	Натуральна мішень, що використовувалася в якості моніторної реакції

Після завершення опромінення радіоактивні мішені транспортувалися у низькофонове приміщення для наступних вимірювань їх активностей. Для вимірювання спектрів розпадних γ -квантів використовувався γ -спектрометр з високою розподільною здатністю, на базі напівпровідникових детекторів або германій-літійового Ge(Li) або з надчистого германію HPGe. Процедури калібрування обох детекторів за енергією та ефективністю описані в пунктах 3.1.2 та 3.1.3.

Нижче наведена блок-схема γ -спектрометра, що використовувався для вимірювання та збору енергетичних спектрів від радіоактивних мішеней рис. 3.3. Виміряні γ -спектри оброблялися програмним забезпеченням Genie-2000 [69] та WinSpectrum [70].

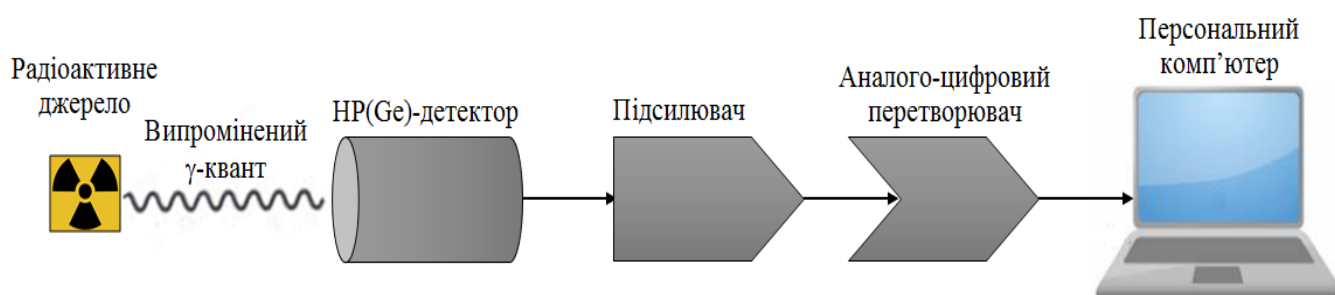


Рис. 3.3. Блок-схема напівпровідникового γ -спектрометра

3.1.1. Моніторна реакція

При будь-яких фізичних дослідженнях, пов'язаних з вимірюванням перерізів фотоядерних реакцій, необхідно точно знати потік фотонів, що

пройшли крізь дослідницьку мішень. Потік фотонів – абсолютна кількість γ -квантів, що пройшли в одиницю часу через одиницю площі опромінюваної поверхні мішені.

Вибір золотої мішені в якості монітора обумовлений великою кількістю експериментальних робіт [71, 72, 73] та достатньо точно вимірними перерізами реакції $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ у досліджуваній області енергій. Поріг цієї реакції досить низький (8.097 MeV), а властивості розпаду ядра-продукту ^{196}Au придатні для вимірювання та відомі з високою точністю [26, 27].

Абсолютний інтегральний вихід $Y_{abs}(^AZX)$ для досліджуваної реакції визначається з абсолютного виходу $Y_{abs}(^{197}\text{Au})$ реакції $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ за допомогою рівняння:

$$Y_{abs}(^AZX) = \frac{Y_{exp}(^AZX)}{Y_{exp}(^{197}\text{Au})} \cdot Y_{abs}(^{197}\text{Au}), \quad (3.6)$$

в якому $\frac{Y_{exp}(^AZX)}{Y_{exp}(^{197}\text{Au})}$ – вимірне в нашому експерименті відношення виходів реакцій на досліджуваній мішені та на мішені ^{197}Au .

Абсолютні інтегральні виходи ізомерного та основного станів вивчаємих ядер (Y_m^{abs} та Y_g^{abs} відповідно) визначаються з використанням рівнянь:

$$Y_m^{abs} = \frac{Y_m}{Y(\text{Au})} Y^{abs}(\text{Au}) \quad (3.7)$$

$$Y_g^{abs} = \frac{Y_g}{Y(\text{Au})} Y^{abs}(\text{Au}), \quad (3.8)$$

де Y_m^{abs} , Y_g^{abs} та $Y(\text{Au})$ – виходи ізомерного та основного станів ядра ^{111}In та вихід золотої мішені відповідно, що розраховані при розв'язанні активаційного рівняння без врахування потоку ϕ частинок, що налітають, $Y^{abs}(\text{Au})$ – абсолютний вихід від мішені золота, що розрахований по

простій формулі активації (3.9), що визначає інтегральний вихід реакції $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ з робіт [73, 74, 75] та спектру Шиффа [66] для тонкого конвертора – формула (3.10).

$$Y^{abs}(Au) = \frac{\lambda N}{n\phi(1 - e^{-\lambda t_1})e^{-\lambda t_2}(1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (3.9)$$

де $Y^{abs}(Au)$ – вихід реакції $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$; λ – постійна розпаду; N – кількість подій з випроміненням γ -кванта з енергіями 332.98 кеВ, 355.68 кеВ та 426.00 кеВ; n – кількість ядер в мішені; ϕ – потік частинок, що налітають; t_1 , t_2 та t_3 – час опромінення, охолодження та вимірювання відповідно.

$$N(k, k_{max})dk = dk \int_0^\infty \sigma(k, x)dx = \frac{2Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \frac{dk}{k} \cdot \left\{ \left(\frac{E_0^2 + E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0} \right) \cdot \left(\ln M(0) + 1 - \frac{2}{b} \tan^{-1} b \right) + \frac{E}{E_0} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2 - b^2)}{3b^3} \tan^{-1} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\}, \quad (3.10)$$

$$b = \left(\frac{2E_0 E Z^{\frac{1}{3}}}{C \mu k} \right),$$

$$\frac{1}{M(x)} = \left(\frac{\mu k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{3}}}{C(x^2 + 1)} \right)^2,$$

де E_0 – енергія електрону, що налітає на конвертор, E – енергія розсіяного електрону, $k = (E_0 - E)$ – енергія утвореного γ -кванту, k_{max} – максимальна енергія гальмівного випромінення, Z – заряд ядер конвертора, e – заряд електрону, $\mu = mc^2 = 0.511$ МеВ – енергія покою електрону, $C = 111$.

Абсолютний інтегральний вихід моніторної реакції заздалегідь визначається рівнянням:

$$Y^{abs}(Au) = \int_{S_n}^{E_{\gamma max}} \sigma(E_{\gamma}) \cdot \Phi(E_{\gamma}, E_{\gamma max}) dE_{\gamma}, \quad (3.11)$$

в якому $\sigma(E_{\gamma})$ – переріз ядерної реакції в залежності від енергії γ -кванта, $\Phi(E_{\gamma}, E_{\gamma max})$ – енергетичний спектр гальмівного випромінювання з кінцевою енергією $E_{\gamma max}$.

3.1.2. Калібрування Ge(Li) детектору за енергією та ефективністю

Ge(Li)-детектори й сьогодні застосовуються досить часто, не враховуючи, що набули популярності ще з кінця ХХ століття та можуть бути застосовані в усіх напрямках γ -спектрометрії. Це можуть бути різні задачі, як для розв'язання прикладних питань: вигорання твелів, контроль герметичності твелів; так і фундаментальних питань: визначення ізотопного складу багатокomпонентних радіоактивних зразків, активаційний аналіз тощо. Для кожної задачі необхідно мати детектор, що відповідає особливостям конкретного експерименту. Для вибору детектора необхідно звертати увагу на декілька параметрів:

- енергетична розподільна здатність детектора;
- абсолютна та відносна ефективність детектора;
- якість та об'єм кристала детектора.

Обраний нами Ge(Li)-детектор калібрувався перед вимірюваннями розпадних γ -спектрів від дослідницьких мішеней. Велика енергетична розподільна здатність Ge(Li)-детекторів надала нам можливість використати це для визначення ефективності реєстрації.

Для екранування від радіоактивності навколишнього середовища кристал детектора містився у свинцевий (Pb) контейнер зі стінками 12 см та поглиначами з кадмію (Cd) завтовшки 3 мм та міді (Cu) завтовшки 5 мм, що встановлювалися всередині свинцевого екрана для зменшення інтерференції флуорисцентного рентгенівського випромінювання від свинцю. Ge(Li)-детектор, що використовувався для вимірювань радіоактивностей опромінених мішеней характеризується розподільною здатністю у 2.2 кеВ.

Виходячи з цього, порахувавши вихід γ -квантів на один розпад та отримав експериментальні дані стосовно площі фотопиків для кожної γ -лінії, маємо можливість з високою точністю отримати графік фотоефективності реєстрації детектора, що наведено на рис. 3.4. На графіку (рис. 3.4) наведена енергетична залежність піка повного поглинання Ge(Li)-детектору ε_{10} , вимірювання проводились з використанням двох паспортизованих стандартних джерел γ -випромінювання: ^{133}Ba та ^{152}Eu (світлі та темні точки на графіку відповідно) та апроксимовані функцією (3.12) – крива на графіку. Вимірювання проводилися на відстані 10 см від джерела випромінювання до упаковки кристала детектора, щоб уникнути ефектів випадкових збігів імпульсів.

$$\ln \varepsilon_{10} = \sum_{i=1}^3 p_i \left(\ln \frac{E}{E_0} \right) - \frac{p_4}{E^2}, \quad (3.12)$$

де p_i – параметр підгонки. У випадку вимірювання слабких інтенсивностей від досліджуваних мішеней, вимірювання проводилися при менших відстанях від зразка до кристала детектора (3 см або 5 см), з контролем мертвого часу менш ніж 2% та незначним ефектом накопичення від піка

повного поглинання, що визначався за формулою $\varepsilon = c_g c_p \varepsilon_{10}$, де c_g – геометричний фактор, що було виражено з рівняння в роботі [74]:

$$c_g = \frac{2}{\pi} \int_0^1 r dr \int_0^\pi 1 - \cos[\arctg(\frac{R_1}{L}(r \cos\varphi + \sqrt{\frac{R_2^2}{R_1^2} - r^2 \sin^2\varphi}))] d\varphi, \quad (3.13)$$

де R_1 та R_2 – це радіуси вимірюваної мішені та кристала детектора відповідно, L – відстань між зразком та детектором, а коефіцієнт сумування збігів c_p для каскадних γ -променів визначався емпірично.

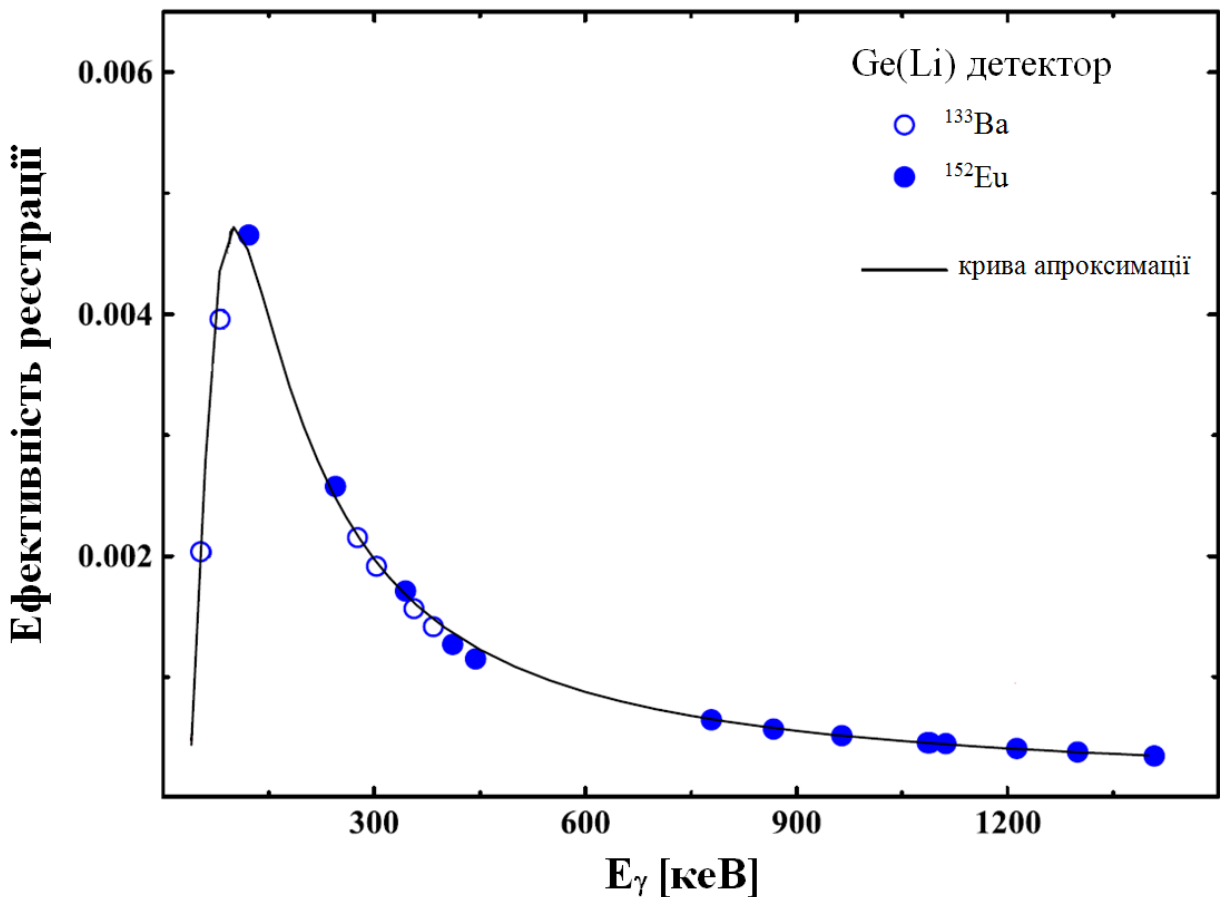


Рис. 3.4. Графік ефективності Ge(Li)-детектору, що було отримано з використанням зразкових стандартних γ -джерел. ○ – ^{133}Ba та ● – ^{152}Eu на відстані 10 см від джерела випромінювання до кристала детектора

3.1.3. Калібрування HPGe-детектору за енергією та ефективністю

Перед початком вимірювань HPGe-детектор теж було прокалібровано по енергії та ефективності за допомогою стандартних калібрувальних джерел γ -квантів. У цьому випадку, було використано паспортизовані джерела фотонного випромінювання (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs та ^{152}Eu) з відомою активністю та точно встановленими схемами розпаду.

Таблиця 3.2

Дані про періоди напіврозпаду та коефіцієнти розгалуження γ -переходів, що супроводжують розпад радіоактивних ядер стандартних джерел

E_{γ} [кеВ]	^{60}Co $T_{1/2} = 5.2 \text{ p}$	^{133}Ba $T_{1/2} = 10.5 \text{ p}$	^{137}Cs $T_{1/2} = 30.1 \text{ p}$	^{152}Eu $T_{1/2} = 13.5 \text{ p}$
	Коефіцієнти розгалуження [%]			
80.9		34.1		
121.8				28.6
302.9		18.3		
344.3				26.5
356.0		62.1		
383.9		8.9		
661.7			85.1	
778.9				12.9
964.1				14.6
1085.9				10.2
1112.1				13.6
1173.2	99.9			
1332.5	99.9			
1408.0				21.0

Енергія зареєстрованого фотона визначалася по висоті амплітуди вихідного імпульсу, який потрапляв в певний канал аналізатора. Ймовірність кожного радіаційного переходу визначалась з кількості зареєстрованих імпульсів відповідного фотопіка (піка повного поглинання) енергетичного спектра γ -квантів.

Дані про періоди напіврозпаду ($T_{1/2}$) та коефіцієнти розгалуження γ -переходів експлуатованих нами стандартних джерел наведені в Табл. 3.2.

Ефективність детектора розраховувалась за формулою:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{рес}}}{A_{\text{дж}} \cdot e^{-\lambda \cdot t_1} \cdot t_2 \cdot B}, \quad (3.14)$$

де $N_{\text{рес}}$ – кількість зареєстрованих γ -квантів відповідної γ -лінії, $A_{\text{дж}}$ – активність джерела випромінювання на дату атестації, λ – стала радіоактивного розпаду, t_1 – час від дати атестації, t_2 – час вимірювання, B – коефіцієнт розгалуження.

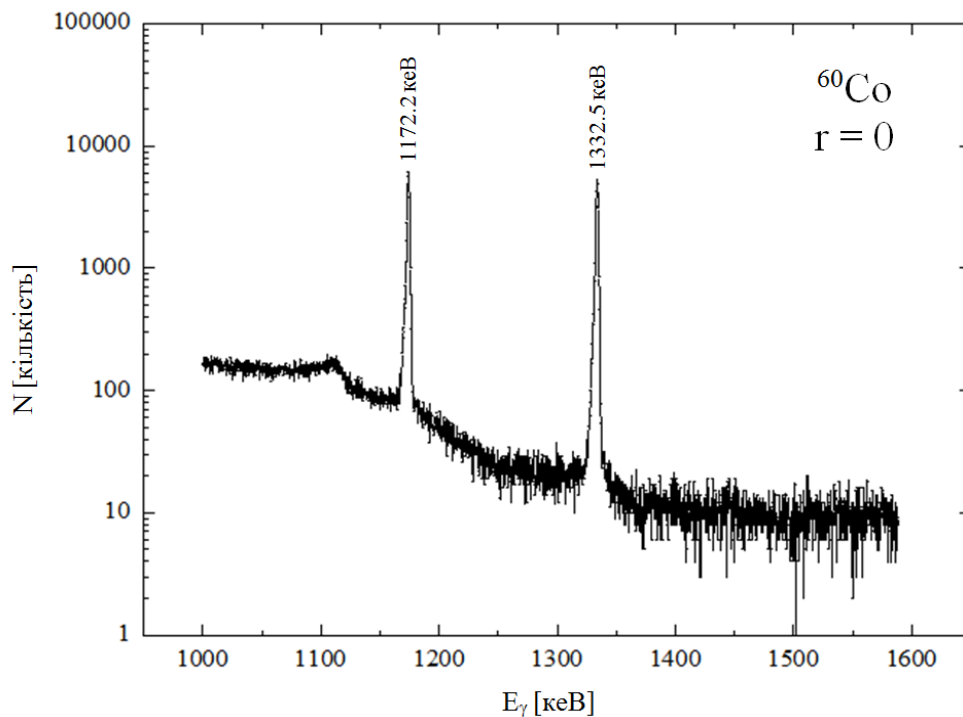


Рис. 3.5. Енергетичний γ -спектр від паспортизованого стандартного джерела γ -випромінювання ^{60}Co

На рис. 3.5 зображено приклад енергетичного спектра γ -квантів від стандартного джерела ^{60}Co , тобто залежність кількості зареєстрованих γ -квантів від енергії.

На спектрі чітко видно γ -піки з енергіями 1172 кеВ та 1332 кеВ, що являють собою калібрувальні лінії для стандартного джерела γ -квантів ^{60}Co при відстані від мішені до упаковки кристала детектора 0 см.

На рис. 3.6 зображено приклад енергетичного спектра γ -квантів стандартного джерела ^{133}Ba . Виміряні γ -спектри оброблялися програмним забезпеченням WinSpectrum [70].

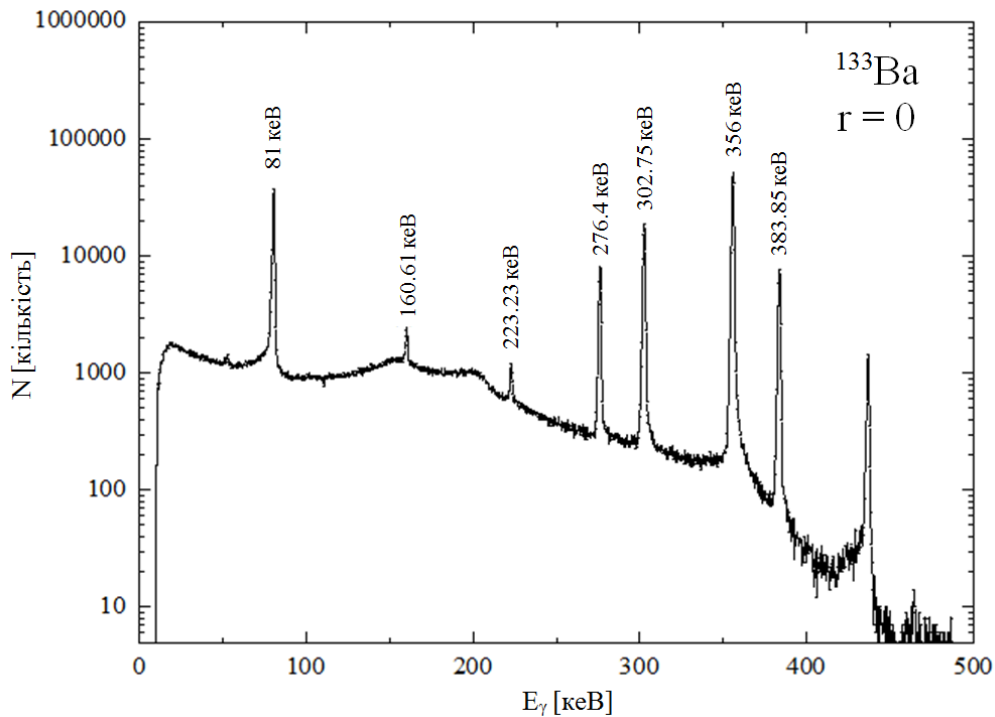


Рис. 3.6. Енергетичний γ -спектр від паспортизованого стандартного джерела γ -випромінювання ^{133}Ba

На рис. 3.7 наведено приклад енергетичного γ -спектру при вимірюванні стандартного джерела ^{137}Cs . На спектрі видно одиничний γ -пік з енергією 661 кеВ, що є додатковою калібрувальною лінією від стандартного джерела γ -квантів ^{137}Cs , вимірювання проводилось при відстані від мішені до упаковки кристала детектора 0 см.

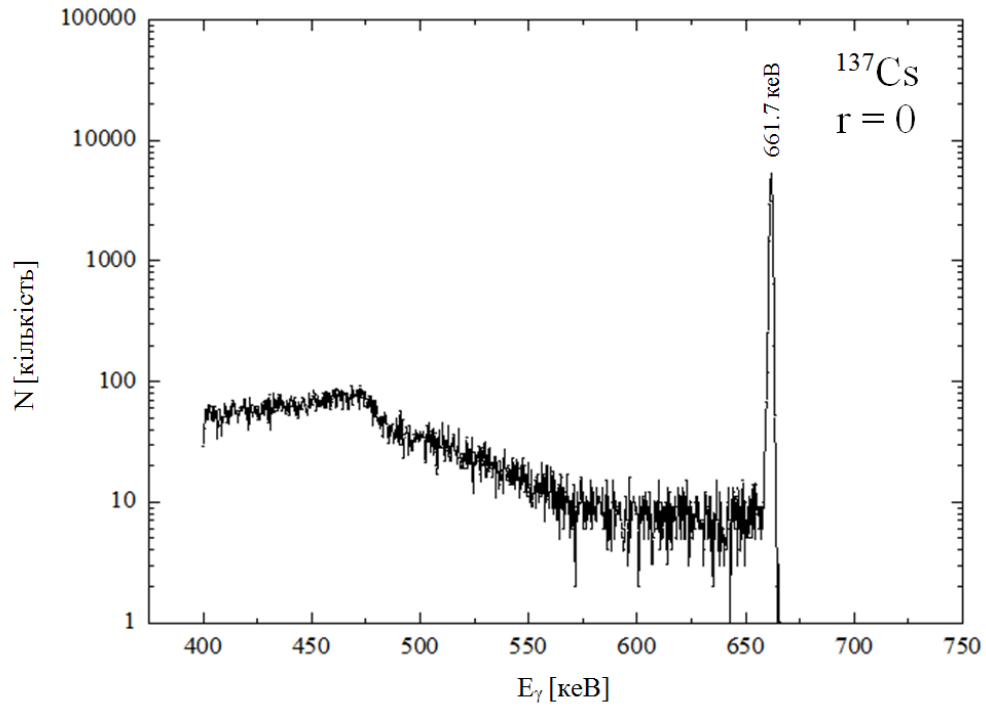


Рис. 3.7. Енергетичний γ -спектр від паспортизованого стандартного джерела γ -випромінювання ^{137}Cs

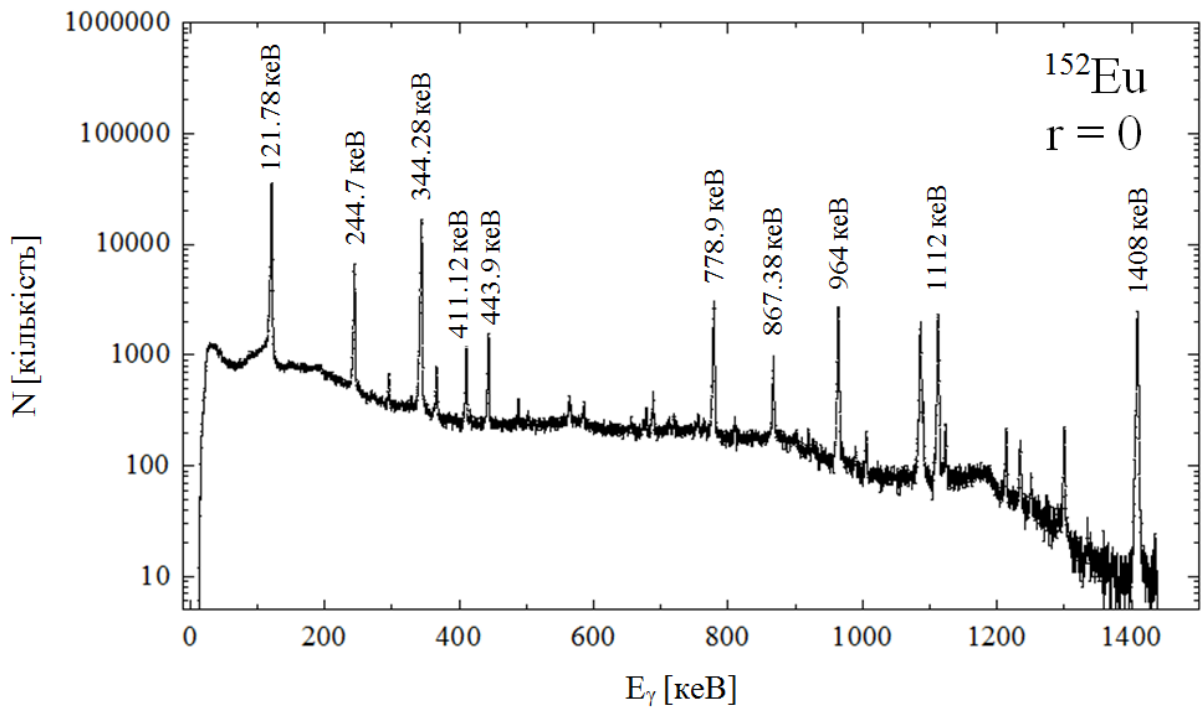


Рис. 3.8. Енергетичний γ -спектр від паспортизованого стандартного джерела γ -випромінювання ^{152}Eu

На рис 3.8 наведено енергетичний спектр γ -квантів, що випромінюються стандартним джерелом γ -випромінення ^{152}Eu .

Після аналізу отриманих γ -спектрів від стандартних джерел радіоактивного випромінення, були зібрані дані по інтенсивностях γ -ліній при відповідних енергіях (рис. 3.5, 3.6, 3.7, 3.8) та побудовано графік залежності фотоефективності HPGe-детектора від енергії зареєстрованих γ -квантів при відстанях від джерела випромінення до детектора 0 см, 2 см та 5 см, (рис. 3.9).

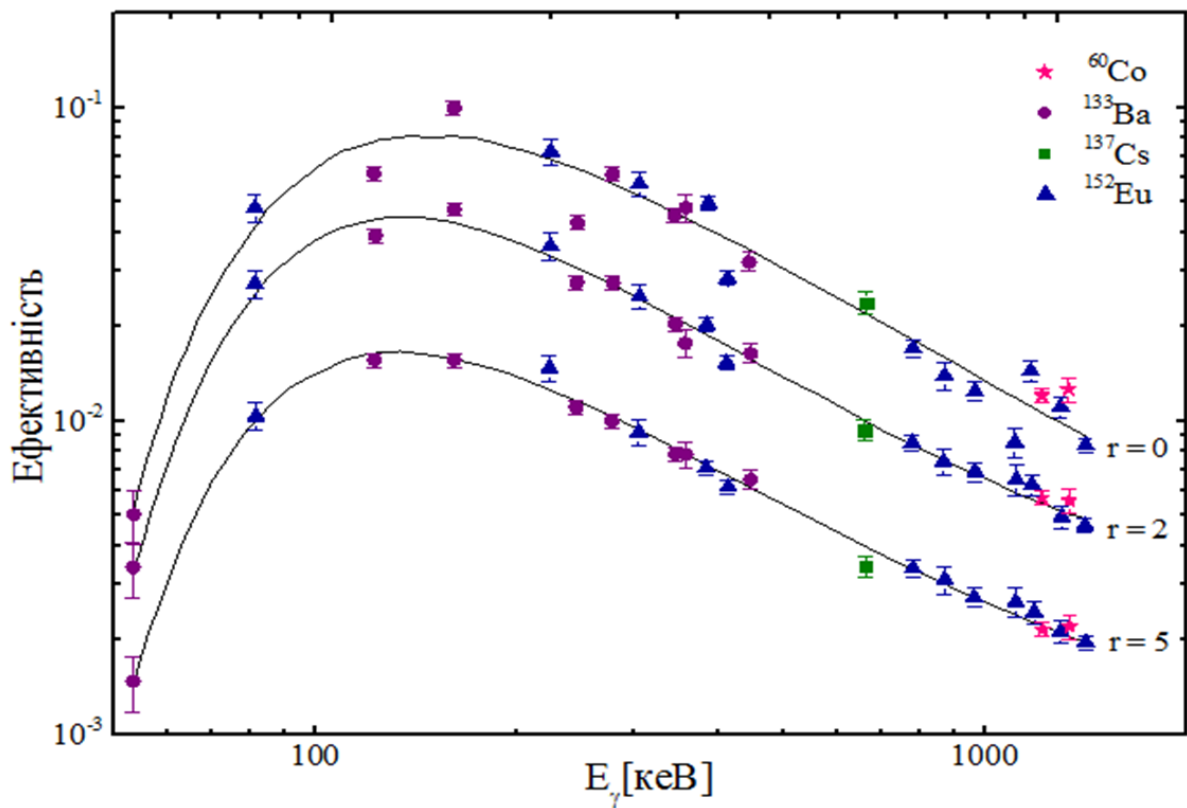


Рис. 3.9. Абсолютна фотоефективність HPGe-детектору в залежності від енергії γ -квантів

Графіки на рис. 3.9 апроксимовані кривою, що описується рівнянням, котре запозичено з роботи [75]:

$$\ln \varepsilon = A_1 \cdot \ln \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right) + A_2 \cdot \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right) \right]^2 + A_3 \cdot \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right) \right]^3 - A_4 \cdot \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-g}, \quad (3.15)$$

де ε – ефективність детектора, E_γ – енергія γ - лінії, $E_0 = 1$ кеВ, $g = 2$, A_1, A_2, A_3 та A_4 – коефіцієнти апроксимації.

3.2. Збір даних. Аналіз та інтерпретація досліджуваних спектрів

Після завершення опромінення мішень доставлялась до низькофонового приміщення на великій відстані від прискорювача, де розташовувалося гама-спектрометричне обладнання із заздалегідь відкаліброваними Ge(Li)- та HPGe-детекторами. За допомогою детекторів високої розподільності вимірювалися енергетичні спектри γ -квантів, що супроводжують розпад утворених в реакціях радіоактивних ядер, котрі оброблялися програмним забезпеченням WinSpectrum [70]. Вимірювання являє собою серію послідовних наборів γ -спектрів, що проводилося на різних детекторах та на різних відстанях від опроміненої мішені до кристала детектора. Тривалість вимірювання варіювалась залежно від індивідуальних розпадних характеристик, умов експерименту та достатнього набору статистичних даних. Загалом це відбувалося від 6 хвилин (криві розпаду - Рис. 3.10 та Рис. 3.11) до 45-100 хвилин.

3.2.1. Вимірювання кривих розпаду для мішені ^{112}Sn

Для отримання кривої радіоактивного розпаду ядра ^{111}Sn проводилась серія вимірювань (26 вимірювань) тривалістю 6 хвилин. З отриманих енергетичних γ -спектрів були отримані дані по інтенсивностях γ -ліній з енергіями 762 кеВ та 1153 кеВ, що відповідають радіаційним переходам, які супроводжують розпад ядра ^{111}Sn ; та енергіями 171 кеВ, 245 кеВ, які супроводжують розпад ядра ^{111}In .

На рис. 3.10 зображені криві розпаду ізотопу ^{111}Sn для γ -ліній 762 кеВ та 1153 кеВ після опромінення мішені ^{112}Sn пучком гальмівного випромінювання при максимальній енергії частинок, що налітають $E_\gamma = 14.5$ МеВ. Значення періодів напіврозпаду, що вказані на графіку для

радіонукліда ^{111}Sn , визначені з часових залежностей інтенсивностей цих двох γ -ліній та добре узгоджуються зі значеннями, що представлені у базах даних [26, 27]. Крива являє собою залежність кількості зареєстрованих γ -квантів відповідної енергії від часу охолодження мішені. Інші лінії γ -променів, що випромінюються при розпаді ^{111}Sn підкорюються тій же залежності.

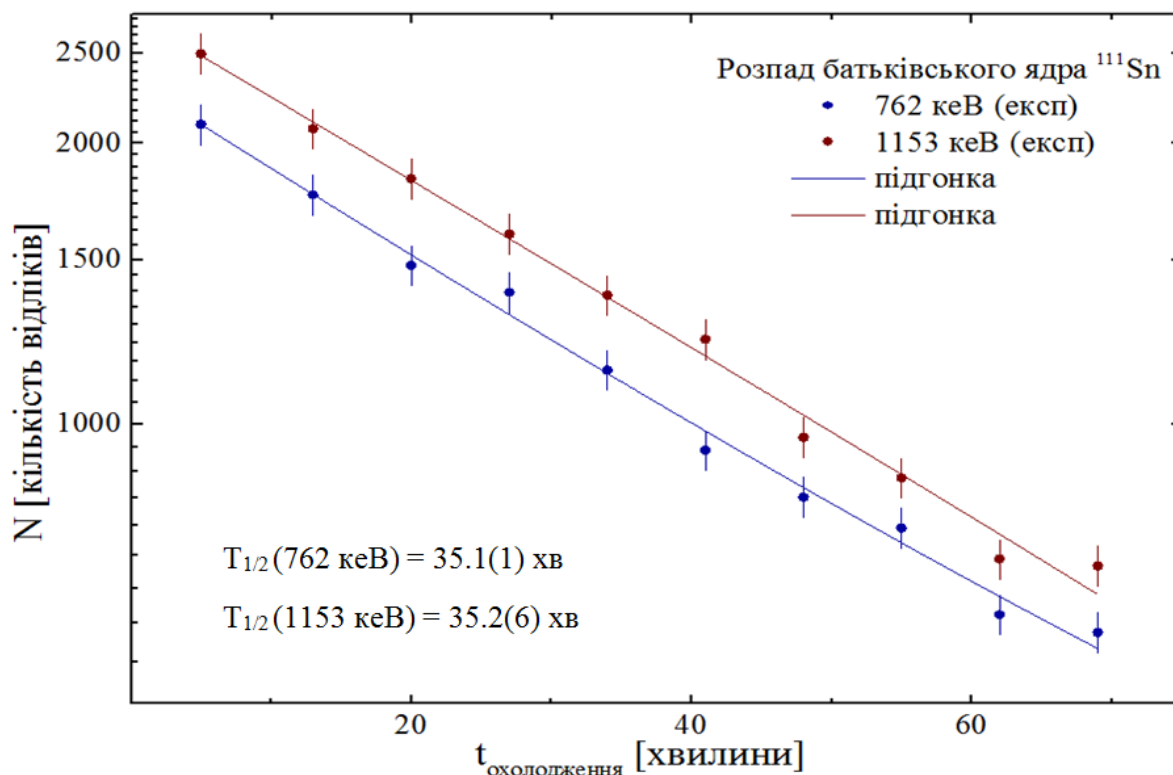


Рис. 3.10. Крива розпаду ізотопу ^{111}Sn

Криві накопичення та розпаду ядра ^{111}In побудовані відповідно до експериментальних інтенсивностей γ -ліній з енергіями 171 кеВ та 245 кеВ, що вимірювалися після закінчення опромінення та з різною витримкою у часі охолодження. Форми цих часових залежностей обумовлені різницею періодів напіврозпаду батьківських і дочірніх ядер радіоактивного ланцюжка та значеннями активаційних виходів Y_p та Y_d , що підкорюються

рівнянню 4.12 для фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma,n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111}\text{In}$ відповідно.

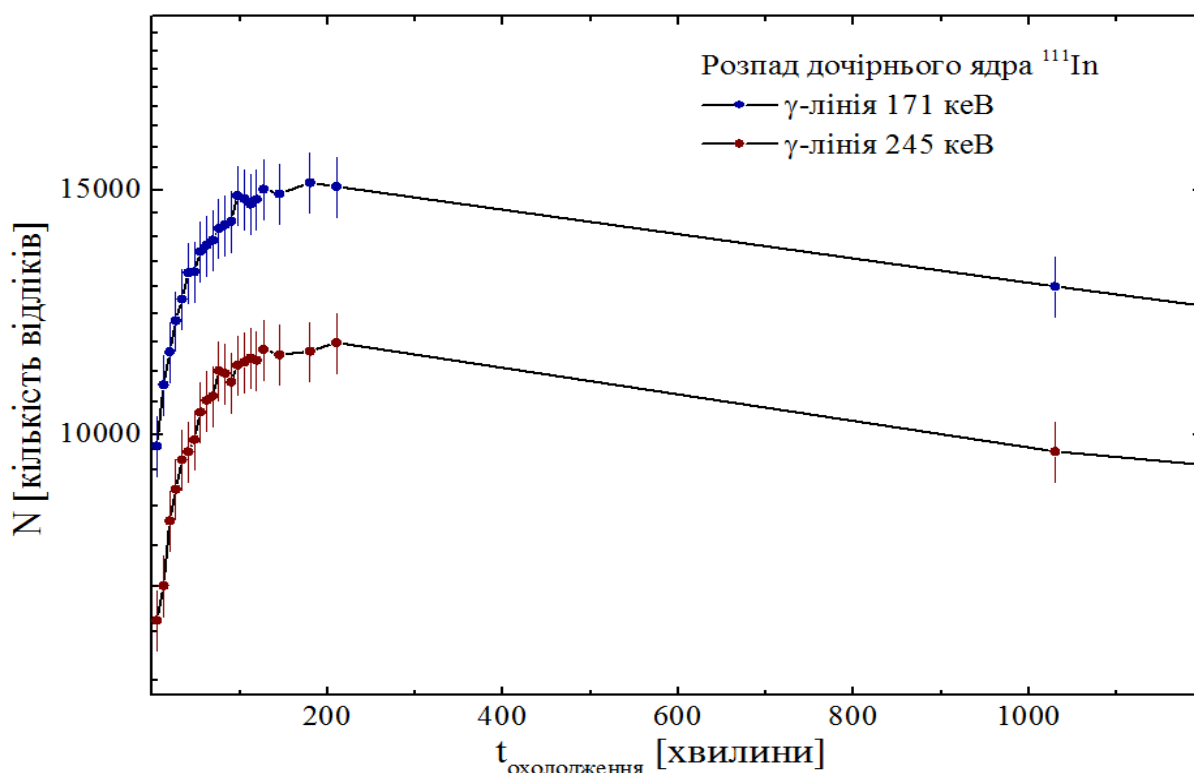


Рис. 3.11. Криві накопичення та розпаду ізоотопу ^{111}In

На рис. 3.11 зображені криві накопичення та розпаду ізоотопу ^{111}In ($T_{1/2}=2.8$ д) для γ -ліній з енергіями 171 кеВ та 245 кеВ. Наростаючі частини кривих активності ^{111}In у лівій частині рис. 3.11 пояснюються живленням довгоживучого ядра ^{111}In внаслідок розпаду короткоживучого ^{111}Sn .

Висновки до розділу 3

У третьому розділі детально описано весь хід виконання експериментальної частини дисертаційної роботи. Наведено схеми та умови роботи експериментального обладнання для опромінення та подальшого вимірювання досліджуваних мішеней. Обґрунтовано вибір обраної активаційної методики проведення експерименту для виконання поставлених задач.

На початку розділу розглянуто експериментальне обладнання для проведення опромінення, тобто ЛПЕ-300 Національного наукового центру “Харківський фізико-технічний інститут”. Описано роботу прискорювача та особливості використання танталового (Ta) конвертора, який був використаний науковою групою для отримання пучка гальмівного випромінення від прискорювача електронів. Наведено розрахунки, які необхідні для перевірки можливості використання танталового конвертора у експерименті, та залежність товщини конвертора від отриманого в результаті спектра гальмівного випромінення.

Наведено повний список та характеристики мішеней, що використовувалися в експерименті з урахуванням моніторної мішені. Пояснена необхідність використання моніторної реакції для отримання коректних результатів експерименту.

В середині розділу, описано виконання та представлені результати однієї з важливих частин експерименту – калібрування вимірювальної апаратури. Після закінчення сеансу опромінення, активовані мішені вимірювалися з використанням спектрометрів, що базувалися або на Ge(Li)-детекторі або на HPGe-детекторі. Під час калібрування детекторів була порахована фотоефективність Ge(Li)- та HPGe- детекторів, що конче необхідно для розуміння розміру похибки, яка вноситься в значення кінцевого результату під час вимірювань.

Продемонстровано аналіз розпадних γ -спектрів, котрі було отримано в ході вимірювань активованих мішеней та програмне забезпечення, що використовувалось при цьому.

Наприкінці розділу наведені графіки кривих розпаду та накопичення від дослідницької мішені (^{112}Sn). За допомогою наведених кривих радіоактивного розпаду ми впевнилися, що при вимірюваннях спостерігаємо необхідний продукт реакції, і також зіставили значення

періодів напіврозпаду ядер ^{111}Sn та ^{111}In з тими, що представлені в міжнародних базах ядерних даних [26, 27]. Наочно показано, що у випадку присутності генетичного зв'язку радіоактивних нуклідів при розпаді батьківського ядра (рис. 3.11), цей зв'язок має бути врахований при визначенні виходів фотоядерної реакції.

РОЗДІЛ 4

ТЕОРЕТИЧНІ РОЗРАХУНКИ

1.1. Статистична теорія ядерних реакцій. Гіпотеза складеного ядра

В теорії ядерних реакцій існують два типи задач, в котрих необхідно застосовувати статистичні методи. По-перше, це опис статистичного механізму реакції при низьких енергіях для налітаючої частинки, при цьому можуть розглядатися як реакції пружного та непружного розсіяння, так і реакції з перерозподілом нуклонів. По-друге, це опис процесів, в яких відбувається збудження високоенергетичних станів ядра-продукту. В цьому випадку розглядаються глибоко непружні реакції, а енергія частинки, що налітає може бути довільно великою. У цьому розділі розглянемо статистичний підхід в теорії ядерних реакцій.

В одній ядерній реакції можуть зустрітися різні часові розподіли. При зіткненні розігнаного ядра-снаряду з ядром-мішенню, за певний проміжок часу утворюється “гаряче” нестабільне ядро, котре може ще сильно обертатися. Як зображено на Рис. 4.1, у такої реакції є два шляхи перебігу: або швидко поділитися, або утворити складене ядро.

Відповідно до чинної моделі складеного ядра, розглянемо ядерну реакцію (як і всі ядерні реакції, що розглядаються у дисертаційній роботі), що проходить через два етапи: поглинання частинки, що налітає, ядром-мішенню з утворенням складеного ядра та розпаду утвореного складеного ядра. Через сильну взаємодію між нуклонами кінетична енергія частинки, яка налітає, швидко перерозподіляється між великою кількістю нуклонів у ядрі-мішені та утворюється проміжна система. В результаті цього утворюється квазірівноважна система, так зване компаунд-ядро. Через те,

що енергія в складеному ядрі статистично розподілена між великою кількістю нуклонів, вірогідність того, що один з нуклонів буде мати енергію, достатню для вильоту з ядра, мала, тому час існування складеного ядра великий:

$$\Delta t \approx 10^{-16} \text{ с}$$

Емісія з такої системи визначається характеристиками складеного ядра як цілісної системи та не залежить від шляху його утворення.

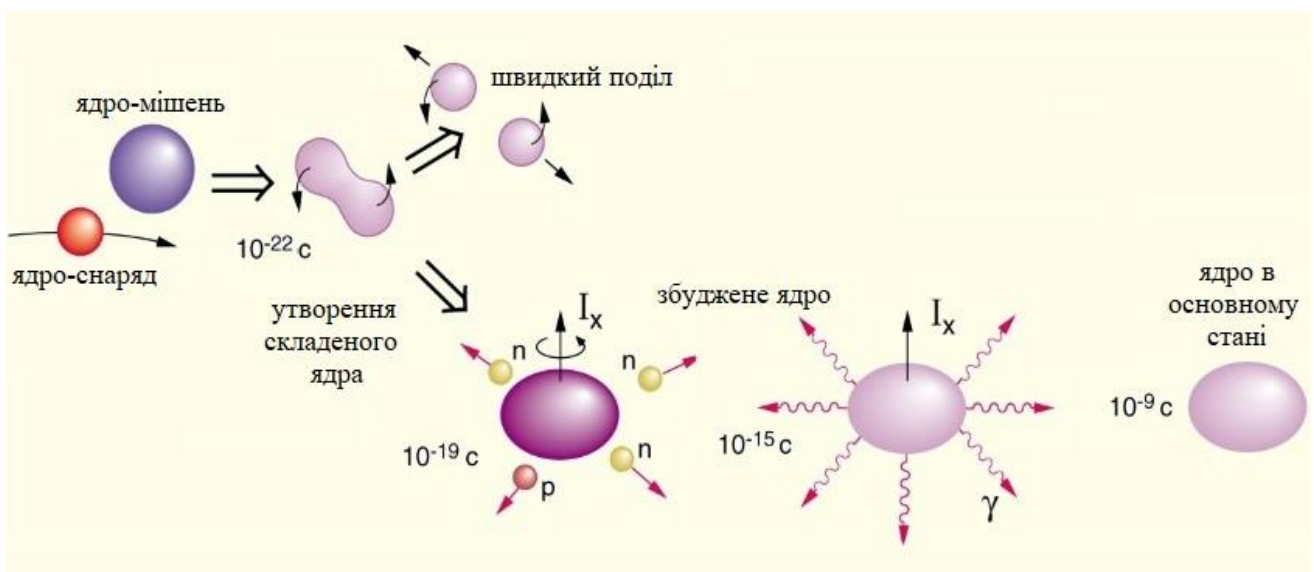


Рис. 4.1. Ядерна реакція з утворенням складеного ядра

Фундаментальною формулою в статистичній теорії ядерних реакцій є вираз для поперечного перерізу ядерної реакції в моделі Хаузера-Фешбаха [28], а в якості амплітуди цих процесів зазвичай використовують резонансну амплітуду. Виходячи з того, що при прояві статистичного механізму виникає багато резонансів, що сильно перекривають один одного, необхідно робити відповідне усереднення.

Для перерізу ядерної реакції при переході системи зі стану A в стан B маємо:

$$\sigma_{AB} = \pi \lambda_A^2 \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{J^\pi} (2J+1) \frac{T_A^{J^\pi} T_B^{J^\pi}}{\sum_{A'} T_{A'}^{J^\pi}}, \quad (4.1)$$

де A – частинка, що налітає; B – частинка, що випромінюється; λ – довжина хвилі де Бройля частинки, що налітає; I – спін ядра мішені, i – спін частинки, що налітає, J – кутовий момент складеного ядра, T – коефіцієнти проникності частинок в ядро та з ядра (для нуклонів та альфа-частинок коефіцієнти проникності визначаються за допомогою комплексного оптичного потенціалу [76], а для γ -квантів – радіаційною силовою функцією).

$$T_A^{J^\pi} = \sum_{i=0}^{\omega} T_A^i(J^\pi) + \int_{\varepsilon_\omega}^{\varepsilon_{max}} \sum_{J', \pi'} T_A^i(\varepsilon^i, J'^{\pi'}) \rho(\varepsilon^i, J'^{\pi'}) d\varepsilon^i, \quad (4.2)$$

де ρ – густина рівнів ядра [77, 78], що залежить від енергії збудження ядра ε та спіна J .

$$\rho(\varepsilon, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4}\varepsilon^{5/4}\sigma^3} \exp\left(2\sqrt{a\varepsilon} - \frac{J(J+1)}{2\sigma^2}\right), \quad (4.3)$$

де a – параметр густини ядерних рівнів, σ – параметр спінової залежності. В рівнянні (4.3) наведена модель Фермі-газу для густини рівнів ядра [77, 78].

Залежність перерізу реакції від енергії невелика. Кутові розподіли ізотропні, або з невеликою часткою анізотропії, але зберігається симетрія відносно 90° . Кількість ступенів свободи ядра-мішені, що приймають участь у процесі ядерної реакції, велика.

Наступною важливою характеристикою у статистичній теорії ядерних реакцій [28], котра необхідна для опису ядерних реакцій за участю гамма-квантів є радіаційна силова функція.

$$f_{E1}(\varepsilon_\gamma) = 8.68 \cdot 10^{-8} (\text{мб}^{-1} \cdot \text{МеВ}^{-2}) \frac{\sigma_0 \cdot \varepsilon_\gamma \cdot \Gamma^2}{(\varepsilon_\gamma^2 - E^2)^2 + \varepsilon_\gamma^2 \cdot \Gamma^2}, \quad (4.4)$$

де σ_0 (мб) – поперечний переріз в максимумі гігантського дипольного резонансу; $\Gamma(E)$ – ширина резонансу; E (МеВ) – розташування гігантського дипольного резонансу.

Наведене рівняння (4.4) описує радіаційну силову функцію з наближенням Брінка-Акселя, що детально розглядається у роботах [79, 80]. Резонанс $E1$ є найбільш дослідженим резонансом та має назву електричного гігантського дипольного резонансу.

4.2. Комп'ютерні коди NON-SMOKER та TALYS

На сьогодні у світовій літературі можна знайти ряд публікацій про комп'ютерні коди, в котрі імплементується статистична теорія ядерних реакцій, що описана у роботі Хаузера-Фешбаха [28]. Усі вони різняться кількістю параметрів, що можливо варіювати та вибором частинок, що налітають, та їх енергій. В представленій роботі отримані експериментальні дані порівнюються з результатами розрахунків, виконаних комп'ютерним кодом NON-SMOKER [34], що використовує тільки дефолт версію (модель постійної температури та модель Фермі-газу [77, 78] (рівняння 4.3) для густини ядерних рівнів та модель Брінка-Акселя [79, 80] (рівняння 4.4) для радіаційної силової функції).

Це комп'ютерний код, у який імплементована статистична теорія ядерних реакцій Хаузера-Фешбаха, з можливістю керування моделюванням за допомогою вебсерверу та можливістю введення та корегування нових функцій для певних ядерних властивостей або реакцій без перекомпіляції.

Таблиця 4.1

Моделі, що комбінувалися для теоретичних розрахунків при використанні комп'ютерного коду TALYS 1.95 [35]

МОДЕЛІ ОПТИЧНИХ ПОТЕНЦІАЛІВ	МОДЕЛІ ГУСТИНИ ЯДЕРНИХ РІВНІВ	МОДЕЛІ РАДІАЦІЙНОЇ СИЛОВОЇ ФУНКЦІЇ
n – для нейтрона	ld1 – постійна температура + Фермі газ	st1 – лоренціан Капецького-Уля
p – для протона	ld2 – Фермі газ зі зворотним зміщенням	st2 – лоренціан Брінка-Акселя
d – для дейтрона	ld3 – надплинна генералізована	st3 – Хартрі-Фока, за таблицями VCS
t – для тритону	ld4 – мікроскопічна, по таблицях Горелі, (Skyrme force)	st4 – Хартрі-Фока-Боголюбова
h – для ^3He	ld5 – мікроскопічна, по комбінаторним таблицям Хіларі, (Skyrme force)	st5 – гібридна модель Горелі
a – для альфа-частинки	ld6 - мікроскопічна, по комбінаторним таблицям Хіларі, (temperature dependent HFB, Gogny force)	st6 – Горелі (T-dependent HFB)
g – для фотона		st7 – T-dependent RMF
		st8 – Gogny D1M HFB+QRPA

У дисертаційній роботі для теоретичних розрахунків також використовувався комп'ютерний код TALYS версії 1.95 (Таблиця 4.1) [35], в котрій імплементовано сім різних моделей для варіації оптичного ядерного потенціалу, шість моделей для варіації густини ядерних рівнів та вісім моделей для варіації радіаційної силової функції.

Під час виконання теоретичних розрахунків варіювалися усі можливі комбінації цих моделей та була обрана та комбінація, що найкраще описувала отримані в експерименті дані по виходах фотоядерних реакцій. Таке моделювання виконувалося для кожної ядерної реакції окремо та обиралася відповідна комбінація параметрів та моделей.

4.3. Традиційне рівняння активації

Активацією називають процес отримання радіоактивної речовини, котра утворюється в результаті ядерних реакцій при опроміненні стабільних ядер протонами, нейтронами, γ -квантами або іонами.

Деякі стабільні ізотопи після опромінення фотонами високих енергій стають β -радіоактивними. Таку активність у літературі називають наведеною активністю. В експериментальній частині роботи ми застосовуємо саме методику наведеної активності, тож нам необхідно знати точну кількість ядер, що утворилися в результаті взаємодії γ -квантів з ядрами мішені.

Кількість ядер N , утворених в будь-якій ядерній реакції, визначається рівнянням:

$$N = n \cdot Y \cdot \phi, \quad (4.5)$$

де n – кількість ядер в мішені, Y – вихід реакції, ϕ – потік частинок, що налітають.

Активацийна методика передбачає вимірювання кількості утворених радіоактивних ядер після закінчення опромінення мішені. Швидкість $\frac{dN}{dt}$ утворення радіоактивних ядер-продуктів за час опромінення визначається двома процесами: утворенням ядер в результаті ядерної реакції та їх (ядер) радіоактивним розпадом.

$$\frac{dN}{dt} = n \cdot Y \cdot \phi - \lambda \cdot N, \quad (4.6)$$

де λ – константа радіоактивного розпаду, що пов'язана з періодом напіврозпаду $T_{1/2}$ формулою $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$.

Інтегруванням цього рівняння ми знайдемо кількість ядер до моменту закінчення опромінення мішені t_1 :

$$N = \frac{n \cdot Y \cdot \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) \quad (4.7)$$

Через деякий час збільшення кількості числа радіоактивних ядер припиниться ($\frac{dN}{dt} = 0$). Такий процес починається, коли в одиницю часу утворюється така ж сама кількість радіоактивних ядер, скільки й розпадається. Цей процес називають активацією насичення. Експериментально перевірено, що цей процес досягається за час опромінення, що відповідає 3–4 періодам напіврозпаду ядра-продукту реакції.

Якщо опромінену мішень “охолоджувати” протягом часу t_2 після опромінення, то протягом наступного часу вимірювання t_3 кількість розпадів становитиме:

$$N = \frac{n \cdot Y \cdot \phi}{\lambda} \cdot (1 - e^{-\lambda t_1}) \cdot e^{-\lambda t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda t_3}). \quad (4.8)$$

Рівняння (4.8) є традиційним рівнянням активації для порівняних часів опромінення, охолодження та вимірювання.

Виходячи з того, що дійсна кількість розпадів N визначається по інтенсивності будь-якого γ -переходу, що ми спостерігаємо, та пов'язана з числом зареєстрованих детектором подій N_{count} співвідношенням:

$$N = \frac{N_{count}}{\varepsilon \cdot B},$$

де ε та B – ефективність детектора для відповідної енергії γ -квантів та коефіцієнт розгалуження для цього γ -переходу відповідно, то вихід реакції можна записати рівнянням:

$$Y = \frac{N_{count} \cdot \lambda}{\varepsilon \cdot B \cdot n \cdot \phi \cdot (1 - e^{-\lambda t_1}) \cdot e^{-\lambda t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (4.9)$$

Для експериментального визначення виходів реакцій необхідні коректні значення коефіцієнтів розгалуження γ -переходів, що супроводжують радіоактивний розпад ядра.

За допомогою звичайного рівняння активації можна розглядати процеси радіоактивного розпаду збудженого стану в основний, без утворення в цьому ядрі довгоживучих станів. Тобто, коли збуджене ядро шляхом миттєвих послідовних або каскадних γ -переходів повністю розряджається на основний рівень стабільного ядра.

Але існують випадки, коли ядро, що утворилось в результаті радіоактивного перетворення (дочірнє ядро), може виявитися радіоактивним та мати свої власні характеристики випромінювання та період напіврозпаду, котрі зовсім не будуть пов'язані з характеристиками батьківського ядра. Розглядаючи такий випадок ми не можемо

користуватись звичайним рівнянням активації через те, що воно не враховує процеси накопичення та розпаду генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів, що утворюються при послідовному розпаді декількох радіоактивних ядер.

4.4. Рівняння активації для генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів

Звертаючи увагу на енергетичну схему досліджуваних реакцій для мішені ^{112}Sn , слід звернути увагу на існування довгоживучого ізомерного стану в ядрі ^{111}In з періодом напіврозпаду ($T_{1/2} = 7.7$ хв). Виходячи з наявного, в цьому розділі нам необхідно розглянути випадок двох послідовних радіоактивних перетворень. Даний розпад необхідно розраховувати за допомогою рівняння подвійного розпаду. У цьому випадку зміна в часі t числа N_1 батьківських ядер і числа N_2 дочірніх ядер визначається системою рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \end{array} \right. , \quad (4.10)$$

в яких λ_1 і λ_2 – константи радіоактивного розпаду батьківського і дочірнього ядер відповідно.

Ці рівняння мають простий сенс: кількість ядер N_1 спадає внаслідок їх власного розпаду, а кількість ядер N_2 спадає шляхом їх власного розпаду, але поповнюється внаслідок розпаду батьківських ядер N_1 .

У початковий момент часу $t = 0$ нараховується N_{10} батьківських ядер і 0 дочірніх ядер:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_1(0) = N_{10} \\ N_2(0) = 0 \end{array} \right. . \quad (4.11)$$

З такими початковими умовами рішення системи (4.10) має вигляд:

$$\begin{cases} N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases}$$

Згідно з цим повна (тобто та, що вимірюється експериментально) активність $N_1 \cdot \lambda_1 + N_2 \cdot \lambda_2$ залежить від часу наступним чином:

$$N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_2 = \lambda_1 N_{10} \left\{ e^{-\lambda_1 t} \left(1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) - e^{-\lambda_2 t} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \right\}.$$

Розв'язуючи систему таких рівнянь для нашого випадку, ми отримаємо активаційне рівняння, що враховує генетичний зв'язок радіоактивних нуклідів і якому будуть підкорюватись інтенсивності γ -ліній 171 кеВ та 245 кеВ (рис. 5.3 б) розпаду ^{111}In :

$$\begin{aligned} \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot B \cdot n \cdot \phi} &= Y_p \cdot \frac{\lambda_p \cdot \lambda_d}{\lambda_d - \lambda_p} \cdot \\ &\cdot \left[\frac{1 - e^{-\lambda_p \cdot t_1}}{\lambda_p^2} \cdot e^{-\lambda_p \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda_p \cdot t_3}) - \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_1}}{\lambda_d^2} \cdot e^{-\lambda_d \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda_d \cdot t_3}) \right] + \\ &+ Y_d \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_1}}{\lambda_d} \cdot e^{-\lambda_d \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda_d \cdot t_3}), \quad (4.12) \end{aligned}$$

в якому N_γ – кількість відгуків детектора відповідної γ -лінії, що супроводжує розпад ядра; ε – ефективність детектора для відповідної енергії γ -квантів; B – коефіцієнт розгалуження для відповідного γ -переходу; n – кількість ядер мішені; λ_p та λ_d – константи розпаду батьківського (**p**arent – ^{111}Sn) та дочірнього (**d**aughter – ^{111}In) ядер ланцюжка $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$; Y_p та Y_d – інтегральні виходи реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ відповідно;

Записуючи систему двох рівнянь (4.12) для γ -ліній 171 кеВ та 245 кеВ, що відповідають вимірам з різними часами охолодження (t_2), тобто з короткої ($t_2 = 30$ хв) та довгої ($t_2 \geq 3$ год) фракцій, можна отримати виходи обох реакцій. Використовуючи цей метод для знаходження виходів реакцій, ми отримали коректні значення виходів, котрі враховують затримку у 7.7 хвилин на ізомерному стані в ядрі ^{111}In при радіоактивному розпаді ядра ^{111}Sn та той факт, що ядро ^{111}In у ізомерному стані може утворитися у двох конкуруючих реакціях.

Висновки до розділу 4

У цьому розділі коротко обґрунтовуються методи теоретичних розрахунків, що було застосовано при отриманні результатів по виходах ядерних реакцій та коректному перерахунку коефіцієнтів розгалуження. Пояснено фізичний сенс фотоядерних реакцій, що вивчаються в експерименті та чому маємо розглядати ці процеси як реакції, що йдуть з утворенням складеного ядра. Розглянуті випадки простого радіоактивного розпаду та випадку, коли радіоактивний розпад призводить до утворення радіоактивного ядра, котре теж зазнає радіоактивного розпаду. Більш детально пояснено сутність другого випадку та як саме утворюється генетичний зв'язок радіоактивних нуклідів у цьому випадку. Це є важливим, тому що при виконанні експериментальної частини дисертаційної роботи виявилось, що два ядра-мішені з трьох вивчаємих, при радіоактивному розпаді мають генетичний зв'язок нуклідів, котрі утворюються в ході фотоядерної реакції та який необхідно враховувати при подальших розрахунках.

Теоретичний опис такого випадку є корисним для наступних розрахунків, котрі будуть описані нижче у роботі (див. пункт 5.1.1 та 5.2.1) для задачі розрахунку значень коефіцієнтів розгалуження миттєвих

γ -переходів у ядрі, що розпадається, та для розрахунку значень коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів, котрі зазнають затримки на довгоживучих збуджених станах ядра при його радіоактивному розпаді.

РОЗДІЛ 5

ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

5.1. Активаційні виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$

Для проведення експерименту нашою експериментальною групою була обрана гама-активаційна методика, котра передбачає опромінення досліджуваних мішеней (в один час із моніторною золотою мішенню), що розташовувались у щільній геометрії, потоком фотонів гальмівного випромінювання з послідовним вимірюванням та аналізом енергетичних спектрів γ -квантів, що супроводжують розпад утворених в реакціях радіоактивних ядер. Енергетичну схему досліджуваних реакцій на мішені ^{112}Sn та радіоактивний розпад продуктів реакцій показано на рис. 5.1.

Опромінення мішені відбувалося, від порогової енергії емісії нейтрона з ядра-мішені до максимальної енергії гальмівного випромінювання $E_{\gamma \text{ макс}} = 15 \text{ MeV}$ кроком 0.5 MeV .

Фотон, що налітає на ядро-мішень ^{112}Sn , збуджує його до високих енергетичних станів. В результаті випромінювання нейтрона утворюється ядро ^{111}Sn , а шляхом випромінювання протона утворюється ядро ^{111}In в ізомерному або в основному станах. Радіоактивний розпад утворених ядер супроводжується випромінюванням індивідуального спектра γ -квантів.

На рис. 5.1 з правого боку від кожного енергетичного рівня вказано періоди напіврозпаду, а з лівої сторони від енергетичного рівня – спіни та парності відповідних рівнів. Вертикальними стрілками вказано декілька “миттєвих” радіаційних переходів в дочірніх ядрах ^{111}In та ^{111}Cd , що супроводжують розпад збуджених енергетичних станів, яким відповідають резонансні піки, що ми спостерігаємо на вимірних енергетичних спектрах розпадних γ -квантів. Біля кожної вертикальної стрілки вказана енергія

γ -переходу, що виражена в кілоелектронвольтах [кеВ]. Кожен γ -перехід характеризується власним коефіцієнтом розгалуження.

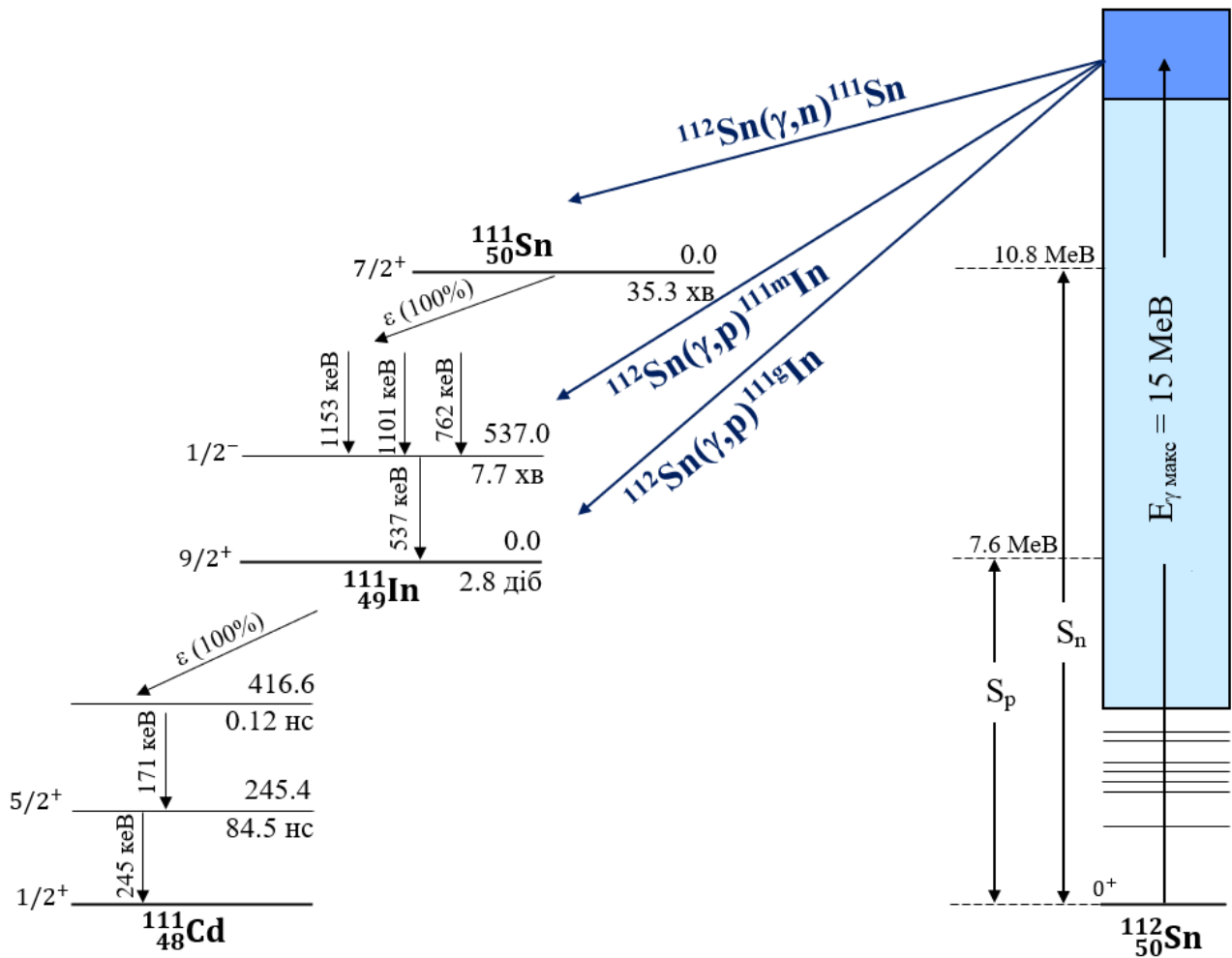


Рис. 5.1. Енергетична схема досліджуваних реакцій та радіоактивний ланцюжок $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111\text{m}}\text{In} \rightarrow ^{111\text{g}}\text{In} \rightarrow ^{111}\text{Cd}$. S_n та S_p – енергії зв'язку нейтрона та протона в відповідно в ядрі-мішені ^{112}Sn

Найбільш інтенсивними γ -лініями, що ми спостерігали під час вимірювання розпадних спектрів від опромінених зразків, котрі супроводжують розпад ядра ^{111}Sn є лінії з енергіями $E_\gamma = 372.31 \text{ кеВ}$ та коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 0.42 \pm 0.07 \%$, $E_\gamma = 457.56 \text{ кеВ}$ та коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 0.38 \pm 0.06 \%$, $E_\gamma = 537.20 \text{ кеВ}$ та коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 0.25 \pm 0.04 \%$, $E_\gamma = 564.34 \text{ кеВ}$ та

коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 0.30 \pm 0.05 \%$, $E_\gamma = 761.97$ кеВ та
 коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 1.48 \pm 0.23 \%$, $E_\gamma = 954.05$ кеВ та
 коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 0.51 \pm 0.08 \%$, $E_\gamma = 1101.18$ кеВ та
 коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 0.64 \pm 0.11 \%$, $E_\gamma = 1152.98$ кеВ та
 коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 2.65 \pm 0.4 \%$, $E_\gamma = 1610.47$ кеВ та
 коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 1.31 \pm 0.20 \%$, $E_\gamma = 1914.70$ кеВ та
 коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 2.0 \pm 0.03 \%$.

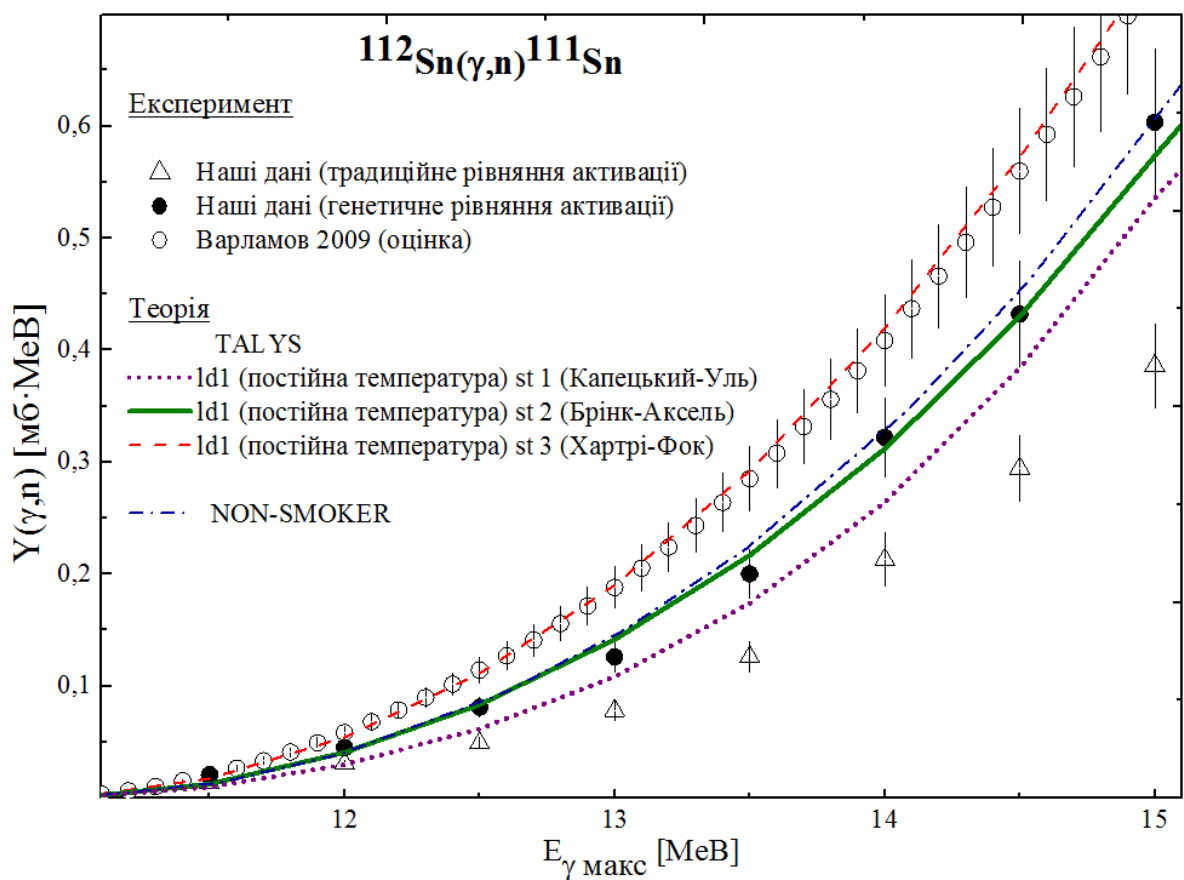


Рис. 5.2. Експериментальні (крапки) та теоретичні (криві) значення виходів реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, розраховані з різними наборами моделей густини рівнів ядра (ld - level density) та радіаційної силової функції (st - radiation strength function)

На рис. 5.2 темними крапками показано отримані нами експериментальні значення виходів фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, які розраховано із застосуванням рівняння активації (4.12) для генетично пов'язаних радіонуклідів, світлими трикутниками – експериментальні значення виходів тієї ж $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ -реакції, які розраховані із застосуванням традиційного рівняння активації (4.8), а світлими крапками – евалюйовані дані з роботи Варламова [81]. Теоретичні розрахунки в рамках статистичної теорії ядерних реакцій [28], з використанням комп'ютерних кодів NON-SMOKER [34] та TALYS [35] зображені різнокольоровими кривими.

Експериментальні дані, розраховані з застосуванням рівняння активації (4.12) для генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів та використанням базових [26, 27] значень розгалуження γ -піків 171.28 кеВ ($I_\gamma = 90.7\%$) та 245.35 кеВ ($I_\gamma = 94.1\%$) від розпаду дочірнього ядра ^{111}In , узгоджуються з результатами теоретичних розрахунків при комбінації моделей Фермі-газу та постійної температури для густини ядерних рівнів [77, 78] (ld1 на рисунку 5.2) та моделлю Брінка-Акселя [79, 80] для радіаційної силової функції (st2 на рисунку 5.2) – зелена крива. Також ці дані узгоджуються з теоретичними передбаченнями комп'ютерного коду NON-SMOKER [34] у дефолт варіанті – синя пунктирна крива.

Світлими трикутниками зображені значення експериментальних виходів фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, що ми отримали, застосовуючи при розрахунках просте рівняння активації (4.8) та значення коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів, що супроводжують розпад ядра ^{111}Sn , які представлені у міжнародних базах ядерних даних [26, 27].

Розбіжність експериментальних виходів для реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, отриманих двома описаними вище методами, може бути обумовлена

некоректними значеннями коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів, що супроводжують радіоактивний розпад ядра ^{111}Sn , які наведені в базах ядерних даних [26, 27]. Цей висновок також підтверджується й значеннями кумулятивних виходів, що ми розрахували за допомогою відомих інтенсивностей для γ -ліній 171.28 та 245.35 кеВ із застосуванням звичайного рівняння активації (4.8). Характеристики розпаду основного стану ядра ^{111}In до теперішнього часу добре вивчені, тобто єдиною причиною такої розбіжності експериментальних результатів, що пораховані двома методами, може бути у великій похибці значень γ -емісії при розпаді ядра ^{111}Sn , котрі були оцінені раніше та внесені в бази ядерних даних [26, 27]. Інтенсивності γ -переходів при розпаді радіонукліда ^{111}Sn , що представлені в роботі [51], віднормовані ґрунтуючись на:

- 1) повних ймовірностях радіаційних переходів, тобто γ -промені + електрони внутрішньої конверсії;
- 2) вірогідності захоплення електрону до основного стану ^{111}In ;
- 3) ймовірність β^+ – розпаду до основного стану ^{111}In .

Кожна з цих ймовірностей вимірювалася різними науковими групами та різними методами (див. розділ 1.3), що мають власні похибки.

Проте, сприятливі особливості радіонуклідного ланцюжка $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In} \rightarrow ^{111}\text{Cd}$ дозволили нам розрахувати нові значення коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів в ядрі ^{111}In , що супроводжують розпад радіоактивного ядра ^{111}Sn . За допомогою коректних значень коефіцієнтів розгалуження пораховані значення виходів фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$. Похибки, що вносилися при такому вимірюванні та розрахунках складають:

- менш ніж 2% – статистична похибка;
- 1% – похибка коефіцієнтів розгалуження [26] для γ -переходів з енергіями 171.2 кеВ та 245.3 кеВ;
- 5-6% – похибки фотоефективності детекторів, що використовувалися у вимірюваннях.

Розбіжність отриманих нами даних (темні крапки) та результатів, оцінених Варламовим (світлі крапки), становить $\approx 20\%$ та узгоджуються з теоретичними розрахунками в комбінації моделей Фермі-газу та постійної температури для густини ядерних рівнів [77, 78] та моделлю Хартрі-Фока [82] для радіаційної силової функції (ld1-st3 на рисунку).

Ця розбіжність даних обумовлена вибором різних методів для проведення експериментів. Експерименти на котрих ґрунтується оцінка Варламова, проводилися з використанням методу реєстрації нейтронів (див. розділ 1.3). Недоліком цього методу є те, що при вимірюваннях реєструються усі нейтрони, що випромінюються, не розділяючи з якого саме ядра вони вилетіли. У нашому випадку було використано гама-активаційний метод, в якому ядро-продукт реакції фіксується індивідуально, згідно з його розпадними характеристиками і має менші експериментальні похибки порівняно з першим методом.

5.1.1. Визначення коефіцієнтів розгалуження для миттєвих γ -переходів у ядрі ^{111}In , що супроводжують радіоактивний розпад ^{111}Sn

Після відповідного часу охолодження мішені було виміряно розпадні γ -спектри, обробка та аналіз котрих дали можливість отримати дані по інтенсивностях γ -ліній при відповідних енергіях. Графік охолодження та вимірювання розроблявся індивідуально для кожної мішені, ці часи підбиралися відповідно до розпадних характеристик кожного ядра, що вивчалася, та періодів напіврозпаду його довгоживучих станів. Характерні

γ -спектри, що були виміряні експериментально після опромінення мішені олова, збагаченої ізотопом ^{112}Sn до 80%, представлені на рис. 5.3.

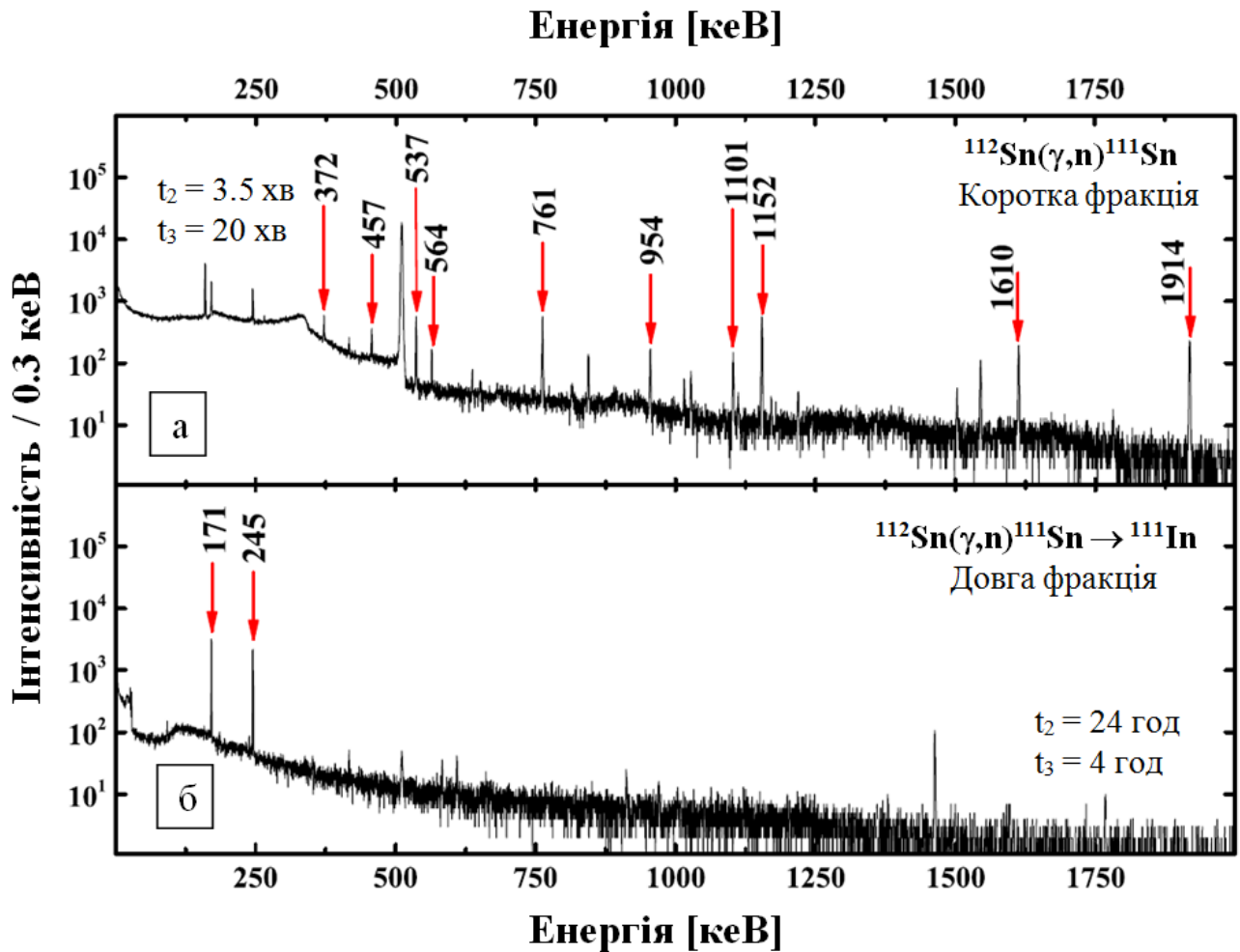


Рис. 5.3. Коротко (а)- та довго (б)- живуча фракції енергетичного γ -спектру опроміненої мішені ^{112}Sn

Червоними стрілками позначено 10 піків, що відповідають найпотужнішим γ -переходам, що відбуваються при розпаді продукту реакції – ядра ^{111}Sn , котре утворилося після активації ядра ^{112}Sn . Числами над червоними стрілками вказано енергії γ -переходів, що виражені в кілоелектронвольтах [кеВ].

На верхньому графіку (рис. 5.3 а) показано енергетичний спектр розпадних γ -квантів від мішені ^{112}Sn , котра опромінювалася гальмівними

фотонами з $E_{\gamma \text{ макс}} = 14 \text{ MeV}$, виміряний з невеликим часом “охолодження” $t_2 = 3.5 \text{ хв}$ і часом вимірювання $t_3 = 20 \text{ хв}$. На наведеному спектрі окрім піків, що відповідають γ -переходам, супроводжуючим розпад ядра ^{111}Sn , маємо змогу ідентифікувати піки від більш слабких γ -випромінювань від другорядних радіоізоотопів, що містяться у мішені. Наприклад, пік з енергією 160 кеВ з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 40.06 \text{ хв}$, відповідає ядру ^{123}Sn в ізомерному стані.

На нижньому графіку (рис. 5.3 б) представлена довгоживуча фракція γ -спектра з часом “охолодження” $t_2 = 24 \text{ год}$ та часом вимірювання $t_3 = 4 \text{ год}$. На спектрі, окрім слабого фону, спостерігаються чітко виражені два піки з енергіями 171.28 кеВ та 245.35 кеВ , котрі обумовлені розпадом ядра ^{111}In ($T_{1/2} = 2.8 \text{ доби}$) – дочірнього ядра ланцюжка $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$ (див. рис. 5.1).

Слід зауважити, що ядро ^{111}In може бути отримано також і в результаті реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m+g}\text{In}$ (поріг для утворення основного стану складає $E_{th} = 7.55 \text{ MeV}$) відповідно до наведеної нижче схеми (рис. 5.4).

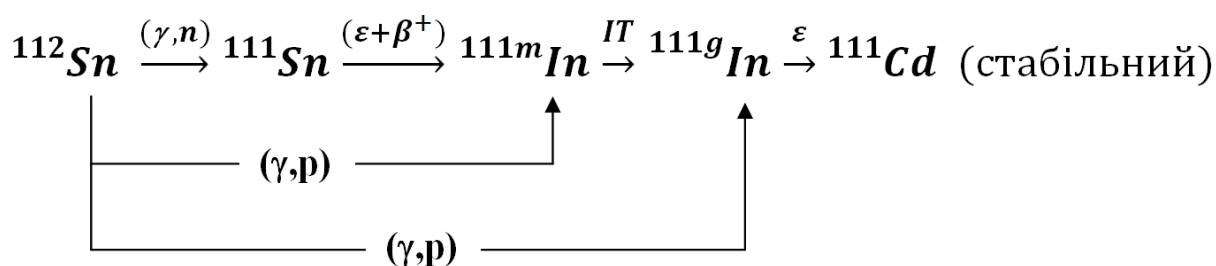


Рис. 5.4. Схема ймовірних шляхів утворення та радіоактивного розпаду ядер при взаємодії гама-квантів з мішенню ^{112}Sn

Багаторазові вимірювання енергетичних спектрів розпадних γ -квантів при різних часах охолодження мішені та особливості схеми радіоактивного

розпаду ядра ^{111}In , дали нам можливість розрахувати нові значення коефіцієнтів розгалуження для дев'яти найпотужніших γ -переходів (рівняння (4.12)).

Таблиця 5.1.

Коефіцієнти розгалуження 9 найпотужніших γ -переходів, що супроводжують радіоактивний розпад ядра ^{111}Sn

Енергія γ - лінії [кеВ]	Коефіцієнти розгалуження I_γ [%]	
	NUDAT [26]	Наші дані [3]
372.31	0.42 ± 0.07	0.33 ± 0.02
457.56	0.38 ± 0.06	0.27 ± 0.03
564.34	0.30 ± 0.05	0.20 ± 0.02
761.97	1.48 ± 0.23	1.09 ± 0.10
954.05	0.51 ± 0.08	0.42 ± 0.03
1101.18	0.64 ± 0.11	0.44 ± 0.05
1152.98	2.65 ± 0.4	1.90 ± 0.18
1610.47	1.31 ± 0.20	0.92 ± 0.09
1914.70	2.0 ± 0.03	1.40 ± 0.13

Вони наведені в 3-му стовпчику таблиці 5.1 і відрізняються від прийнятих на сьогодні базових значень на середньозважений коефіцієнт 1.38 (0.08).

Розрахунки нових значень коефіцієнтів розгалуження проводились за допомогою рівняння (5.1), котре було отримано з простого активаційного рівняння (4.8).

$$B = \frac{N_{\gamma} \cdot \lambda}{\varepsilon \cdot n \cdot \phi \cdot Y \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_1}) \cdot e^{-\lambda \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_3})}, \quad (5.1)$$

де N_{γ} – кількість відгуків детектора для відповідного γ -переходу, що супроводжує розпад ядра ^{111}Sn , ε – фотоефективність детектора, n – кількість ядер в мішені, Y – вихід реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, що був розрахований з використанням системи рівнянь (4.10).

Загальні результуючі похибки для інтенсивностей випромінювання γ -променів після розпаду радіонукліда ^{111}Sn розраховувалися як середньоквадратичні похибки, котрі містять в собі статистичні похибки у підрахунку площі піків γ -променів (в межах 1%), похибка фотоефективності детектора (приблизно 3%), поправки для підсумовування каскадних переходів (до 5%) та похибка, що враховує неточності у розмірі дослідницьких мішеней (до 1%). Загальна результуюча похибка не перевищує 10%.

5.1.2 Визначення коефіцієнта розгалуження для γ -переходу з енергією 537 кеВ

В протилежність коректно розрахованим коефіцієнтам розгалуження для дев'яти найпотужніших γ -переходів розпаду ядра ^{111}Sn , наведеним в таблиці 5.1, перерахунок яких підкоряється традиційному рівнянню активації (4.8), знаходження коефіцієнта розгалуження для ізомерного γ -переходу ($T_{1/2} = 7.7$ хв) з енергією 537 кеВ, може бути описано тільки з використанням рівняння для генетично пов'язаних радіонуклідів (4.12), яке

для визначення коефіцієнта розгалуження B_{537} цього γ -переходу необхідно переписати у вигляді:

$$B_{537} = \frac{N_{537} \cdot \varepsilon_x \cdot B_x}{N_x \cdot \varepsilon_{537} \cdot \left\{ \frac{\lambda_p \cdot \lambda_d}{\lambda_d - \lambda_p} \cdot \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{\lambda_p}{\lambda_d^2} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_1}}{1 - e^{-\lambda_p \cdot t_1}} \cdot \frac{e^{-\lambda_d \cdot t_2}}{e^{-\lambda_p \cdot t_2}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_3}}{1 - e^{-\lambda_p \cdot t_3}} \right] \right\}}, \quad (5.2)$$

де N_{537} – кількість відліків детектора для γ -лінії з енергією 537 кеВ. N_x, ε_x та B_x – кількість відліків детектора, фотоефективність та коефіцієнт розгалуження для будь-якої з дев'яти вище аналізованих нами γ -ліній, що супроводжують розпад ядра ^{111}Sn . λ_p та λ_d – константи розпаду батьківського (^{111}Sn) та дочірнього ($^{111\text{m}}\text{In}$) ядер ланцюжка $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111\text{m}}\text{In}$. t_1, t_2 та t_3 – часи опромінення, охолодження та вимірювання мішені відповідно.

Зауважу, що утворення ізомерного стану в ядрі ^{111}In може відбуватися двома шляхами: через (γ, n) -реакцію та подальший розпад радіоактивного ядра ^{111}Sn у ізомерний стан ядра ^{111}In , та через (γ, p) -реакцію, котра відразу утворює ізомерний стан у ядрі ^{111}In (див. рис. 5.4). Тобто при розрахунках виходів ядерної реакції, в результаті якої утворюється ізомерний стан, як кінцевий продукт реакції, необхідно враховувати внески від обох цих реакцій. А для коректного розрахунку виходів реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$ необхідно мати вірогідні дані по коефіцієнту розгалуження гама-переходу з енергією 537 кеВ, що розряджає ізомерний рівень.

Значення отриманого таким чином коректного (з урахуванням часової затримки γ -переходу на ізомерному стані у 7.7 хв, та внеском у інтенсивність цієї γ -лінії від (γ, n) та (γ, p) -реакцій) коефіцієнта розгалуження γ -переходу з енергією 537 кеВ від розпаду ядра ^{111}Sn також відрізняється від базового [26, 27] та дорівнює $0.17 \pm 0.01 \%$, тоді як базове значення дорівнює

0.25 ± 0.04 %. Коректно пораховане значення коефіцієнта розгалуження для γ -лінії дає нам можливість визначити внесок в інтенсивність γ -піку з енергією 537 кеВ в самій короткій фракції вимірювання ($t_2 = 3.5$ хв) від реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, яка прямим шляхом збуджує ізомер (див. рис. 5.1), щоб вдатися до спроби розрахувати експериментальні значення виходу цієї реакції. Значення виходів цієї реакції є дуже важливими, через те, що перерізи (γ, p) -реакції зазвичай багато менші за (γ, n) , і таких даних в літературі дуже мало.

5.2. Активаційні виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$

Як показано на рис.5.1, при радіоактивному розпаді збудженого ядра ^{112}Sn , привертає до себе увагу існування довгоживучого ізомерного стану, що утворюється у ядрі ^{111}In з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 7.7$ хв, при розпаді радіоактивного ядра ^{111}Sn .

На рис. 5.5 представлені експериментальні (крапки) та теоретичні (криві) виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, що утворює довгоживучий ізомерний стан в ядрі ^{111}In .

В цілому, експериментальні дані в межах похибок узгоджуються з теоретичними передбаченнями в комбінації моделей постійної температури та моделі Фермі газу для густини рівнів ядра [77, 78] та моделлю Хартрі-Фока для силової γ -функції [82] (ld1- st3 на рисунку 5.5). Більшого узгодження теорії з експериментальними даними, у цьому випадку, можна досягти шляхом підбору відповідної моделі та варіації параметрів оптичного протон-ядерного потенціалу в вихідному каналі.

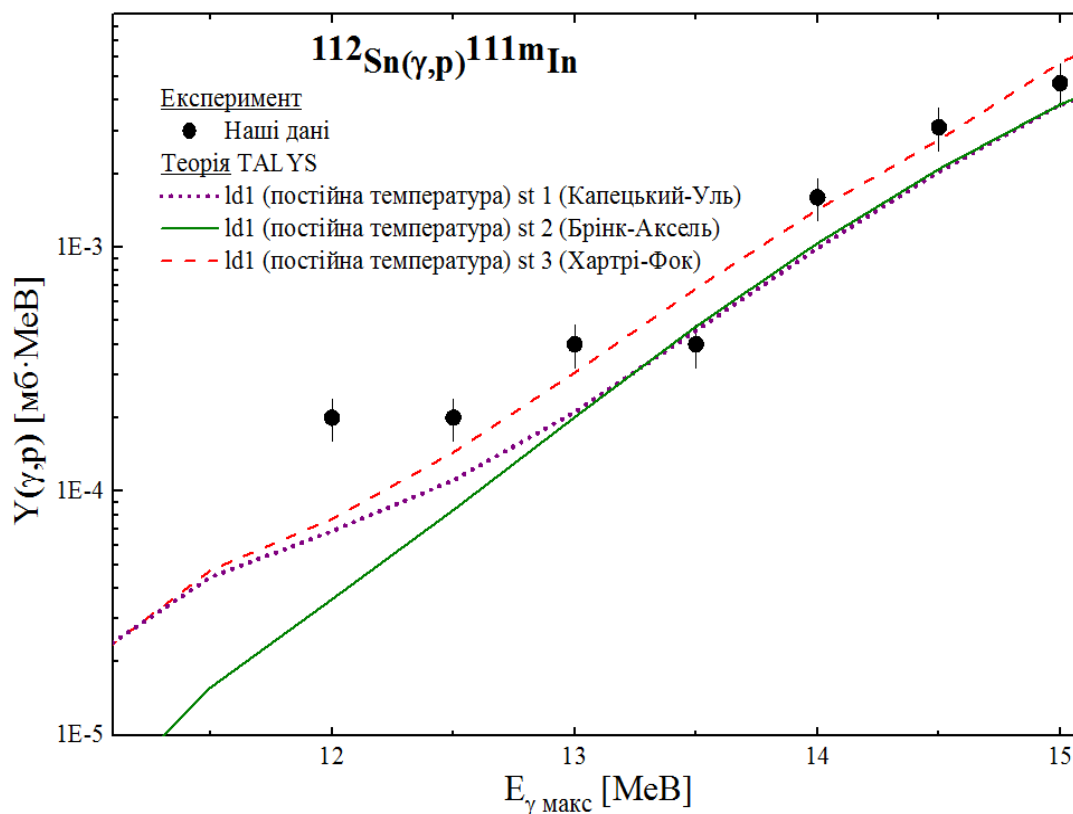


Рис. 5.5. Експериментальні (крапки) та теоретичні (криві) значення виходів фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111m}\text{In}$

5.3. Виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111g}\text{In}$

Інтенсивними γ -лініями, що відповідають радіоактивному розпаду ядра ^{111}In з основного стану є лінії з енергіями 171.28 кеВ та коефіцієнтом розгалуження $I_{\gamma} = 90.7 \pm 0.009 \%$ та 245.35 кеВ з коефіцієнтом розгалуження $I_{\gamma} = 94.1 \pm 0.10 \%$.

На рисунку 5.6 наведені експериментальні (темні крапки) та теоретичні (криві) виходи реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111g}\text{In}$. Експериментальні виходи для фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111g}\text{In}$ в межах похибок (приблизно 40%) узгоджуються з теоретичними розрахунками в комбінації моделей постійної температури та Фермі-газу для густини ядерних рівнів [77, 78] (ld1 на

рис. 5.6) та моделі Хартрі - Фока для радіаційної силової функції [82] (st3 на рис. 5.6).

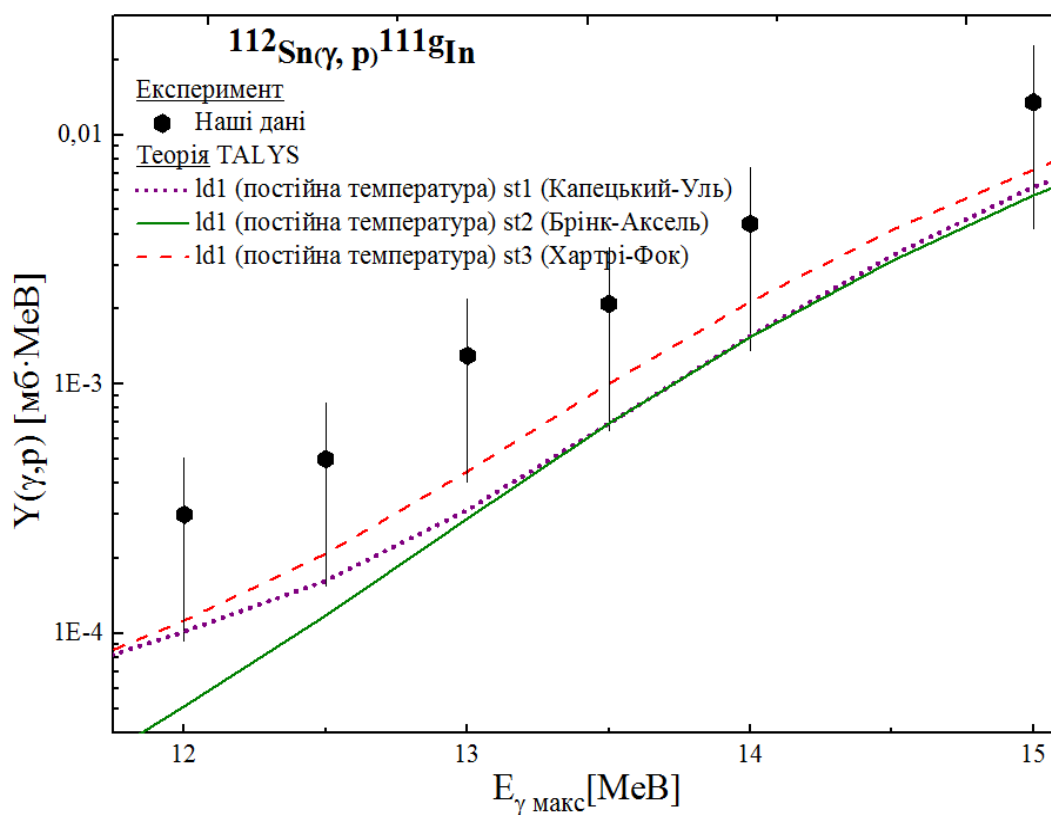


Рис. 5.6. Експериментальні (крапки) та теоретична (крива) значення виходів реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{gIn}$

Отримані нами великі похибки для значень виходів $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{gIn}$ реакції обумовлені дуже малими значеннями її виходів, значно меншими за наші стандартні експериментальні похибки при використанні активаційної методики (в межах 10%).

5.4. Інтегральні виходи фотоядерної реакції $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$

Ядро ^{114}Sn теж є одним з *p-ядер*, тож дослідження шляхів його утворення та зникнення в результаті ядерних реакцій в плазмі зірки та вивчення його розпадних характеристик має вагоме значення для питання нуклеосинтезу.

При випромінненні нейтрона в реакції $^{114}\text{Sn}(\gamma,n)^{113}\text{Sn}$ утворюється ядро ^{113}Sn в ізмерному або основному стані, а шляхом випроміннення протона утворюється ядро ^{113}In в ізмерному стані або в основному стані (рис. 5.7). На мішені олова, що збагачена ізотопом ^{114}Sn до 83% вивчалася тільки (γ,n) реакція.

Вихід реакції $^{114}\text{Sn}(\gamma,n)^{113}\text{Sn}$ визначався з використанням інтенсивності γ -променів з енергією $E_\gamma = 391.7$ кеВ, котрий супроводжує розпад радіоактивного ядра-продукта ^{113}Sn .

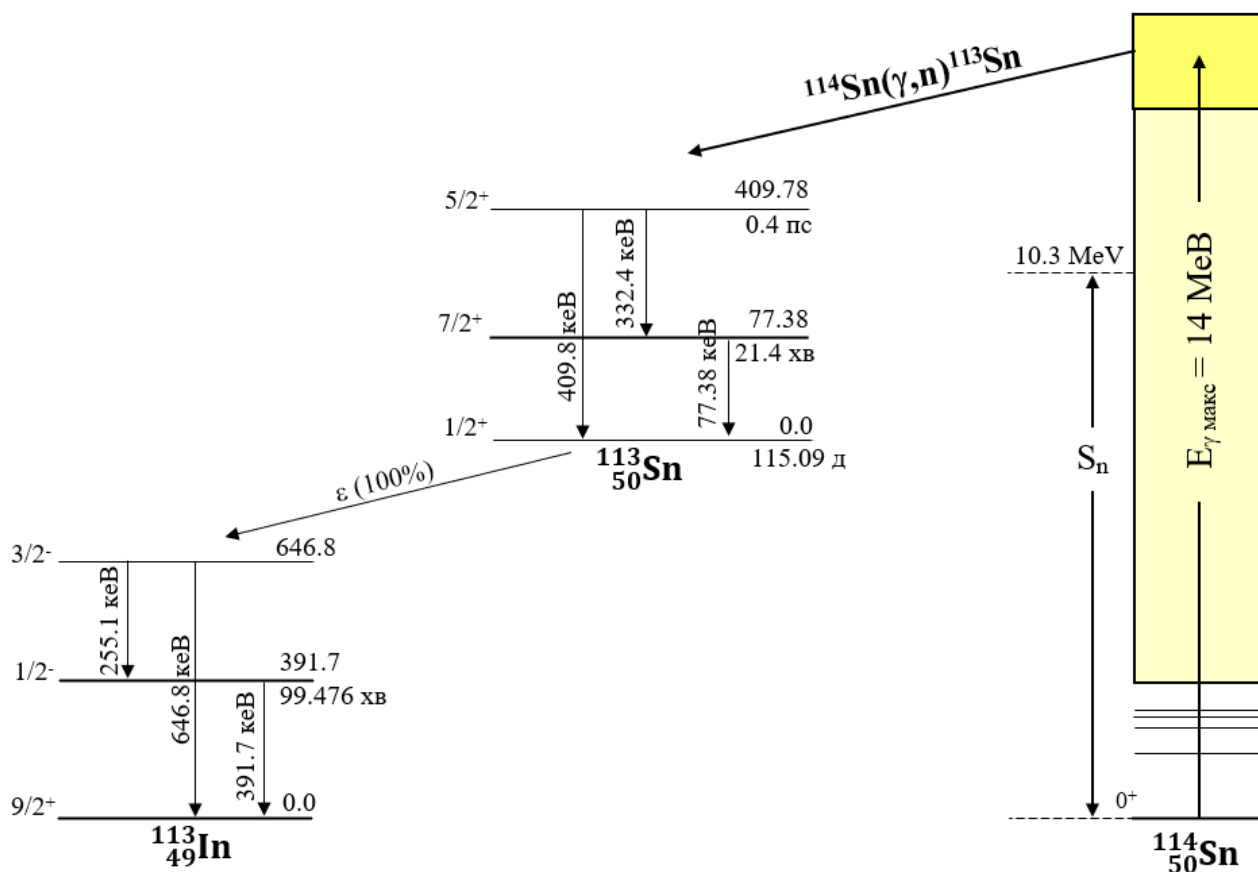


Рис. 5.7. Енергетична схема можливих фотоядерних реакцій на мішені ^{114}Sn . S_n та S_p – енергії зв'язку нейтрона та протона відповідно

В експерименті з цією мішенню також застосовувалася активаційна методика, яка передбачає опромінення мішені ^{114}Sn пучком гальмівних

γ -квантів з максимальною енергією налітаючих фотонів від 11.5 MeV до 14 MeV з кроком у 0.5 MeV.

Для вимірювання розпадних γ -спектрів використовувався спектрометр з високою розподільною здатністю. За допомогою такого спектрометра було виміряно спектри γ -квантів, що супроводжують радіоактивний розпад ядер, які зазнали активації під час опромінення.

Прикладом такого спектра слугує рис. 5.8, котрий було виміряно після опромінення металевої самопідтримуючої мішені ^{114}Sn пучком гальмівних γ -квантів з максимальною енергією 14 MeV. Час охолодження мішені після опромінення становив 40 хвилин, а час набору статистичних даних становив 5 годин.

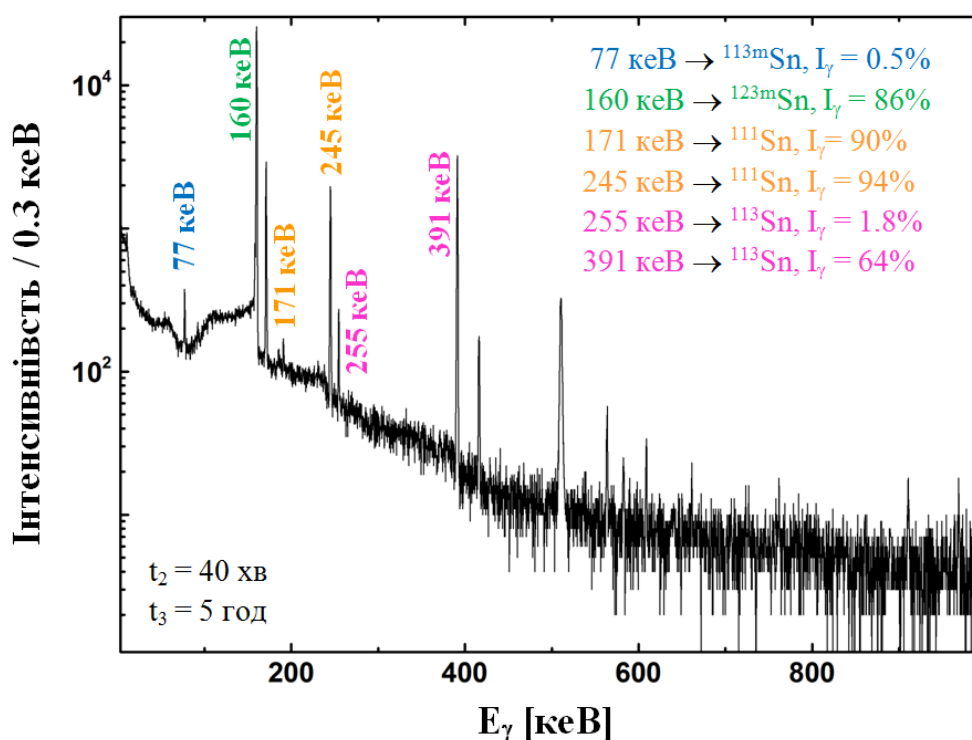


Рис. 5.8. Енергетичний спектр розпадних γ -квантів від опроміненої збагаченої мішені ^{114}Sn

За допомогою низки отриманих з плином часу енергетичних спектрів були однозначно ідентифіковані всі наявні γ -піки на спектрі та встановлено їх відповідність кожному з ізотопів, що міститься в природній суміші мішені. Рис. 5.8 це приклад енергетичного спектру від активованої мішені Sn. На рисунку зіставлені ізотопи Sn, що відповідають конкретному γ -піку на отриманому енергетичному гама-спектрі з коефіцієнтами розгалуження для γ -переходів з відповідною енергією, які виражено у відсотках. Пік з енергією 77 кеВ відповідає γ -переходу з ізомерного стану в ядрі ^{113}Sn з коефіцієнтом розгалуження $I_\gamma = 0.5\%$. Пік з енергією 160 кеВ відповідає γ -переходу з ізомерного стану ядра ^{123}Sn , що є досить потужним через великий коефіцієнт розгалуження $I_\gamma = 86\%$. Піки з енергіями 171 кеВ та 245 кеВ вже зустрічалися нам у минулому підрозділі (див. пункт 5.1.). Вони відповідають γ -переходам у ядрі ^{111}In радіоактивного ланцюжку $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$. А γ -піки з енергіями 255 кеВ та 391 кеВ відповідають радіаційним переходам при розпаді ядра ^{113}Sn . Для визначення виходу $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ реакції перевага віддавалася аналізу піку з енергією 391 кеВ через більший коефіцієнт розгалуження $I_\gamma = 64\%$ та відповідно більшу статистику порівняно з коефіцієнтом розгалуження від γ -лінії з енергією 255 кеВ ($I_\gamma = 1.8\%$).

На рис. 5.9 зображені значення експериментально отриманих виходів ядерної реакції, котрі порівнюються з евалюйованими даними [54] та з розрахунками по статистичній теорії ядерних реакцій [28] з використанням комп'ютерних кодів NON-SMOKER [34] та TALYS [35]. Евалюйовані дані цілком узгоджуються з експериментальними результатами по виходам, що отримані із використанням простого рівняння активації (4.8). Виконано теоретичні розрахунки з варіаціями різних моделей густини ядерних рівнів та моделей радіаційної силової функції.

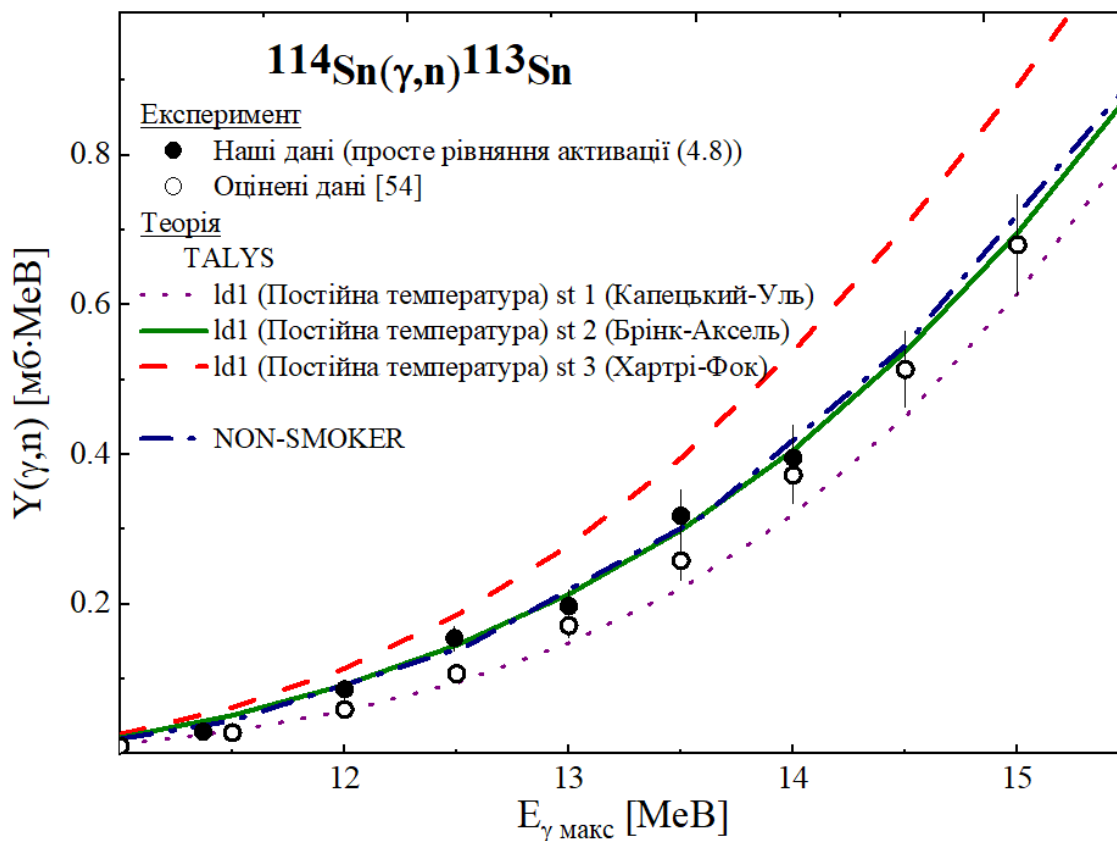
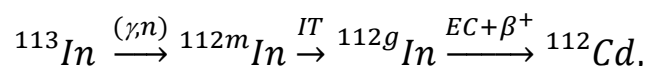


Рис. 5.9. Наші експериментальні (темні крапки), оцінені в роботі [54] (світлі крапки) та теоретичні (криві) значення виходів $^{114}\text{Sn}(\gamma,n)^{113}\text{Sn}$ реакції, розраховані з різними наборами моделей густини рівнів ядра (ld-level density) та радіаційної силової функції (st - radiation strength function)

Отримані в експерименті дані найкраще узгоджуються із передбаченнями по статистичній теорії ядерних реакцій в комбінації моделей постійної температури та Фермі газу [77, 78] для густини ядерних рівнів та лоренціаном Брінка-Акселя для силової γ -функції [79, 80].

5.5. Виходи фотоядерних реакцій $^{113}\text{In}(\gamma,n)^{112m}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma,n)^{112g}\text{In}$

Схему розпаду ізомерної пари $^{112m,g}\text{In}$ зображено на рис. 5.10. На схемі видно, що ізомерний стан ядра ^{112}In повністю розпадається в основний стан, тобто відбувається наступне перетворення:



де (γ,n) – фотоядерна реакція, IT – ізомерний перехід, EC – захоплення електрону.

Перший збуджений стан у ядрі ${}^{112}\text{In}$ розпадається до основного стану на 100% за допомогою ізомерного переходу, тоді як наслідком розпаду основного стану є заселення великої кількості збуджених станів ядра ${}^{112}\text{Cd}$ з подальшим випромінюванням гама-квантів. Найінтенсивнішими γ -переходами є переходи з енергіями 606.8, 617.5, 851.2, 1253.5 та 1468.8 кеВ. На рис. 5.10 під значенням енергій γ -переходів вказано інтенсивності цих переходів I_γ , тобто кількість γ -променів, що випромінюються на 100 розпадів материнського ядра. Одночасне утворення генетично зв'язаних ізомерного та основного станів нукліда ${}^{112}\text{In}$, утвореного в результаті будь-якої ядерної реакції, ускладнює визначення періоду напіврозпаду основного стану ${}^{112g}\text{In}$ та інтенсивності послідувачих γ -випромінювань, тоді як значення цих величин впливають на правильне визначення поперечних перерізів або виходів утворених нуклідів за допомогою активаційної методики.

Багато експериментальних груп вимірювали поперечні перерізи утворення ядра ${}^{112}\text{In}$ або ізомерні співвідношення утворення ${}^{112m,g}\text{In}$ в різних ядерних реакціях при різних енергіях налітаючих частинок [83, 84, 85, 86]. При теоретичних розрахунках ми знову зіткнулися з питанням генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів, під час визначення експериментальних активаційних виходів кожного окремого стану цієї ізомерної пари.

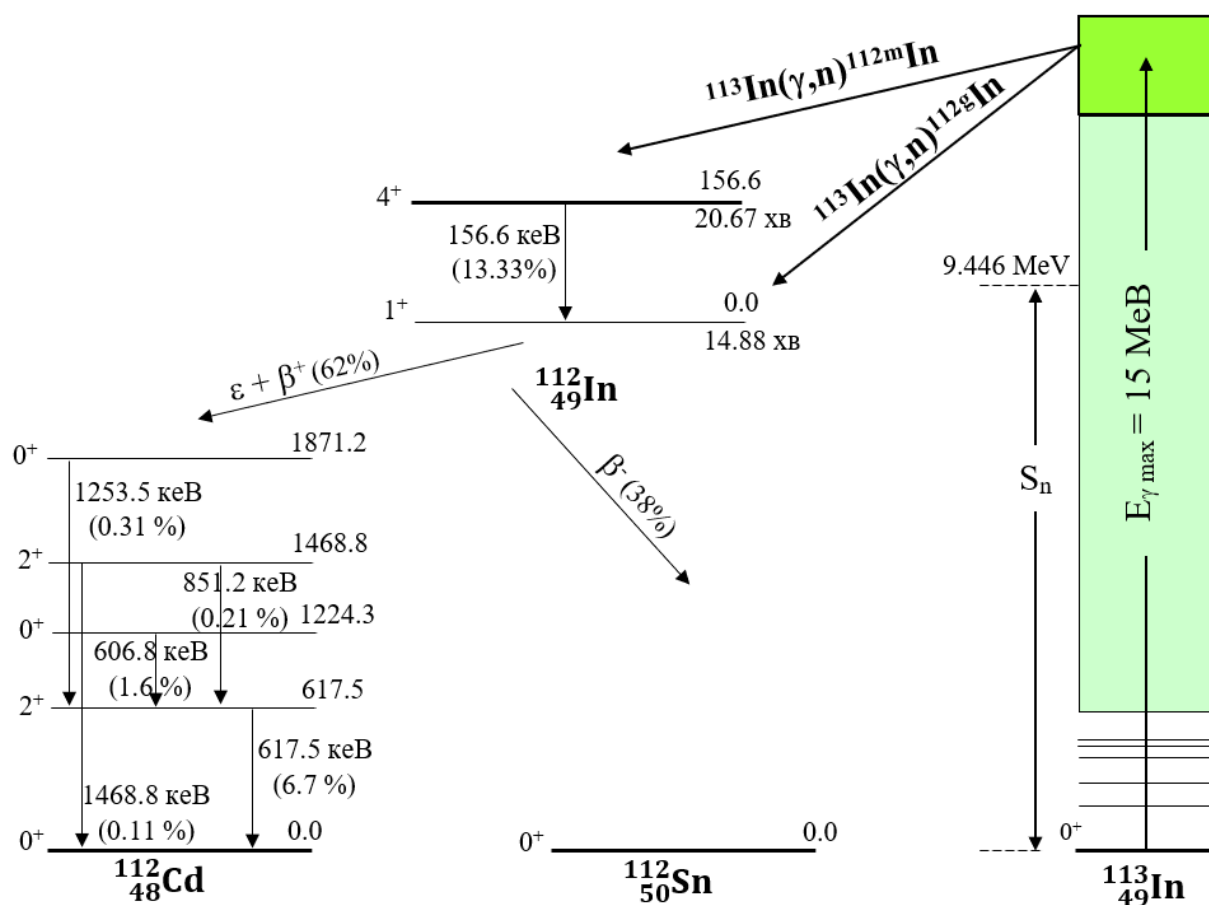


Рис. 5.10. Спрощена енергетична схема розпаду ізомерної пари $^{112\text{m,g}}\text{In}$

Прикладом вимірюного енергетичного спектра γ -променів індієвої мішені, опроміненої потоком гальмівного випромінювання з граничною енергією 15 MeV протягом 50 хвилин і часом охолодження 12 хв, показано на рис. 5.11. Усі спостережувані на спектрі γ -піки легко інтерпретуються. Пік 156.6 кеВ відповідає ізомерному переходу $^{112\text{m}}\text{In} \rightarrow ^{112\text{g}}\text{In}$, тоді як піки 606.8, 617.5, 851.2, 1253.5 і 1468.8 кеВ відповідають γ -променям після $(\epsilon + \beta^+)$ -розпаду ядра $^{112\text{g}}\text{In}$. Інші піки пов'язані з радіоактивними ізотопами $^{113\text{m}}\text{In}$ (391.6 кеВ), $^{115\text{m}}\text{In}$ (336.2 кеВ) і $^{116\text{m}}\text{In}$ (138.2, 416.9, 818.6, 1097.2 і 1293.5 кеВ), котрі утворилися в результаті (γ, γ') , (γ, γ') та (n, γ) -реакції відповідно на ^{113}In та супутньому ізотопі ^{115}In , що міститься у мішені.

Виходячи зі схеми розпаду та індивідуальних характеристик ізомера ^{112m}In для визначення виходів фотоядерної реакції $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$ можна застосовувати звичайне рівняння активації (4.8). А для визначення виходів реакції $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$, де кінцевим продуктом буде ядро в основному стані, нам знадобиться виведене вище рівняння активації (4.12) для генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів.

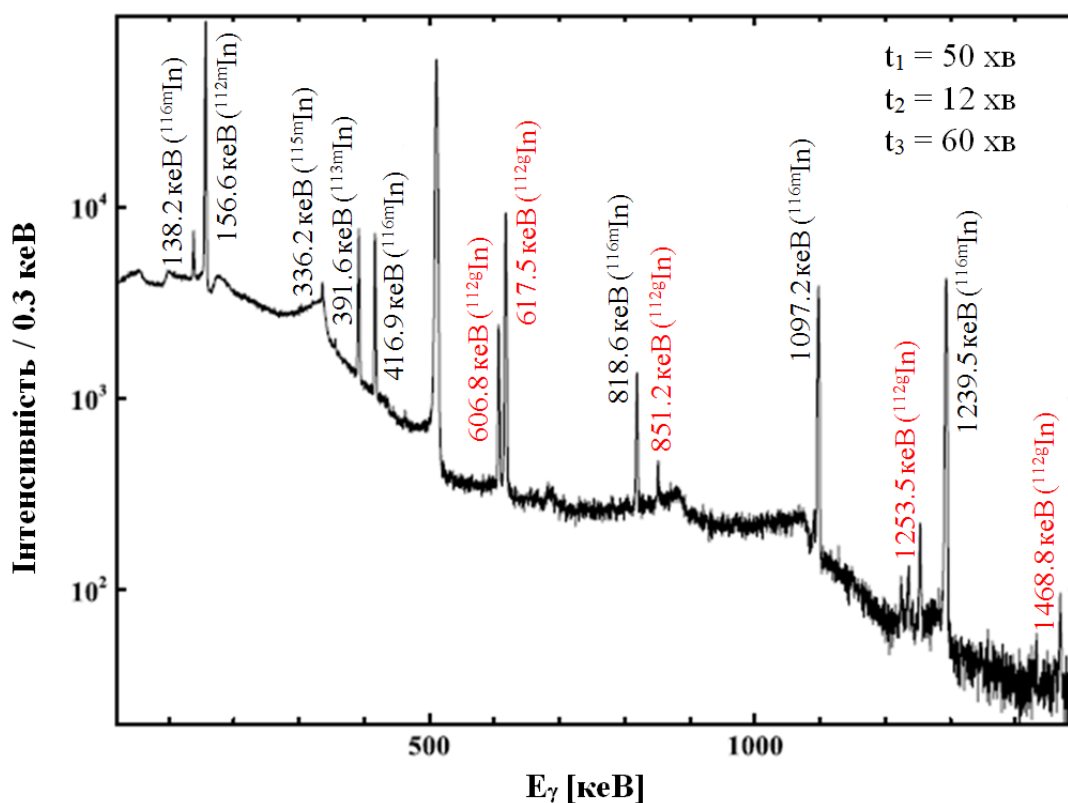


Рис. 5.11. Типовий спектр γ -променів від опроміненої потоком гальмієвого випромінювання 15 MeV збагаченої ізотопом ^{113}In мішені

Ми розрахували активаційні виходи утворення ізомерного стану у реакції $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$ в діапазоні кінцевих точок спектра E_γ гальмієвого випромінювання від 10 MeV до 15 MeV, використовуючи експериментально виміряні інтенсивності піків (рис. 5.11) і зазначені інтенсивності у базах даних [26, 27], $I_\gamma = 0.1333(16)$ для γ -переходу з енергією 156.6 keV та

застосовуючи традиційне рівняння активації (4.8). Ці дані зображені темними крапками на рис. 5.12.

З іншого боку, нам вдалося отримати експериментальні значення виходів Y_m , та Y_g , використовуючи γ -лінію з енергією 617.5 кеВ (як альтернативу, можна було використовувати й γ -лінію з енергією 606.8 кеВ, але ми обрали більш інтенсивну γ -лінію з кращою статистикою) і застосувала рівняння (4.12) для генетично пов'язаних радіонуклідів. I_γ для 617.5 кеВ дорівнює 0.067 (альтернативно I_γ для 606.8 кеВ – 0.016) [26].

Значення виходу реакцій з утворенням ізомерного стану Y_m , що ми отримали другим методом, показано світлими кружечками на рис. 5.12.

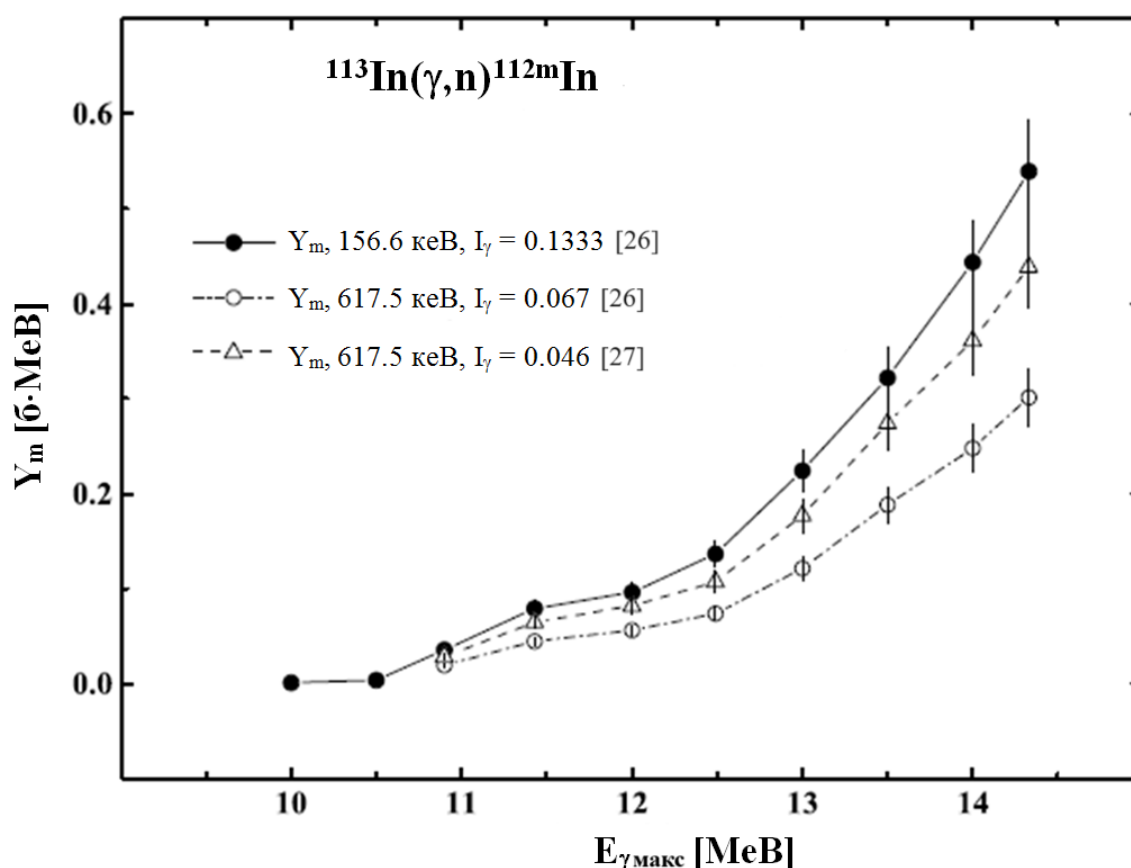


Рис. 5.12. Вихід фотоактивації ізомерного стану ^{112m}In в залежності від кінцевої енергії гальмівного випромінення E_γ , визначений за допомогою

традиційного рівняння активації (4.8) з використанням базових даних для значення інтенсивності γ -переходу з енергією 156.6 кеВ ($I_\gamma = 0.1333$ [26])-(●) та з рівнянням активації (4.12) для генетично пов'язаних пар та з використанням базових даних значень інтенсивності γ -переходу з енергією 617.5 кеВ ($I_\gamma = 0.067$ [26])-(○) та $I_\gamma = 0.046$ [27]-(Δ)

Можна спостерігати значну розбіжність результатів, оброблених двома описаними способами. Крім того, використовуючи базове значення I_γ для γ -переходу з енергією 617.5 кеВ = 0.046 [27] для розрахунку активаційного виходу фотоядерної реакції $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ за допомогою рівняння (4.12) (світлі трикутники на рис. 5.12) також не узгоджуються з результатами, отриманими за допомогою традиційного рівняння активації (4.8).

На основі цих спостережень, було проаналізовано криві розпаду ізомерної пари $^{112\text{m,g}}\text{In}$ при трьох кінцевих енергіях спектра гальмівного випромінювання (рис. 5.13): $E_{\gamma \text{ max}} = 12.5$ МеВ (верхня панель), $E_{\gamma \text{ max}} = 14.0$ МеВ (середня панель) та $E_{\gamma \text{ max}} = 15.0$ МеВ (нижня панель).

Криві розпаду ізомерного переходу з енергією 156.6 кеВ є звичайними експонентами з періодом напіврозпаду, що відповідає значенню $T_{1/2} = 20.67$ хвилин на всіх трьох панелях, тоді як форми часових залежностей інтенсивностей γ -піків з енергіями 606.8 кеВ та 617.5 кеВ зумовлені накопиченням і розпадом від обох членів ізомерної пари $^{112\text{m,g}}\text{In}$. Аналіз кривих накопичення та розпаду стану $^{112\text{g}}\text{In}$ методом найменших квадратів дає середньозважене значення 0.039(4) для інтенсивності γ -переходу з енергією 617.5 кеВ та 0.0087(9) для інтенсивності γ -переходу з енергією 606.8 кеВ. Ці значення помітно відрізняються від даних, що наведені у базі даних [27], тоді як співвідношення цих величин залишається незмінним у межах похибок.

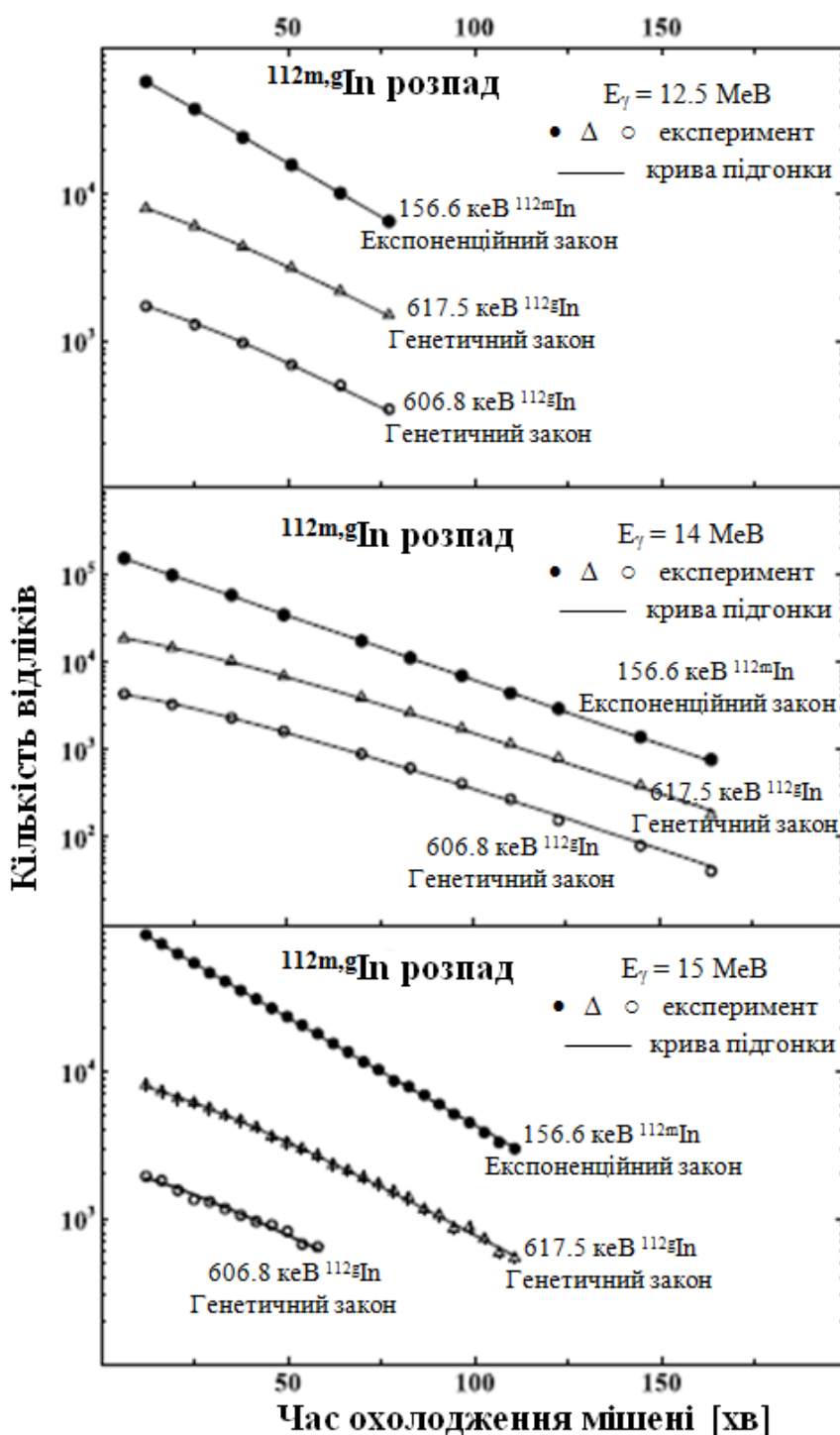


Рис. 5.13. Криві розпаду, що побудовані на основі інтенсивностей γ -ліній з енергіями 156.6 кеВ (\bullet) від розпаду ізомеру ^{112m}In та γ -ліній 606.8 кеВ (\circ) і 617.5 кеВ (Δ) від розпаду основного стану ^{112g}In , виміряних через регулярні інтервали часу

Слід зазначити, що нам необхідно мати надійні значення періодів напіврозпаду обох станів ізомерної пари $^{112m,g}\text{In}$, якщо ми хочемо отримати правильні значення інтенсивностей γ -переходів за допомогою процедури підгонки кривої накопичення – розпаду. Ці значення періоду напіврозпаду були визначені раніше [26] на основі виміряних енергетичних рівнів (див. пункт 1.3), а період напіврозпаду ядра ^{112g}In був додатково визначений за допомогою аналізу кривої розпаду в реакції $^{112}\text{Cd}(p,n)^{112}\text{In}$ [87] з використанням пучка протонів від прискорювача Ван де Граафа з точною фіксованою енергією, при якій утворювався тільки основний стан ядра-продукта без заселення ізомерного стану.

Низькі значення інтенсивності I_γ для γ -переходів з енергіями $X = 851.2, 1253.5$ і 1468.8 кеВ ускладнюють побудову відповідних кривих накопичення-розпаду, що обумовлено дуже коротким часом вимірювання, щоб визначити їх з наших експериментальних даних за допомогою процедури підгонки. Замість цього, використовуючи інтегрований спектр γ -променів, виміряний протягом 60 хвилин, вони були розраховані з площ найсильніших піків S_γ (617.5 кеВ) відповідно до співвідношення:

$$I_\gamma(X \text{ кеВ}) = \frac{S_\gamma^{\text{експер}}(X \text{ кеВ})}{S_\gamma^{\text{експер}}(617.5 \text{ кеВ})} \cdot \frac{\varepsilon(617.5 \text{ кеВ})}{\varepsilon(X \text{ кеВ})} I_\gamma(617.5 \text{ кеВ}), \quad (5.3)$$

де ε – ефективність детектора реєстрації відповідного γ -проміння.

Результуючі значення I_γ цих переходів разом зі значеннями I_γ γ -переходів з енергіями 606.8 і 617.5 кеВ (вказані у відсотках) наведено в правій колонці таблиці 5.2 і порівнюються зі значеннями [27] (середня колонка).

Таблиця 5.2

Базові значення (середня колонка) і наші нові дані (права колонка) значення інтенсивностей (на 100 розпадів) п'яти найсильніших γ -переходів при радіоактивному розпаді $^{112}\text{gIn} \rightarrow ^{112}\text{Cd}$

E_γ [кеВ]	I_γ [%]	
	ENSDF [27]	Наші дані [2]
606.8	1.6(6)	0.87(9)
617.5	6.7(25)	3.9(4)
851.2	0.21(8)	0.12(2)
1253.5	0.31(12)	0.17(3)
1468.8	0.11(4)	0.076(12)

Загальну похибку для інтенсивностей γ -переходів розраховували як середньоквадратичне значення основних похибок, до яких відноситься: фотоефективність детектора (3%), статистична похибка (0.5–3%), похибка у підсумовуванні каскадних переходів (до 4%) і похибка періоду напіврозпаду (0.4–1.2%). Зазвичай загальна похибка знаходилась в межах (7–13%).

Визначені вище, коректно розраховані значення інтенсивності для найпотужнішого γ -переходу з енергією 617.5 кеВ було використано для розрахунку незалежних виходів фотоактивації ізомерного та основного станів реакції $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m,g}}\text{In}$. Вони показані на рис. 5.14 разом з повним виходом.

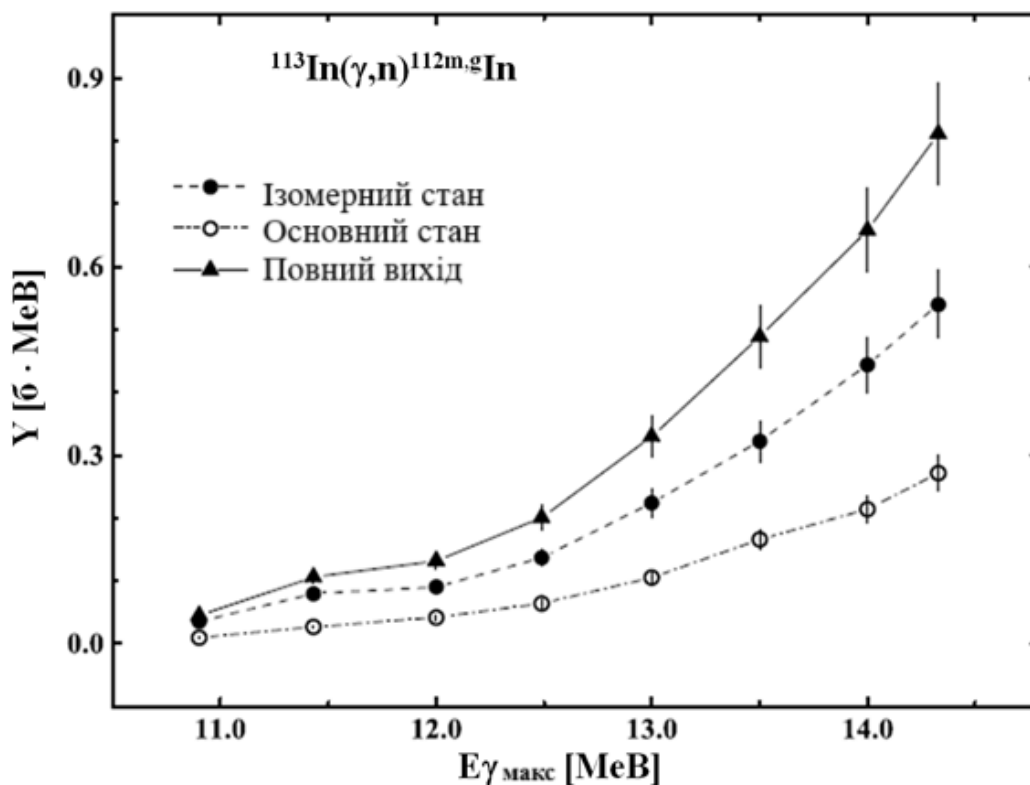


Рис. 5.14. Виходи фотонейтронних реакцій $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m, g}\text{In}$ з утворенням ізомерного (●) та основного (○) станів та повного (▲) виходу

На рис. 5.15 представлені залежності індивідуальних інтегральних виходів Y_m та Y_g від максимальної енергії гальмівного випромінювання (точки на графіку – експериментальні дані, криві – теоретичні розрахунки із застосуванням комп'ютерного коду TALYS [35]).

Стосовно виходів фотоядерної реакції $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, у якій утворюється ізомерний стан у ядрі ^{112}In , то найбільш відповідна комбінація моделей густини ядерних рівнів та радіаційної силової функції, як показали теоретичні розрахунки, є модель постійної температури та Фермі-газу для густини ядерних рівнів [77, 78] та модель Хартрі-Фока для радіаційної силової функції [82].

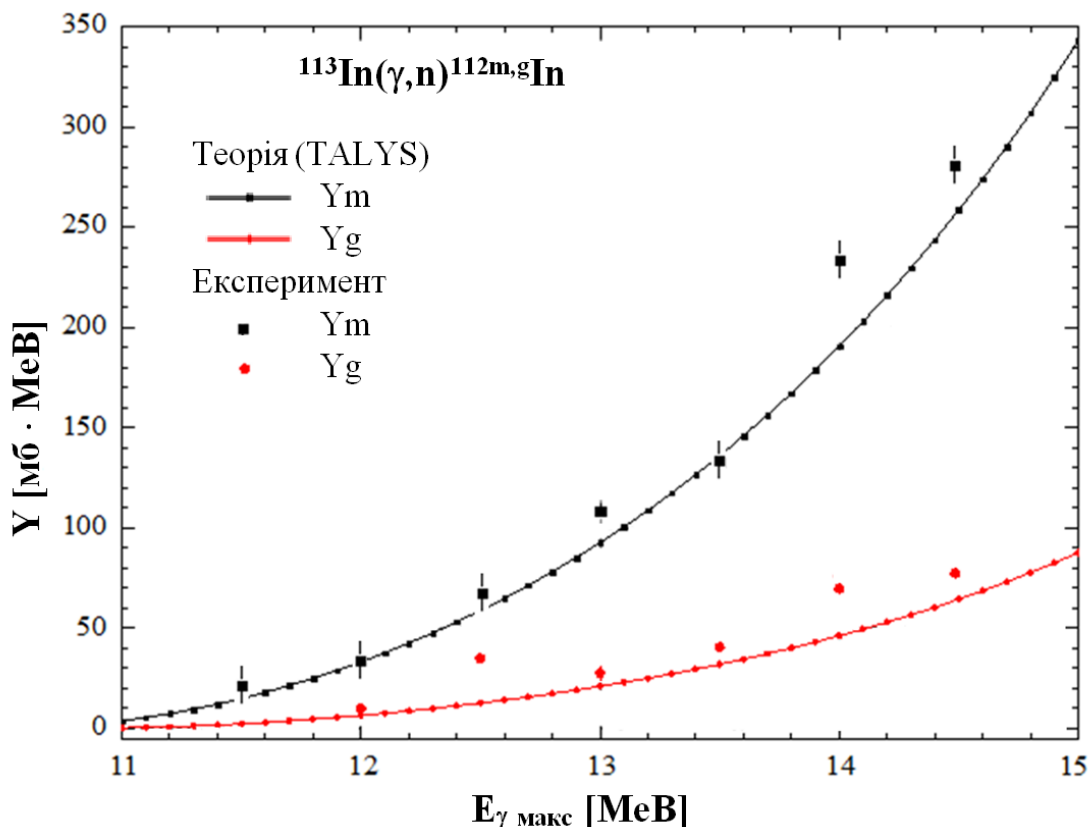


Рис. 5.15. Порівняння значень експериментально виміряних парціальних виходів Y_m та Y_g з теоретичними розрахунками комп'ютерного коду TALYS [35]

Роблячи висновки щодо фотоядерної реакції $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$, у якій утворюється основний стан у ядрі ^{112}In , то найкращими теоретичними моделями є модель Фермі-газу для густини ядерних рівнів [77, 78] та модель лоренціана Брінка-Акселя для радіаційної силової функції [79, 80].

Отримані в експерименті результати, загалом задовільно узгоджуються з передбаченнями статистичної теорії ядерних реакцій [28] (комп'ютерний код TALYS [35]), проте напевно помітно, що теорія дещо недооцінює значення виходів утворення основного стану в ядрі ^{112}In .

Висновки до розділу 5

Результати, що наведені у цьому розділі доводять, що на сьогоднішній день, для розвитку ядерної фізики, астрофізики та спектроскопії обсяг експериментальних даних, які зберігаються у міжнародних базах ядерних даних є недостатнім, а деякі дані потребують корекції та оновлення. Тож результати дисертаційної роботи та вже опубліковані матеріали будуть сприяти збагаченню міжнародних баз ядерних даних та будуть скореговані деякі константи, що вже входять до цих баз та мають загальну вживаність.

У розділі наведені експериментально виміряні та пораховані виходи по фотоядерним реакціям $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$, від порогових енергій реакції до 14-15 MeV з кроком 0.5 MeV. Експериментальні дані зіставляються з результатами теоретичних розрахунків по статистичній теорії ядерних реакцій [28] та робляться висновки щодо відповідності та адекватності наявних теоретичних моделей. При теоретичних розрахунках основна увага приділялася двом параметрам, що входять до статистичної теорії ядерних реакцій, а саме: густині ядерних рівнів та радіаційній силовій функції. Для виходів кожної фотоядерної реакції була обрана більш прийнятна комбінація моделей при варіації вище описаних параметрів. Це необхідно для перевірки та вдосконалення чинної статистичної теорії [28] та її подальшої параметризації.

Окрім основних задач дисертації, що були поставлені на початку роботи, нами були отримані нові значення інтенсивностей для дев'яти найпотужніших γ -переходів, що супроводжують розпад ядра ^{111}Sn (окрім γ -лінії з енергією 537.2 кеВ). Отримані результати виявилися нижчими за значення, що наведені у базах [26, 27] на середньозважений коефіцієнт 1.38 (0.08). Стосовно інтенсивності для γ -переходів з енергією 537.2 кеВ, з

урахуванням різних внесків від (γ, n) та (γ, p) реакцій, це значення виявилось нижчим за базове [26, 27] на середньозважений коефіцієнт 1.47 (0.12). Щоб врахувати дві реакції, котрі сприяли утворенню ізомерного стану в ядрі ^{111}In , було проведено серію вимірювань з різним часом охолодження мішені та застосовано формулу активації для генетично пов'язаних радіоактивних ізотопів.

Говорячи про перерахунок значень інтенсивностей для γ -переходів, які супроводжують радіоактивний розпад ланцюжка $^{112g}\text{In} \rightarrow ^{112}\text{Cd}$, у цьому розділі детально описано спосіб отримання коректних значень інтенсивностей для γ -переходів, але він суттєво відрізняється від першого методу, що ми застосовували для ядра ^{111}Sn . Для цього випадку необхідно було вимірювати криві розпаду, що також наведені у розділі, та при подальшому їх аналізі зробити висновок про різницю значень інтенсивностей γ -переходів, котрі було пораховано з отриманих експериментальних даних, з тими, які наведені у міжнародних базах ядерних даних [26, 27]. Таблиці 5.1 та 5.2, що наводяться у розділі показують суттєву різницю між базовими значеннями інтенсивностей γ -переходів та отриманими в експерименті й вказують на факт некоректності деяких даних, що зараз є у загальному користуванні, які потребують корегування. Звернемо увагу, що вживані до теперішнього часу некоректні значення коефіцієнтів розгалуження для γ -переходів, що супроводжують радіоактивний розпад ядер ^{111}Sn та ^{112g}In , вносять певну помилку при розрахунках значень виходів або перерізів ядерних реакцій, виміряних активаційним методом. Тож, експериментальні роботи по вимірюванню різних ядерних реакцій, що призводять до утворення ядер ^{111}Sn або ^{112g}In , мають бути переглянуті та скореговані.

ВИСНОВКИ

Дисертаційна робота присвячена дослідженню процесу нуклеосинтезу деяких протон збагачених ядер (^{112}Sn , ^{114}Sn ^{113}In), котрі утворюються у зірках та міжзірковому просторі, шляхом експериментального вимірювання виходів фотоядерних реакцій на цих ядрах, що можливо здійснити в лабораторних умовах.

Ця задача представляє інтерес як з теоретичної точки зору, так і з практичної та прикладної. Отримані експериментальні дані важливі для параметризації та вдосконалення чинних теоретичних моделей ядерної фізики та спектроскопії. Значення виходів ядерних реакцій необхідні для астрофізичного моделювання процесів, що відбуваються у космосі, та які неможливо перевірити та відтворити у лабораторних умовах. Значення виходів, що отримані із застосуванням активаційної методики є важливими для медичної фізики та матеріалознавства.

Метою роботи було отримання нових експериментальних результатів по виходах фотоядерних $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ реакцій на магічних ядрах-мішенях, які в ядерній астрофізиці належать до групи так званих *p-ядер* (протон збагачених ядер), розуміння утворення та розповсюдженості яких на Землі та в Всесвіті викликає великі труднощі.

Для досягнення поставлених цілей були виконані наступні завдання:

- збір та аналіз опублікованих матеріалів та експериментальних даних по вже існуючим дослідженням ядер ^{112}Sn , ^{114}Sn та ^{113}In .
- проведена експериментальна частина, для виконання якої необхідно було освоїти обладнання, що використовувалось в ході експерименту

(підготовка плану опромінення, підготовка мішеней до опромінення; калібрування детекторів за енергією та ефективністю, робота з γ -спектрометром та напівпровідниковими Ge(Li) та HPGe детекторами);

- освоєна γ -активаційна методика, котра передбачає роботу з високоенергетичним радіаційним випромінюванням у період опромінення зразків та роботу з радіоактивними зразками під час вимірювань;
- проведені вимірювання та аналіз енергетичних γ -спектрів, котрі супроводжують розпад радіоактивних ядер (що вивчаються у роботі), після опромінення мішеней пучком гальмівних γ -квантів з енергіями налітаючих фотонів від порогових до 14-15 MeV;
- проведене комп'ютерне моделювання та теоретичні розрахунки, для яких необхідно було освоїти декілька пакетів комп'ютерного програмного забезпечення: Geant4 [32], TENDL [33], NON-SMOKER [34] та TALYS [35]. Також для теоретичних розрахунків застосовувався пакет Wolfram Mathematica.

У дисертаційній роботі отримані наступні нові результати:

- ✓ отримані повні або індивідуальні інтегральні виходи фотоядерних $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$ та $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ реакцій, та зіставлені з теоретичними передбаченнями статистичної теорії ядерних реакцій;
- ✓ визначені певні комбінації моделей параметрів (густини рівнів в ядрі та радіаційної силової функції), що найкраще описують отримані в експерименті дані. Це необхідно для параметризації статистичної моделі ядерних реакцій;

- ✓ перевірені деякі спектроскопічні дані, що можливо отримати в ході експерименту, та котрі вже внесені до міжнародних ядерних баз даних для загального користування (періоди напіврозпаду, енергії збуджених рівнів, енергії γ -переходів, що розряджають збуджені стани ядра та коефіцієнти розгалуження цих γ -переходів);
- ✓ перераховані коректні значення інтенсивностей для γ -переходів у ядрі ^{111}Sn , що є додатковим результатом у дисертаційній роботі. Виходячи з цього, попередньо виміряні перерізи або виходи різних ядерних реакцій, що утворюють ядро ^{111}Sn , повинні бути повністю переглянуті та проаналізовані;
- ✓ наступним додатковим результатом у роботі є перераховані коректні значення інтенсивностей для γ -переходів у ядрі ^{112g}In . Базуючись на отриманому, чисельні ядерні дані в міжнародних базах даних терміново потребують перегляду.

Отже, отримані у дисертаційній роботі дані можуть бути використані у багатьох прикладних задачах, але найважливішим є те, що отримані результати та висновки, зроблять внесок у вирішення однієї з важливих проблем сучасної астрофізики – питання синтезу та розповсюдженості протон збагачених ядер у зірках, зірковій плазмі та міжзірковому просторі.

ПОДЯКИ

Хочу висловити щиру та глибоку повагу моєму науковому керівнику – доктору фізико-математичних наук, професору, академіку НАН України Шульзі Миколі Федоровичу за всебічну підтримку та набуті знання.

Вдячна моїм колегам та експериментальній групі прискорювача ЛПЕ-300 Національного Наукового Центру “Харківський фізико-технічний інститут” за плідну роботу та отриманий досвід. Щирі слова пошани хочу висловити науковому співробітнику Лабораторії прискорювача ЛПЕ-300 Шопену Олегу Олександровичу, котрий наразі боронить нашу свободу та незалежність в лавах Збройних Сил України. Низький уклін кожному воїну за стійкість та подвиги, за можливість жити та за наше майбутнє.

Велика подяка співавторам наукових публікацій, співробітникам Інституту фізики високих енергій та ядерної фізики: Скакуну Євгену Олександровичу, Семісалову Ігорю Леонідовичу та Карпусю Степану Геннадійовичу за повсякчасну допомогу, ефективну співпрацю та слухні поради.

Окремі теплі слова вдячності висловлюю доктору фізико-математичних наук, заслуженому професору Бережному Юрію Анатолійовичу за абсолютний професіоналізм, щиру та неупереджену підтримку та невичерпну мудрість.

Висловлюю вдячність Онищенко Геннадію Михайловичу, Трофименко Сергію Валерійовичу, Кирилліну Ігорю Володимировичу, Кузнєцову Пилипу Едуардовичу, Наумовцю Артему Сергійовичу, Трутню Івану Валентиновичу та Арсланалієву Адаму Мурадовичу за професіоналізм, своєчасну допомогу та ділення досвідом.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. A. V. Chekhovska, I. L Semisalov., V. I. Kasilov, Ye. O. Skakun. Stellar Nucleosynthesis: Experimental Yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, \text{g}}\text{In}$ Reactions for p-Nuclei Production Simulation // Springer Proceedings in Physics, 2019. Vol. 219. P. 301–305.
2. I. Semisalov, A. Chekhovska, Ye. Skakun, S. Karpus, V. Kasilov. Intensities of the strongest γ -ray transitions originating from the $^{112\text{g}}\text{In}$ decay determined via photoactivation yield measurements // Applied Radiation and Isotopes, 2021. Vol. 176. Article number 109843.
3. A. Chekhovska, Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov. Intensities of the γ -ray emissions following the ^{111}Sn decay determined via photonuclear reaction yield measurements // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2022. Vol. 517. P. 1-5.
4. Чеховська А. В., Скакун Є. О. Вивчення схеми β -розпаду радіоактивного ядра ^{111}Sn // Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 105-річчя О. І. Ахієзера. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. 8 листопада 2016 р. : тези доп., Харків, 2016. С. 61-62.
5. Чеховська А. В., Скакун Є. О. Інтегральні перерізи фотоядерних реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ для моделювання γ -сценарію зіркового нуклеосинтезу // XV конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 21-24 березня 2017. : тези доп., Харків, 2017. С. 44-45.

6. Чеховська А. В., Скакун Є. О. Експериментальні перерізи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ для моделювання γ -сценарію нуклеосинтезу в зірках // Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 55-річчя Фізико-технічного факультету. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. 24 листопада 2017 р. : тези доп., Харків, 2017. С. 75-76.
7. Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov, A. Chekhovska. Cross sections of the bremsstrahlung (γ, n)-reactions on the magic p-nuclei ^{112}Sn and ^{114}Sn // 6th P-process Workshop. University of Notre Dame, Notre Dame. June 29th - July 1st, 2017. : abstract, IN, USA, 2017. P. 17.
8. А. В. Чеховська, І. Л. Семісалов, В. І. Касілов, Є. О. Скакун. Інтегральні виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ для дослідження γ -процесу нуклеосинтезу в зірках // International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, 23-26 May 2017. : тези доп., Uzhgorod, 2017. P. 39-40.
9. Чеховська А. В., Семісалов І. Л., Касілов В. І., Скакун Є. О. Експериментальні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m, g}\text{In}$ для дослідження γ -процесу нуклеосинтезу в зірках // XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 20-23 березня 2018 р. : тези доп., Харків, 2018. С. 51-52.
10. Семісалов І. Л., Чеховська А. В., Касілов В. І., Скакун Є. О. Функции возбуждения реакций $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112m}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112g}\text{In}$ в области энергий γ -квантов от порога до 14 МэВ // XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий

центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 20-23 березня 2018 р.
: тези доп., Харків, 2018. С. 52.

11. A. V. Chekhovska, I. L. Semisalov, V. I. Kasilov and Ye. O. Skakun. Stellar Nucleosynthesis: Experimental Yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m.g}}\text{In}$ Reactions for p-Nuclei Production Simulation // The 15th International Symposium on Nuclei in the Cosmos. Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy. 24-29 June, 2018. : proceedings, Italy, 2018. P. 301-305.
12. A. Chekhovska, L. Semisalov, V. Kasilov, Ye. Skakun. Activation bremsstrahlung yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m.g}}\text{In}$ reactions and the following ^{111}Sn decay γ -ray branching coefficients // The Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Structure and Decay Data: Theory, Experiment and Evaluation. The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy. 15-26 October 2018. : abstract, Italy, 2018. P. 17-18.
13. А. В. Чеховская, Е. А. Скакун, И. Л. Семисалов, В. И. Касилов. Интегральные сечения фотоядерной реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ для моделирования γ -процесса звездного нуклеосинтеза // XVII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. Харків. 26-29 березня 2019 р. тези доп., Харків, 2019. С. 47-48.
14. А. В. Чеховська, Є. О. Скакун, І. Л. Семісалов, В. І. Касілов. Експериментальні виходи фотонуклонних ядерних реакцій на магічних ядрах ^{112}Sn та ^{114}Sn для моделювання γ -процесу зіркового нуклеосинтезу // International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, 21-24 травня 2019 р. : тези доп., Ужгород, 2019. С. 99-100.

15. A. Chekhovska, Ye. Skakun, I. Semisalov and V. Kasilov. Experimental yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{gIn}$ and $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ reactions for the p-nuclei production simulation // 9th European Commission Conferences on EURATOM Research and Training in Safety of Reactor Systems and Radioactive Waste Management (FISA 2019 & EURADWASTE'19). 4-7 June 2019. : poster, abstract, Pitesti, Romania, 2019. P. 108.
16. A. Chekhovska, Ye. Skakun, V. Kasilov, I. Semisalov. Experimental yields of photonucleon nuclear reactions of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{gIn}$ and $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ reactions for the modeling γ -process for the p-nuclei formation in stars // 7th P-process Workshop. Serralunga d'Alba, 23-27 September 2019, abstract, Italy, 2019. P. 18.
17. A. Chekhovska, N. Shul'ga. Experimental yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{gIn}$ reactions for p-nuclei production simulation // Joint International Conference “Functional Materials and Nanotechnologies” and “Nanotechnology and Innovation in the Baltic Sea region” - FM&NT – NIBS 2022. 3-6 July 2022, Riga, Latvia. Abstract p. 130.
18. A. Chekhovska. Experimental studies of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ reactions for p-nuclei production simulation // COST Action 17126 TUMIEE Workshop and Management Committee meeting. 18 July 2022, Heraklion, Crete, Greece.
19. Ye. Skakun, I. Semisalov, I. Goncharov, S. Karpus, A. Chekhovska // Photoneutron activation yields on the ^{118}Sn and ^{124}Sn tin isotope nuclei at the near-threshold energy range. XXI Conference of high energy physics and nuclear physics. April 2023, Kharkiv, Ukraine. Abstract p. 29-30.
20. I. Semisalov, Ye. Skakun, S. Karpus, A. Chekhovska // Influence of cascade transitions on determination of a sample radioactivity by the gamma-

- spectrometry method. XXI Conference of high energy physics and nuclear physics. April 2023, Kharkiv, Ukraine. Abstract p. 31.
21. A. Chekhovska, D. Chvátíl, T. Krasta, I. Krausova, V. Olšanský, D. Riekstiņa. Photoactivation study of ^{163}Tb β -decay // Eleventh International Conference on Radiation, Natural Sciences, Medicine, Engineering, Technology and Ecology, RAD 2023 Conference. 19-23 June 2023, Herceg Novi, Montenegro. Abstract p. 216.
 22. CHEKHOVSKA Anastasiia, KRASTA Tamara, RIEKSTIŅA Daina, SKAKUN Yevgen, SEMISALOV Igor, CHVÁTIL David. Experimental integral cross-sections of photonuclear reactions on proton-rich ^{113}In and ^{114}Sn nuclei for cosmic nucleosynthesis modelling // The 17th international symposium on Nuclei in the Cosmos, NIC-XVII. Institute for Basic Science, Daejeon, South Korea. 9-22 September 2023. Abstract ID 137.
 23. Singh B., Basunia M.S., Martin M., McCutchan E.A., Bala I., Caballero-Folch R., Canavan R., Chakrabarti R., Chekhovska A., Grinder M.M., Kaim S.I., Kanjilal D., Kasperovych D., Kobra M.J., Koura H., Nandi S., Olacel A., Singh A., Tee B.P.E. Nuclear Data Sheets for A=218 // Nuclear Data Sheets, 2019. Vol. 160. P. 405–471.
 24. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle. Synthesis of the Elements in Stars // Rev. Mod. Phys. 1957. Vol. 29. P. 547-650.
 25. S. E. Woosley, W. M. Howard. The p-process in supernovae // The Astrophysical Journal Supplement, 1978. Vol. 36. P. 285–304.
 26. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
 27. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
 28. W. Hauser and H. Feshbach. The Inelastic Scattering of Neutrons // Phys. Rev. v. 87, 1952. P. 366-373.

29. M. Arnould, S. Goriely. The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status // *Physics Reports* 384, 2003. P. 1-84.
30. T. Rauscher. Origin of the p-Nuclei in Explosive Nucleosynthesis // *Proceedings of Science* , 2010. P. 59-69.
31. P. Mohr, K. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges. Experimental simulation of a stellar photon bath by bremsstrahlung: the astrophysical γ -process // *Phys. Lett., B* 488, 2000. P. 127-130.
32. <https://geant4.web.cern.ch/>
33. https://tendl.web.psi.ch/tendl_2019/tendl2019.html
34. T.Rauscher, F. K. Thielmann, Astrophysical Reaction Rates From Statistical Model Calculations // *ADNDT* (1), 2004. P. 80.
35. A. J. Koning, S. Hilaire and M. C. Duijvestijn, “TALYS-1.0”, 2008. P. 211.
36. Richard H. Cyburt, Brian D. Fields, Keith A. Olive, Tsung-Han Yeh. Big bang nucleosynthesis: Present status // *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*, 2016. Vol. 88(1). Article number 015004.
37. Cameron A. G. W.. Stellar Evolution // *Nuclear Astrophysics and Nucleogenesis* (Chalk River Rep. AECL; Chalk River, ON: Atomic Energy of Canada, Ltd.), 1957. CRL-41.
38. Hillebrandt W., Beta-decay half-lives of new neutron-rich chromium-to-nickel isotopes and their consequences for the astrophysical r-process // *Space Sci. Rev*, 1978. Vol. 21. P. 639.
39. Mathews G. J., & Cowan J. J., New insights into the astrophysical r-process // *Nature*, 1990. Vol. 345. P. 491.

40. Cowan J. J., Thielemann F.-K., & Truran J. W., Astrophysical Reaction Rates From Statistical Model Calculations // Phys. Rep., 1991. Vol. 208. P. 267.
41. Rayet M, El Eid M, The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis // Arnould M. In Nuclei in the Cosmos, ed. F Kappcler, K Wisshak, 1992. P. 613.
42. Rayet M, Prantzos N, Arnould M. Astron. The p-process revisited // Astrophys, 1990. P. 227-271.
43. Prantzos N, Hashimoto M, Rayet M, Arnould M. Astron. The p-process in Type II supernovae // Astrophysics, 1990. P. 238-455.
44. V. M. Mazur, Z. M. Bigan & D. M. Symochko. Excitation of ^{109}Pd and ^{112}In nuclear isomers in (γ, n) reactions // Physics of Particles and Nuclei Letters, 2008. Vol. 5. P. 374–378.
45. S. R. Palvanov. Excitation of isomeric states in the (γ, n) , $(n, 2n)$, and $(\gamma, 2n)$ reactions on the ^{113}In nucleus // Physics of Atomic Nuclei, 2014. Vol. 77. P. 35–38.
46. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong. Study of the Isomeric Ratios in Photonuclear Reactions on Natural Indium Induced by Bremsstrahlung with End-point Energies in the Giant Dipole Resonance Region // Physics of Particles and Nuclei Letters, 2013. Vol. 10, issue. 4. P. 340.
47. V. P. Burminsky, V. P. Burminsky, O. D. Kovrigin. Decay of ^{109}Sn and ^{111}Sn // Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz., 1981. Vol. 45. P. 123-133.
48. J. Rivier, R. Moret. Etude de la Desintegration $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$ // Comp. Rend., 1969. Vol. 268B. P. 349.
49. J. Rivier, R. Moret. Systematic results for the isotopes In, Cd, and Ag // C. R. Acad. Sci., 1971. Vol. 272. P. 1022.

50. V. R. Burmistrov, V. A. Shilin. Investigation of the Excited States of ^{115}Sb , ^{117}Sb , and ^{119}Sb by the Anticoincidence Method // *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, 1973. – 36. P. 2499-2508.
51. Jean Blachot. Nuclear Data Sheets for A = 111 // *Nuclear Data Sheets*, 2009. Vol. 110. P. 1334-1365.
52. M. E. J. Wigmans, R. J. Heynis, P. M. A. van der Kam, and H. Verheul. Decay of $^{111,112,113,114,115}\text{Sb}$ // *Phys. Rev. C.*, 1976. Vol. 14. P. 229.
53. R. Wigmans. The Decay of Some Neutron-Deficient Sb and Te Nuclei. Studied with Isotope Separated Sources Radioactivity $^{112,113,114,115}\text{Sn}$, $^{112,113,114,115,115m}\text{Te}$; measured E_γ , I_γ , $T_{1/2}$, $\gamma\gamma$ -coin; deduced ICC, log ft. $^{112,113,114,115}\text{Sn}$, $^{112,113,114,115}\text{Sb}$ deduced levels, J, π // Thesis, Vrije Universitat, Amsterdam, 1975. P. 65.
54. Jean Blachot. Nuclear Data Sheets for A = 113 // *Nuclear Data Sheets*, 2005. – 111(6). P. 1471–1618.
55. Skakun Ye. Launch of proton reaction cross section investigation for astrophysical needs at KIPT // *Proc. of the 2-nd International Conference “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy”* / Ed. by I. N. Vishnevski et al. KINR, 2009. P. 482 - 488.
56. Utsunomiya H., Mohr P., Zilges A., Rayet M. Direct determination of photodisintegration cross sections and the p-process // *Nucl. Phys.*, 2006. Vol. A 777. P. 459 - 478.
57. Nair C. et al. Photodisintegration studies on p-nuclei: the case of Mo and Sm isotopes // *J. Phys. (London)*, 2008. Vol. G35. Article 014036.
58. <http://nuclear-astrophysics.fzk.de/kadonis/>
59. Gilbert A., and A. G. W. Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // *Can. J. Phys.*, 1965. Vol. 43. P. 1446-1496.

60. Малышев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969.
61. Sergio Ciattaglia; Gianfranco Federici; Luciana Barucca; Alessandro Lampasi; Simone Minucci; Ivo Moscato. The European DEMO fusion reactor: Design status and challenges from balance of plant point of view // IEEE International Conference on Environment and Electrical Engineering and 2017 IEEE Industrial and Commercial Power Systems Europe (EEEIC / I&CPS Europe), 2017. P. 1-6.
62. F. Faccio; G. Blanchot; C. Fuentes; S. Michelis; S. Orlandi; S. Saggini; I. Troyano. FEAST2: A Radiation and Magnetic Field Tolerant Point-of-Load Buck DC/DC Converter // IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW), 2014. P. 1-7.
63. H. Bethe and W. Heitler. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons // Proceedings of the royal society A., 1934. Vol. 146. P. 84.
64. W. Heitler. The Quantum Theory of Radiation: Third Edition // Dover Books on Physics, 1936. P. 464.
65. A. Sommerfeld. Quantum Aspects of the Joule-Lenz Law // Atombau und Spektrallinien. Vieweg, Braunschwei, 1939. Vol. 2. 2nd Edition. P. 583.
66. L. I. Schiff. Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung // Phys. Rev., 1951. Vol. 83. P. 252.
67. Handel Davies, H. A. Bethe, and L. C. Maximon. Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. II. Integral Cross Section for Pair Production // Phys. Rev., 1954. Vol. 93. P. 788.
68. В. И. Касилов, А. Ю. Буки, С. П. Гоков, С. С. Кочетов, К. С. Кохнюк, Л. А. Махненко, П. Л. Махненко, И. В. Мельницкий, В. Ф. Попов, И. Л. Семисалов, О. А. Шопен, В. М. Хвастунов. Канал вывода пучка электронов с энергией до 30 МэВ для исследования фото- и

- электроядерных реакций // Вісник Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна, серія фізична “Ядра, Частинки, Поля”, 2010. № 916, вип. 3 (47). С. 78-81.
69. <https://www.mirion.com/products/genie-2000-basic-spectroscopy-software>.
70. Вишне夫斯基 И. Н., Желтоножский В. А., Зелинский А. Г. и др. Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. Київ, 1999. С. 60.
71. K. Y. Hara, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, S. Hohara, T. Kaihori, A. Makinaga, H. Utsunomiya, H. Toyokawa, K. Yamada. Measurements of the $^{152}\text{Sm}(\gamma, n)$ cross section with laser-compton scattering γ -rays and the photon difference method // Jour. of Nuclear Science and Technology, 2007. Vol. 44. P. 938-945.
72. F. Kitatani, H. Harada, S. Goko, H. Utsunomiya, H. Akimune, H. Toyokawa, and K. Yamada. Measurement of ^{76}Se and $^{78}\text{Se}(\gamma, n)$ cross sections // Jour. of Nuclear Science and Technology, 2011. Vol. 48. P. 1017-1024.
73. O. Itoh, H. Utsunomiya, H. Akimune, T. Kondo, M. Kamata, T. Yamagata, H. Toyokawa, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, C. Nair, Y.-W. Lui. Photoneutron cross sections for Au revisited: measurements with laser Compton scattering γ -rays and data reduction by a leastsquares method // Jour. of Nuclear Science and Technology, 2011. Vol. 48. P. 834-840.
74. Knoll G. Book, Radiation Detection and Measurement, 3rd Edn. John Wiley and Sons, Inc., New York, 2000. P. 116–119.
75. О. І. Лендел, О. О. Парлаг, В. Т. Маслюк. Напівемпіричне описання абсолютної ефективності Ge(Li)- та HPGe- детекторів для фотоподільних експериментів // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія фізика, 2009. Сер. 25. С. 95-99.

76. C. M. Perey, F. G. Perey. Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975 // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1976. Vol. 17, Issue 1. P. 1-101.
77. Gilbert, A., and A.G.W. Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // *Can. J. Phys.*, 1965. Vol. 43. P. 1446-1496.
78. Малышев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер // М.: Атомиздат, 1969. С. 1-144.
79. Brink D. *Some Aspects of the Interaction of Light with Matter*. University of Oxford, 2017.
80. Peter Axel. Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-Mev Photon Interactions // *Phys. Rev.*, 1962. Vol. 126. P. 671.
81. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова. Оцененные сечения реакций $\sigma(\gamma, nX)$ и $\sigma(\gamma, 2nX)$ на изотопах олова $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, 2010. Том 74. С. 875-883.
82. S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning. Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method // *Phys. Rev. C.*, 2008. Vol. 78. Article number 064307.
83. Skakun, E., Klyucharev, A., Rakivnenko, Y., Romanii, I. Excitation functions of (p,n)- and (p,2n)-reactions on cadmium isotopes // *Bull. Russian Acad. Sci. Phys.*, 1975. Vol. 39 (1). P. 18.
84. Wasilevsky C., De La Vega Vedoya M., Nassiff S. Excitation functions for (α, xn) reactions on ^{107}Ag and ^{109}Ag // *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 1985. Vol. 89. P. 531.

85. Junhua Luo, Li Jiang, Suyuan Li. Activation Cross Section and Isomeric Cross-Section Ratio for the (n,2n) Reaction on $^{113,115}\text{In}$ // Nuclear Science and Engineering, 2017. Vol. 188(3). P. 1-9.
86. V. I. Zhaba, I. I. Haysak, A. M. Parlag, V. S. Bohinyuk, M. M. Lazorka. Energy dependence of cross section of photonuclear reactions on indium isotopes // Problems of Atomic Science and Technology, 2018. Vol. 3 (115). P. 155-158.
87. Adachi, A., Muroi, A., Matsuzaki, T., Taketani, H.. Low-lying states in ^{112}In // Zeitschrift Phys. A Atoms Nuclei, 1980. Vol. 295. P. 251-258.

ДОДАТОК А.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Публікації у періодичних наукових виданнях країн, які входять до Організації економічного співробітництва та розвитку, що входять до міжнародної наукометричної бази SCOPUS

1. **A. V. Chekhovska**, I. L Semisalov., V. I. Kasilov, Ye. O. Skakun. Stellar Nucleosynthesis: Experimental Yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, \text{g}}\text{In}$ Reactions for *p*-Nuclei Production Simulation // Springer Proceedings in Physics, 2019. Vol. 219. P. 301–305.

DOI: 10.1007/978-3-030-13876-9_52.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналіз даних наукової літератури, проведення вимірювань, інтерпретація результатів, підготовка графічних матеріалів та участь у написанні статті).

2. I. Semisalov, **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, S. Karpus, V. Kasilov. Intensities of the strongest γ -ray transitions originating from the $^{112\text{g}}\text{In}$ decay determined via photoactivation yield measurements // Applied Radiation and Isotopes, 2021. Vol. 176. Article number 109843.

DOI: 10.1016/j.apradiso.2021.109843.

Impact Score (IS) 1.76. Quartile Q3.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналіз попередніх експериментальних даних у науковій літературі, підготовка дослідницьких мішеней та плану

експерименту, аналіз отриманих результатів, участь у написанні та редакції статті).

3. **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov. Intensities of the γ -ray emissions following the ^{111}Sn decay determined via photonuclear reaction yield measurements // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2022. Vol. 517. P. 1-5.

DOI: 10.1016/j.nimb.2022.02.004.

Impact Score (IS) 1.37. Quartile Q2.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналіз попередніх експериментів, що опубліковані в наукових виданнях іншими дослідницькими групами, підготовка плану експерименту, аналіз та інтерпретація експериментальних результатів, теоретичні розрахунки, участь у написанні та редакції статті).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

4. **Чеховська А. В.**, Скакун Є. О. Вивчення схеми β -розпаду радіоактивного ядра ^{111}Sn // Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 105-річчя О. І. Ахієзера. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. 8 листопада 2016 р : тези доп., Харків, 2016. С. 61-62.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детектору, збір спектрів, аналіз результатів, написання тез).

5. **Чеховська А. В.**, Скакун Є. О. Інтегральні перерізи фотоядерних реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ для моделювання γ -сценарію зіркового нуклеосинтезу // XV конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 21-24 березня 2017. : тези доп., Харків, 2017. С. 44-45.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детектору, обробка спектрів, отримання та аналіз результатів, написання тез).

6. **Чеховська А. В.**, Скакун Є. О. Експериментальні перерізи фотоядерних реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ для моделювання γ -сценарію нуклеосинтезу в зірках// Студентська наукова конференція з прикладної фізики “Актуальні проблеми сучасної фізики” до 55-річчя Фізико-технічного факультету. Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. 24 листопада 2017 р. : тези доп., Харків, 2017. С. 75-76.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту та мішеней, вимірювання та розшифровка енергетичних спектрів розпадних γ -квантів, аналіз результатів, написання тез).

7. Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov, **A. Chkhovska**. Cross sections of the bremsstrahlung (γ, n)-reactions on the magic p-nuclei ^{112}Sn and ^{114}Sn // 6th P-process Workshop. University of Notre Dame, Notre Dame. June 29th - July 1st, 2017. : abstract, IN, USA, 2017. P. 17.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детектору, збір спектрів, аналіз результатів).

8. **А. В. Чеховська**, І. Л. Семісалов, В. І. Касілов, Є. О. Скакун. Інтегральні виходи фотоядерної реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ для дослідження γ -процесу нуклеосинтезу в зірках // International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, 23-26 May 2017. : тези доп., Uzhgorod, 2017. P. 39-40.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту, збір розпадних спектрів та аналіз отриманих результатів, написання тез).

9. **Чеховська А. В.**, Семісалов І. Л., Касілов В. І., Скакун Є. О. Експериментальні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$ для дослідження γ -процесу зіркового нуклеосинтезу // XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 20-23 березня 2018. : тези доп., Харків, 2018. С. 51-52.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка дослідницьких та моніторних мішеней до опромінення, калібрування детектору, збір спектрів, аналіз результатів, написання тез).

10. Семісалов І. Л., **Чеховська А. В.**, Касілов В. І., Скакун Є. О. Функции возбуждения реакций $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{m}}\text{In}$, $^{113}\text{In}(\gamma, n)^{112\text{g}}\text{In}$ в области энергий γ -квантов от порога до 14 МэВ // XVI конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий

центр “Харківський фізико-технічний інститут”. 20-23 березня 2018. : тези доп., Харків, 2018. С. 52.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка дослідницьких мішеней, калібрування детектору, збір розпадних спектрів, аналіз отриманих результатів, теоретичні розрахунки).

11. **A. V. Chekhovska**, I. L. Semisalov, V. I. Kasilov and Ye. O. Skakun. Stellar Nucleosynthesis: Experimental Yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m.g}}\text{In}$ Reactions for p -Nuclei Production Simulation // The 15th International Symposium on Nuclei in the Cosmos. Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy. 24-29 June, 2018. : proceedings, Italy, 2018. P. 301-305.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, участь у постановці плану експерименту, підготовка дослідницьких мішеней, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

12. A. Chekhovska, L. Semisalov, V. Kasilov, Ye. Skakun. Activation bremsstrahlung yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m.g}}\text{In}$ reactions and the following ^{111}Sn decay γ -ray branching coefficients // The Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Structure and Decay Data: Theory, Experiment and Evaluation. The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy. 15-26 October 2018. : abstract, Italy, 2018. P. 17-18.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка плану експерименту та мішеней, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

13. **А. В. Чеховская**, Е. А. Скакун, И. Л. Семисалов, В. И. Касилов. Интегральные сечения фотоядерной реакции $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ для моделирования γ -процесса звездного нуклеосинтеза // XVII конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів”. Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”. Харків. 26-29 березня 2019. : тези доп., Харків, 2019. С. 47-48.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, участь у підготовці плану експерименту, калібрування детектору, збір розпадних спектрів та аналіз отриманих результатів, написання тез).

14. **А. В. Чеховська**, Є. О. Скакун, І. Л. Семісалов, В. І. Касілов. Експериментальні виходи фотонуклонних ядерних реакцій на магічних ядрах ^{112}Sn та ^{114}Sn для моделювання γ -процесу зіркового нуклеосинтезу // International Conference of young scientists and post-graduates. Institute of Electronic Physics. Uzhgorod, 21-24 травня 2019.: тези доп., Ужгород, 2019. С. 99-100.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней, підготовка плану експерименту, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

15. **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, I. Semisalov and V. Kasilov. Experimental yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m},g}\text{In}$ and $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ reactions for the p-nuclei production simulation // 9th European Commission Conferences on EURATOM Research and Training in Safety of Reactor Systems and Radioactive Waste Management (FISA 2019 & EURADWASTE'19). 4-7 June 2019. : poster, abstract, Pitesti, Romania, 2019. P. 108.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней та плану експерименту, калібрування детекторів, збір спектрів та аналіз результатів, написання тез, підготовка посту).

16. **A. Chekhovska**, Ye. Skakun, V. Kasilov, I. Semisalov. Experimental yields of photonucleon nuclear reactions of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$ and $^{114}\text{Sn}(\gamma, n)^{113}\text{Sn}$ reactions for the modeling γ -process for the p-nuclei formation in stars // 7th P-process Workshop. Serralunga d'Alba, 23-27 September 2019, abstract, Italy, 2019. P. 18.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней, калібрування детекторів, підготовка плану експерименту, збір розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, написання тез).

17. **A. Chekhovska**, N. Shul'ga. Experimental yields of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$ reactions for p-nuclei production simulation // Joint International Conference “Functional Materials and Nanotechnologies” and “Nanotechnology and Innovation in the Baltic Sea region” - FM&NT – NIBS 2022. 3-6 July 2022, Riga, Latvia. Abstract p. 130.

(Особистий внесок здобувача: постановка задач дослідження, підготовка плану експерименту, вимірювання та аналіз енергетичних спектрів γ -квантів, обробка даних, теоретичні розрахунки, написання тез).

18. **A. Chekhovska**. Experimental studies of the $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$ and $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ reactions for p-nuclei production simulation // COST Action 17126 TUMIEE Workshop and Management Committee meeting. 18 July 2022, Heraklion, Crete, Greece.

(Особистий внесок здобувача: постановка задачі дослідження, підготовка плану експерименту, калібрування детекторів, збір спектрів та аналіз результатів, теоретичні розрахунки, написання тез, підготовка постеру та доповіді).

19. Ye. Skakun, I. Semisalov, I. Goncharov, S. Karpus, **A. Chekhovska** // Photoneutron activation yields on the ^{118}Sn and ^{124}Sn tin isotope nuclei at the near-threshold energy range. XXI Conference of high energy physics and nuclear physics. April 2023, Kharkiv, Ukraine. Abstract p. 29-30.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, збір та аналіз розпадних спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз отриманих даних).

20. I. Semisalov, Ye. Skakun, S. Karpus, **A. Chekhovska** // Influence of cascade transitions on determination of a sample radioactivity by the gamma-spectrometry method. XXI Conference of high energy physics and nuclear physics. April 2023, Kharkiv, Ukraine. Abstract p. 31.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, теоретичні розрахунки та аналіз результатів).

21. **A. Chekhovska**, D. Chvátil, T. Krasta, I. Krausova, V. Olšanský, D. Riekstiņa. Photoactivation study of ^{163}Tb β -decay // Eleventh International Conference on Radiation, Natural Sciences, Medicine, Engineering, Technology and Ecology, RAD 2023 Conference. 19-23 June 2023, Herceg Novi, Montenegro. Abstract p. 216.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка мішеней, підготовка плану експерименту, збір та аналіз

розпадних спектрів і експериментальних даних, теоретичні розрахунки, аналіз результатів, участь у написанні тез).

22. **CHEKHOVSKA Anastasiia**, KRASTA Tamara, RIEKSTIŅA Daina, SKAKUN Yevgen, SEMISALOV Igor, CHVÁTIL David. Experimental integral cross-sections of photonuclear reactions on proton-rich ^{113}In and ^{114}Sn nuclei for cosmic nucleosynthesis modelling // The 17th international symposium on Nuclei in the Cosmos, NIC-XVII. Institute for Basic Science, Daejeon, South Korea. 9-22 September 2023. Abstract ID 137.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці задач дослідження, підготовка дослідницьких мішеней та плану експерименту, збір і аналіз розпадних γ -спектрів, теоретичні розрахунки, аналіз отриманих результатів, написання тез).

Публікації, які додатково відображають наукові результати дисертації

23. Singh B., Basunia M.S., Martin M., McCutchan E.A., Bala I., Caballero-Folch R., Canavan R., Chakrabarti R., **Chekhovska A.**, Grinder M.M., Kaim S.I., Kanjilal D., Kasperovych D., Kobra M.J., Koura H., Nandi S., Olacel A., Singh A., Tee B.P.E. Nuclear Data Sheets for A=218 // Nuclear Data Sheets, 2019. Vol. 160. P. 405–471.

DOI: 10.1016/j.nds.2019.100524.

Impact Score (IS) 6.00. Quartile Q1.

(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задач дослідження, аналізі даних попередніх досліджень, компіляція, евалюація, аналіз результатів).

Онлайн сервіс створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

ПРОТОКОЛ

створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

Дата та час: 15:22:52 21.11.2023

Назва файлу з підписом: Chekhovska_diss.pdf.p7s

Розмір файлу з підписом: 2.9 МБ

Перевірені файли:

Назва файлу без підпису: Chekhovska_diss.pdf

Розмір файлу без підпису: 2.9 МБ

Результат перевірки підпису: Підпис створено та перевірено успішно. Цілісність даних підтверджено

Підписувач: Чеховська Анастасія Вікторівна

П.І.Б.: Чеховська Анастасія Вікторівна

Країна: Україна

РНОКПП: 3467710727

Час підпису (підтверджено кваліфікованою позначкою часу для підпису від Надавача): 15:22:47 21.11.2023

Сертифікат виданий: "Дія". Кваліфікований надавач електронних довірчих послуг

Серійний номер: 382367105294AF970400000041573F00494C7F01

Тип носія особистого ключа: ЗНКІ криптомодуль ІІТ Гряда-301

Алгоритм підпису: ДСТУ-4145

Тип підпису: Кваліфікований

Тип контейнера: Підпис та дані в CMS-файлі (CAAdES)

Формат підпису: З повними даними ЦСК для перевірки (CAAdES-X Long)

Сертифікат: Кваліфікований