

Міністерство освіти і науки України  
Департамент науки і освіти Харківської обласної державної адміністрації  
Комунальний заклад «Харківська обласна Мала академія наук  
Харківської обласної ради»

Відділення фізики і астрономії  
Секція: прикладна фізика

ЦИФРОВЕ ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМУ  $\alpha$ -ЧАСТИНКОВОГО  
РОЗПАДУ ЯДЕР  $^{12}\text{C}$  ТА  $^{16}\text{O}$  В РЕАКЦІЯХ,  
ЗВОРОТНИХ ДО РЕАКЦІЙ ЗОРЯНОГО НУКЛЕОСИНТЕЗУ

Роботу виконала:

Чкуаселі Катерина Георгіївна, учениця  
10 класу Комунального закладу «Харківський  
ліцей № 150 Харківської міської ради»,  
вихованка Комунального закладу «Харківська  
обласна Мала академія наук Харківської  
міської ради Харківської області»

Наукові керівники:

Афанасьєва Інна Олексіївна, доцент кафедри  
прикладної фізики та фізики плазми навчально-  
наукового інституту «Фізико-технічний  
факультет» Харківського національного  
університету імені В.Н. Каразіна, кандидат  
фізико-математичних наук;

Шутова Світлана Іллівна, вчитель фізики  
комунального закладу «Харківський ліцей  
№ 150 Харківської міської ради», спеціаліст  
вищої категорії, вчитель-методист

Харків – 2024

ЦИФРОВЕ ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМУ  $\alpha$ -ЧАСТИНКОВОГО РОЗПАДУ  
ЯДЕР  $^{12}\text{C}$  ТА  $^{16}\text{O}$  В РЕАКЦІЯХ, ЗВОРОТНИХ ДО  
РЕАКЦІЙ ЗОРЯНОГО НУКЛЕОСИНТЕЗУ

Чкуаселі Катерина Георгіївна, Харківське територіальне відділення МАН України, Комунальний заклад «Харківська обласна Мала академія наук Харківської обласної ради», Комунальний заклад «Харківський ліцей № 150 Харківської міської ради», 10 клас, м. Харків;

Афанасьєва Інна Олексіївна, доцент кафедри прикладної фізики та фізики плазми навчально-наукового інституту «Фізико-технічний факультет» Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна, кандидат фізико-математичних наук;

Шутова Світлана Іллівна, вчитель фізики комунального закладу «Харківський ліцей № 150 Харківської міської ради», спеціаліст вищої категорії, вчитель-методист.

**Метою** даної роботи є вивчення повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  у процесах зворотних до зоряного нуклеосинтезу за допомогою цифрової методики.

Вивчення реакцій синтезу ядер відіграє важливу роль у знаннях про Всесвіт одразу після Великого вибуху, адже ця інформація дає розуміння про організацію макросвіту та мікросвіту. Наприклад, дані щодо механізму реакцій синтезу  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  корисні в астрофізиці для побудови теорії еволюції зірок. Так, як в експерименті створити реакції утворення ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  неможливо через високі температури, які необхідні для їх реалізації, то дослідження зворотних реакцій може дати інформацію про канали формування ядер, які є корисними для розвитку теорії термоядерного синтезу в ранньому всесвіті. Тому дослідження механізму розпаду вищезгаданих реакцій є актуальним.

У даній роботі було перевірено гіпотезу щодо механізму повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ . Для цього, використовуючи базу даних цифрових фотографій фотоядерних реакцій Національного Наукового Центру «Харківський Фізико-Технічний Інститут», було відібрано реакції, в кінцевому стані

яких спостерігаються три або чотири частинки, відповідно, та проведено вимірювання точок вздовж треків частинок-продуктів реакції. Використовуючи закони збереження енергії та імпульсу, з усіх відібраних подій вибрано ті, які відповідають реакціям  $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$  і  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ . З аналізу розподілу кількості комбінацій  $2\alpha$ -частинок та  $3\alpha$ -частинок за їх енергією збудження зроблено висновок, що розпад ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  відбувається послідовно через двочастинкові канали з утворенням проміжних ядер:

$^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be}^*$  та  $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + {}^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + \alpha + {}^8\text{Be}^*$ , де  ${}^8\text{Be}^*$  - основний стан ядра  ${}^8\text{Be}$ , а  ${}^{12}\text{C}^*$  - стан Хойла ядра  $^{12}\text{C}$ .

**Наукова новизна** виконаного дослідження полягає в тому, що в роботі вперше проведено дослідження фотоядерних реакцій  $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$  і  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$  за допомогою цифрової методики без залучення спеціалізованих вимірювальних пристроїв, що суттєво зменшило похибку вимірювань та покращило достовірність отриманих експериментальних результатів. Також у роботі розроблено алгоритм-послідовність конкретних дій для отримання фізичної інформації щодо реакцій  $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$  і  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$  за допомогою цифрової методики, що відкриває шлях для дослідження й інших фотоядерних реакцій, отримання інформації про які було ускладнене через певні причини.

Робота носить прикладний характер і має практичне значення. Отримані результати дослідження можуть бути використані в астрофізиці для побудови теорії еволюції зірок та термоядерного синтезу.

**Ключові слова:** зоряний нуклеосинтез, фотоядерні реакції,  $\alpha$ -частинка, основний стан ядра  ${}^8\text{Be}$ , Стан Хойла ядра  $^{12}\text{C}$ , дифузійна камера, мова програмування Python.

## ЗМІСТ

ВСТУП .....	5
РОЗДІЛ 1. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ І ЇХ РІЗНОВИДИ .....	9
1.1. Класифікація ядерних реакцій .....	9
1.2. Фотоядерні реакції .....	11
1.3. Методи дослідження фотоядерних реакцій .....	13
1.4. Фотоядерні реакції на легких ядрах .....	14
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ .....	16
2.1. Методика отримання пучка $\gamma$ -квантів .....	16
2.2. Дифузійна камера .....	17
2.3. Фіксація треків продуктів фотоядерних реакцій .....	18
РОЗДІЛ 3. ЦИФРОВА МЕТОДИКА – ВІДБІР ПОДІЙ, ВИМІРЮВАННЯ ТА ІДЕНТИФІКАЦІЯ .....	20
3.1. Банк даних цифрових фотографій .....	20
3.2. Критерії відбору подій і вимірювання точок вздовж треків .....	21
3.3. Ідентифікація подій на відповідність реакціям $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ і $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ .....	23
РОЗДІЛ 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ .....	26
4.1. Виділення каналу утворення основного стану ядра $^8\text{Be}$ .....	26
4.2. Утворення збуджених станів ядра $^{12}\text{C}$ в реакції $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ .....	29
ВИСНОВКИ .....	31
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ .....	32

## ВСТУП

Багаточастинкові реакції до цього часу залишаються найменш вивченими з усього різноманіття ядерних процесів, незважаючи на те, що в цих реакціях можна отримати важливу інформацію про механізми взаємодії налітаючих частинок з ядром. У реакції з декількома частинками в кінцевому стані існує більше кінематичних параметрів і є можливість отримати відомості про ядерну взаємодію і структуру ядра, які неможливо отримати в бінарних процесах. Одними з найбільш цікавих багаточастинкових реакцій є фотоядерні реакції, викликані електромагнітною взаємодією, властивості якої детально вивчені. У фотоядерних реакціях простіше, ніж у реакціях під дією нейтронів і заряджених частинок, відокремити ефекти структури ядра від механізмів його збудження. Гама-квант вносить в ядерну систему малий імпульс, що дозволяє досліджувати взаємодію нуклонів і кластерних підструктур на малих міжнуклонних відстанях. Такі реакції також важливі тим, що дозволяють отримати відомості про властивості таких ядер, які не спостерігаються безпосередньо у кінцевому стані. Фотон взаємодіє з ядерною структурою – типу квазідейтрона або квазі- $\alpha$ -частинки, а решта частини ядра є спостерігачем. Кластер або фрагменти кластера вилітають з ядра, лишаючи ядро-спостерігач в основному або збудженому стані. Це дозволяє досліджувати енергетичні та кутові кореляції частинок на різних етапах реакцій. Такий аналіз дає можливість детально дослідити механізм взаємодії електромагнітного випромінювання з кластером і отримати додаткову інформацію про ядерну багаточасткову проблему в цілому.

Окреме місце серед фотоядерних реакцій займають реакції повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ . Це пов'язано з тим, що дані реакції є зворотними реакціям нуклео-ядерного синтезу, що відбувались на початку утворення нашого Всесвіту. Проблема походження всього різноманіття елементів, що спостерігаються в природі, виникла при встановленні природи джерела енергії Сонця та зірок і розробки теорії Великого Вибуху Всесвіту. Згідно з цією теорією, Всесвіт пройшов еру нуклеосинтезу в самий початковий момент, коли утворилися протони і нейтрони і за ними ізотопи водню, гелію і літію. Спроба розвинути космологічну ідею

утворення всіх атомів на ранньому етапі розширення Всесвіту ( $\alpha$ -,  $\beta$ - і  $\gamma$ -теорія) шляхом послідовного приєднання нейтронів та наступними  $\beta$ -розпадами не увінчалася успіхом внаслідок проблеми «провалу мас» – відсутності у природі стабільних ядер з масовими числами від 5 до 8. Як було встановлено, ці ядра дуже нестійкі та швидко розпадаються. Одним з розв'язків цієї проблеми є гіпотеза Ф. Хойла, який на основі астрофізичних міркувань припустив, що утворення вуглецю можливо наступним шляхом: об'єднання двох  $\alpha$ -частинок у нестабільне ядро  ${}^8\text{Be}$ , яке, не зважаючи на короткий час свого життя, встигає провзаємодіяти з ядром  ${}^4\text{He}$  і утворити стабільне збуджене ядро  ${}^{12}\text{C}$ . Рівень ядра  ${}^{12}\text{C}$  з надлишком енергії біля  $3\alpha$ -частинкового порогу має назву «Стан Хойла» (СХ). Наступна можлива реакція  ${}^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$  призводить до утворення ядра кисню.

Стан Хойла ядра  ${}^{12}\text{C}$  відіграє особливу роль у нуклеосинтезі, визначаючи елементний склад Всесвіту. Проблемі вивчення структури СХ присвячено багато теоретичних робіт. Кожна з моделей, незважаючи на величезні відмінності в їх формулюваннях і пророкуваннях структури СХ, успішно пояснює різні експериментальні спостереження.

Експериментальне дослідження СХ досить велике – аналізувалися різні реакції з різними детектуючими системами. Слід зазначити, що експериментальні роботи – це, в основному, реакції з зарядженими частинками в якості бомбардуючих частинок. І практично немає досліджень про СХ у фотоядерних реакціях, викликаних електромагнітною взаємодією.

**Об'єктом дослідження** роботи є механізм повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  ${}^{12}\text{C}$  і  ${}^{16}\text{O}$  під дією  $\gamma$ -квантів.

**Предметом дослідження** є кінематичні параметри частинок, що утворюються у фотоядерних реакціях повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  ${}^{12}\text{C}$  і  ${}^{16}\text{O}$ .

**Актуальність дослідження** визначається необхідністю подальшого розвитку теоретичних положень як багаточастинкових ядерних реакцій так і астрофізики та зоряного нуклеосинтезу.

**Мета дослідження** – встановити механізм повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  у реакціях зворотних до зоряного нуклеосинтезу за допомогою використання цифрових технологій.

Для досягнення мети були сформульовані і послідовно розв’язувались наступні **завдання**:

- проаналізувати літературу за темою роботи;
- отримати доступ до цифрового банку стереофотографій фотоядерних реакцій;
- проаналізувати репрезентативну вибірку стереофотографій та відібрати події, що відповідають ядерним реакціям з трьома та чотирма частинками в кінцевому стані;
- для відібраних подій виміряти координати точок вздовж треків частинок-продуктів розпаду за допомогою цифрової методики обробки зображень;
- за отриманими результатами вирахувати кінематичні параметри частинок та за законами збереження імпульсу провести ідентифікацію подій на приналежність до реакцій повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ ;
- створити програму для аналізу та обробки кінематичних параметрів частинок-продуктів реакції розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ ;
- провести розрахунки енергії збудження системи двох чи трьох  $\alpha$ -частинок для перевірки гіпотези про механізм розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  через проміжне ядро;
- провести фізичний аналіз отриманих результатів та сформулювати висновки щодо механізму розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  під дією  $\gamma$ -квантів.

Для досягнення поставленої мети в роботі використовувались такі **методи дослідження**: теоретичні методи дослідження для аналізу літературних даних щодо фотоядерних реакцій; емпіричні методи дослідження для аналізу треків подій розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ ; графічні методи для ілюстрації результатів та висновків дослідження.

Робота носить прикладний характер і має практичне значення.

**Наукову новизну** дослідження визначають такі теоретико-методичні та прикладні результати:

- вперше проведено дослідження фотоядерних реакцій  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  і  $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  за допомогою цифрової методики без залучення спеціалізованих вимірювальних

пристроїв, що суттєво зменшило похибку вимірювань та покращило достовірність отриманих експериментальних результатів;

– розроблено алгоритм-послідовність конкретних дій для отримання фізичної інформації щодо реакцій  $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$  і  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$  за допомогою цифрової методики.

Практичне значення одержаних результатів полягає в тому, що вони затребувані як для теорії багаточастинкових ядерних реакцій, так і для розвитку теорії утворення елементів в астрофізиці. Апробований алгоритм конкретних дій для отримання фізичної інформації при дослідженні фотоядерних реакцій за допомогою цифрової методики відкриває шлях до вивчення широкого спектру різноманітних реакцій, дослідження яких раніше було ускладнено.

Особистий вклад автора полягає у наступному:

– перегляд стереофотографій та відбір подій, що відповідають ядерним реакціям з трьома та чотирма частинками в кінцевому стані;

– вимірювання координат точок вздовж треків частинок-продуктів реакції за допомогою цифрової методики обробки зображень;

– створення програми на мові програмування Python для перевірки подій на приналежність до реакцій повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$  за критерієм балансу імпульсів трьох або чотирьох  $\alpha$ -частинок;

– створення програми на мові Python для аналізу та обробки кінематичних параметрів частинок-продуктів реакції розпаду ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ ;

– отримання функцій розподілу енергії збудження системи двох чи трьох  $\alpha$ -частинок в залежності від кількості відібраних подій;

– порівняння отриманих експериментальних результатів зі спектрометричними даними про рівні ядер  $^8\text{Be}$  та  $^{12}\text{C}$ .



## РОЗДІЛ 1

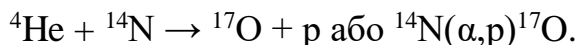
### ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ І ЇХ РІЗНОВИДИ

#### 1.1. Класифікація ядерних реакцій

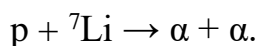
Під ядерними реакціями у фізиці розуміється процес перетворення атомних ядер внаслідок їх взаємодії з елементарними частинками або з іншими ядрами, у результаті чого відбувається зміни складу і структури ядра [2].

Ядерні реакції відбуваються переважно при бомбардуванні ядер певної речовини потоком прискорення частинок. При зіткненні частинки, що налітає, з атомним ядром між ними відбувається обмін енергією та імпульсом, у результаті чого можуть утворюватися кілька частинок, що вилітають з області взаємодії у різних напрямках. Ядерні реакції є основним методом вивчення структури ядра і його властивостей.

Перша ядерна реакція в історії була здійснена британським фізиком Ернестом Резерфордом у 1919 році [27]. Е. Резерфорд бомбардував атоми азоту альфа-частинками, і при зіткненні частинок виявив виникнення вторинних іонізуючих частинок, що мають пробіг у газі більше пробігу  $\alpha$ -частинок. Їх ідентифікували як протони і навіть трохи згодом за допомогою камери Вільсона були отримані фотографії цього процесу. Це була перша ядерна реакція, схема якої наведена нижче:



У цій реакції джерелом швидких заряджених частинок, що налітають на ядро був альфа-радіоактивний препарат. Радіоактивні альфа-препарати на той час були єдиними джерелами заряджених частинок. Перший прискорювач, спеціально створений для вивчення ядерних реакцій, був побудований Кокрофтом і Уолтоном у 1932 р. На цьому прискорювачі вперше було отримано пучок прискорених протонів і здійснено реакцію:



Сучасній науці відомо більше 10000 ядерних реакцій. У зв'язку з цим виникає необхідність класифікації ядерних реакцій. Ядерні реакції можна класифікувати за різними ознаками. Класифікація ядерних реакцій за різними класифікаційними ознаками наведена у таблиці 1.1 [5].

Таблиця 1.1

## Класифікація ядерних реакцій

п\п №	Класифікаційні ознаки	Види ядерних реакцій
1	За типом протікання процесу	реакція радіаційного захоплення
		ядерний фотоефект
		нуклон-нуклонні реакції: вибивання нуклона або групи нуклонів; «випаровування» нуклонів; зрив і підхоплення.
		реакція поділу
		реакція синтезу або злиття
		пружне розсіяння
		непружне розсіяння
2	За енергетичним виходом	екзотермічні реакції (з виділенням енергії $Q > 0$ )
		ендотермічні реакції (з поглинанням енергії, $Q < 0$ )
3	За значенням енергії частинок, що викликають реакції	при малих енергіях $E \leq 1 \text{ кеВ}$
		низьких $1 \text{ кеВ} \leq E \leq 1 \text{ МеВ}$
		середніх $1 \text{ МеВ} \leq E \leq 100 \text{ МеВ}$
		значних $100 \text{ МеВ} \leq E \leq 1 \text{ ГеВ}$
		високих $1 \text{ ГеВ} \leq E \leq 500 \text{ ГеВ}$
		надвисоких $E > 500 \text{ ГеВ}$
4	За масовим числом ядер	на легких ядрах ( $A < 50$ )
		на середніх ядрах ( $50 < A < 100$ )
		на масивних ядрах ( $A > 100$ )
5	Залежно від природи частин, які беруть участь у ядерних реакціях	під дією нейтронів
		під дією заряджених частинок
		під дією фотонів: $\gamma$ – квантів (фотоядерні реакції)
6	В залежності від участі людини	Некеровані – людина не може вплинути на процес проходження реакції
		Керовані – відбуваються за допомогою впливу людини в атомних реакторах

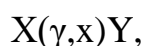
Як видно з таблиці, ядерні реакції можна класифікувати різними способами. Серед величезної різноманітності ядерних реакцій важливе місце займають реакції,

спричинені електромагнітними взаємодіями – фотоядерні реакції. Такі реакції протікають за рахунок електромагнітного поля, властивості якого добре вивчені, і механізм передачі енергії від високоенергетичного  $\gamma$ -кванта ядру, яке досліджується, добре відомий. У даній роботі розглянуто реакції, які протікають під дією фотонів в легких ядрах.

## 1.2. Фотоядерні реакції

Ядерні реакції, що відбуваються при поглинанні ядрами атомів гама-квантів, називають фотоядерними реакціями. Явище випромінювання ядрами нуклонів під час фотоядерних реакцій називають ядерним фотоефектом. Це явище відкрили 1934 року Чедвік і Гольдхабер і далі досліджували Боте і Вольфганг Гентнер, а потім і Нільс Бор.

Коли ядро поглинає гама-квант, то воно отримує надлишок енергії, але його нуклонний склад лишається незмінним. Якщо ядро під час поглинання гама-кванта отримує енергію, яка перевищує енергію зв'язку нуклона в ядрі, то відбувається розпад ядра, який супроводжується випромінюванням нуклонів (переважно нейтронів). Позначаються фотоядерні реакції наступним чином:



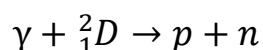
де  $X$  – материнське ядро – ядро, яке поглинає  $\gamma$ -квант;

$\gamma$  – частинка  $\gamma$ -випромінювання або  $\gamma$ -квант (фотон, що має високу енергію);

$x$  – нуклони, що утворились під час фотоядерної реакції

$Y$  – дочірнє ядро – ядро, яке утворилось в результаті фотоядерної реакції.

Першою зафіксованою фотоядерною реакцією була реакція фоторозщеплення дейтрона (ядра атома дейтерію  ${}^2_1D$ ):



Фотоядерна реакція на  ${}^2_1D$  викликається гама-квантами невисокої енергії. У більшості фотоядерних реакцій необхідні гама-кванти з високою енергією (не менше 8 МеВ). Гама-кванти з такою енергією можна отримати при гальмуванні в речовині швидких електронів. Дослідження показали, що в ядрах атомів  ${}^2_1D$  та  ${}^9_4Be$  дуже мала

енергія зв'язку нуклона (2.2 MeV для  ${}^2_1D$  та 1.6 MeV для  ${}^9_4Be$ ) тому на вищезазначених ядрах під дією гама-квантів фотоядерні реакції протікають ефективно.

За допомогою вивчення та аналізу фотоядерних реакцій можливо отримати інформацію щодо механізму протікання цих реакцій та властивостей збуджених станів атомних ядер, що, в свою чергу, дає можливість зрозуміти внутрішню структуру ядер атомів та взаємодію нуклонів.

Використання  $\gamma$ -квантів як налітаючих частинок, при дослідженні властивостей ядер має значні переваги перед іншими типами частинок. Внесення визначеного кутового моменту в ядро-мішень незалежно від енергії збудження є важливою особливістю при дослідженні кутових моментів збуджених станів ядер, уламків поділу та модельних характеристик де-збудження ядер-продуктів реакцій [8].

Для дослідження фотоядерних реакцій у більшості випадків використовують інтенсивні джерела гальмівного випромінювання – електромагнітного випромінювання, що випускається зарядженою частинкою при її гальмуванні. Основним джерелом фотонів високих (достатніх для здійснення ядерних реакцій) енергій є попередньо прискорені електрони, гальмування яких у спеціальних мішенях призводить до випромінювання гальмівного  $\gamma$ -випромінювання. Установки з отримання гальмівного  $\gamma$ -випромінювання відносно прості (переважно – бетатрони, мікротрони та лінійні прискорювачі). Перевагою таких прискорювачів є високі інтенсивності пучків  $\gamma$ -квантів, а отже, й високі статистичні точності вимірюваних в експериментах величин.

Слід вказати також на недоліки фотоядерних реакцій, суттєвим з яких є неперервний спектр гальмівного  $\gamma$ -випромінювання, що призводить до неможливості точного визначення енергії окремого  $\gamma$ -кванта, що взаємодіє з ядром.

Основні переваги та недоліки фотоядерних реакцій наведені у таблиці 1.2.

## Переваги та недоліки фотоядерних реакцій

Переваги фотоядерних реакцій	Недоліки фотоядерних реакцій
Електромагнітна взаємодія є однією з найбільш вивчених	γ-квант безмасова і беззарядна частинка. Тому є певні труднощі з отриманням γ-квантів, керуванням і подальшою їх реєстрацією
Електромагнітна взаємодія набагато слабша за нуклон-нуклонну	
Механізм передачі енергії від налітаючого γ-кванта досліджуваному добре вивчений.	
У таких реакціях простіше, ніж у реакціях під дією нейтронів і заряджених частинок, відокремити ефекти структури ядра від механізмів його збудження	Неможливість точного визначення енергії окремого γ-кванта

Як видно з таблиці фотоядерні реакції мають ряд переваг, а такий недолік, як неперервний спектр гальмівного γ-випромінювання, не заважає застосовувати дані реакції для вивчення властивостей і будови ядра.

### 1.3. Методи дослідження фотоядерних реакцій

Завдяки своїм перевагам фотоядерні реакції широко використовуються при дослідженнях властивостей ядер. До методів дослідження та реєстрації фотоядерних реакцій відносять:

1) Детектори гама-квантів: використовуються для реєстрації гама-квантів, які випромінюються під час фотоядерних реакцій. Аналіз спектрів гама-квантів дозволяє визначити енергію та інші характеристики ядерних реакцій [6].

2) Детектори заряджених частинок: різноманітні детектори, які реєструють заряджені частинки, такі як протони, електрони або ядра, можуть використовуватися для визначення заряду та імпульсу частинок, які виникають внаслідок фотоядерних реакцій [9].

3) Експериментальні маршрути: дослідження фотоядерних реакцій може включати проведення спеціальних експериментів, де високоенергетичні фотони спрямовуються на ядра та реєструються відповідними детекторами [23].

4) Теоретичні розрахунки: фізики також використовують теоретичні методи, включаючи розрахунки на основі квантової механіки, для моделювання та розуміння фотоядерних реакцій [7].

5) Використання синхротронів та лазерів: синхротрони та лазери можуть створювати високоенергетичні фотони, які використовуються для провокування фотоядерних реакцій. Ці пристрої дозволяють проводити контрольовані експерименти [21].

Указані методи використовуються для дослідження фотоядерних реакцій у фізиці ядра. Отримана при здійсненні фотоядерних реакцій інформація є важливою для розуміння структури ядер та їх взаємодії між собою.

#### 1.4. Фотоядерні реакції на легких ядрах

Одна з багатьох галузей застосування фотоядерних реакцій це вивчення легких кластерних ядер, тобто таких, що містять у собі різні компактні структури, що складаються з двох або більшого числа частинок, які можуть виникнути всередині атомного ядра [15]. До таких ядер відносяться ядра  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  які можна представити як сукупність кластерів – альфа-частинок. Вивчаючи фотореакції на таких ядрах можна перевірити  $N\alpha$ -частинкову модель ядер [20], а також отримати додаткові відомості про характер  $\alpha$ - $\alpha$  взаємодії. Прикладами таких реакцій є реакції повного  $\alpha$ -частинкового фоторозщеплення ядер  ${}^{12}\text{C}$  і  ${}^{16}\text{O}$ :



Результати з дослідження таких реакцій становлять інтерес як для багатотільної проблеми в цілому, так і для астрофізики й термоядерного синтезу, наприклад, для просування в побудові теорії еволюції зірок [16]. Одним із ключових питань у вивченні зіркового ядерного синтезу є механізм утворення  ${}^{12}\text{C}$  і формування єдиної теорії синтезу важких елементів. Незважаючи на те, що утворення  ${}^{12}\text{C}$  шляхом зіштовхування легших ядер і парного об'єднання неможливо через відсутність стабільних елементів з атомною масою від  $A = 5$  до  $A = 8$ , у зірковій матерії спостерігається значна кількість ядер цих елементів. У роботі [16] було

запропоновано рішення цієї проблеми, а саме: процес утворення  $^{12}\text{C}$  відбувається в два етапи. Спочатку утворюється ядро берилію в реакції  $\alpha(\alpha, ^8\text{Be})$ . І хоча ядро  $^8\text{Be}$  нестабільне відносно розпаду на дві  $\alpha$  частинки і його час життя в основному стані  $\tau \sim 10^{-16}\text{с}$ , перш ніж воно розпадеться, воно може успішно провзаємодіяти ще з однією  $\alpha$ -частинкою, утворюючи  $^{12}\text{C}$  в реакції  $^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}^*$ . Таке збуджене ядро вуглецю носить назву Стан Хойла [16]. Вказаний послідовний двоетапний процес виявився переважаючим, оскільки утворення  $^{12}\text{C}$  при прямому зіткненні трьох  $\alpha$ -частинок ( $\alpha + \alpha + \alpha$ ) є малоімовірним [17]. Так, як в експерименті створити реакцію  $\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C}^*$  неможливо через високі температури, які необхідні для її реалізації, то дослідження зворотної реакції може бути корисним для розвитку теорії термоядерного синтезу у ранньому всесвіті. Саме дослідженню реакцій  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  та  $^{12}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ , що є зворотними реакціям термоядерного нуклеосинтезу і присвячена дана робота.

## РОЗДІЛ 2

### ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

#### 2.1. Методика отримання пучка $\gamma$ -квантів

На рис. 2.1 схематично показано отримання пучка  $\gamma$ -квантів, який представляє собою гальмівне випромінювання прискорених електронів [1]. Прискорення електронів до 300 МеВ здійснювалось за допомогою лінійного прискорювача ЛУЕ-300 (1). Після гальмування електронів на конвертері (2), який представляв собою танталову фольгу, отримувався пучок  $\gamma$ -квантів з максимальною енергією 150 МеВ. Товщина фольги становила 0.215 мм, яку обирали, зважаючи на необхідну інтенсивність пучка і збереження шифівського спектрального розподілу фотонів. Після конвертера електронний пучок спрямовувався в могильник поворотним магнітом (3). Після конвертера електронний пучок спрямовувався в могильник поворотним магнітом (3).

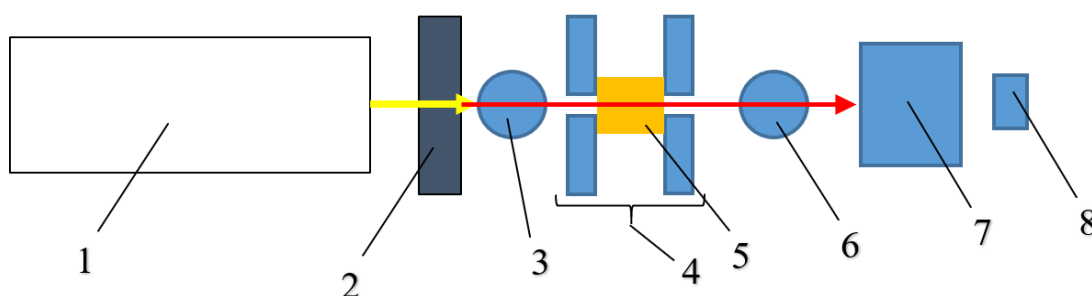


Рис. 2.1 Схема отримання пучка  $\gamma$ -квантів

- 1 – прискорювач електронів, 2 – конвертер, 3 – поворотний магніт, 4 – система коліimatorів, 5 – фільтр, 6 – очищаючий магніт, 7 – дифузійна камера, 8 – квантометр Вільсона.

Пучок  $\gamma$ -квантів формувався системою двох коліimatorів (4), кожен з яких представляв собою два паралельні свинцеві диски, які мали довжину 250 мм та внутрішній діаметр 12 мм. Між коліimatorами знаходився берилієвий фільтр (5) для поглинання низько енергетичних  $\gamma$ -квантів, які не можуть викликати ядерні реакції. Заряджені частки, що утворилися на коліimatorах і фільтрі, прибиралися з пучка



очищаючим магнітом (6). Абсолютну інтенсивність пучка фотонів вимірювали квантометром Вільсона (8), який розміщувався після дифузійної камери (7), в якій реєструвались фотоядерні реакції.

## 2.2. Дифузійна камера

Вивчення багаточастинкових фотоядерних реакцій проводилось за допомогою дифузійної камери, де відбувалась реєстрація їх треків за допомогою системи стереокамер [1]. На рис.2.2 представлена фотографія дифузійної камери та показано розташування стереофотоапаратів, за допомогою яких здійснювалась реєстрація треків частинок, що утворились під час фотоядерних реакцій.



Рис. 2.2 Дифузійна камера ДК-280 [1]

Суттєвою перевагою дифузійної камери є реєстрація продуктів реакції в широкому діапазоні енергій та кутів, тобто дифузійну камеру можна представити як трековий 4 $\pi$ -детектор, в якому мішень одночасно є детектором. У дифузійній камері трек утворюється краплями рідини в насиченій парі. Центрами конденсації є іони, які утворюються вздовж траєкторії руху частинки. На відміну від камери Вільсона у дифузійній камері пара існує постійно, внаслідок чого дифузійна камера безперервно чутлива до іонізуючих частинок. В експерименті камера заповнювалась сумішшю газів. У залежності від типу досліджуваної реакції це були метан або кисень у

поєднанні з метиловим спиртом. Висота чутливого до іонізуючих частинок шару парів складала 50 – 70 мм.

Дифузійна камера розміщувалась у магнітному полі, силові лінії якого були перпендикулярні площині фотографування, що дозволяло з великою точністю за кривизною треку визначати імпульси частинок та їх енергії, а отже проводити ідентифікацію продуктів реакції. При фотографуванні робочого об'єму камера освітлювалась потужними імпульсними лампами з двох сторін через вікна з органічного скла.

### 2.3. Фіксація треків продуктів фотоядерних реакцій

Реєстрація треків частинок, що утворились у процесі фотоядерних реакцій в об'ємі дифузійної камери (трековий 4 $\pi$ -детектор), відбувалась за допомогою системи двох стереофотоапаратів. Схематичне зображення розташування стереофотоапарата відносно робочої зони дифузійної камери представлено на рис. 2.3.

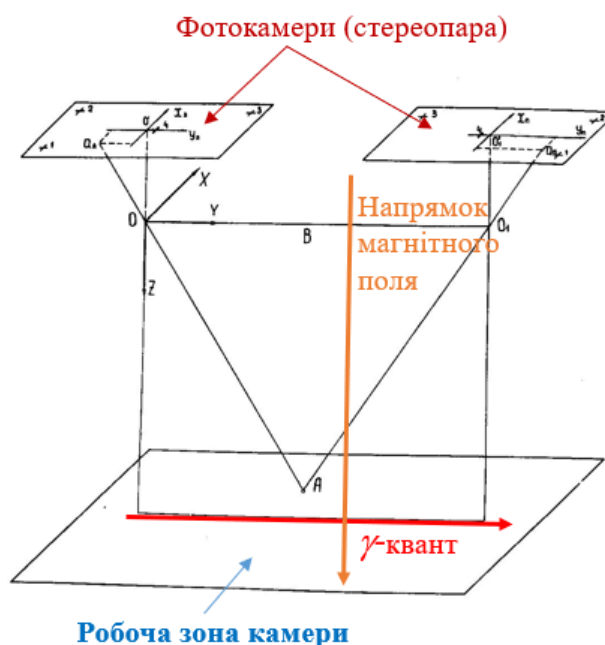


Рис. 2.3 Схематичне зображення розташування стереофотоапарата відносно робочої зони дифузійної камери

Напрямок фотографування був вибраний таким чином, щоб зона проходження пучка  $\gamma$ -квантів (червона лінія на рис. 2.3) розташовувалась посередині зображення, отриманого за допомогою кожного з об'єтивів двох стереопар.

Для контролю якості вимірювання треків частинок та розрахунку усадки плівки на скляні пластинки, якими притискала фотоплівка, були нанесені прецензійні реперні хрести. Схема розташування реперних хрестів та взаємне розташування чотирьох об'єтивів показані на рис. 2.4, де об'єктиви фотоапаратів зображені колами [1].

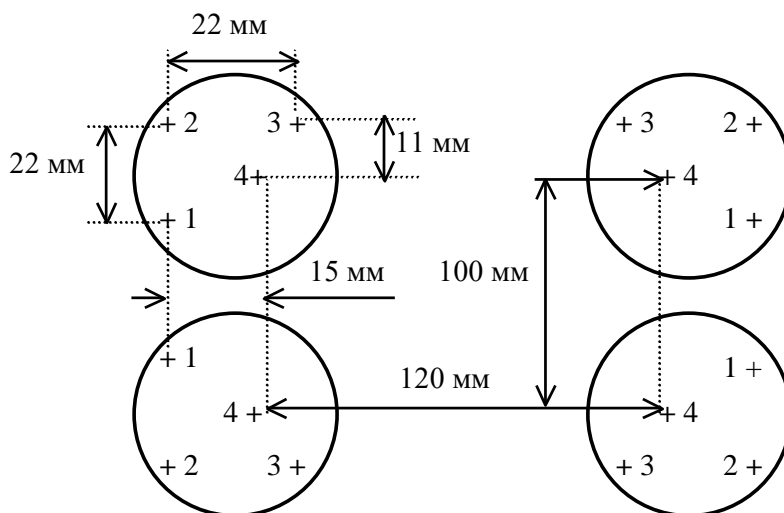


Рис. 2.3 Схема розташування реперних хрестів [1]

Наявність реперних хрестів на кожному фотокадрі задавала систему координат, що дозволяло вимірювати кути розльоту частинок та реальні розміри треків. Також для постійного контролю вимірювання, відстань між хрестами 12 та 23, виміряними на плівці, порівнювалась з відстанями на притискному склі, яка, як видно з рис.2.3, дорівнює 22 мм. Будь яке відхилення відстаней між хрестами від 22 мм вважалось усадкою плівки, на яку вводилась поправка. Дана поправка використовувалась при вимірюванні координат треків.

## РОЗДІЛ 3

### ЦИФРОВА МЕТОДИКА – ВІДБІР ПОДІЙ, ВИМІРЮВАННЯ ТА ІДЕНТИФІКАЦІЯ

#### 3.1. Банк даних цифрових фотографій

У Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» (ННЦ ХФТІ) було створено експериментальний комплекс з цифровим банком даних стереокадрів фотоядерних реакцій, отриманих з трекового 4 $\pi$ -детектора і набором графічних програм, що дозволяють відновлювати події і виконувати фізичний аналіз отриманих даних [10]. Створено 4 каталоги, які відповідають чотирьом ядрам-мішеням –  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  і  $^{16}\text{O}$ . В цілому, отримано близько мільйона стереозображень (набір цифрових файлів з розширенням \*.jpg). На рис. 3.1 представлено скріншот частини зображення робочої камери трекового 4 $\pi$ -детектора (дифузійна камера в магнітному полі) [1].

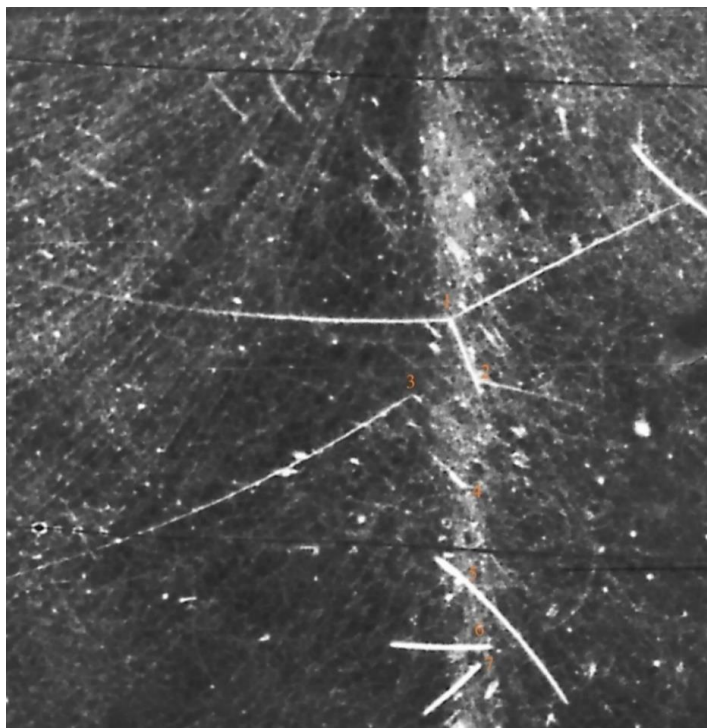


Рис. 3.1 Скріншот зображення робочої зони трекового 4 $\pi$ -детектора

З рисунку 3.1 видно, що одночасно на зображенні присутні декілька подій (цифри від 1 до 7 поставлено у вершинах) з різною кількістю треків. Тому для вибраних для досліджень реакцій ( $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$  (I) і  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$  (II)) потрібно на початковому етапі переглянути стереокадри у каталогах з відповідним ядром-мішенню і відібрати кадри з ймовірними для обробки подіями.

Основна перевага сучасних цифрових технологій полягає в тому, що експериментальна обробка може відбуватися з віддаленим доступом до даних – за наявності каналу доступу і відповідного програмного забезпечення. Використання цифрових зображень фотоядерних реакцій при їх аналізі дає змогу отримати точність вимірювання в 1 піксель, що суттєво знижує похибку вимірювань.

Доступ до банку даних стереокадрів у ННЦ ХФТІ було отримано через мережу Інтернет. Методи цифрової обробки зображень [3, 4] в основному, пов'язані з роботою з растровими зображеннями, найменшою одиницею роздільної здатності яких є піксель, який характеризується інтенсивністю або глибиною кольору. Знімки з трекових камер відносяться до сірошкальних зображень, а розподіл інтенсивності пікселів відноситься до градації сірого кольору. Тобто, піксель може бути білий, чорний або ж мати певний відтінок сірого кольору (від 0 до 255). У нашому випадку, кадр має чорно-біле зображення з роздільною здатністю  $5040 \times 3360$  пікселів. У комп'ютері цифрове зображення зберігається тільки у вигляді двовимірного масиву чисел того чи іншого формату. Для обробки цього масиву потрібне використання відповідних математичних процедур.

Одночасно було отримано програмні коди для перегляду стереофотографій і вимірювання координат точок вздовж треків на цифровому зображенні.

### **3.2. Критерії відбору подій і вимірювання точок вздовж треків**

Було розроблено алгоритм-послідовність конкретних дій для отримання фізичної інформації щодо реакцій  $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$  і  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ .

Для обробки відбиралися три-променеві (для ядра-мішені  $^{12}\text{C}$ ) або чотири-променеві (для ядра-мішені  $^{16}\text{O}$ ) зірки, промені яких близькі до компланарності і

належать двозарядним частинкам, а вершина зірки знаходиться в зоні пучка. Відбір подій виконувався візуально.

На рис. 3.2а представлено скріншот відібраної до аналізу тричастинкової події (вона ж іде під номером 1 на рис. 3.1).

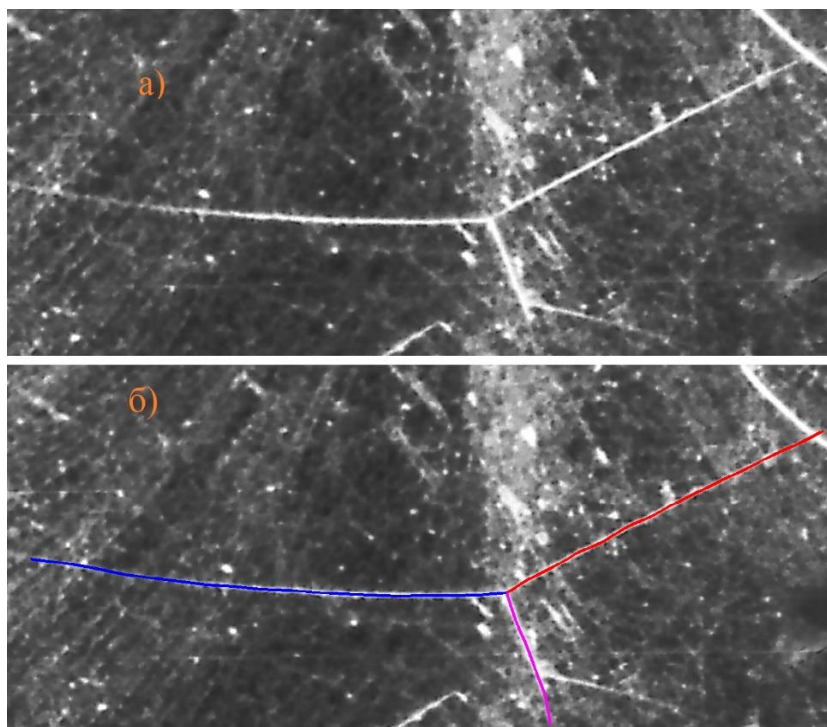


Рис. 3.2 а) 3-трекова подія, б) результат відновлення координат вздовж треків

Відповідне програмне забезпечення [11] дозволяє при фіксації вершини події в автоматичному режимі розрахувати координати точок вздовж кожного з треків. На рис. 3.2б різнокольоровими точками з кроком один піксель нанесено результати такого автоматичного математичного обчислення. Слід відмітити, що час вимірювання подій  $< 1$  сек, що значно прискорює процес отримання експериментальних даних.

Для порівняння, на рис. 3.3 представлено чотиричастинкову подію і вираховані координати точок вздовж треків. Збільшення кількості треків не впливає на швидкість обчислення координат точок вздовж треків.

Таким чином, перегляд подій, відбір і автоматичний розрахунок координат точок вздовж треків було повністю виконано на персональному комп'ютері автора дослідження.

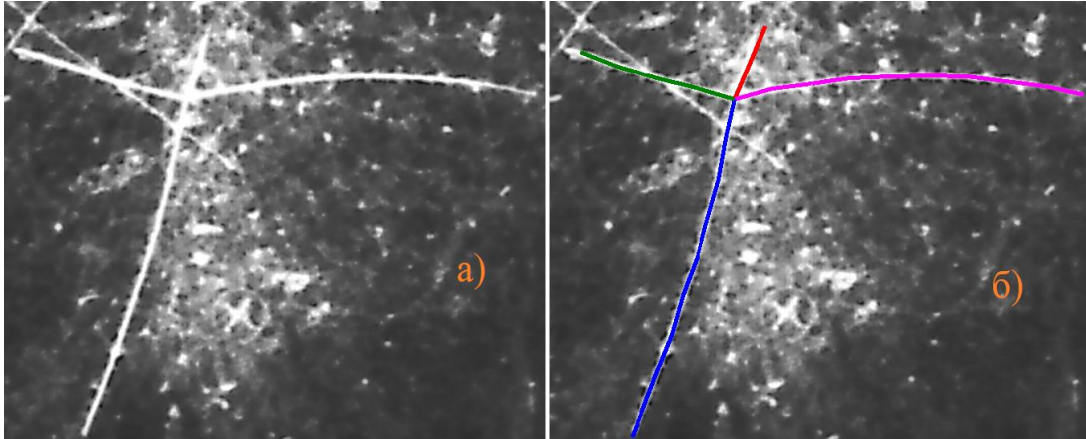


Рис. 3.3 а) 4-трекова подія, б) результат відновлення координат вздовж треків

У результаті, для кожного треку, було отримано таку інформацію – кути вильоту відносно кожної координатної осі ( $l, m, n$ ), довжину ( $L$ ) і радіус кривизни ( $R$ ).

### 3.3. Ідентифікація подій на відповідність реакціям $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ і $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$

Після отримання геометричних даних кожного треку, було виконано реконструкцію кінематичних параметрів. Якщо частинка не зупинилася в робочому об'ємі камери, модуль імпульсу ( $p$ ) визначався за кривизною треку  $R$ ; якщо частинка зупинилася, то її енергія і імпульс визначалися за довжиною треку  $L$ .

Розглянемо основні кінематичні параметри і їх зв'язок між собою [1] –  $p_x, p_y, p_z$  – проекції імпульсу  $p$  на вісь  $x, y$  і  $z$  відповідно,  $E$  і  $T$  – відповідно, повна і кінетична енергії,  $M$  – маса частинки:

$$\begin{aligned}
 l &= \cos\theta, & p_x &= l \cdot p, & p &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \\
 m &= \sin\theta \cdot \cos\varphi, & p_y &= m \cdot p, & E &= \sqrt{p^2 + M^2} \\
 n &= \sin\theta \cdot \sin\varphi, & p_z &= n \cdot p, & T &= E - M
 \end{aligned}$$

Після реконструкції кожного треку виникає питання щодо відповідності цієї події певній реакції.

Закони збереження енергії та імпульсу можна записати як:

$$E_\gamma = \sum_{i=1}^n T_i + Q \quad (3.1)$$

$$\vec{p}_\gamma = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i \quad (3.2)$$

тут і далі  $n$  – кількість треків в події,  $Q$  – енергетичний поріг реакції.

В обраній системі одиниць  $E_\gamma = p_\gamma$  і  $\gamma$ -квант направлено вздовж осі  $OX$ .

Небаланс проекцій імпульсів:

$$\begin{aligned} \Delta_x &= \sum_{i=1}^n p_x^i - E_\gamma \\ \Delta_y &= \sum_{i=1}^n p_y^i \\ \Delta_z &= \sum_{i=1}^n p_z^i \end{aligned} \quad (3.3)$$

Енергія  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  для (3.3) визначалася з рівняння (3.1).

Якщо розглядати велику кількість подій, то яскраво виражений пік в області 0 у розподілах подій за  $\Delta_x$ ,  $\Delta_y$  і  $\Delta_z$  відповідає подіям досліджуваної реакції.

Для відпрацювання методики ідентифікації для 12 подій реакції (I) і 6 подій реакції (II) небаланс проекцій імпульсів вручну перевірявся для кожної події. З експерименту відомо, що похибка у вимірюванні імпульсів  $\alpha$ -частинок –  $\sim 5\%$ . Тому, похибка проекцій імпульсів  $\delta p$  залежить від величини модуля імпульсу  $p$  кожної частинки.

На мові програмування Python [22] створено програму для обчислення небалансів імпульсів і порівняння з експериментальною похибкою.



На рисунку 3.4 схематично приведена процедура відбору подій. У першій колонці – номер події, в 2 – 4 значення  $\Delta_x$ ,  $\Delta_y$  і  $\Delta_z$ . В останній колонці – розрахована загальна похибка реакції:

$$\delta = \sqrt{\sum_{i=1}^n \delta p_i^2} \quad (3.4)$$

```

*****
Небаланс імпульсів
*****
1 -5.7 7.7 17.0 --- Похибка вимірювань: 26.4
2 1.4 -19.1 -5.0 --- Похибка вимірювань: 24.4
3 -80.5 79.7 83.1 --- Похибка вимірювань: 36.3
Небаланс!!! подія №: 3
4 -11.9 -17.6 21.5 --- Похибка вимірювань: 18.8
Небаланс!!! подія №: 4
5 -9.6 -4.0 -27.5 --- Похибка вимірювань: 39.6
6 -7.8 7.1 22.3 --- Похибка вимірювань: 27.0

```

Рис. 3.4 Кінематичні параметри частинок

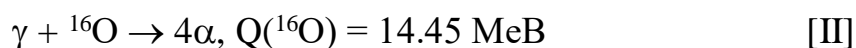
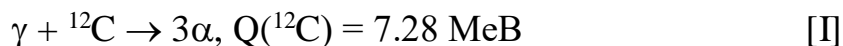
З рисунка 3.4 видно, що деякі події не проходять за критерієм балансу імпульсів і тому не беруться в залік.

Таким чином, вручну були проаналізовані події обох реакцій. Після перевірки методики, було виконано аналіз великої сукупності подій і створено дві матриці подій реакцій  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  і  $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  [12].

## РОЗДІЛ 4

### ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Виконано дослідження фотоядерних реакцій повного  $\alpha$ -частинкового розщеплення ядер  $^{12}\text{C}$  і  $^{16}\text{O}$ :



де  $Q$  – енергетичні пороги реакцій.

Процес розпаду може йти послідовним двочастинковим шляхом з утворенням проміжних збуджених ядер  $^8\text{Be}$  та  $^{12}\text{C}$ .

Як раніше було вказано, для кожної реакції було створено матрицю з  $N$  рядків, і в кожному рядку записано кінематичні параметри відібраних подій – направляючі косинуси ( $l, m, n$ ) і модуль імпульсу  $P$ . При необхідності, інші фізичні величини обчислюються.

Для реакції [I] відібрано  $N = 1333$  події, а для реакції [II] –  $N = 1005$  подій.

Для статистичної обробки такої кількості подій було створено код на мові програмування Python [22]. Візуалізація даних виконувалася за допомогою бібліотеки matplotlib.

#### 4.1. Виділення каналу утворення основного стану ядра $^8\text{Be}$

Енергія збудження системи двох  $\alpha$ -частинок визначалась як [13]

$$E_x(\alpha\alpha) = M^{eff}(\alpha\alpha) - m(^8\text{Be}), \quad (4.1)$$

де  $M^{eff}(\alpha\alpha)$  – ефективна маса, що дорівнює повній енергії пари  $\alpha$ -частинок у системі їх спокою,  $m(^8\text{Be})$  – маса берилію.

Через нерозрізненість  $\alpha$ -частинок заздалегідь не можна вибрати пару, яка утворювалася в результаті розпаду ядра  $^8\text{Be}$ . Тому для однієї події вимірювалось три значення  $E_x(\alpha\alpha)$  реакції [I] і шість значень  $E_x(\alpha\alpha)$  реакції [II]. Слід відмітити, що якщо утворюється проміжне ядро  $^8\text{Be}$ , то для однієї події виникають одне резонансне

і два фонових значення  $E_x(\alpha\alpha)$  для реакції [I] та одне резонансне і 5 фонових значень  $E_x(\alpha\alpha)$  для реакції [II].

На рис. 4.1а гістограмою наводяться всі комбінації значень  $E_x(\alpha\alpha)$  для реакції [I], а на рис. 4.1б – для реакції [II]. Крок гістограмування – 0.25 МеВ.

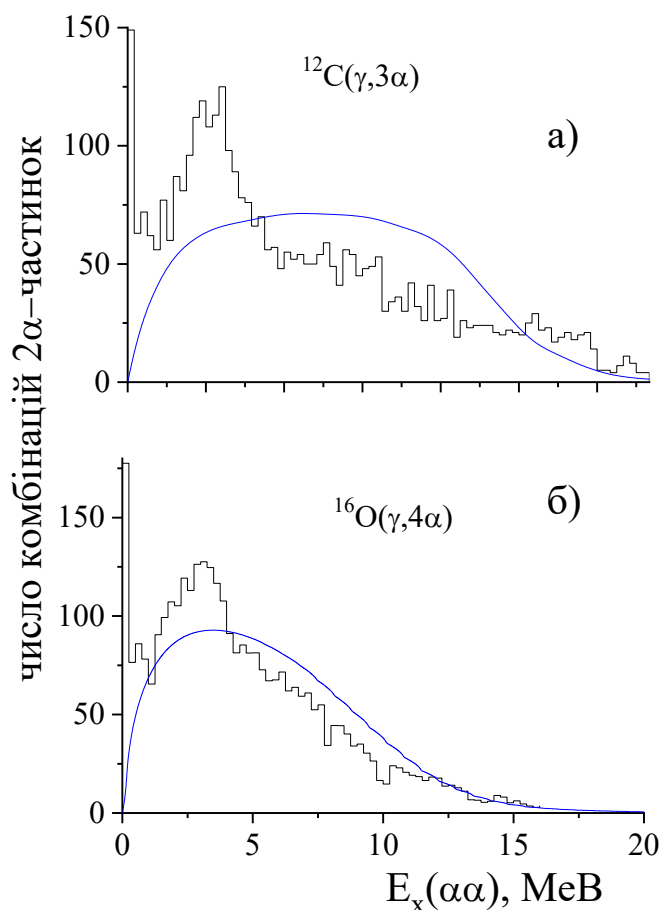


Рис. 4.1 Розподіл комбінацій  $\alpha\alpha$ -пар за їх енергією збудження: а) реакція  $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$ , б) реакція  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ . Суцільні криві – статистичні розподіли

Експериментальні розподіли порівнювалися зі статистичними (якщо немає процесу утворення проміжного збудженого ядра  $^8\text{Be}$ ), отриманими за формулою [19]:

$$f(E_x) \propto E_x^{\frac{3}{2}k - \frac{5}{2}} \cdot (E_x^{\text{max}} - E_x)^{\frac{3}{2}(n-k) - 1}, \quad (4.2)$$

де, в даному випадку,  $E_x^{\text{max}}$  – максимальна енергія в системі двох  $\alpha$ -частинок і яка дорівнює повній енергії в системі центра мас мінус поріг відповідної реакції. Для реакції [I] –  $n=3$ ,  $k=2$ , а для реакції [II] –  $n=4$ ,  $k=2$ . Площа під статистичною кривою

пронормована на число подій, що приходяться на кожний інтервал. Статистичні розподіли на рис. 4.1 показані суцільними кривими.

Відмінність експериментальних розподілів від статистичних, особливо в області при  $E_x(\alpha\alpha) < 0.25$  MeV, дозволяє зробити висновок, що в реакціях [I] і [II] утворюються збуджені стани ядра  ${}^8\text{Be}$ . Слід зазначити подібність функцій збудження з максимумами при тих самих значеннях  $E_x(\alpha\alpha)$  ( $\sim 0.1$  і  $\sim 3.0$  MeV), що свідчить про утворення однакових рівнів ядра  ${}^8\text{Be}$ .

З даних спектрометричних вимірювань [25] відомо, що параметри основного стану (ОС) ядра  ${}^8\text{Be}$ : положення максимуму  $E_0 = 0.092$  MeV, ширина на напіввисоті  $\Gamma = 5.57$  eV. Положення низькоенергетичних максимумів на рис. 4.1a і 4.1b у межах похибки збігаються з цими даними. Отже, концентрацію подій у районі  $\sim 0.1$  MeV можна пояснити утворенням ОС ядра  ${}^8\text{Be}$ . Встановлено, що, в основному, внесок у цей резонанс дає тільки одна з можливих  $\alpha\alpha$ -комбінацій (3 в реакції [I] – і 6 в реакції [II]). У випадку 1.17 % або 1.85 % подій для реакції [I] або [II] відповідно, можливий внесок у цю енергетичну область більш ніж однієї комбінації події. Наявність декількох комбінацій проявляється при малих енергіях  $\gamma$ -кванта, і в цих комбінаціях однією з  $\alpha$ -частинок є найбільш низькоенергетична  $\alpha$ -частинка з усіх кінцевих частинок.

Події, у яких одна з пар  $\alpha$ -частинок відповідає утворенню ОС ядра  ${}^8\text{Be}$ , надійно виділяються. Відносний вихід каналів – 12.2 % для реакції [I] і 25.44 % для реакції [II], незважаючи на те, що число подій приблизно однакове (значення при  $E_x = 0.1$  MeV на рис. 4.1a і 4.1b). У подіях, для яких у цій області енергій можливо кілька комбінацій, резонансною парою вважалася та, у якої значення  $E_x$  було ближче до значення  $E_0 = 0.092$  MeV. Також, можна відзначити, що відношення виходів каналу утворення ОС ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакціях [I] і [II] (12.2 і 25.44) пропорційна відношенню числа можливих комбінацій  $\alpha\alpha$ -частинок (3 і 6).

Таким чином, отримано, що в реакціях  ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  і  ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  на одному з проміжних етапів утворюється ядро  ${}^8\text{Be}$ . Канал утворення основного стану  ${}^8\text{Be}$  з великою достовірністю можна виділити із загального числа подій.

#### 4.2. Утворення збуджених станів ядра $^{12}\text{C}$ в реакції $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$

У реакції  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$ , після ідентифікації двох  $\alpha$ -частинок як таких, що утворюють ОС ядра  $^8\text{Be}$ , залишилось ще дві неідентифіковані частинки. Припустимо, що одна з двох неідентифікованих частинок може утворювати збуджену систему з ОС ядра  $^8\text{Be}$  ( $^8\text{Be}_0$ ) – ядро  $^{12}\text{C}$ .

Енергія збудження системи трьох  $\alpha$ -частинок визначалась як [13]:

$$E_x(3\alpha) = M^{eff}(3\alpha) - m(^{12}\text{C}), \quad (4.3)$$

де  $M^{eff}(3\alpha)$  – ефективна маса, що дорівнює повній енергії  $\alpha+^8\text{Be}_0$  у системі їх спокою;  $m(^{12}\text{C})$  – маса вуглецю.

Для каналу утворення основного стану  $^8\text{Be}$  можливі дві комбінації  $E_x(3\alpha)$ , тому на рис. 4.2 гістограмою наводяться обидві комбінації. Крок гістограмування – 0.5 МеВ. Статистичний розподіл вираховувався за (4.2) з  $n=4$ ,  $k=3$  і на рис. 4.2 він представлений суцільною кривою.

Відмінність експериментального розподілу від статистичного, що також сильно проявилася у біляпороговій області розпаду ( $Q(^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^8\text{Be}) = 7.37$  МеВ), може свідчити про утворення збудженого ядра  $^{12}\text{C}$ .

Значення положення першого максимуму на рис. 4.2 узгоджується з даними про вузький стан ядра  $^{12}\text{C}$  з  $E_0 = 7.654$  МеВ, що має в літературі [18] назву стан Хойла (СХ) і відіграє особливу роль в нуклеосинтезі, визначаючи елементний склад Всесвіту [24, 14]. Спостережувана в цьому експерименті ширина резонансу є апаратурною. Другий максимум на рис.4.2 відповідає широкому рівню ядра  $^{12}\text{C}$  з  $E_0 = 10.3$  МеВ,  $\Gamma = 3.0$  МеВ [18]. Події, що належать до різних збуджених рівнів ядра  $^{12}\text{C}$  можна розділити.

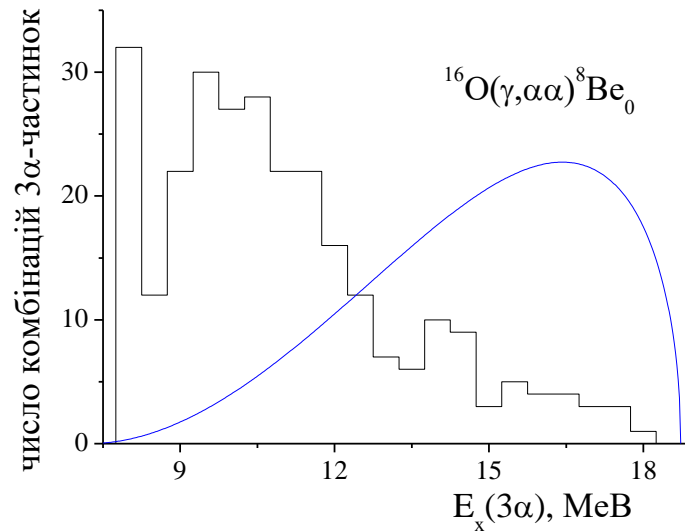


Рис. 4.2 Розподіл комбінацій системи 3 $\alpha$ -частинок за їх енергією збудження у каналі утворення ОС ядра  $^8\text{Be}$  реакція  $^{16}\text{O}(\gamma, \alpha\alpha)^8\text{Be}_0$ .  
Суцільна крива – статистичний розподіл [Побудовано автором]

Відносний вихід СХ ядра  $^{12}\text{C}$  – 11.77 % від числа подій, що належать каналу утворення основного стану  $^8\text{Be}$ .

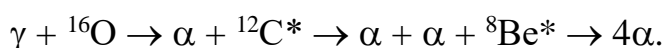
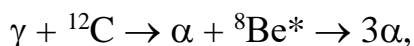
Таким чином, отримано, що в реакції  $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  є можливим послідовний розпад:  
 $\gamma + ^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + \alpha + ^8\text{Be} \rightarrow 4\alpha$ .

## ВИСНОВКИ

Робота присвячена дослідженню фотоядерних реакцій на легких кластерних ядрах  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , цікавість вивчення яких пов'язана з тим, що вони є зворотними реакціям термоядерного нуклеосинтезу.

У роботі вперше проведено дослідження повного  $\alpha$ -частинкового розпаду реакцій  ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  і  ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  за допомогою цифрової методики, основною і беззаперечною перевагою якої є відсутність спеціалізованих вимірювальних пристроїв, що раніше застосовувались для отримання експериментальних результатів. Використання цифрових зображень треків при аналізі фотоядерних реакцій суттєво зменшило похибку вимірювань. Також у роботі розроблено алгоритм-послідовність конкретних дій для отримання фізичної інформації щодо механізмів реакцій  ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  і  ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  за допомогою цифрової методики.

У рамках дослідження було проаналізовано реакції взаємодії гама-квантів з ядрами  ${}^{12}\text{C}$  та  ${}^{16}\text{O}$  і з'ясовано, що реакції  ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  та  ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  проходять послідовним двочастинковим шляхом. Експериментально доведено, що процес проходить з утворенням проміжних ядер  ${}^8\text{Be}$  (в обох реакціях) та  ${}^{12}\text{C}$  (в реакції на ядрі  ${}^{16}\text{O}$ ) з наступним розпадом на альфа частинки:



Результат отримано з використанням:

- ✓ бази даних фотоядерних реакцій, отриманих з трекового 4 $\pi$ -детектора (ННЦ «ХФТ»),
- ✓ програм для обробки цих даних, які створено на мові програмування Python,
- ✓ програми побудови графіків Origin.

Приведені в дослідницькій роботі експериментальні дані щодо механізму реакцій повного  $\alpha$ -частинкового розпаду ядер  ${}^{12}\text{C}$  та  ${}^{16}\text{O}$  під дією  $\gamma$ -квантів можуть бути корисні при розробці як теорій щодо опису багаточастинкових ядерних реакцій, так і астрофізики та зоряного нуклеосинтезу.

**СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ**

1. Айзацький М.І., Афанасьєв С.М., Буки О.Ю. та інші. Дослідження атомних ядер електронами та фотонами з енергією до 300 МеВ. Харків: ННЦ ХФТІ, 2017, 393 с.
2. Кайдєнко І.М., Плюйко В.А. Фізика атомного ядра та частинок, Підручник 2-ге видання, Київ, 2019, 467 с. URL: [http://atom.univ.kiev.ua/2016/prof/kadenko\\_pluyko.pdf](http://atom.univ.kiev.ua/2016/prof/kadenko_pluyko.pdf)
3. Кобилін О.А., Творошенко І.С. Методи цифрової обробки зображень: навч. посібник. Харків: ХНУРЕ, 2021, 124 с. URL: <https://openarchive.nure.ua/server/api/core/bitstreams/c739b2e6-aa8c-4fa0-92b1-dfb0d76e88d2/content>
4. Лавєр В.О., Левчук О.М. Обробка зображень: навч.-метод. посіб. Ужгород : вид-во ПП «АУТДОР - ШАРК», 2021, 51 с. URL: <https://dspace.uzhnu.edu.ua/jspui/bitstream/lib/35667/1/%D0%9E%D0%B1%D1%80%D0%BE%D0%B1%D0%BA%D0%B0%20%D0%B7%D0%BE%D0%B1%D1%80%D0%B0%D0%B6%D0%B5%D0%BD%D1%8C%202021.pdf>
5. Саврасов А.М. Вивчення механізмів реакцій з гама-квантами та легкими частинками за допомогою активаційного методу. Дисертаційна робота на здобуття наукового ступеня доктора фіз.-мат. наук, Київ – 2021. URL: [http://www.kinr.kiev.ua/Theses/Savrasov/dis\\_Savrasov.pdf](http://www.kinr.kiev.ua/Theses/Savrasov/dis_Savrasov.pdf)
6. Скорбун А.Д. Детектування розсіяного гама-випромінювання  $^{60}\text{Co}$  у широкій геометрії. Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля. - 2013. - Вип. 21. - С. 39–42. URL: [http://nbuv.gov.ua/UJRN/Pbaech\\_2013\\_21\\_8](http://nbuv.gov.ua/UJRN/Pbaech_2013_21_8)
7. Пилипчинець І.В., Парлаг О.О., Олейников Є.В. Моделювання виходів продуктів фотоподілу ядер актинідів, індукованих гальмівним випромінюванням електронних прискорювачів. Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. Випуск 42, 2017, 169-177 с. URL: <https://dspace.uzhnu.edu.ua/jspui/handle/lib/21391>



8. Повар Т.В., Безшийко О.А., Водін О.М. та інші. Ізомерне відношення для продуктів фотоядерних реакцій  $^{113}\text{In}(\gamma,3n)^{110\text{m.g}}\text{In}$ . Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics. Issue 24. – 2009, P. 191 – 198.

9. Пугач М.В., Добішук В.М., Кива В.О та інші. Система оцінки якості монолітних активних мікропксельних детекторів. Ядерна фізика та енергетика 2023, Т.24, №2, 154-161 с. URL: <https://inspirehep.net/files/2dced87c741726924a2510ad5e079dbf>

10. Afanasiev S.N., Afanasieva I.O. Digital processing of photos from  $4\pi$  track detector // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Nuclear Physics Investigations”. 2022, No. 5(141), p. 87-91.

11. Afanasiev S.N., Afanasieva I.O. Digital study of the  $^{14}\text{N}(\gamma,2\alpha)^6\text{Li}$  reaction // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Nuclear Physics Investigations”. 2023, No. 3(145), p. 33-37.

12. Afanasyev S.N. Energy correlations of  $\alpha$ -particles in the  $^8\text{Be}$ -nucleus ground state formation channel of the  $^{12}\text{C}(\gamma,3\alpha)$  and  $^{16}\text{O}(\gamma,4\alpha)$  reactions // Ukr. J. Phys. 2019, v. 64, No. 9, p. 787-792

13. Baldin A.M., Goldanskii V.I., Maksimenko V.M., Rosenthal I.L. Kinematics of Nuclear Reactions (Atomizdat, 1968), 456 p. URL: [https://catalog.library.vanderbilt.edu/discovery/fulldisplay/alma991012444209703276/01VAN\\_INST:vanui](https://catalog.library.vanderbilt.edu/discovery/fulldisplay/alma991012444209703276/01VAN_INST:vanui)

14. Freer M., Fynbo H.O.U. The Hoyle state in  $^{12}\text{C}$ . Progress in Particle Nuclear Physics 2014, 78, 1. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0146641014000453>

15. Funaki Y., Yamada T., Horiuchi H.  $\alpha$ -Particle Condensation in  $^{16}\text{O}$  Studied with a Full Four-Body Orthogonality Condition Model Calculation. 2008. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.101.082502>

16. Hoyle F, Dunfar D.N.F., Wenzel W.A. Hoyle F. Whaling state in  $\text{C}^{12}$  predicted from astrophysical evidence. Phys. Rev. 1953. — V. 92. — P. 1095. URL: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.92.649>

17. Ikeda K., Horiuchi H., Saito S. Progress of Theoretical Physics. Chapter I. Introduction to Comprehensive Nuclear Structure Study Based on Cluster Correlations and Molecular Viewpoint. 1980. URL: <https://academic.oup.com/ptps/article/doi/10.1143/PTPS.68.1/1927776?login=false>
18. Kelley J.H., Kwan E., Purcell J.E. Energy levels of light nuclei  $A=12$ . 2017. – Vol. A968. P. 17-253. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.07.015>
19. Kopylov G.I. Fundamentals of Resonance Kinematics (Nauka, 1970) 488 p. URL: <http://phh.dspu.edu.ua/public/journals/12/ListofReferencesexamples.doc>
20. Liccardo V., Malheiro M., Hussein M.S. Nuclear processes in astrophysics: Recent progress, 2018. URL: <https://arxiv.org/abs/1805.10183>
21. Liesfeld B., Ewald F., Schwoerer H., et. al. High-intensity Laser Induced Photo-proton Reactions Kay-Uwe Amthor, Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies, 2005. URL: [https://www.researchgate.net/publication/4198008\\_High-intensity\\_laser\\_induced\\_photo-proton\\_reactions](https://www.researchgate.net/publication/4198008_High-intensity_laser_induced_photo-proton_reactions)
22. Lutz M. Learning Python, 5th Edition Packages. «O'Reilly Media», 2013. URL: <https://www.oreilly.com/library/view/learning-python-5th/9781449355722/>
23. Schaerf C. Polarized Gamma-Ray Beams, Physics Today, 2005 p. 44–52. URL: [https://www.researchgate.net/publication/243391322\\_Polarized\\_Gamma-Ray\\_Beams](https://www.researchgate.net/publication/243391322_Polarized_Gamma-Ray_Beams)
24. Thielemann F.-K., Brachwitz F., Freiburghaus C. Element synthesis in stars. Progress Particle Nuclear Physics. Volume 46, Issue 1, 2001, p. 5-22. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S014664100100103X>
25. Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L. Energy levels of light nuclei  $A = 8, 9, 10$ . Nuclear Physics. – 2004. p. 155-362. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0375947404010267>
26. Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Röpke G. Alpha Cluster Condensation in  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$ . 2008. URL: <https://arxiv.org/abs/nucl-th/0110014>

27. Rutherford E. Collision of a particles with light atoms. 1919. p. 581-587. URL:  
<https://www.taylorfrancis.com/chapters/edit/10.4324/9781315779249-74/collision-particles-light-atoms-rutherford>