

Міністерство освіти та науки України
Національний університет “Києво-Могилянська академія”
Факультет природничих наук
Кафедра фізико-математичних наук

Кваліфікаційна робота
освітній ступень - бакалавр

на тему: ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ ВЗАЄМОДІЯ ТА СПЕКТР ЗБУДЖЕННЯ ЯДРА ${}^6\text{Li}$

Виконав студент 4 року навчання
спеціальності 104 Фізика та астрономія
Драчинський Роман Вікторович

Керівник: д.ф.-м.н. Поворозник Орест Михайлович,
ст.наук.сп. Інституту ядерних досліджень НАН України

Рецензент к.ф.-м.н. О.К.Горпинич

Кваліфікаційна робота захищена з оцінкою 81 "добре"

Секретар ЕК Г.В.Оводенко

2 червня 2021 р.

Київ – 2021

Зміст

1. Вступ.....	3
2. Експериментальні методи визначення енергетичних параметрів(часу життя та енергії збудження) незв'язаних станів.....	6
2.1 Послідовні процеси.....	6
2.2 Механізм послідовного розпаду в реакціях з трьома частинками у вихідному каналі і дослідження властивостей резонансних рівнів	9
3. Спектр збудження ядра ${}^6\text{Li}$	13
3.1 Визначення енергетичних параметрів незв'язаних станів ядра ${}^6\text{Li}$ нижче енергії збудження 6 МеВ.....	13
4. Використання методу Монте-Карло для розрахунку та обробки даних кінематично повних тричастинкових реакцій.....	19
4.1 Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій за методом Монте-Карло.....	19
4.2 Обробка двовимірних експериментальних спектрів збігів з використанням методу Монте-Карло.....	22
4.3 Застосування методу Монте-Карло моделювання та його результати.....	27
5. Висновки.....	31
6. Список джерел.....	32

Вступ

Внаслідок того, що ядро ${}^6\text{Li}$ є одним із найлегших із своєрідною кластерною структурою основного та збуджених станів, воно є об'єктом інтенсивних експериментальних та теоретичних досліджень протягом останніх десятиліть. Збуджені стани ядра ${}^6\text{Li}$, як і інших найлегших ядер, в основному незв'язані і розпадаються через випромінювання двох і більше частинок. На рис. 1 репрезентовано схеми збуджених енергетичних рівнів ядра ${}^6\text{Li}$, приведені в компіляційних роботах [1] та [2].

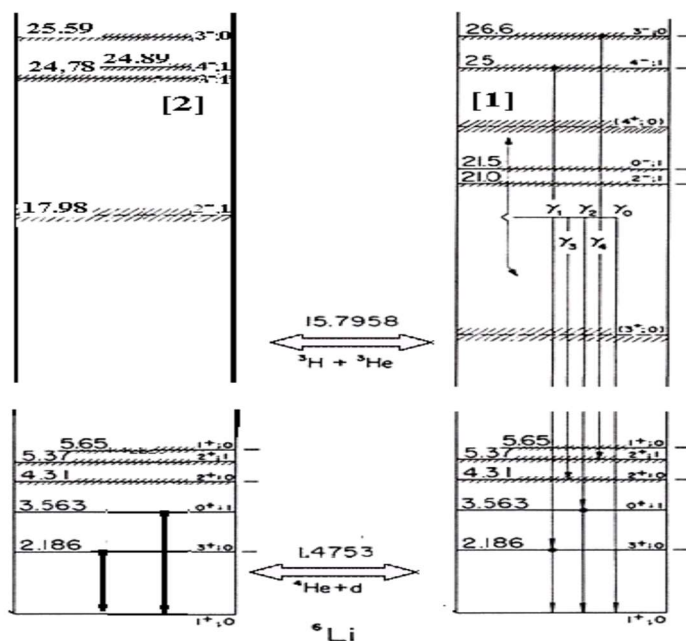


Рис. 1.1. Схема енергетичних рівнів ядра ${}^6\text{Li}$ з компіляційних робіт [1] та [2]

Найпоширенішими методами визначення енергетичних характеристик нестабільних збуджених станів є вимірювання та аналіз інклюзивних спектрів від квазідвочастинкових реакцій та дослідження пружного розсіяння. Розглянемо схему рівнів ядра ${}^6\text{Li}$ в діапазоні енергій

збудження до 6 MeV, яка є найбільш вивченою для цього ядра. Згідно з літературними даними для дослідження перших п'яти збуджених рівнів ядра ${}^6\text{Li}$ було застосовано більше ніж 40 різних типів ядерних перетворень. Для прикладу в табл.1 приведено величини енергетичних характеристик п'яти рівнів та ядерні реакції, які було використано для досліджень з цією метою. Як видно з даних таблиці, значних розбіжностей в енергетичних положеннях

Таблиця 1. Енергетичні параметри 3-5 збуджених рівнів ${}^6\text{Li}$ (експеримент)

реакція	$E_{зб}, \text{MeB}$	Γ, MeB	Групи кація
3 зб. рівень ${}^6\text{Li}$ 4.3 MeB($2^+,0$)			
${}^4\text{He}(d,d){}^4\text{He}$	4.52 ± 0.08		2
	4.57		4
	4.6 ± 0.1		5
	4.28	1.34	6
	4.7		7
${}^6\text{Li}(p,p')$	4.4 ± 0.2	0.6	8
${}^6\text{Li}(p,p')$	4.45	0.3	9
${}^6\text{Li}(e,e')$	4.27 ± 0.04	0.69 ± 0.12	10
${}^6\text{Li}(d,d')$	4.32 ± 0.04	1.82 ± 0.11	11
${}^6\text{Li}(p,px)$	4.40 ± 0.12	1.49 ± 0.11	12
${}^7\text{Li}(\alpha\alpha)$	4.3 ± 0.2		13
${}^9\text{Be}(p,\alpha)$	4.40 ± 0.12	0.35 ± 0.05	14
${}^7\text{Li}(\alpha\alpha d)$	4.3 ± 0.1	0.6 ± 0.1	15
${}^9\text{Be}(p,\alpha)$	$4.29\pm0.02^*$	$0.85\pm0.05^*$	20
	$4.30\pm0.01^{**}$	$0.48\pm0.08^{**}$	
4 зб. рівень ${}^6\text{Li}$ 5.37 MeB($2^+,1$)			
${}^7\text{Li}(d,t)$ ${}^6\text{Li}(d,d')$	~ 5.4	~ 0.6	16
${}^7\text{Li}(\alpha\alpha)$	5.29 ± 0.05		13
	5.35 ± 0.05	<0.1	
${}^9\text{Be}(p,\alpha)$	5.32 ± 0.07	0.28 ± 0.08	14
${}^7\text{Li}(\alpha\alpha)$	5.47 ± 0.05	~ 0.6	17
${}^6\text{Li}(p,p')$	5.4 ± 0.2	~ 1.0	8
${}^6\text{Li}(p,p')$	5.28 ± 0.08	0.30 ± 0.05	9
${}^7\text{Li}(\alpha\alpha)$	5.34 ± 0.02	0.56 ± 0.04	3
${}^7\text{Li}(\alpha\alpha)$	5.36 ± 0.07	0.54 ± 0.04	18
${}^6\text{Li}(e,e')$		0.44 ± 0.1	10
${}^6\text{Li}(p,px)$	5.33 ± 0.08	$0.55^{+0.34}_{-0.10}$	12
${}^9\text{Be}(p,\alpha)$	$5.324\pm0.005^*$	$0.27\pm0.02^*$	20
	$5.329\pm0.007^*$ *	$0.27\pm0.01^{**}$	
5 зб. рівень ${}^6\text{Li}$ 5.65 MeB($1^+,0$)			
${}^4\text{He}(d,d){}^4\text{He}$	4.9-5.8		2
	6.24		4
	5.7 ± 0.1		5
	5.01	2.7	6
	5.7		7
	5.65		19
${}^7\text{Li}(\alpha\alpha)$	5.6 ± 0.2	2.0	13
${}^6\text{Li}(p,px)$	5.7	$1.0^{+0.6}_{-0.4}$	12
${}^9\text{Be}(p,\alpha)$	$5.63\pm0.04^*$	$0.90\pm0.06^*$	20
	$5.68\pm0.04^{**}$	$1.26\pm0.12^{**}$	
* - $E_p=30 \text{ MeB}$ ** - $E_p=50 \text{ MeB}$			

рівнів, отриманих з різних

експериментів, немає, але величини енергетичних ширин рівнів, за винятком вузького першого стану, значно різняться. Такі розбіжності можуть бути наслідком складності процедури визначення енергетичних параметрів, наявності перекривання між рівнями за рахунок їх ширини, впливом континуума нерезонансних процесів та модельних припущень про структуру рівнів.

розсіювання компонентів розпаду. Інклюзивні спектри крім резонансних проявів збуджених станів досліджуваного ядра, часто демонструють інтенсивне неперервне тло викликане, як розпадом збуджених станів інших ядер, що утворюються в конкуруючих каналах реакцій, так і статистичним розпадом на три частинки у вихідному каналі ядра мішені і бомбардуючої частинки. Тому, досліджуючи спектри розпаду частинок у кінематично-повному

кореляційному експерименті можна отримати більш конкретну та більш точну

інформацію про незв'язані рівні найлегших ядер.

В публікаціях англійською мовою рівні ці називаються як unbound, resonance or scattering levels тобто в перекладі на українську незв'язаними або резонансними або розсіювальними рівнями. Ці означення відповідно відображають певні особливості утворення, розпаду та експериментального спостереження таких рівнів.

Експериментальні методи визначення енергетичних параметрів(часу життя та енергії збудження) незв'язаних станів

Енергетичні параметри збуджених рівнів (енергетичне положення та їх ширина) з дуже малим часом життя визначаються при дослідженні взаємодії складових частинок, на які розпадаються ці стани, аналізуючи її наявність резонансних проявів у потрібному енергетичному діапазоні відносних енергій цих складових частинок. Такі експериментальні умови можна створити:

- досліджуючи пружне розсіяння складових частинок, змінюючи відносну енергію взаємодії шляхом зміни енергії налітаючої частинки;
- використовуючи непружне розсіяння електронів, якщо основний стан ядра, енергетичні параметри збуджених резонансних рівнів якого прагнуть визначити – зв'язаний (наприклад, ядра ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$);
- вивчаючи широкий набір три- та чотиричастинкових реакцій, досліджуючи як інклюзивні спектри тричастинкових реакцій $p(T,1)(2+3)^*$, в яких ці ядра заселяються як кінцеві (незв'язані) рівні, так і збігові спектри $p(T,12)3$, вибираючи область фазового простору, в якій парна взаємодія в досліджуваній парі вихідних частинок, наприклад 2-3, буде відбуватись в заданому діапазоні відносних енергій E_{2-3} при відсутності резонансних проявів у парах 1-2 та 1-3.

2.1. Послідовні процеси

При дослідженні процесу послідовного розпаду, який вивчається за допомогою вимірювання спектру однієї частинки 1 , випромінюваної внаслідок проходження тричастинкової реакції $p+T \rightarrow 1+2+3$ при наявності двочастинкового резонансу, спочатку розглянемо той випадок, коли ця частинка 1 не породжена променюванням із резонансної пари. Тоді енергетичний спектр цієї частинки повністю один до одного відтворює спектр

збудження системи **2+3**. Спектральна форма піків у такому спектрі також описуються за допомогою формули (2.1.1), але квадрат матричного елемента $|T_{if}|^2$ не може розглядатись як константа і якщо процес утворення та розпаду резонансного стану послідовний, то $|T_{if}|^2$ розкладають на множники $|T_{if}|^2_F$ та $|T_{if}|^2_R$, перший з яких відповідає за утворення на першому етапі проходження реакції резонансного стану, другий описує вже резонансну взаємодію.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_N dE_N} = \frac{2\pi p_N m_N}{v_0 \hbar^4} C R_{N-1}(m_1 m_2 \dots m_{N-1}; E^*, P^*) \quad (2.1.1)$$

Величину $|T_{if}|^2_F$ в рамках моделі фазового простору можна приблизно розглядати як константу і винести за інтеграл у виразі (2.1.2).

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_N dE_N} = \frac{2\pi p_N m_N}{v_0 \hbar^4} \int \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3} \dots \int \frac{d^3 k_{N-1}}{(2\pi)^3} |T_{if}|^2 \delta \left| \vec{k}_0 - \sum_{i=1}^N \vec{k}_i \right| \delta \left| E_0 - \sum_{i=1}^N E_i \right| \quad (2.1.2)$$

$|T_{if}|^2_R$ має Брейт-Вігнерівський вигляд:

$$|T_{if}|^2_R = \frac{\Gamma_0^2/4}{(E_{23} - E_0)^2 + \Gamma_0^2/4}, \quad (2.1.3)$$

де E_0 - енергія резонансу в системі центру мас частинок **2** та **3**, що взаємодіючи спричиняють цей резонанс, Γ_0 - енергетична ширина резонансу, E_{23} - відповідно відносна енергія цих же частинок в кожній точці енергетичного спектру. Для спрощення обчислень $|T_{if}|^2_R$ не нормалізують, оскільки предметом даних досліджень є саме форма резонансу. Вираз (2.1.2) припускає, що ширина резонансу Γ_0 не залежить від E_{23} . Це припущення є коректним, якщо проникливість впродовж всієї ширини резонансу відчутно не міняється.

Якщо частинки, які реєструються в кінематично неповному експерименті, не є продуктами розпаду резонансної системи, то вираз $|T_{if}|^2_R$

може бути винесений за знак інтегралу, оскільки тоді цей вираз залежить лише від імпульсу частинки, що реєструється під кутом розміщення детектора. Підінтегральна частина, що залишилась, зводиться до множника фазового простору R_2 , і резонансну частину спектру можна репрезентувати таким виразом:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE_1} = \frac{p_b}{v_0} \frac{\Gamma_0^2/4}{(E_{23}-E_0)^2 + \Gamma_0^2/4} R_2. \quad (2.1.4)$$

Якщо повернутись до дослідження процесу послідовного розпаду шляхом вимірювання спектру однієї частинки 1 , яка випромінюється внаслідок проходження тричастинкової реакції $p+T \rightarrow 1+2+3$ при наявності двочастинкового резонансу, то окрім випадку, коли ця частинка 1 не породжена променюванням із резонансної пари, який вже розглядався вище, джерелом випромінювання частинки 1 можуть бути інші двостадійні послідовні процеси. Так, наприклад, вимірюваний інклюзивний спектр частинки 1 може містити вклади з розпаду резонансних рівнів, утворених парами $1+2$ та $1+3$. Для того, щоб коректно описати форму інклюзивного спектру частинки 1 , спричиненого утворенням на першому етапі реакції $p+T \rightarrow 3+R^*(2+1)$ ядра R^* в збудженому незв'язаному стані, яке на другому етапі розпадається через випромінення частинок 2 і 1 , необхідно мати експериментальну інформацію про кутові розподіли проходження як першого, так і другого етапів взаємодії. На жаль, такі експериментальні дані далеко не завжди наявні, і тому переважна більшість розрахунків очікуваної спектральної форми ґрунтується на припущенні ізотропності як першого, так і другого етапів даного механізму проходження ядерних реакцій.

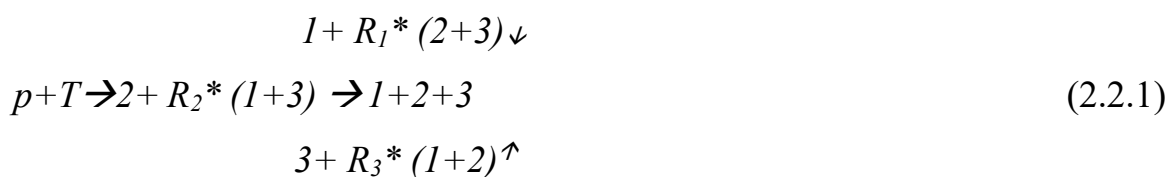
Отже, у випадку визначення енергії збудження та часу життя резонансів, тобто енергетичної ширини резонансних незв'язаних станів ядер шляхом дослідження інклюзивних спектрів лише одного продукту з ядерного перетворення, що приводить до формування таких резонансних станів, слід

відмітити наступне:

1. Отриманий енергетичний спектр повинен бути спектром частинки, яка не породжена розпадом резонансних рівнів, що вивчаються;
2. Ступінь точності визначення енергетичних параметрів резонансних станів залежить від того, наскільки повно та коректно враховуються при аналізі вклади інших механізмів в отримані інклюзивні спектри.

2.2. Механізм послідовного розпаду в реакціях з трьома частинками у вихідному каналі і дослідження властивостей резонансних рівнів

Механізм послідовного розпаду, за допомогою якого визначатимемо енергетичні параметри резонансних рівнів ядра R^* , що розпадається через випромінення частинок $2+3$, передбачає, що на першому етапі тричастинкової $p(T,12)3$ реакції утворюється ядро в незв'язаному стані R^* та частинка 1 , яку реєструють на збігу з однією з двох частинок 2 і 3 , що утворюються на другому етапі внаслідок розпаду R^* , тобто $p(T,1)R^* \rightarrow 2+3$. При цьому утворення резонансного стану може формуватись будь-якою парою з трьох вихідних частинок $1, 2, 3$:



Для дослідження особливостей збудження, наприклад, резонансного стану ядра R_1^* , що розпадається через випромінення частинок $2+3$, вибираємо ту область фазового простору, в якій парна взаємодія в вибраній парі вихідних частинок $2-3$ буде відбуватись в заданому діапазоні відносних енергій E_{13} при відсутності резонансних проявів у парах $1-2$ та $2-3$ і простих механізмів проходження тричастинкових реакцій, таких як квазівільні розсіяння і реакції та взаємодія в кінцевому стані. При цьому на відміну від перших двох типів реакцій $p(T,1)R^* \rightarrow 2+3$ та $p(T,2)R^* \rightarrow 1+3$, в яких невідомо, чи заселені кінцеві

(незв'язані) рівні ядер розпадаються лише через виліт частинок 2 і 3 (або 1 і 3), в кінематично повному дослідженні тричастинкової $p(T,12)3$ реакції достовірно спостерігається взаємодія в парі 2+3, тобто розпад утвореного на першому етапі збудженого стану відбувається через виліт частинок 2+3.

Формулу, котра описує переріз тричастинкової реакції $T(p,12)3$, можна виразити таким чином

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_{ex}} = \frac{(2\pi)^4}{\hbar v_{in}} |T_{if}|^2 \rho(\Omega_1 \Omega_2 E_{23}), \quad (2.2.2)$$

де T_{if} матричний елемент переходу,

ρ - описує густину кінцевих станів і являє собою множник фазового простору тричастинкової реакції.

$E_{23} \equiv E_{ex}$ означає відносну енергію між частинками 2 та 3, що відповідає енергії збудження системи 2+3,

v_{in} відносна швидкість у вхідному каналі.

Оскільки процес послідовний, утворення трьох частинок у вихідному каналі відбувається у два кроки. Першим кроком є утворення ядра R_1^* у стані j нестабільному до емісії частинок:

$$p + T \rightarrow 1 + R_1^*, \quad (2.2.3)$$

яке послідовно розпадається

$$R_1^* \rightarrow 2 + 3 \quad (2.2.4)$$

Перший крок можна трактувати як двочастинкову реакцію, а квадрат тричастинкового матричного елементу переходу T_{if}^j можна виразити в цьому випадку за допомогою двочастинкового матричного елементу переходу та так званої кореляційної функції W^j , яка описує кутовий розподіл розпаду ядра R в збудженому стані j на частинки 2 та 3:

$$|T_{if}^j|^2 = \left| \left\langle \vec{k}_f(E_{ex}) \phi_{R_1^*}^j(E_{ex}) \phi_1 | T | \phi_p \phi_T \vec{k}_i \right\rangle \right|^2 W^j(\Omega_1 \Omega_2 E_{ex}) / 4\pi, \quad (2.2.5)$$

де ϕ_i внутрішні хвильові функції ядер p , T , R_1^* , а $|\vec{k}_i\rangle$, $|\vec{k}_f\rangle$ - плоскі хвилі відносного руху у вхідному та вихідному двочастинкових каналах.

Внаслідок обмеженого часу життя незв'язаного стану j ядра R_1^* його хвильова функція сильно залежить від енергії збудження ($\phi_{R_1^*}^j(E_{ex})$). Припускаючи, що $\phi_{R_1^*}^j(E_{ex}) = f_{R_1^*}^j(E_{ex}) \phi_{R_1^*}^{oj}$, де $\phi_{R_1^*}^{oj}$ не залежить від E_{ex} , можна отримати:

$$\left| \left\langle \vec{k}_f(E_{ex}) \phi_{R_1^*}^j(E_{ex}) \phi_1 | T | \phi_p \phi_T \vec{k}_i \right\rangle \right|^2 = \eta^j(E_{ex}) \left| \left\langle \vec{k}_f(E_{ex}) \phi_{R_1^*}^{oj} \phi_1 | T | \phi_p \phi_T \vec{k}_i \right\rangle \right|^2 \propto$$

$$\eta^j(E_{ex}) \frac{d\sigma}{d\Omega_1}(T(p, 1)R_1^*; E_{ex}) \quad (2.2.6)$$

де

$$\eta^j(E_{ex}) = f_{R_1^*}^j(E_{ex}) f_{R_1^*}^{j*}(E_{ex}). \quad (2.2.7)$$

В даному випадку так звана функція спектральної густини містить повну інформацію про залежність хвильової функції ядра R_1^* в збудженому стані j від величини енергії збудження E_{ex} . Другий множник в кінцевому вигляді виразу (2.2.7) являє собою переріз утворення ядра R_1^* і залежить від E_{ex} лише через залежність від $\vec{k}(E_{ex})$.

Для одного збудженого рівня вираз (1.4) для перерізу набуває такого вигляду:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_{ex}} \propto \eta^j(E_{ex}) \frac{d\sigma}{d\Omega_1}(T(p, 1)R_1^*; E_{ex}) W^j(\Omega_1 \Omega_2 E_{ex}) \rho(\Omega_1 \Omega_2 E_{ex}) \quad (2.2.8)$$

оскільки, як правило, спектральну густину апроксимують з використанням простого Брейт-Вігнерівського форм-фактору:

$$\eta^j(E_{ex}) = \text{const} \frac{1/2\Gamma_{R_1^*}^{BW}}{(E_{R_1^*}^{BW} - E_{ex})^2 + (1/2\Gamma_{R_1^*}^{BW})^2}. \quad (2.2.9)$$

Параметри $E_{R_1^*}^{BW}$ (енергія резонансу) та $\Gamma_{R_1^*}^{BW}$ (ширина резонансу) у вище приведеній формулі відповідають максимуму спектральної густини та повній ширині на половині цього максимуму, відповідно.

Якщо в експерименті спостерігається n збуджених рівнів, то спрощений вираз (2.2.8) набуває такого вигляду:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} \propto \rho(E_1) \sum_j^n C_j \times \frac{1/2\Gamma_j}{(E_{R_j} - E_{2-3})^2 + (1/2\Gamma_j)^2}, \quad (2.2.10)$$

Ядро ${}^6\text{Li}$ являється одним із найлегших якому притаманна кластерна будова, як збуджених рівнів так і основного рівня. Ядру ${}^6\text{Li}$ за останні десятиліття було присвячено багато експериментальних та теоретичних досліджень.

Дослідження ${}^3\text{He} + \alpha$ являється перспективним для вивчення збуджених станів ${}^6\text{Li}$, оскільки в цієї взаємодії існує невисокий кулонівський бар'єр, то різні вихідні канали цієї взаємодії характеризуються значними перерізами. Тим паче, при такій взаємодії мінімізується вплив континууму і можливий контроль за ними. Проте ${}^3\text{He}$ та ${}^4\text{He}$ являються газами і на відміну від твердих мішеней, в яких локалізація ядерної реакції обмежена розмірами пучка прискорених частинок на мішені, взаємодія налітаючих частинок з ядрами газової мішені відбувається в просторовому шнурі пучка, що ускладнює дотримання певних кінематичних умов.

3.1. Визначення енергетичних параметрів незв'язаних станів ядра ${}^6\text{Li}$ нижче енергії збудження 6 MeV

Щоб уникнути труднощів роботи з газовою мішенню в роботі [3] було використано титан-третієві мішені. Автор статі виявив, що при тривалому зберіганні таких мішеней у них відбувається накопичення радіогенного, тобто породженого β -розпадом ядер тритію, ${}^3\text{He}$.

З аналізу експериментальних даних, отриманих при дослідженні взаємодії пучка з енергією 27.2 MeV з тритієм, виявилось, що крім подій, які відповідають утворенню і розпаду ядра ${}^6\text{He}$ із чотирьохчастинкової взаємодії ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$ і лежать на кінематичній кривій на рис. 2 під номером 1, при використанні деяких мішеней спостерігається локус, який відповідає ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$, $Q_3 = -5.49$ MeV та кінематичні розрахунки цієї реакції відповідають на рисунку 3.1.1 числу 2.

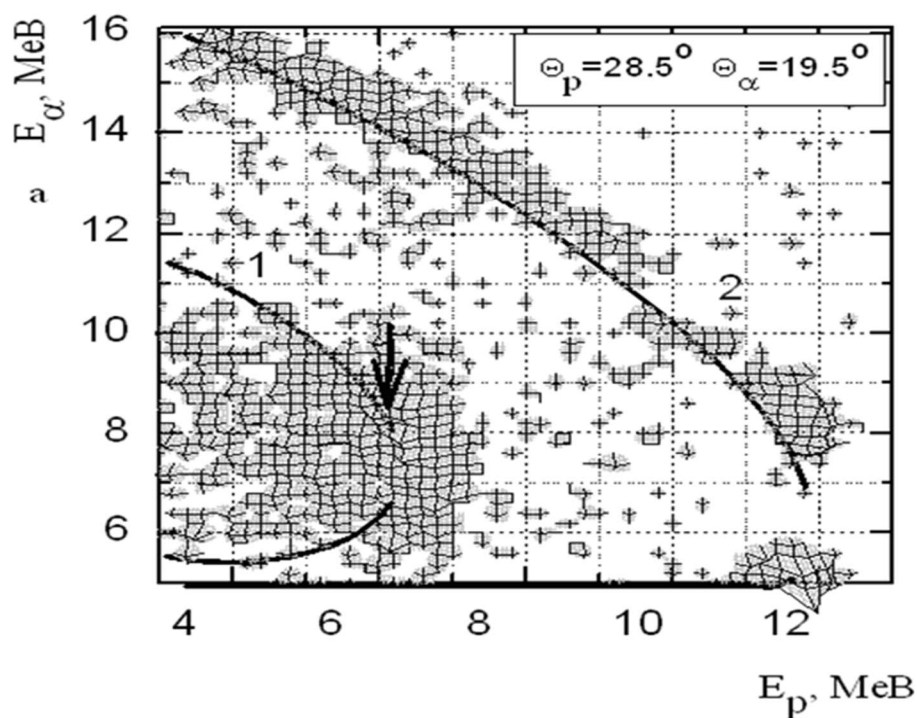


Рис. 3.1.1 [3] Двовимірний спектр р- α збігів

В експерименті використовували титан-третієві мішені товщиною 2.7 мг/см^2 і з співвідношенням між сорбованими титановою фольгою атомами тритію та атомами титану близьким до одиниці[3]. Події, які відповідають реакції

$^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ відповідають мішеням час зберігання яких перевищував два роки. Як зазначає автор, що достовірність такого явища свідчить про той факт, що локуси цієї реакції було видно для різних пар кутів реєстрації матриць р- α збігів. Ще одним плюсом для появи р- α збігів, викликаних $\tau + \alpha$ взаємодією, є представлений спектр енергетичного балансу Q_3 на рис. 3.1.2, отриманий в результаті перерахунку двовимірного спектру р- α збігів. У даному спектрі можна побачити дві резонансні структури: одна дещо ширша, максимум якої проявляється при енергії $\sim (-8.5) \text{ MeV}$, що відповідає чотирьохчастинковій реакції, і друга трохи вужча, з максимумом $\sim (-5.487) \text{ MeV}$, який і відповідає тричастинковій реакції, кінематичні розрахунки для якої позначені 2 на рисунку 3.1.1.

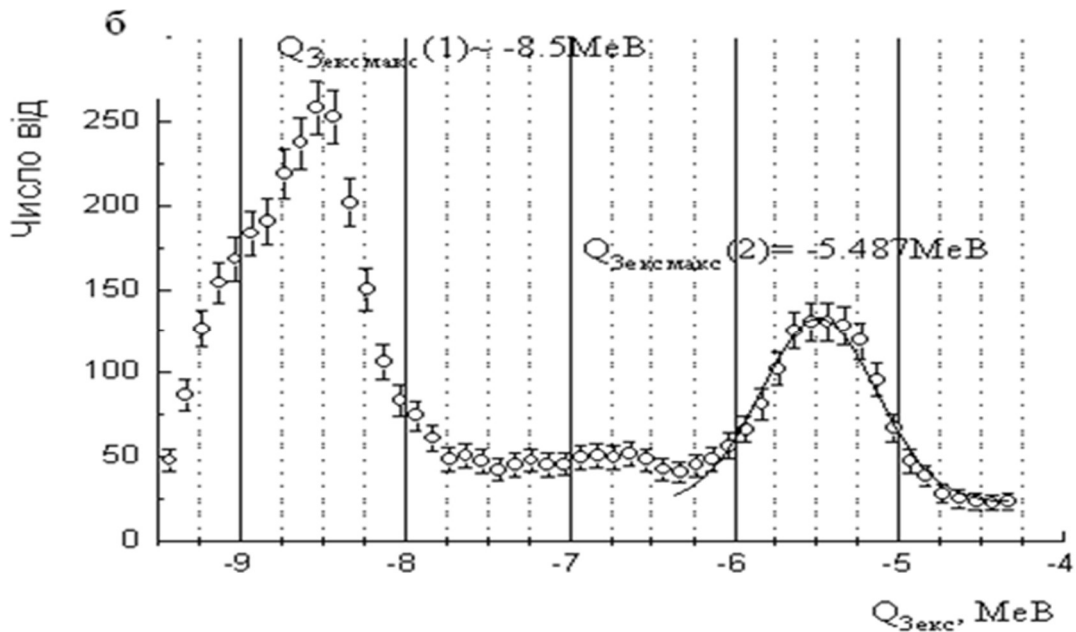


Рис. 3.1.2 [3] Спектр енергетичного балансу Q_3

Матриці збігів p - α були отримані за допомогою чотирьох напівпровідникових кремнієвих телескопів. Телескопи були розміщені попарно зліва та справа по відношенню до пучка α -частинки. Спектри p - α збігів були отримані для пар кутів: $\theta_p/\theta_\alpha = 28.5^\circ/10^\circ, 13^\circ, 16.5^\circ$ та $\theta_p/\theta_\alpha = 36^\circ/10^\circ, 13^\circ, 16.5^\circ$. У всіх двовимірних спектрах проявляються локуси, які відповідають тричастинковій взаємодії ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$. Частинки, які реєструються на збігах, утворюються в результаті послідовних незв'язних ядер ${}^5\text{Li}$ та ${}^6\text{Li}$:

1. ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow d + {}^5\text{Li}^* \rightarrow p + \alpha$
2. ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow p + {}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$
3. ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow d$

і також з квазівільного розсіяння, де дейтрон відіграє роль спостерігача. Після проведеного аналізу де були враховані значення трьох частинок, величин відносних енергій в парах p - α та d - α , а також врахували кінематичні особливості утворень збуджених станів ядер ${}^5\text{Li}$ та ${}^6\text{Li}$, автор зміг відібрати двовимірні матриці p - α збігів для декількох пар кутів реєстрації, де переважно проявляються механізми послідовного розпаду незв'язних рівнів ядра ${}^6\text{Li}$: θ_p/θ_α

$= 28.5^\circ / 10^\circ, 13^\circ$ та $36^\circ / 19^\circ$. З'ясувалось, що для деяких вибраних кутів реєстрації протонів ($\theta_p = 28.5^\circ$) відповідні їм кути реєстрації α -частинок або збігались, або були близькими до кута вильоту ${}^6\text{Li}^*$ з бінарної реакції ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}^*$, такий вибір кутів зумовлює наявність другого збудженого стану в матриці p- α збігів [3]. Для реєстрації α -частинок та протонів кути детекторів були виставлені так, що їх кутове перекриття для деяких пар кутів повністю чи частково на збігу реєструвалися обидва продукти бінарної реакції ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}^*$: протон та ${}^6\text{Li}$. З ΔE детекторів брались часові сигнали відбору для електронної схеми швидко-повільних збігів і в двовимірних спектрах p- α збігів наявна частина подій, які були зареєстровані лише ΔE детектором, то автор роботи отримав в локусах, що відповідають ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ реакцій, пік який відповідає станові ${}^6\text{Li}^*$ з енергією збудження 3.56 MeV, стабільному щодо розпаду на кластери і нуклони.

Для подальшого аналізу автор статі використовує метод Монте-Карло моделювання, який використали для оцінки ефективності, а також для моделювання отриманих спектрів проєкції у рамках припущення, що основним джерелом подій є просто модель послідовного розпаду.

Як вже описувалось вище внаслідок взаємодії налітаючої частинки з ядром мішені у вихідному каналі утворюються три частинки. Тепер добавим, що буквою J ми позначимо деякий збуджений стан ядра. Отже, проєкція двовимірного локусу, перетвореного в спектр збудження ядра в рамках моделі послідовного розпаду, апроксимують таким виразом:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_{ex}} \propto \rho(\Omega_1, \Omega_2, E_{ex}) \sum_j^n C_j \frac{\frac{1}{2}\Gamma_j}{(E_j - E_{2-3})^2 + (\frac{1}{2}\Gamma_j)^2} \quad (3.1.1)$$

де C_j – амплітуди утворення j-го збудженого стану.

Якщо вираз (3.1.1) поділити на обчислені дані кінематичних умов для значення множника фазового простору і представити в залежності від енергії збудження ядра ${}^6\text{Li}$, то його можна представити таким чином:

$$\frac{\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\alpha dE_{ex}}}{\rho(\Omega_p, \Omega_\alpha, E_{ex})} = \sum_j^n C_j \frac{\frac{1}{2}\Gamma_j}{(E_{Li_j^*} - E_{ex})^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma_j\right)^2} = \sum_j^n C_j BW^j(E_{ex}) \quad (3.1.2)$$

В цьому рівнянні енергія збудження ядра ${}^6\text{Li}$ визначається як сума обчисленої енергії в d- α парі та значення енергії порогу розвалу цього ядра на α -частинку та дейтрон ($E_{\text{пор}}=1.475$ MeV), тобто $E_{ex} = E_{23} + E_{\text{пор}} = E_{ad} + E_{\text{пор}}$, а енергетичні положення рівнів ядра ${}^6\text{Li}$ визначаються як $E_{Li_j^*} = E_j + E_{\text{пор}}$.

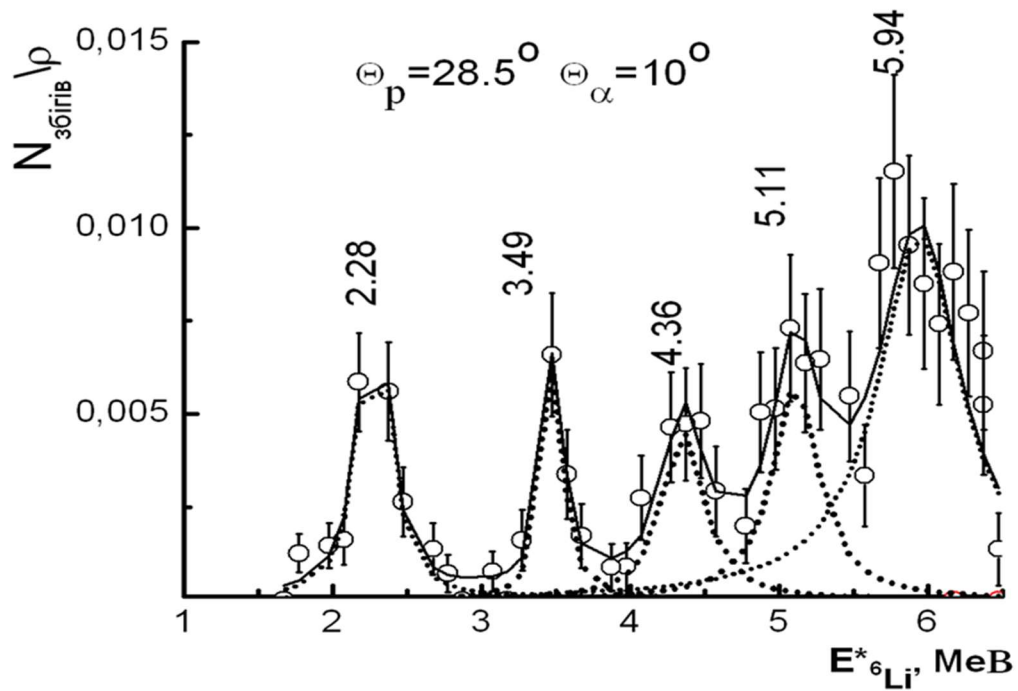


Рис. 3.1.3 [3] Спектр збудження ядра ${}^6\text{Li}$. Цифрами позначені перші п'ять збуджених станів ядра ${}^6\text{Li}$, отриманих в результаті процедури підгонки, а відповідні їм внески окремих збуджених рівнів та їх суму репрезентовано крапковими та суцільними лініями.

На рисунку 3.1.3 зображено проєкції верхівок гілки матриці p - α збігів, отриманої для кутів реєстрації протонів -28.5° та α -частинок 10° . Суцільна лінія відповідає апроксимації експериментальних даних в точковій геометрії за допомогою виразу (8) з використанням методу найменших квадратів, а внески окремих станів, що збуджуються при взаємодії, позначено пунктирними кривими. Такі ж дії були проведені для експериментальних даних, отриманих для інших пар кутів реєстрації протонів й α -частинок.

Якщо в формулі (3.1.2) взяти згортку виразу $BW^j(E_{ex})$, який відповідає за резонансний внесок збудженого стану, з функцією, що описує енергетичну роздільну здатність $q(\varepsilon, \sigma)$ то зможемо отримати величину $BW_m^j(E_{ex})$, яка містить залежність від енергетичної роздільної здатності.

$$BW_m^j(E_{ex}) = \int_{-5\sigma}^{5\sigma} BW^j(E_{ex} + \varepsilon) q(\varepsilon, \sigma) d\varepsilon$$

тоді отримаємо

$$\frac{\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\alpha dE_{ex}}}{\rho(\Omega_p, \Omega_\alpha, E_{ex})} = \sum_j^5 C_j BW_m^j(E_{ex})$$

Використання методу Монте-Карло для розрахунку та обробки даних кінематично повних тричастинкових реакцій

Кореляційні експерименти вимагають досягнення деякого компромісу між фізичними властивостями, наприклад: між розмірами тілесних кутів детекторних систем або загальною роздільною здатністю, і саме тому моделювання реального експерименту є необхідним.

Також важливим є правильний, з урахуванням реальних умов експерименту, аналіз експериментальних даних, отриманих з кореляційних кінематично повних та не повних досліджень з утворенням трьох або чотирьох продуктів у вихідному каналі. Для проведення таких розрахунків використовується метод Монте-Карло, суть якого полягає в наданні фізичному явищі імітуючий процес відповідної ймовірності, який відображає його динаміку.

4.1. Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій за методом Монте-Карло

Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкової $T(p, 12)3$ реакції за методом Монте-Карло по своїй суті являється теоретичним експериментом. Для проведення модельних розрахунків задаються експериментальні дослідження, а саме: енергії пучка прискорених частинок та її енергетичне розмиття, товщина мішені, розмір плями від пучка на мішені, розміри визначальних діафрагм, та їх віддалі від мішені і енергетичні роздільні здатності детекторів.

Процес моделювання ядерної взаємодії в мішені та реєстрації детекторними системами частинок з нього повинен враховувати реальну геометрію експерименту та енергетичні роздільні здатності.

Спочатку моделюються координати місця в мішені, де відбувалась ядерна взаємодія, враховуючи межі умовного відбитку пучка та товщину мішені.

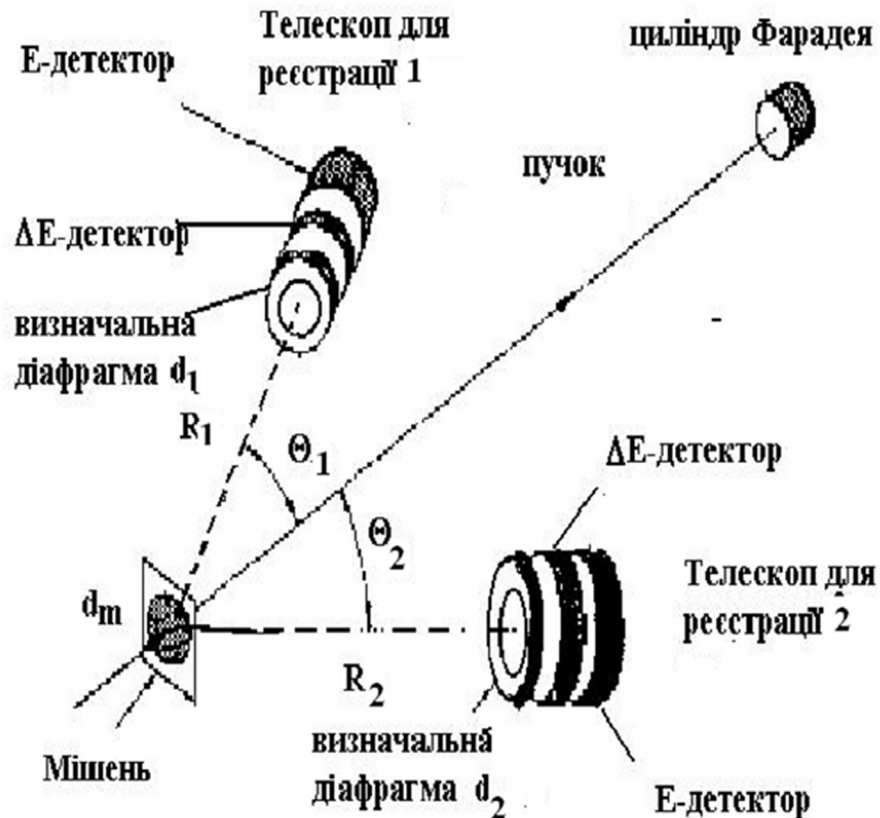


Рис. 4.1.1 Типова схема кінематично-повного експерименту. Розміри плями від пучка на мішені d_m розміри визначальних діафрагм d_1 , d_2 , віддалі між центрами детекторів та центром мішені відповідно R_1 та R_2 . θ_1 , θ_2 – кути по відношенню до осі пучка від яким розміщувались центри детекторних систем.

Потім моделювались координати місця попадання частинок 1 і 2 в детектори, просторові кутові захвати яких визначалися, віддальми R_1 , R_2 від мішені, серединними кутами θ_{o1} , θ_{o2} та визначальними діафрагмами діаметром d_1 , d_2 . З врахуванням попередніх величин отримувалися значення промодельованих кутів вильоту та з умовою їх попадання в детектор частинок 1 та 2 - θ_{1i} , ϕ_{1i} , θ_{2i} , ϕ_{2i} . Наступним кроком розігрувалося значення енергії E_{pi} налітаючої частинки p , виходячи із відомого середнього значення енергії частинок в пучку та енергетичного розмиття пучка. При цьому враховувались втрати енергії як налітаючими, так і вилітаючими частинками в мішені,

викликані проходженням їх шляху в мішені. Також розігрувалося значення енергії вихідної частинки 1 з умовою рівномірного заповнення діапазону ($E_{1i \min}$, $E_{1i \max}$), значення меж якого визначалося на основі змодельованих перед цим значень кутів вильоту зареєстрованих продуктів тричастинкової реакції - $\theta_{1i}, \varphi_{1i}, \theta_{2i}, \varphi_{2i}$ та енергії налітаючої частинки в момент взаємодії - E_{pi} .

У другому етапі використовуємо отриманий, як описано вище, набір значень енергій та кутів на основі збереження імпульсу та енергії як для тричастинкової реакції, тепер уже розраховано: енергію другої зареєстрованої частинки E_{2i} , енергію третьої незареєстрованої частинки E_{3i} та кути її вильоту $\theta_{3i}, \varphi_{3i}$, значення відносних енергій для трьох вихідних пар частинок $E_{12i}, E_{23i}, E_{13i}$, значення множника фазового простору ρ_{oi} , величину $Q_{3i} = E_{1i} + E_{2i} + E_{3i} - E_{ai}$.

В результаті, для одного акту реєстрації ми отримаємо ряд кінематичних величин. Процедура розігрування повторювалась 10^6 разів, а залежності від потрібного енергетичного кроку одновимірного чи двовимірного енергетичних спектрів.

На рисунку 4.1.2 приведено результати кінематичних розрахунків для тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції ($E_\alpha = 67.2 \text{ MeV}$; $\theta_t = \theta_t = 15^\circ$), виконані з використанням вищезазначеної процедури для різних експериментальних умов. На рисунку 3.2 дозволена область в двовимірному просторі $E_{t1} \times E_{t2}$, що відповідає реєстрації на збігу двох тритонів в умовах реального експерименту, отримана за допомогою методу Монте-Карло, позначена чорним кольором, сірим кольором позначено моделювання для умов, близьких до точкової геометрії (тілесні кути детекторів, енергетичне розмиття енергії пучка α – частинок та енергетична роздільна здатність детекторів близькі до нуля), біла суцільна лінія відповідає розрахункам для точкової геометрії. Слід зауважити, що промодельоване положення локусу tt - збігів для експериментальних умов,

близьких до точкових, практично збігається з кінематичною кривою, розрахованою для ідеальних умов.

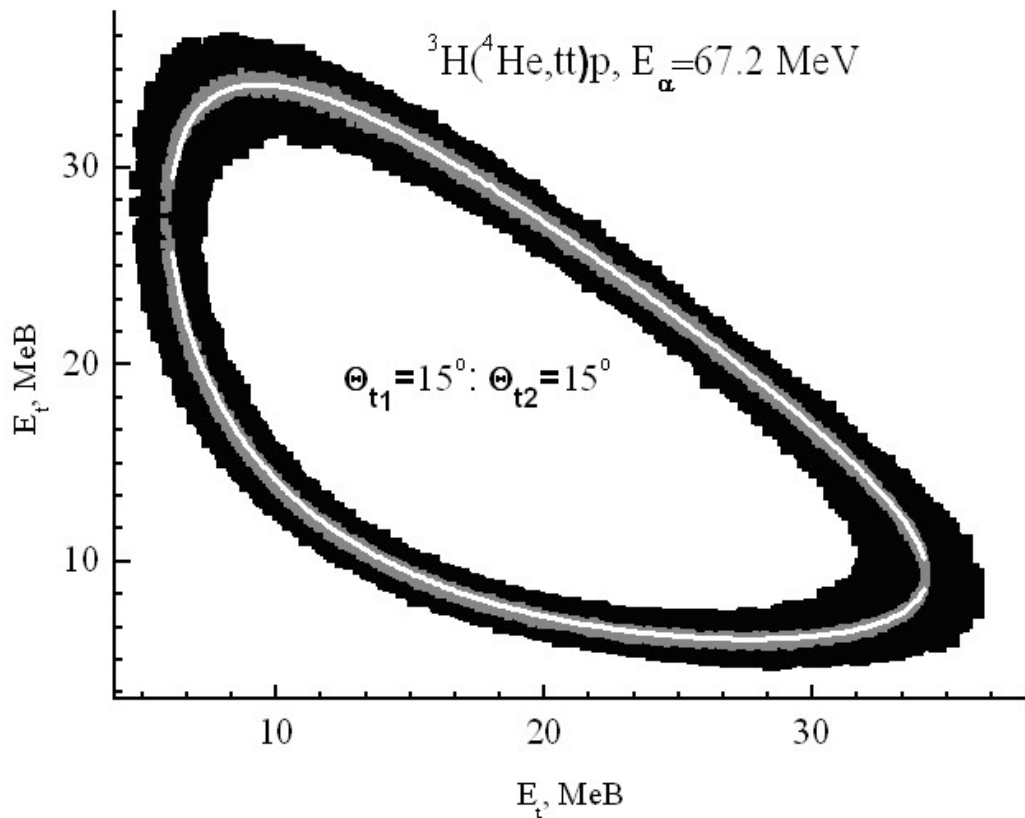


Рис. 4.1.2 Розрахунки кінематично дозволеної області проходження тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції, виконані з використанням методу Монте-Карло у випадку врахування реальних експериментальних умов (чорний колір), умов близьких до точкової геометрії (сірий колір) та точкової геометрії (білий колір).

4.2. Обробка двовимірних експериментальних спектрів збігів з використанням методу Монте - Карло

За викладеним вище алгоритмом було розроблено пакет програм для обробки отриманих двовимірних спектрів збігів $T(p, 12)3$.

Спочатку перераховували експериментальні двовимірні спектри тричастинкової реакції шляхом моделювання випадковим чином значення

енергій E_1 та E_2 в межах кожної комірки двовимірного енергетичного спектру $E_{1j} \times E_{2k}$, де j і k номери каналів цього спектру. Число розіграшів рівне числу подій в цій комірці. Потім, використовуючи отримані розіграні значення енергій E_{1i} та E_{2i} і відомі значення кутів, під якими реєструвались частинки 1 та 2 - θ_1 та θ_2 на основі законів збереження імпульсу та енергії розраховуються:

- а) енергія E_{3i} третьої незареєстрованої частинки та кути її вильоту θ_{3i} ; б) значення відносних енергій E_{12i} , E_{23i} , E_{13i} у трьох вихідних парах частинок; в) величини $Q_{3i} = E_{1i} + E_{2i} + E_{3i} - E_{\alpha i}$; г) значення множника фазового простору ρ_{oi} .

У результаті для одного акту моделювання для кожної точкової події отримаємо такі значення кінематичних величин: E_{1i} , E_{2i} , E_{3i} , E_{12i} , E_{23i} , E_{13i} , θ_{3i} , ρ_{oi} , Q_{3i} . Також слід зазначити, що знак перед отриманим значенням величини множника фазового простору визначає, до якої гілки локусу збігів, верхньої чи нижньої, належить розіграна подія. Тобто, обчислені кінематичні величини належать i -тій розіграній події з верхньої гілки локусу 12-збігів, якщо значення $\rho_{oi} > 0$, і відповідно нижній гілці, якщо $\rho_{oi} < 0$.

Застосуємо методи обчислення кінематики та способи обробки експериментальних даних до двовимірних спектрів tt -збігів який розроблений з використанням методу Монте-Карло. Дані отримані із дослідження тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції. За допомогою часопрольотної методики визначили, що енергія пучка α -частинок була 67.2 ± 0.4 MeV [4]. Для визначення та вимірювання енергії заряджених продуктів ядерних реакцій на збігу використовувались чотири ΔE - E телескопи, розташовані по два зліва та справа відносно до напрямку циклотронного пучка.

У результаті обробки накопиченої інформації отримали двовимірні спектри tt -збігів (рис. 4.2.1), а на рис. 4.2.2 приведений той самий спектр але після процедури Монте-Карло моделювання.

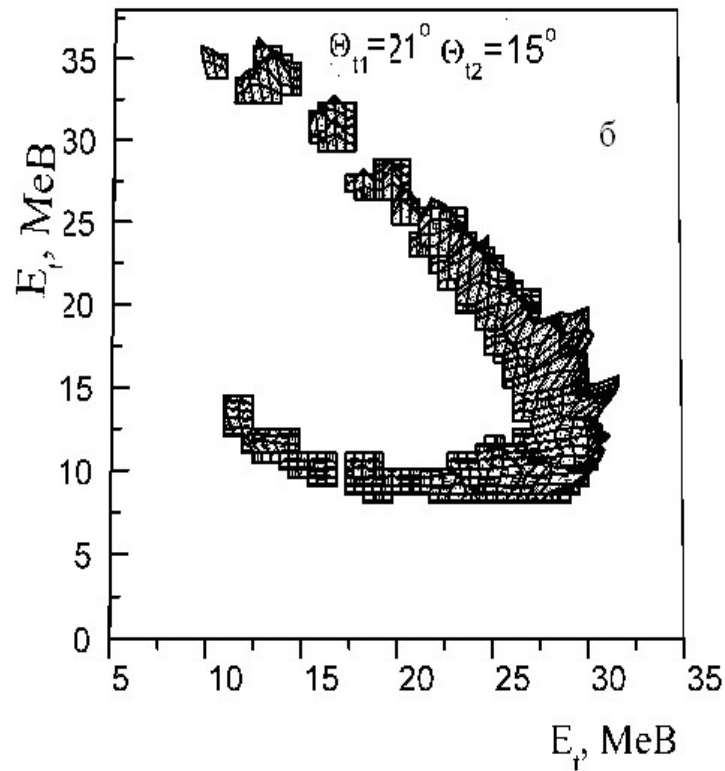


Рис. 4.2.1 Двовимірний експериментальний спектр tt-збігів з тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$

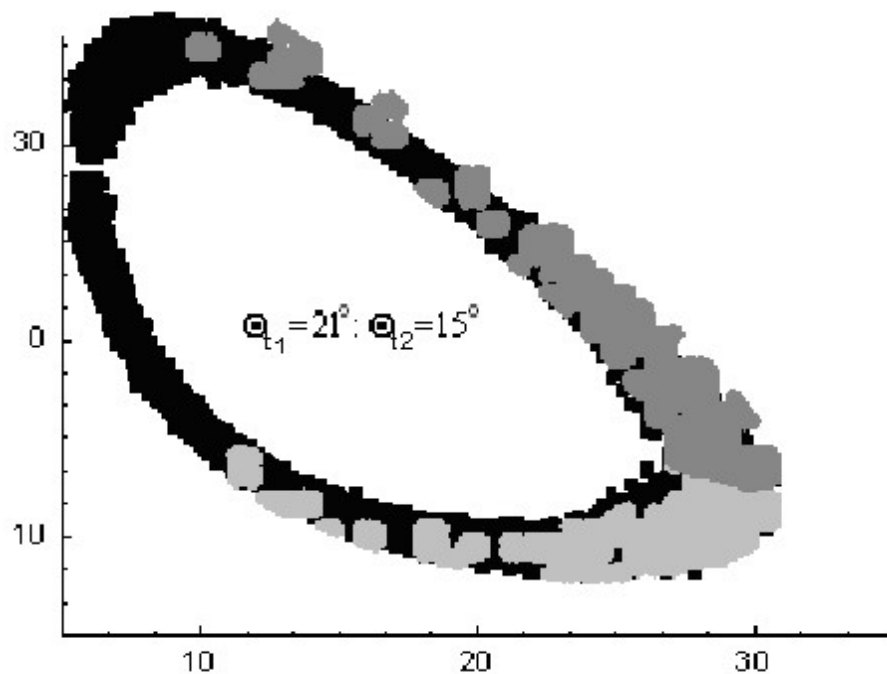


Рис. 4.2.2 Кінематичні розрахунки положення локусів (чорне тло) tt-збігів та розіграні на одиночні події двовимірні експериментальні спектри tt-збігів.

Точкові розіграні події, розмежовані на локуси tt-збігів верхньої (сірий колір) та нижньої (світло - сірий колір) гілок, лежать на чорному тлі, яке являє собою розраховану, з врахуванням реальних експериментальних умов, за методом Монте-Карло кінематично дозволону частину простору для цих подій.

Так як для кожної розіграної події двовимірного спектру відомі значення енергії всіх трьох частинок двох тритонів (ці значення виміряні в експерименті) та протону (ця величина вираховується з використання законів збереження енергії та імпульсу), то за формулою $Q_{3i} = E_{t1i} + E_{t2i} + E_{pi} - E_{\alpha}$ визначались і значення величини енергетичного балансу в кожній точці. Потім для всього масиву розіграних точок будувався спектр енергетичного балансу $Q_{3\text{екс}}$ (рис. 4.2.3).

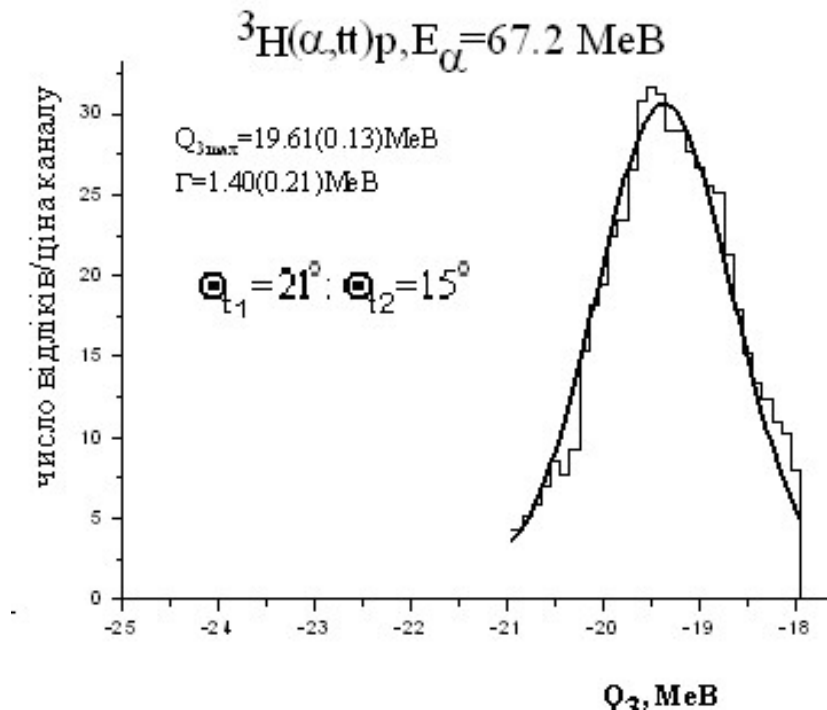


Рис. 4.2.3 Спектр енергетичного балансу $Q_{3\text{екс}}$, отримані з перерахунку двовимірних спектрів.

На рис. 4.2.3 зображений спектр $Q_{3\text{екс}}$, отриманий із перерахунку двовимірних спектрів tt-збігів, приведених на рис. 3.3 та 3.4. Значення $Q_{3\text{екс}}$, що відповідає максимуму в спектрі, служить критерієм точності виставлення кутів реєстрації

на збігу та точності визначення енергії пучка налітаючих частинок E_α , а ширина розподілу визначає абсолютну енергетичну похибку, з якою виміряний даний двовимірний спектр. Оскільки вона залежить від точності визначення енергії зареєстрованих частинок, енергетичного розмиття пучка, його геометричних розмірів та тілесних кутів детекторів. У нашому випадку положення максимуму як для кутів реєстрації тритонів $\theta_{t1} = 21^\circ$: $\theta_{t2} = 15^\circ$ у межах похибки (з використанням параметризації цих спектрів гаусіаном) близькі до величини енергетичного балансу тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції -19.81 MeV. А енергетична ширина розподілу рівна 1.4 MeV.

Для подальшого аналізу двовимірні спектри проєктують на одну з енергетичних осей. Процедура проєктування полягає в сумуванні точкових подій відповідного локусу в межах комірки заданого розміру, що дозволяє отримувати проєкції гілок двовимірних енергетичних локусів на енергетичні осі з довільним кроком ціни каналу. На рисунку 3.6 приведено спектри проєкцій відповідно верхньої та нижньої гілок локусу tt - збігів на вісь енергії тритонів з ціною каналу 0.2 та 0.4 MeV.

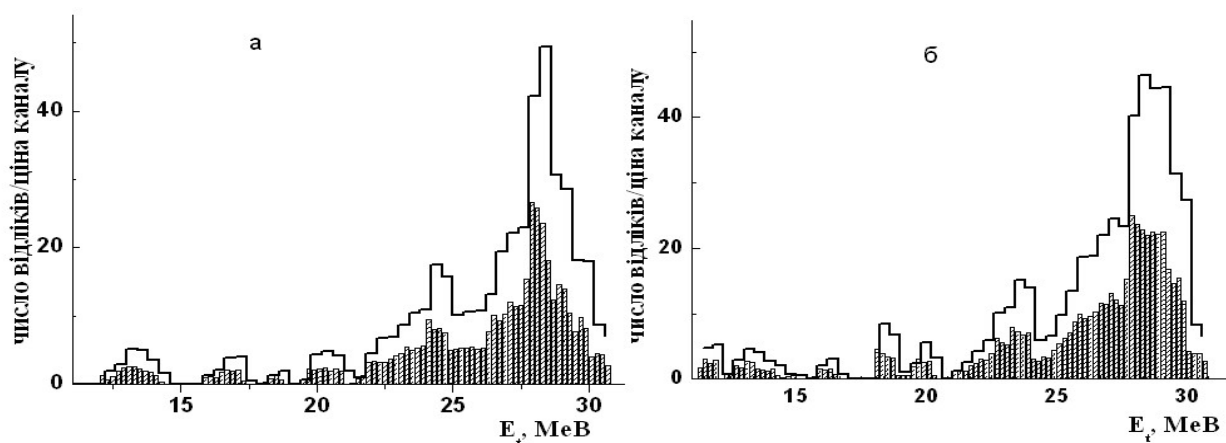


Рис. 4.2.4 Проєкції верхньої та нижньої гілок двовимірного спектру tt -збігів (рис 4.2.2) на вісь енергії тритона зареєстрованого під кутом 21° , отримані з різною ціною каналу.

Відомо, що всі збуджені стани ядра ${}^4\text{He}$ є незв'язаними і розпадаються з випроміненням нуклонів та кластерів [5]. Переважній більшості збуджених рівнів, починаючи з першого збудженого рівня, властива $t+p$ кластерна структура (табл.4.3 з [5]). Зручним інструментом дослідження збуджених рівнів, що розпадаються через випромінення тритона і протона, може бути використання кінематично - повного вивчення тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції. Якщо утворенню трьох частинок двох тритонів та протона в її вихідному каналі передувє виліт тритона і ядра ${}^4\text{He}$ в збудженому стані, який в подальшому розпадається на $t+p$, то отримані в експерименті двовимірні спектри збігів першого тритона з тритоном з розпаду несуть інформацію про енергії збудження та час життя збуджених рівнів.

4.3. Застосування методу Монте-Карло моделювання та його результати

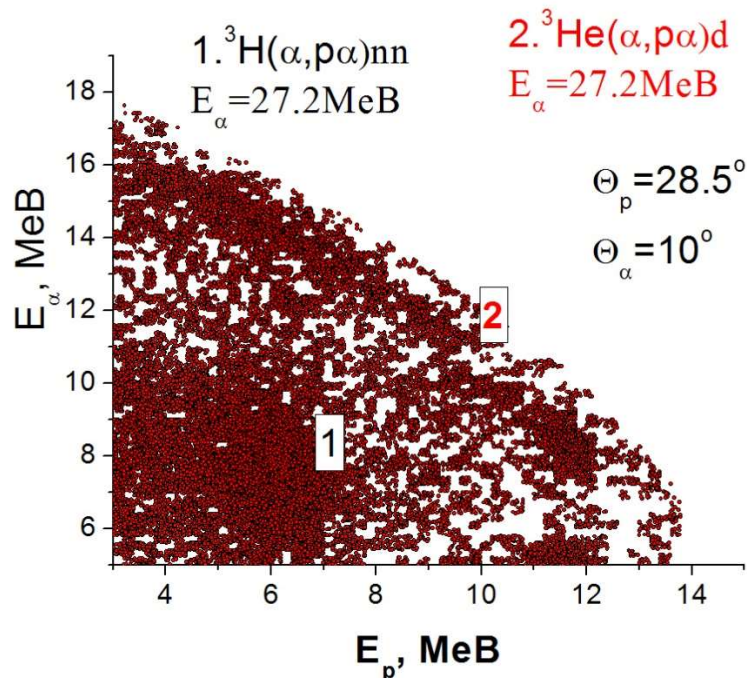


Рис. 4.3.1 Вихідні дані після застосування методу Монте-Карло моделювання

Спочатку застосовується метод Монте-Карло моделювання, на основі експериментальних даних, з якого було отримано, рис. 4.3.1, де цифрами 1 та 2 означені чотири- та тричастинкова реакція, відповідно. На рисунку видно, що $^4\text{He} + ^3\text{He}$ має якийсь вклад але без обробки вихідних даних сказати трохи складно де саме знаходиться локус.

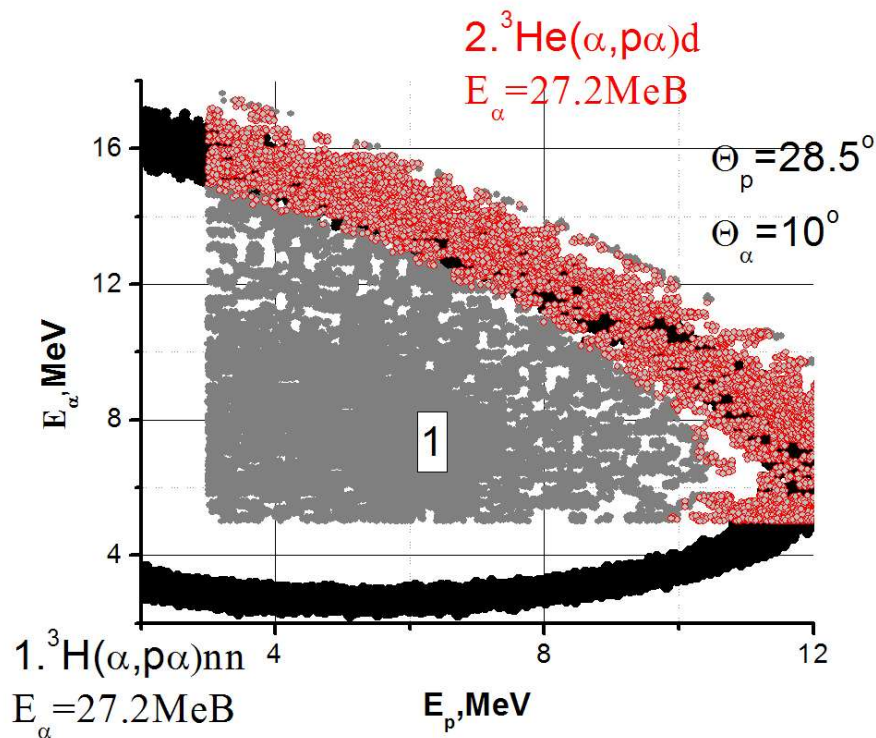


Рис. 4.3.2 Отримані дані після моделювання накладаються на дозволену область в двовимірному просторі

На рисунку 4.3.2 йде накладання на дозволену область в двовимірному просторі, який був вже порахований до цього. Тобто йде накладання даних Монте-Карло моделювання на отримані раніше експериментальні дані. І вже після цього етапу візуально можливо сказати де знаходиться $^4\text{He} + ^3\text{He}$ взаємодія. Проте ще не можливо дати точні числові значення.

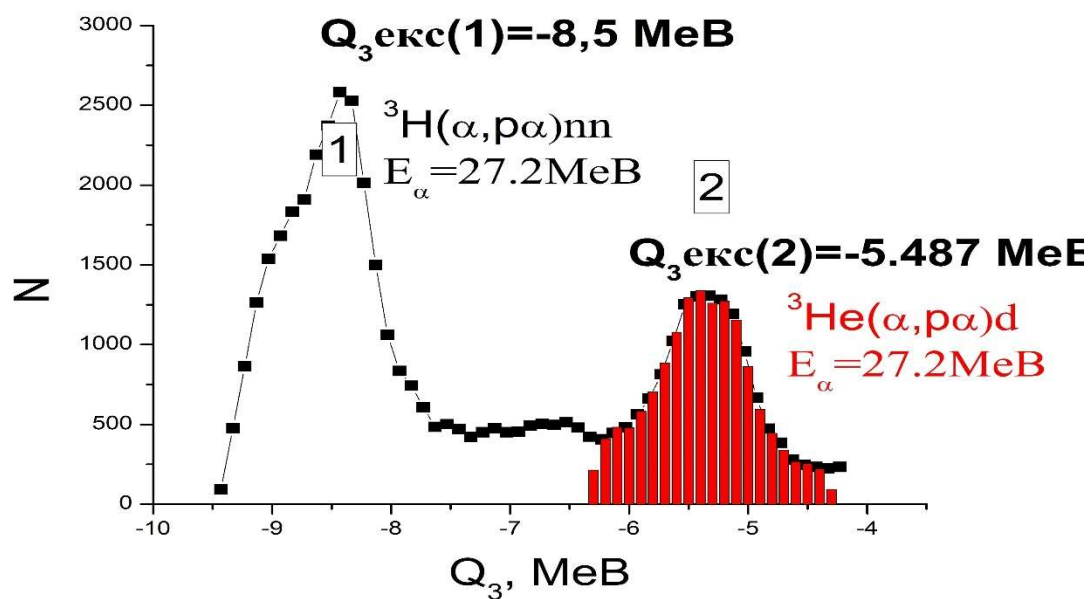


Рис. 4.3.3 Спектр енергетичного балансу, де червоним виділена ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ взаємодія

На рис. 4.3.3 зображений графік енергетичного балансу де вже чітко видно ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ взаємодію із максимумом $Q_{\text{зекс}} = -5.487 \text{ MeV}$.

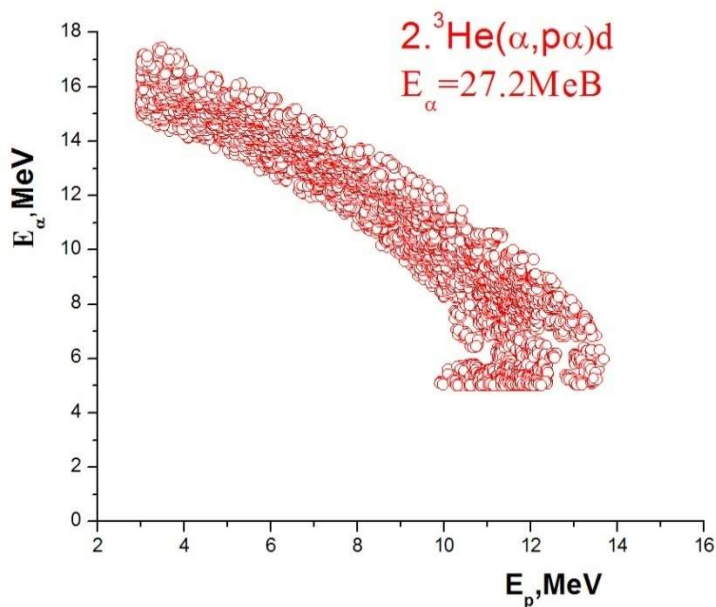


Рис. 4.3.4 Відділена ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ взаємодія

На рисунку 4.3.4 зображено відділена $^4\text{He} + ^3\text{He}$ взаємодія, що на даний момент дає нам змогу визначити точні енергетичні параметри збуджених рівнів ^6Li .

$E_\alpha = 27,2 \text{ MeV } ^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ $^3\text{He} + \alpha \rightarrow _p ^6\text{Li}^* \rightarrow _{\alpha+d}$		
№	$E^*, \text{ MeV}$	$\Gamma, \text{ MeV}$
1	2,22(0.20)	0.20(0.15)
2	3.50(0,25)	-
3	4.44(0.30)	0.40 (0.20)
4	5.15(0.25)	0.40 (0.25)
5	5.85(0.30)	0.72(0.20)

Таблиця 2. Енергетичні параметри збуджених рівнів ^6Li

І якщо порівняти дані із таблиці 2 з даними таблиці 1, то видно, що вони доволі схожі.

Висновки

Кореляційний експеримент являється найбільш ефективним засобом для дослідження незв'язаних збуджених станів найлегших ядер

Визначено енергетичні параметри перших п'яти збуджених станів ядра ${}^6\text{Li}$ нижче енергії збудження 6 MeV за допомогою ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ тричастинкової реакції практично в одній експозиції, які добре узгоджуються з літературними даними.

Застосування методу Монте-Карло моделювання дозволяє коректно, швидко і адекватно інтерпретувати двовимірні експериментальні спектри збігів заряджених частинок

Список джерел

1. Ajzenberg-Selove F. 1// Nucl. Phys. - 1988. - Vol. A490. - P.1 - 225.
2. Tilley D.R., Cheves C.M., Godwin J.L. et al. //Nucl. Phys. - 2002. - Vol. A708. - P. 3 – 163
3. Поворозник О. М. Визначення енергетичних параметрів незв'язних станів ядра ${}^6\text{Li}$ нижче енергії збудження 6 MeV за допомогою ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ тричастинкової реакції.
4. Горпинич О.К. , Поворозник О.М. , Стружко Б.Г. , Ячменьов О.О. Про визначення енергетичних параметрів в кореляційних експериментах //УФЖ. – 2002. - т. 47, No 12. - с. 1189-1187
5. Tilley D.R. , Weller H.R. and. Hale G.M. Energy Levels of Light Nuclei A=4 //Nucl. Phys. A. 1992, v. 541, p. 1-157.