

ПРО СПЕКТР ЗБУДЖЕННЯ ${}^6\text{He}$ НИЖЧЕ ЕНЕРГІЇ ПОРОГА РОЗПАДУ НА $t + t$

© 2010 О. М. Поворозник, О. К. Горпинич, Г. В. Мохнач, О. О. Ячменьов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

У результаті вимірювання та аналізу як інклюзивних протонних спектрів з ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$ реакції ($E_\alpha = 27,2$ МеВ), так і двовимірних спектрів p - α збігів з чотиричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)np$ реакції ($E_\alpha = 27,2$ МеВ та $E_\alpha = 67,2$ МеВ) виявлено другий збуджений стан ядра ${}^6\text{He}$ з енергією збудження близько 3 МеВ.

Ключові слова: нейтронно-збагачені ядра, інклюзивний протонний спектр, статистичний розпад, чотиричастинкова ядерна реакція, незв'язаний збуджений рівень ядра, тричастинковий резонанс.

Вступ

Нейтронно-збагачене ядро ${}^6\text{He}$ є одним з ядер, в якому слабкозв'язані нейтрони рухаються навколо альфа-частинки. Донедавна вважалося, що збуджені рівні ядра ${}^6\text{He}$ мають альфа-частинкову структуру і лежать поблизу порогів розвалу на альфа-частинку, а стани іншої кластерної природи розташовуються поблизу відповідних порогів, значно віддалених від альфа-частинкових, унаслідок чого утворюється вільна від рівнів зона завширшки не менше 12 МеВ [1]. Однак наявність нейтронного гало забезпечує новий колективний рух в ядрі – коливання двох нейтронів відносно серцевини, так званий м'який дипольний резонанс, який і спостерігався при енергії збудження 4 ± 1 МеВ з шириною 4 ± 1 МеВ при дослідженні ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ реакції [2, 3]. Подальші теоретичні розрахунки, в яких ядро ${}^6\text{He}$ моделювалося як ${}^4\text{He} + n + n$ трикластерна система, передбачають збудження енергетичних станів у діапазоні енергій від першого збудженого стану (1,8 МеВ) до порога розпаду на $t + t$ (12,3 МеВ) [4 - 6].

Експериментальні дослідження низькоенергетичних збуджених станів ядра ${}^6\text{He}$, в основному, були зосереджені на використанні зарядово-обмінних реакцій типу ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ [7 - 10] та ${}^6\text{Li}(t, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$ [11]. Зважаючи на добре відому властивість вибірковості ядерних реакцій, доцільно було пошукати процеси, в яких є велика ймовірність збудження та заселення станів ${}^6\text{He}$ в енергетичному діапазоні 1,8 - 12,3 МеВ.

У даній роботі проведено пошук низькозбуджених станів ядра ${}^6\text{He}$ при взаємодії альфа-частинки з ядрами тритію шляхом вимірювання як інклюзивних протонних спектрів з ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$ реакції ($E_\alpha = 27,2$ МеВ), так і двовимірних спектрів p - α збігів з чотиричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)np$ реакції ($E_\alpha = 27,2$ МеВ та $E_\alpha = 67,2$ МеВ).

Дуже суттєвим при дослідженні інклюзивних спектрів є коректне врахування фонових нерезонансних та резонансних вкладів з інших каналів взаємодії [12, 13]. В експериментах використовувалися різні (іноді суперечливі) припущення щодо процесу виокремлення та видалення фонових вкладів [7 - 11], а саме: нерезонансний внесок у (${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$) реакції розраховувався, а не вимірювався, у роботі [9] нерезонансні фонові вклади не враховувались взагалі. Між тим у процедурі видалення фонових вкладів необхідно враховувати й ступені свободи, спричинені збудженням як налітаючої частинки, так і вихідних продуктів реакції. Прозоріший і більш відпрацьований процес урахування фонових вкладів використано при вивченні заселення збуджених рівнів ядер за допомогою фотоядерної реакції, як, наприклад, у випадку дослідження збудження ядра ${}^6\text{He}$ у фотоядерній реакції ${}^7\text{Li}(\gamma, p){}^6\text{He}$ [14, 15]. Зважаючи на це, ми приділяли велику увагу питанням фону при вивченні взаємодії альфа-частинок з тритієм. Зокрема, при дослідженні ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$ реакції при $E_\alpha = 27,2$ МеВ було враховано як вплив домішок у мішені, так і можливість внесків від супутніх процесів. А використані в даній роботі раніше проведені нами експериментальні дослідження чотиричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)np$ при $E_\alpha = 27,2$ МеВ [16, 18] та долучені дослідження цієї ж реакції при $E_\alpha = 67,2$ МеВ, з метою дослідження низькоенергетичної частини спектра збудження ${}^6\text{He}$, завдяки ретельному аналізу кінематичних співвідношень разом з відповідними двовимірними спектрами p - α збігів засвідчили, що немає підстав говорити про можливі інші механізми утворення протона, альфа-частинки та двох нейтронів у кінцевому стані, крім двостадійного процесу утворення і розпаду збуджених станів ${}^6\text{He}$ та статистичного процесу.

Аналіз інклюзивних протонних спектрів з ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$ реакції

Дослідження низькоенергетичної частини спектра збудження ядра ${}^6\text{He}$ проводилося на циклотроні У-120 при енергії пучка альфа-частинок 27,2 МеВ. Ця енергія налітаючих частинок дає змогу досліджувати енергетичний діапазон збудження ${}^6\text{He}$ до 3,5 МеВ.

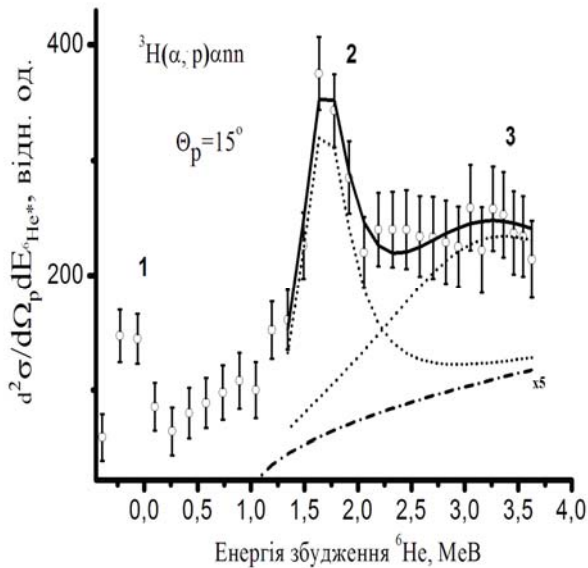


Рис. 1. Спектр збудження ${}^6\text{He}$: 1 – вклад основного стану ${}^6\text{He}$ з реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$; 2 та 3 – відповідно прояв першого та другого збуджених станів ${}^6\text{He}$ та результати його апроксимації виразом (1).

Як мішені використовувалися титанові та титан-третієві фольги товщиною $2,7 \text{ мг/см}^2$. Для реєстрації інклюзивних протонних спектрів використовувалися два напівпровідникових кремнієвих ΔE - E телескопи (товщина ΔE -детекторів 50 мк , E -детекторів $1 - 1,5 \text{ мм}$). На першому етапі дослідження протонних спектрів з $\alpha + t$ взаємодії для кожного кута проводилися вимірювання спектрів протонів з титанової і титан-третієвої мішеней. Отримані спектри моніторували по пружному $\text{Tl}(\alpha\alpha)\text{Tl}$ розсіянню. З протонного спектра, отриманого при опроміненні титан-третієвої мішені (ефект + фон), поканалово віднімали протонний спектр з $\alpha + \text{Tl}$ взаємодії (фон). Вищезгадана методика описана в роботі [16]. На рис. 1 наведено один з таких спектрів і, оскільки метою експерименту було дослідження наявності збуджених станів в ядрі ${}^6\text{He}$, починаючи з рівня $1,797 \text{ MeV}$ і вище, спектри протонів з $\alpha + t$ взаємодії для зручності представлені в залежності від енергії збудження ядра ${}^6\text{He}$. Енергетичні спектри протонів вимірювалися в діапазоні кутів від 9 до 30° у лабораторній системі координат.

Аналіз експериментальних даних у попередній роботі [16] було виконано шляхом наближення досліджуваної ділянки спектра збудження сумою окремих гаусіанів. Беручи до уваги, що такий метод є досить приблизним і неточним, у цій роботі, аналізуючи ці ж інклюзивні протонні спектри, ми використали припущення, що можливі два механізми проходження $\alpha + t$ взаємодії. Першим з них є одночасне утворення протона, альфа-частинки та двох нейтронів у кінцевому стані реакції, який ще називають статистичним процесом. А другий механізм – двостадійний процес послідовного розпаду, коли на першій стадії утворюються протон та ядро ${}^6\text{He}$ в одному зі збуджених станів, які на другій стадії реакції розпадаються через виліт двох нейтронів та альфа-частинки.

У цьому випадку інклюзивний спектр описується виразом

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p dE_p} = (V^* + \sum_i \frac{C_i \Gamma_i^2 / 4}{(E_{ex} - E_i)^2 + \Gamma_i^2 / 4}) R_3(m_n, m_{\alpha 1}; E_0 - E_p, \hat{p}_0 - \hat{p}_p), \quad (1)$$

де E_p, p_p, Ω_p – відповідно кінетична енергія, імпульс зареєстрованого протона та тілесний кут детектора, що його зареєстрував; p_0, E_0 – імпульс та енергія налітаючої частинки (альфа-частинки); V^* – величина, що оцінює вклад від одночасного утворення у вихідному каналі чотирьох частинок – $\alpha + p + n + n$; $R_3(m_n, m_{\alpha 1}; E_0 - E_p, \hat{p}_0 - \hat{p}_p)$ – множник фазового простору, який описує спектр у випадку реєстрації лише однієї частинки з чотирьох – $\alpha + p + n + n$, утворених одночасно внаслідок $\alpha + t$ взаємодії; E_{ex} – енергія збудження ${}^6\text{He}$; E_i, Γ_i, C_i – відповідно енергія збудження, ширина та амплітуда заселення i -го збудженого стану ${}^6\text{He}$.

Отримані інклюзивні спектри апроксимувалися, використовуючи формулу (1), за методом найменших квадратів, де параметрами, що підганялись, були величини E_i, Γ_i, C_i та V^* . На рис. 1 показано спектр збудження ядра ${}^6\text{He}$, отриманий

при $\theta_p = 15^\circ$, де цифрами 1, 2, 3 позначено внески основного та збуджених станів. Точковими лініями позначено внески першого та другого збуджених станів ${}^6\text{He}$, точково-пунктирна лінія означає внесок процесу статистичного розпаду, а суцільна крива відповідає їхній сумі. Як видно з рисунка, наявність збудженого стану в районі енергії збудження близько 3 MeV необхідна для коректного опису спектра, хоча він і обмежений величиною $3,5 \text{ MeV}$, як уже було зазначено. При отриманні сумарної кривої було одержано параметри E_i, Γ_i для другого збудженого стану ${}^6\text{He}$, які становлять: енергія збудження $3,01(0,42) \text{ MeV}$ та ширина рівня $2,60(0,82) \text{ MeV}$. З подібного аналізу всіх восьми вимірених інклюзивних протонних спектрів [16] отримано усереднені енергетичні параметри виявленого нами другого збудженого стану ${}^6\text{He}$, які становлять: енергія збудження $3,03(0,37) \text{ MeV}$ та ширина $2,45(0,35) \text{ MeV}$.

Збуджені незв'язані стани ядра ${}^6\text{He}$ нижче $t + t$ порога і ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$ реакція

Більш достовірну інформацію про незв'язані стани ядер можна отримати в кореляційних експериментах, коли окрім реєстрації частинок, які свідчать про факт утворення збудженого ядра, також реєструється на збігу один з продуктів розпаду резонансної структури – у даному випадку альфа-частинка або нейтрон. Було отримано й проаналізовано спектри з ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$ реакції при двох значеннях енергії пучка альфа-частинок – 27,2 та 67,2 MeV. Першими проаналізованими даними були спектри р- α збігів, які вимірювались на класичному циклотроні У-120 з метою дослідження динаміки розпаду стану 2^+ ядра ${}^6\text{He}$ [17], а другими були спектри р- α збігів, отримані на ізохронному циклотроні У-240. Міркування щодо вибору кутового розміщення детекторів, що реєстрували кореляційні р- α матриці, були такі:

1. Припускалось, що поява у вихідному каналі протона, альфа-частинки та двох нейтронів, в основному, проходить двостадійно і перша стадія $t + \alpha$ взаємодії – це бінарна ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*(1,8 \text{ MeV})$ реакція. Ураховуючи попередньо отримані експериментальні дані по дослідженню цієї реакції [18], кут реєстрації протонів, який відповідав би достатньому виходу

ядер ${}^6\text{He}$ у першому збудженому стані, можна було вибирати в лабораторній системі координат в діапазоні від 10 до 40°. Тому, виходячи з потреби зменшення статистичного завантаження протонних детекторів та з експериментальних обставин (мінімальний кут між двома протонними телескопами 7 - 8°), протонні детектори розмістили під кутами 28,5 та 36°.

2. Мінімальний кут реєстрації альфа-частинок при отриманні двовимірних спектрів р- α збігів для кожного з кутових положень детектора протонів вибирався якомога ближче до відповідного кута вильоту ядра ${}^6\text{He}$ в першому збудженому стані, вирахованого з кінематичних залежностей бінарної ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*(1,8 \text{ MeV})$ реакції. Максимальний кут визначався таким значенням кута вильоту альфа-частинки, при якому ще існує можливість утворення першого збудженого стану ядра ${}^6\text{He}$ для вибраних кутів реєстрації протонів. Виходячи з цих критеріїв для вимірювання матриць р- α збігів, детекторні системи, що реєстрували альфа-частинки, було встановлено під кутами 10, 13, 16,5 та 19,5° для двох положень детекторів протонів.

Було вибрано для подальшого аналізу всі спектри р- α збігів, отримані для кута реєстрації протонів 28,5°. У цьому випадку досягається енергія збудження ядра ${}^6\text{He} \approx 3,5 \text{ MeV}$.

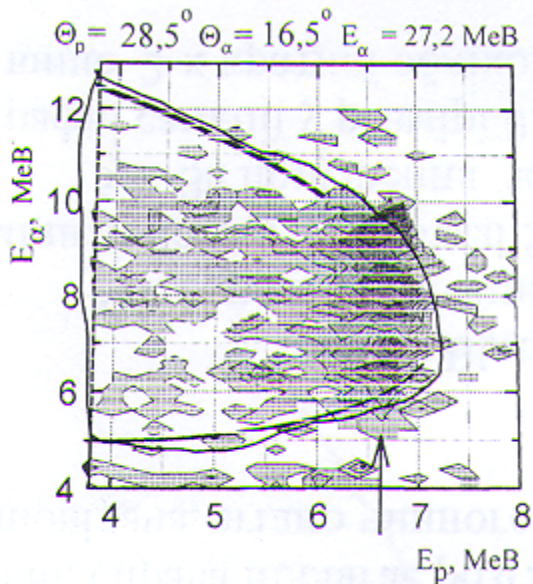


Рис. 2. Двовимірний спектр р- α збігів з $\alpha + t$ взаємодії ($E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$). Стрілка вказує на заселення першого 2^+ збудженого стану ${}^6\text{He}$. Відсічка фону на рівні двох відліків.

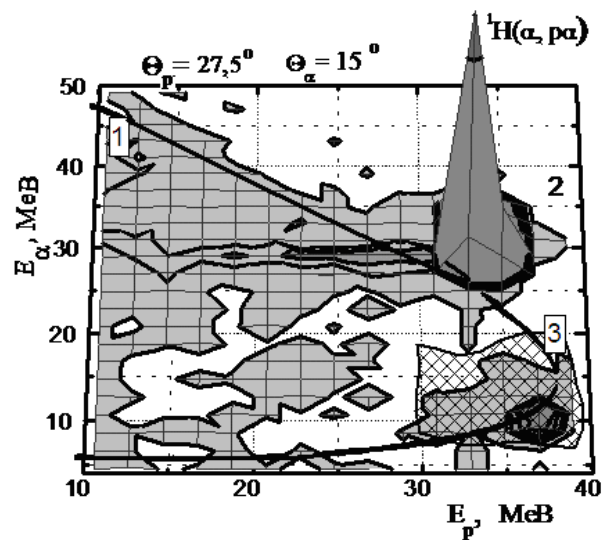


Рис. 3. Двовимірний спектр р- α збігів з $\alpha + t$ взаємодії ($E_\alpha = 67,2 \text{ MeV}$): 1 – крива кінематичних розрахунків для гіпотетичної ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$ тричастинкової реакції; 2 – пік, викликаний реєстрацією подій пружного розсіяння $\alpha + {}^1\text{H}$; 3 – заштрихована ділянка відповідає проекції позначеної частини двовимірного спектра на вісь енергії протонів (див. рис. 5, б). Сірий колір – спектр з відсічкою на рівні двох відліків.

На рис. 2 і 3 наведено двовимірні спектри р-α збігів, отримані внаслідок опромінення титан-тритієвих мішеней пучками альфа-частинок, прискорених до енергій 27,2 та 67,2 МеВ відповідно. Окрім зареєстрованих на збігу протонів та альфа-частинок у вихідному каналі утворюються два нейтрони, тобто ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}\alpha)2\text{n}$ реакція є чотиричастинковою. Так, у випадку дослідження чотиричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}\alpha)2\text{n}$ реакції шляхом реєстрації на збігу протона та альфа-частинки, події, які відповідають утворенню чотирьох тіл у вихідному каналі, повинні лежати в площині $E_p \times E_\alpha$ в області, обмеженій кінематичним локусом, розрахованим для проходження гіпотетичної тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}\alpha)<2\text{n}>$ реакції, де $<2\text{n}>$ розглядається як одна частинка, що складається з двох нейтронів, які рухаються в одному напрямку, а енергія їх відносного руху рівна нулю. Кінематичні розрахунки для цієї реакції показано суцільними лініями на рис. 2 і 3. Ми розглядали прості механізми утворення у вихідному каналі чотирьох частинок (альфа-частинки, протона та двох нейтронів) унаслідок $\alpha + t$ взаємодії: двостадійний процес утворення протона та ядра ${}^6\text{He}$ у збудженому стані та зняття його збудження через випромінювання трьох частинок – альфа-частинки та двох нейтронів; двостадійний процес утворення двох нейтронів та ядра ${}^5\text{Li}$ у збудженому чи основному стані та зняття збудження ${}^5\text{Li}$ через випромінювання двох частинок – альфа-частинки та протона; статистичний процес, який передбачає одномоментне утворення цих чотирьох частинок у вихідному каналі.

Резонанси у дво- та тричастинкових підсистемах викликають збільшення інтенсивності подій у тих місцях, де внутрішня енергія підсистем досягає резонансної енергії. У ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}\alpha)2\text{n}$ реакції наявність незв'язаних станів ${}^5\text{Li}$ може проявлятися як резонансні утворення в околі локусу гіпотетичної тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}\alpha)<2\text{n}>$ реакції там, де відносна енергія в парі вихідних частинок p і α досягає відповідних для резонансів значень. Такого прояву в жодному з проаналізованих двовимірних спектрів р-α збігів не спостерігалось. А щодо інших можливих внесків від проміжних двочастинкових резонансів у парах кінцевих продуктів реакції з чотирма частинками, то ними можна знехтувати.

Якщо утворення чотирьох частинок у вихідному каналі – альфа-частинки, протона та двох нейтронів, спричинене $\alpha + t$ взаємодією, відбувається через двостадійний процес утворення протона та ядра ${}^6\text{He}$ у збудженому стані та зняття збудження через випромінювання трьох частинок – альфа-частинки та двох нейтронів, і це

утворення досліджується шляхом реєстрації на збігах протона та однієї з частинок, випромінених у результаті розпаду збудженого ядра ${}^6\text{He}$ (наприклад, альфа-частинки), то збуджені стани ${}^6\text{He}$, яким властива трикластерна будова, будуть проявлятися в площині $E_p \times E_\alpha$ у вигляді смуги, паралельної до осі енергії зареєстрованої частинки з розпаду [19]. Енергія протона в цьому випадку визначається кутом реєстрації і кінематичними розрахунками для бінарної ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}){}^6\text{He}^*$ реакції. Дійсно, в усіх отриманих двовимірних спектрах р-α збігів при $E_\alpha = 27,2$ МеВ (див., наприклад, рис. 2) спостерігаються заповнені подіями смуги, паралельні до осі енергії альфа-частинки, і їхнє положення відносно осі енергії протонів відповідає утворенню й розпаду першого збудженого стану ${}^6\text{He}$. Можна припустити, що прояв значно ширшого утворення, яке відповідає вищій енергії збудження, ми зможемо ідентифікувати, якщо спроектуємо всі події, які відповідають проходженню даної чотиричастинкової реакції на вісь енергії протонів (а це події, обмежені кінематичним локусом, розрахованим для проходження гіпотетичної тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}\alpha)<2\text{n}>$ реакції) та перерахуємо отриману проекцію в спектр збудження ядра ${}^6\text{He}$.

Якщо припустити, що події в отриманому таким чином спектрі викликані лише збудженням і розпадом збуджених станів ${}^6\text{He}$, то вклад від перерізу одного збудженого стану можна трактувати виразом

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\alpha dE^*} &= \frac{2(\pi)^4}{\hbar v_{in}} \left[T_{if}^j \right]^2 \rho_{24}(E^*) = \\ &= \frac{2(\pi)^2}{\hbar v_{in}} \left\{ F^j(k) X^j(E^*) \right\}^2 \rho_{24}(E^*) \propto \\ &\propto \rho_{24}(E^*) C_j \frac{\Gamma_j/2}{(E_j - E^*)^2 + (\Gamma_j/2)^2}, \quad (2) \end{aligned}$$

де v_{in} – швидкість частинки у вхідному каналі; T_{if}^j – елемент матричного переходу чотиричастинкової реакції, який описує послідовний процес утворення та розпаду j -збудженого стану ${}^6\text{He}$, який можна факторизувати в цьому випадку як добуток двох членів

$$T_{if}^j(k, E^*) = F^j(k) X^j(E^*), \quad (3)$$

з яких перший $F^j(k)$ описує амплітуду утворення ядра ${}^6\text{He}$ у стані j , а другий член – множник $X^j(E^*)$ – його розпад згідно з формулою Брейта - Вігнера

$$X^J(E^*) = \frac{\Gamma_j/2}{E_j - E^* + i\Gamma_j/2}, \quad (4)$$

де E^* – енергія збудження ядра ⁶He; E_j – положення резонансного рівня; Γ_j – ширина резонансного рівня; $\rho_{24}(E^*)$ – проекція множника фазового простору при реєстрації тільки двох частинок на збігу (протона та альфа-частинки) з чотирьох частинок у кінцевому стані. Зупинимося спочатку дещо детальніше на останньому механізмі.

Отже, щоб застосувати формулу (2), важливо вміти розрахувати проекцію множника фазового простору ρ_{24} , тобто знати переріз статистичного розподілу подій, що відповідають прямому одномоментному утворенню протона, альфа-частинки та двох нейтронів. Відомо, що за визначенням [19] доступний фазовий простір для чотирьох утворених у вихідному стані частинок

$$\rho_{24} = d^3P_1 d^3P_2 \iint \delta\left(E_p - \sum_{i=1}^4 E_i\right) \delta\left(\bar{P}_p - \sum_{i=1}^4 \bar{P}_i\right) d^3P_3 d^3P_4. \quad (6)$$

Після переходу з лабораторної системи в систему центра мас підсистеми (3) - (4), інтегруючи по P_{34} та враховуючи, що $d^3P_{34} = \sqrt{\varepsilon_{34}} d\varepsilon_{34} d\Omega_{34}$ (Ω_{34} – тілесний кут для змінних в підсистемі 3 + 4), а також те, що $\bar{P}_p = \bar{P}_1 + \bar{P}_2 + \bar{P}_{34}$, отримуємо

$$\begin{aligned} \rho_{24} d^3P_1 d^3P_2 \int \delta\left[E_p + Q - E_1 - E_2 - \frac{(\bar{P}_p - \bar{P}_1 - \bar{P}_2)^2}{2(m_3 + m_4)} - \varepsilon_{34}\right] \sqrt{\varepsilon_{34}} d^3\varepsilon_{34} d\Omega_{34} = \\ = 4\pi d^3P_1 d^3P_2 \left[E_p + Q - E_1 - E_2 - \frac{(\bar{P}_p - \bar{P}_1 - \bar{P}_2)^2}{2(m_3 + m_4)}\right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Так як $d^3P_1 = \sqrt{E_1} dE_1 d\Omega_1$, то переріз, який відповідає статистичному процесу, описується виразом

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} \propto \sqrt{E_1} \sqrt{E_2} \sqrt{\varepsilon_{34}}. \quad (8)$$

У реальному експерименті число подій, накопичених у всій області, обмеженій кінематичною кривою, розрахованою для гіпотетичної трича-

$$\rho_{24}(E_1) \propto \sqrt{E_1} d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 \int_{P_{2\min}}^{P_{2\max}} P_2^2 \left[E_p + Q - E_1 - E_2 - \frac{(P_p - P_1 - P_2)^2}{2(m_3 + m_4)}\right]^{1/2} dP_2. \quad (9)$$

Оскільки всі події, що відповідають проходженню чотиричастинкової реакції ³H(α , $\rho\alpha$)np, при реєстрації на збігу вихідних частинок ρ та α лежать у ділянці площини $E_p \times E_\alpha$, обмеженій

унаслідок взаємодії налітаючої частинки ρ з ядром мішені T визначається виразом

$$\delta\left(E_p + Q - \sum_{i=1}^4 E_i\right) \delta\left(\bar{P}_p - \sum_{i=1}^4 \bar{P}_i\right) d^3P_1 d^3P_2 d^3P_3 d^3P_4, \quad (5)$$

де E_p, \bar{P}_p – енергія та імпульс налітаючої частинки, а E_i, \bar{P}_i – значення енергії та величини відповідно імпульсів вихідних частинок. Для отримання множника фазового простору у випадку двох зареєстрованих частинок із чотирьох частинок ρ_{24} скористаємось результатами роботи [20]. Оскільки частинки 3 та 4 не реєструються, то цей вираз отримується із формули (5) шляхом інтегрування по залежності від імпульсів частинок 3 та 4:

стинкової реакції $\rho(T, 12) < 34 >$, є досить низьким, тому подальший аналіз експериментальних даних проводять після проектування двовимірних спектрів на одну з двох енергетичних осей – E_1 чи E_2 . Для того щоб визначити множник фазового простору двох зареєстрованих із чотирьох частинок, у випадку проектування на вісь енергії E_1 необхідно провести додаткове інтегрування по імпульсу P_2 виразу (7):

кінематичною кривою, розрахованою для віртуальної тричастинкової реакції, то межі інтегрування по імпульсу P_α для кожного значення енергії частинки ρ (E_p) визначаються саме кінемати-

чними співвідношеннями між енергіями зареєстрованих частинок p та α .

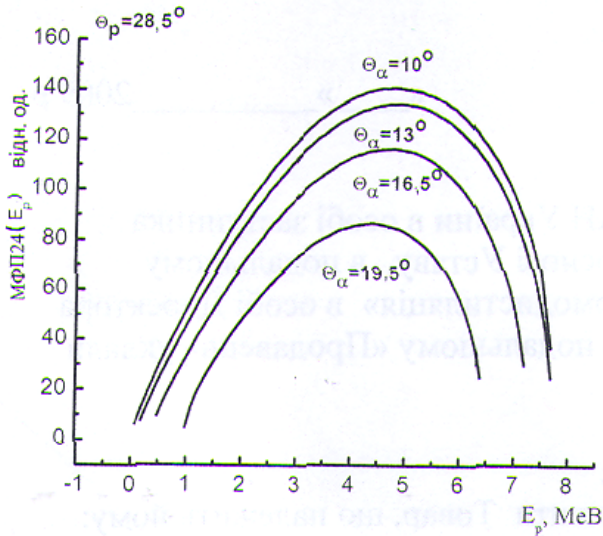


Рис. 4. Розрахунки вкладів від прямого статистичного розвалу для чотиричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, p)\text{nn}$ реакції, $E_\alpha = 27,2$ MeV.

На рис. 4 наведено енергетичні залежності проєкцій множників фазового простору для чотиричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p)\text{nn}$ на вісь енергії протонів, розраховані нами для одного й того

ж кута реєстрації протонів, але різних кутів вильоту альфа-частинок. У широкому енергетичному діапазоні цим вкладам від статистичного процесу властива однакова форма (див. рис. 4), і максимум цих вкладів лінійно зростає зі зменшенням кута вильоту альфа-частинки. Саме цей факт дав змогу при вивченні резонансної будови спектра збудження ядра ${}^6\text{He}$ за допомогою чотиричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, p)\text{nn}$ реакції просумувати проєкції двовимірних спектрів p - α збігів, отриманих внаслідок реєстрації для різних кутів вильоту резонансних альфа-частинок (реєструвались під кутами $10, 13, 16,5$ та $19,5^\circ$) і фіксованого кута нерезонансних протонів (кут реєстрації $28,5^\circ$) для експериментів, виконаних при енергії налітаючих альфа-частинок $27,2$ MeV, та перерахувати отриману просумовану проєкцію на вісь енергії протонів у спектр збудження ядра ${}^6\text{He}$ (рис. 5, а). На рис. 5, б репрезентовано спектр збудження ядра ${}^6\text{He}$ з опрацювання двовимірних спектрів p - α збігів з тієї ж чотиричастинкової реакції (кут реєстрації протонів $27,5^\circ$, альфа-частинок $27,5$ і 15°), які отримувались для енергії налітаючих альфа-частинок $67,2$ MeV.

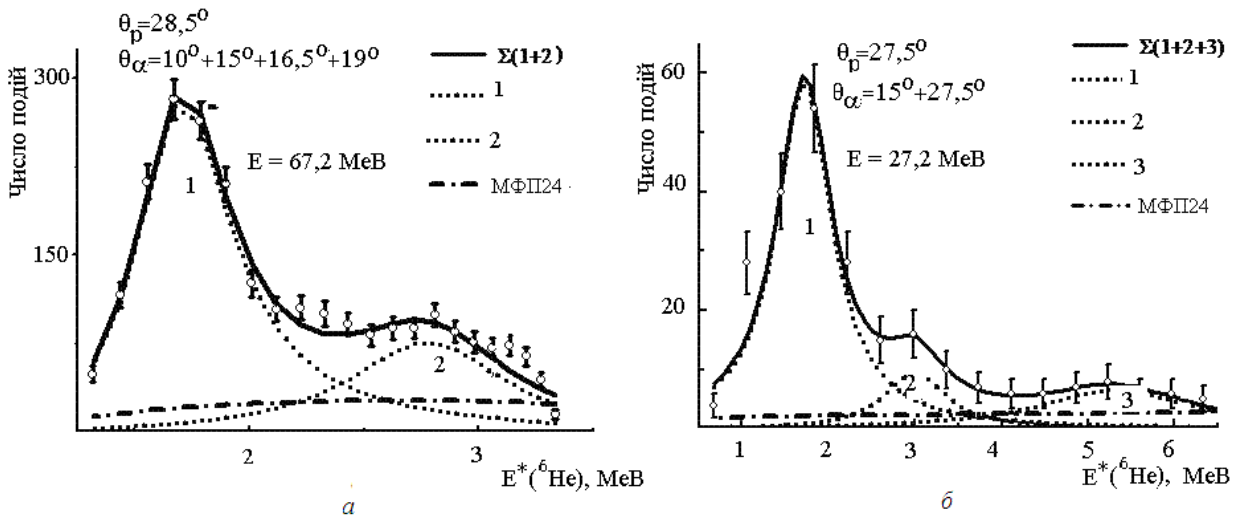


Рис. 5. Просумовані проєкції двовимірних спектрів p - α збігів на вісь енергії протонів, перераховані в спектри збудження ядра ${}^6\text{He}$, та результати апроксимації за формулою (2) і за методом найменших квадратів. Цифрами 1, 2 та 3 позначено внески від прояву відповідно 1-го, 2-го та 3-го збуджених станів ядра ${}^6\text{He}$, отримані завдяки процедурі підгонки.

І в спектрах збудження спостерігаємо, окрім відомого першого збудженого стану ${}^6\text{He}$, один (див. рис. 5, а) та два (див. рис. 5, б) резонансні утворення.

Результати апроксимації спектрів збудження ядра ${}^6\text{He}$ з використанням двох або трьох брейт-вігнерівських членів за формулою (4) і за методом найменших квадратів наведено відповідно на рис. 5, а і 5, б. Точкові лінії відповідають внескові окремих збуджених станів, а штрих-

пунктирна лінія показує внесок механізму статистичного розпаду. Суцільні лінії – сума цих внесків. В експерименті, виконаному з меншою енергією взаємодії ($E_\alpha = 27,2$ MeV), діапазон енергій збудження ${}^6\text{He}$ обмежувався величиною $3,5$ MeV і спостерігалися два збуджені рівні, а при енергії $E_\alpha = 67,2$ MeV спостерігалися три збуджені рівні в діапазоні енергії збудження до $6,5$ MeV. Отримані в результаті підгонки енергетичні параметри збуджених станів подано в таблиці.

Енергії збудження та ширини збуджених рівнів ядра ${}^6\text{He}$, отримані з $\alpha + t$ взаємодії

Реакція і енергія пучка, MeV	Перший збуджений рівень ${}^6\text{He}$		Другий збуджений рівень ${}^6\text{He}$		Третій збуджений рівень ${}^6\text{He}$	
	$E^*(\Delta E)$, MeV	$\Gamma(\Delta\Gamma)$, MeV	$E^*(\Delta E)$, MeV	$\Gamma(\Delta\Gamma)$, MeV	$E^*(\Delta E)$, MeV	$\Gamma(\Delta\Gamma)$, MeV
${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$ 27,2			3,03(0,37)	2,45(0,35)		
${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$ 27,2	1,71(0,30)	0,50(0,04)	2,88(0,30)	0,88(0,21)	-	-
${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$ 67,2	1,72(0,65)	0,74(0,15)	3,00(0,23)	0,92(0,69)	5,26(0,29)	1,99(0,97)

Висновки

Заселення збудженого стану з $E^* \sim 5$ MeV у спектрі збудження ядра ${}^6\text{He}$ підтверджується численними експериментальними дослідженнями [7 - 11, 15] і зафіксовано в останній компіляційній публікації [21], у той же час наявність збудженого стану з $E^* \sim 3$ MeV є одним із перших експериментальних доказів наявності збуджених станів вище першого збудженого рівня 1,8 MeV, передбаченої теоретичними розрахунками в роботах [22, 23].

Таким чином, дослідження як простих інклюзивних протонних спектрів, так і двовимірних спектрів p - α збігів з чотиричастинкової реакції, викликаної взаємодією альфа-частинок, прискорених до різних енергій, стало додатковим джерелом отримання інформації щодо незв'язаних збуджених станів ядра ${}^6\text{He}$. Завдяки властивості вибіркості ядерних реакцій у цій взаємодії достовірно спостерігався прояв збудженого стану з $E^* \sim 3$ MeV, як і передбачалося в численних теоретичних розрахунках.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Ajzenberg-Selove F.* Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$ // Nucl. Phys. - Vol. A490. - 1988. - P. 1.
2. *Hansen P.G., Jonson B.* The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei // Europhys. Lett. - 1987. - Vol. 4. - P. 409 - 414.
3. *Suzuki Y.* The ground-state structure and the soft dipole mode of the ${}^6\text{He}$ nucleus // Nucl. Phys. - 1991. - Vol. A528. - P. 395 - 408.
4. *Cs'ot'o A.* Three-body resonances by complex scaling // Phys. Rev. C. - 1994. - Vol. 49. - P. 2244 - 2247.
5. *Danilin B.V., Thompson, I.J., Vaagen J.S., Zhukov M.V.* Three-body continuum structure and response functions of halo nuclei (I): ${}^6\text{He}$ // Nucl. Phys. - 1998. - Vol. A632. - P. 383 - 416.
6. *Thompson I.J., Danilin B.V., Efros V.D. et al.* Pauli blocking in three-body models of halo nuclei // Phys. Rev. C. - 2000. - Vol. 61. - P. 024318. [11 pages].
7. *J'anecke J., Annakkage T., Berg G.P. A. et al.* Structure of the neutron-halo nucleus ${}^6\text{He}$ // Phys. Rev. C. - 1996. - Vol. 54. - P. 1070 - 1083.
8. *Annakkage T., J'anecke J., Winfield J.S. et al.* Isovector giant resonances in ${}^6\text{He}$, ${}^{12}\text{B}$, ${}^{90}\text{Y}$, ${}^{120}\text{In}$, and ${}^{208}\text{Tl}$ observed in the (${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) charge-exchange reaction // Nucl. Phys. - 1999. - Vol. A648. - P. 3 - 44.
9. *Nakayama S., Yamagata T., Akimune H. et al.* Soft Dipole Resonance in the Neutron-Skin Nucleus ${}^6\text{He}$ // Phys. Rev. Lett. - 2000. - Vol. 85. - P. 262 - 265.
10. *Sakuta S.B., Ogloblin A.A., Osadchy O.Y. et al.* Direct Experimental Evidence for a Soft-Dipole Response in ${}^6\text{He}$ // Europhys. Lett. - 1993. - Vol. 22 (7). - P. 511 - 515.
11. *Nakamura T., Aumann T., Bazin D. et al.* Structure of the weakly-bound nucleus ${}^6\text{He}$ studied via the ${}^6\text{Li}(t, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$ reaction // Phys. Lett. - 2000. - Vol. B 493. - P. 209 - 215.
12. *Немец О.Ф., Павленко Ю.Н., Пугач В.М.* Структура інклюзивних спектрів ядерних реакцій // Изв. РАН. Сер. физ. - 1989. - Т. 53, № 14. - С. 2183 - 2187.
13. *Горпинич О.К., Павленко В.Н., Поворозник О.М., Стружко Б.Г.* О вкладе несвязанных состояний ядра ${}^6\text{Li}$ в инклюзивные спектры дейтронов (α , d) реакции на ядрах ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ // Изв. РАН. Сер. физ. - 1993. - Т. 57, № 1. - С. 121 - 126.
14. *Owens R.O.* Statistical treatment of tagged photon experiments // Nucl. Instrum. and Methods - 1990. - Vol. A288. - P. 574 - 584.
15. *Boland M. J., Garbutt M. A., Rassool R. P. et al.* Excitations in the halo nucleus ${}^6\text{He}$ following the ${}^7\text{Li}(\text{gamma}, p){}^6\text{He}$ reaction // Phys. Rev. C. - 2001. - Vol. 64. - P. 031601.
16. *Горпинич О.К., Поворозник О.М., Рознюк Ю.С., Стружко Б.Г.* Исследование возбужденных свойств ядра ${}^6\text{He}$ из взаимодействия альфа-частиц с ядрами трития. Свойства возбужденных состояний атомных ядер и механизмы ядерных реакций. // Изв. РАН. Сер. физ. - 2002. - Т. 66, № 5. - С. 743 - 745.
17. *Горпинич О.К., Конфедератенко В.И., Поворозник О.М., Стружко Б.Г.* Упругое рассеяние и реакции при взаимодействии альфа-частиц с тритием // Изв. РАН. Сер. физ. - 1992. - Т. 56, № 3. - С. 192 - 196.
18. *Горпинич О.К., Поворозник О.М., Рознюк Ю.С.,*

- Стружко Б.Г.* Дослідження розпаду першого збудженого рівня ${}^6\text{He}$ з $\alpha + t$ взаємодії // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2001. - № 3(5). - С. 53 - 59.
19. *Newton R.G.* Scattering theory of waves and particle. - New-York, McGraw-Hill, 1956. - P. 219.
20. *Furić M., Forster H.H.* Two-particle coincidence measurement of four body break-up // Nucl. Instrum. and Methods. - 1972. - Vol. 98. - P. 301 - 307.
21. *Tilley D.R., Cheves C.M., Godwin J.L. et al.* Energy levels of light nuclei $A = 5, 6, 7$ // Nucl. Phys. A. - 2002. - Vol. 708. - P. 3.
22. *Danilin B.V., Rogde T., Ershov S.N. et al.* New modes of halo excitation in the ${}^6\text{He}$ nucleus // Phys. Rev. C. - 1997. - Vol. 55. - P. R577 - R581.
23. *Aoyama S., Kato K., Ikeda K.* Three-Body Binding and Resonant Mechanisms in Neutron-Rich Light Nuclei Far from Stability Line // Progress of Theoretical Physics. Supplement No. 142. - 2001. - P. 35 - 95.

О СПЕКТРЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ${}^6\text{He}$ НИЖЕ ЭНЕРГИИ ПОРОГА РАСПАДА НА $t + t$

О. М. Поворозник, О. К. Горпинич, А. В. Мохнач, А. А. Ячменев

В результате измерений и последующего анализа как инклюзивных протонных спектров из ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$ реакции ($E_\alpha = 27,2$ МэВ), так и двумерных спектров p - α совпадений из четырехчастичной ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$ реакции ($E_\alpha = 27,2$ МэВ и $E_\alpha = 67,2$ МэВ) обнаружено второе возбужденное состояние ядра ${}^6\text{He}$ с энергией возбуждения около 3 МэВ.

Ключевые слова: нейтронно-обогащенные ядра, инклюзивный протонный спектр, статистический распад, четырехчастичная реакция, несвязанный возбужденный уровень, трехчастичный резонанс.

ABOUT EXCITATION SPECTRUM OF ${}^6\text{He}$ BELOW THE ENERGY THRESHOLD OF DECAY INTO $t + t$

О. М. Povoroznyk, О. К. Gorpinich, G. V. Mokhnach, О. О. Jachmenjov

Due to measurements and analysis as inclusive proton spectra from the ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}$ reaction ($E_\alpha = 27.2$ MeV) and two-dimensional spectra of p - α coincidences from the four-body ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$ reaction ($E_\alpha = 27.2$ MeV and $E_\alpha = 67.2$ MeV) was observed the second excited state of ${}^6\text{He}$ at energy excitation near 3 MeV.

Keywords: neutron enriched nuclei, inclusive proton spectrum, statistical decay, four-body nuclear reaction, unbound excited level, three-body resonance.

Надійшла до редакції 11.02.10,
після доопрацювання - 22.04.10.