

ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗПАДУ ПЕРШОГО ЗБУДЖЕНОГО РІВНЯ
 ${}^6\text{He}$ $3\alpha + t$ ВЗАЄМОДІЇ

О. К. Горпинич, О. М. Поворозник, Ю. С. Рознюк, Б. Г. Стружко

Експериментально досліджувався розпад першого збудженого стану 2^+ ядра ${}^6\text{He}$, який заселявся в реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$ при $E_\alpha = 27,2$ МеВ. Були отримані матриці p - α збігу та спектри α -частинок із розпаду стану 2^+ ядра ${}^6\text{He}$ для шести пар кутів протонів та α -частинок.

Дослідження властивостей легких нейтронадлишкових ядер поблизу границі стабільності викликає сталий інтерес. Ядро ${}^6\text{He}$ є найлегшим із серії ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11,14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$, що привернули до себе увагу в зв'язку з ефектом велетенського нейтронного гало [1]. Зручним об'єктом для дослідження тричастинкових розпадів із вильотом одночасно двох нуклонів є ізобаричні мультиплети станів ядер, нестабільних до випромінення двох нуклонів. У випадку випромінення $n - n$, $p - p$, $n - p$ пар квантові характеристики станів і ядерна взаємодія частинок, що розпадаються, однакові й різниця полягає лише в кулонівській взаємодії, яка приводить до різних величин бар'єрів на шляху розпаду. Особливе місце в цьому ряді займає ізоспіновий триплет з $A = 6$ ($J^\pi = 2^+$), при розпаді якого третім, окрім двох нуклонів, продуктом розпаду є α -частинка, яка, як відомо, має велику енергію зв'язку, і завдяки цьому ускладнюючий хвильову функцію вплив з боку її розвалу мізерний. Два члени цього триплету – перші збуджені стани ядер ${}^6\text{He}$ і ${}^6\text{Be}$, третім членом триплету є стан ядра ${}^6\text{Li}$ з енергією збудження $E^* = 5,37$ МеВ. Треба також зазначити, що стани ${}^6\text{He}(2^+)$, ${}^6\text{Li}(2^+)$ та ${}^6\text{Be}(2^+)$ більш сталі, ніж двочастинкові підсистеми, які утворюються з продуктів їх розпаду. Ця особливість вказує, що двочастинкова взаємодія при розпаді ${}^6\text{He}(2^+)$, ${}^6\text{Li}(2^+)$ та ${}^6\text{Be}(2^+)$ відбувається значною мірою поза енергетичною поверхнею [2].

Відомо, що ядра ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$ належать до "боромієвського" типу [3], тобто утворюють слабо зв'язану тричастинкову систему, яка не має зв'язаних бінарних підсистем (у випадку ${}^6\text{He}$ це ядро-остов $+2n$).

Ядро ${}^6\text{He}$ є одним із числа "боромієвських" нейтронадлишкових ядер, у якому добре відомі квантові числа основного й першого збудженого станів. Це найпростіша "боромієвська" структура, найбільш доступна для експериментального вивчення, а також для строгих теоретичних розрахунків. У результаті розпаду першого збудженого стану (2^+) ядра ${}^6\text{He}$ утворюються два нейтрони та α -частинка. Процес проходить шляхом розпаду або з утворенням системи двох нейтронів із відносною швидкістю, близькою до нуля, або через утворення проміжного основного квазістаціонарного стану ${}^5\text{He}$ з його подальшим розпадом, або прямого тричастинкового, "демократичного" розпаду (ДР), який є перспективним інструментом для вивчення багаточастинкових кореляцій кластерів усередині ядра. Як показано в роботах [2, 4 - 6], у випадку ДР легких ядер з $A = 6,9$ енергетичні спектри фрагментів і кореляції між ними віддзеркалюють, як правило, імпульсний розподіл цих частинок усередині ядра.

Експериментальну інформацію про механізми розпаду стану 2^+ ядра ${}^6\text{He}$, в основному, отримано шляхом дослідження спектрів α -частинок, що утворюються при його розпаді [2, 7 - 9]. Так, аналізуючи спектр α -частинок з реакції ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}^*$ при $E_t = 2,0$ МеВ [7], автори знайшли, що він складається з двох частин, одна з яких пов'язана з формуванням віртуального стану системи двох нейтронів (динейтроном), а інша - з утворенням квазістаціонарного стану ${}^5\text{He}$ з його подальшим розпадом, але кількісне співвідношення гілок розпаду не визначили. Наявність цих двох механізмів розпаду було підтверджено й у дослідженнях спектрів α -частинок із реакції ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}^*$ при $E_d = 30,5 \pm 0,3$ МеВ [8], які було проаналізовано в рамках формалізму послідовного розпаду через нестабільну систему з

враховуванням двох каналів розпаду – через емісію динейтрона й через послідовний механізм утворення й розпад основного незв'язаного рівня ядра ${}^6\text{He}$. Проведений аналіз свідчить про те, що розпад стану 2^+ ядра ${}^6\text{He}$ майже в половині випадків, а саме: $45 \pm 10\%$ за оцінками роботи [8] та $50 \pm 4\%$ [2] відбувається шляхом емісії динейтрона. У подальших дослідженнях розпаду стану 2^+ ядра ${}^6\text{He}$ було також встановлено й значний вплив на механізм розпаду тричастинкової структури ядра-розпадника, при цьому відзначається, що двочастинкова взаємодія в кінцевому стані також відіграє помітну роль [2]. Більш детальну інформацію про динаміку утворення й розпаду незв'язаних станів можна отримати з повних кореляційних експериментів. Так, енергетичний спектр нейтронів із тричастинкового $\alpha + n + n$ розпаду першого збудженого рівня ядра ${}^6\text{He}^*(2^+)$, що заселявся в реакції ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}^*$, отримано на збігу з ${}^3\text{He}$ частинками для надійного виділення нейтронів із розпаду [9]. Спектру властива форма, яка віддзеркалює наявність характерних імпульсних кореляцій в $\alpha + n + n$ системі. Результати, отримані з проведеного спільного аналізу нейтронного спектра з отриманим раніше α -спектром із розпаду ядра ${}^6\text{He} (2^+)$ за допомогою тричастинкового підходу, співставлено з результатами мікроскопічних розрахунків хвильової функції резонансу ${}^6\text{He}^*(2^+)$. Виконані дослідження показують, що сильні імпульсні кореляції продуктів тричастинкового розпаду ${}^6\text{He}^*(2^+)$, які спостерігались в експерименті, віддзеркалюють відповідні конфігурації в $\alpha + n + n$ структурі ядра-розпадника [10].

На відміну від вищенаведених досліджень вивчався процес утворення й розпаду ядра ${}^6\text{He}$ в системі з семи нуклонів, коли вплив оточення мінімальний або майже відсутній. Так, при вивченні резонансів ${}^5\text{He}$, що утворюються в системі $\alpha + t$, з аналізу матриць p - α збігу, отриманих при реєстрації α -частинок під кутом 19° і протонів під кутом $14,25^\circ$, спостерігалося також і утворення ядра ${}^6\text{He}$ з його подальшим розпадом [11].

Основною метою даного експерименту було дослідження динаміки розпаду стану 2^+ ядра ${}^6\text{He}$. Збуджений стан 2^+ ядра ${}^6\text{He}$ заселявся в реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$ при енергії налітаючих частинок $27,2$ МеВ, аналогічно до роботи [11]. З метою оптимізації умов проведення експерименту ми звернулися до раніше отриманих кутових розподілів перерізів протонів з реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$ [12]. У діапазоні кутів від 10 до 40° у лабораторній системі координат кутові розподіли мають плавний безструктурний характер із величиною перерізів на рівні $0,8 - 1,1$ мб/ср. Тому кут реєстрації протонів, який відповідав би достатньому виходу ядер ${}^6\text{He}$ у першому збудженому стані, можна було вибирати в лабораторній системі координат у діапазоні від 10 до 40° . Виходячи з точки зору зменшення статистичного завантаження протонних детекторів та експериментальних обставин (мінімальний кут конструктивно між двома протонними телескопами $7 - 8^\circ$) протонні детектори розмістили під кутами $28,5$ та 36° . Мінімальний кут реєстрації α -частинок при отриманні матриць p - α збігів для кожного з кутових положень детектора протонів вибирався якомога ближче до відповідного кута вильоту ядра ${}^6\text{He}$ у першому збудженому стані, вирахованого з кінематичної залежності бінарної ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*(1,8 \text{ МеВ})$ реакції. Максимальний кут телескопа для реєстрації α -частинок визначався з розрахунків кінематичних кривих для тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, p)\alpha 2n$ реакції й обиралося таке значення кута вильоту α -частинки, при якому ще існує можливість утворення першого збудженого ядра ${}^6\text{He}$ з його подальшим розпадом на α -частинку та два нейтрони (які розглядаються як одна частинка) для вибраних кутів реєстрації протонів. Виходячи з цих критеріїв, для вимірювання матриць p - α збігів детекторні системи, що реєстрували α -частинки, було встановлено під кутами $10, 13, 16,5$ та $19,5^\circ$ для обох положень детекторів протонів. Розрахунки кінематичних кривих для тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, p)\alpha 2n$ реакції при розміщенні детектора протонів під кутом $28,5^\circ$ та детекторів, що реєструють α -частинки під кутами $10, 13, 16,5$ та $19,5^\circ$, наведено на рис. 1 і позначено відповідно 1 - 4. Події, котрі відповідають утворенню та розпаду першого збудженого стану ядра ${}^6\text{He}$, у випадку точкових розмірів пучка α -частинок та детекторів, що реєструють збігові події між протонами та α -частинками, для різних кутових положень детектора α -частинок повинні лягати на

вертикальну лінію, обмежену кінематичними кривими 1 - 4. Положення цієї лінії на осі енергій протонів відповідає утворенню ядра ${}^6\text{He}^*(2^+)$ з бінарної ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*_{1.8}$ MeV реакції і для кута реєстрації протонів $28,5^\circ$ дорівнює 6,49 MeV. Відрізки суцільної вертикальної лінії, обмежені кінематичними кривими 1 - 4, визначають відповідний енергетичний діапазон α -частинок, утворених внаслідок розпаду ядра ${}^6\text{He}^*(2^+)$ на α -частинку та два нейтрони. Як видно з рис. 1, залежно від вибраного кутового положення телескопів заряджених частинок виділяємо таким чином різні ділянки фазового простору, де можуть реалізуватися різні моди розпаду досліджуваного ядра, і маємо змогу спостерігати динаміку утворення та подальшого розпаду ${}^6\text{He}^*(2^+)$.

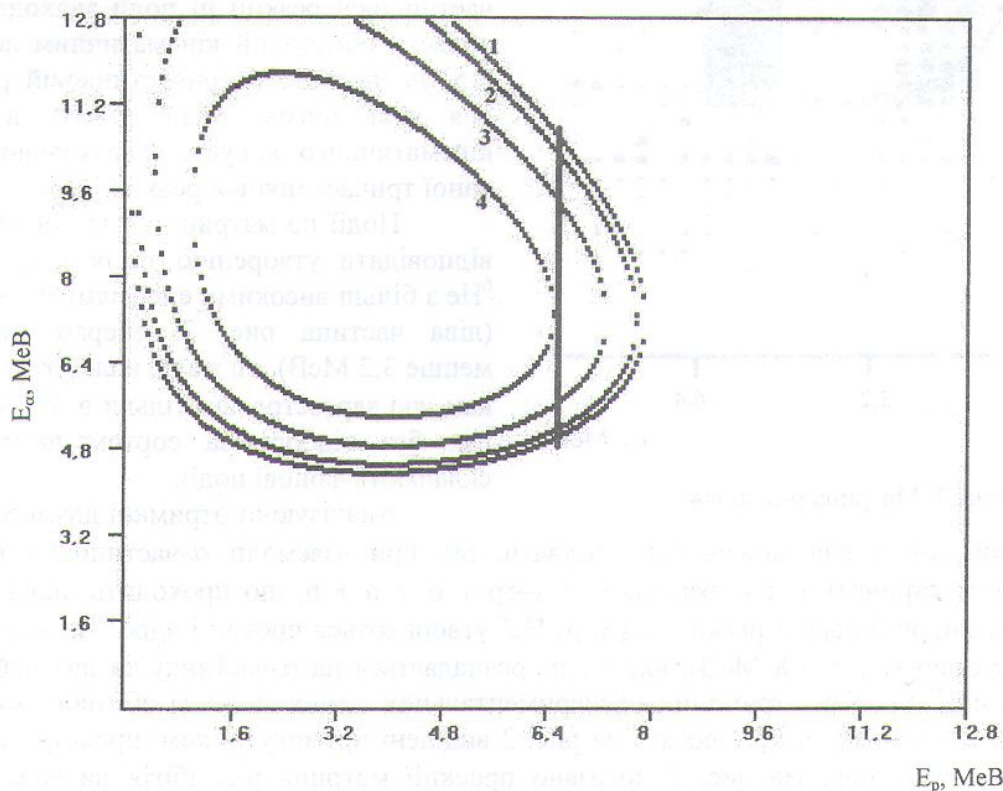


Рис. 1. Кінематичні криві для кутів розміщення детекторів α -частинок (1 - 10° ; 2 - 13° ; 3 - $16,5^\circ$; 4 - 19°) при реєстрації на збігові з протонами під кутом $28,5^\circ$ для тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$, розраховані для точкової геометрії.

Дослідження виконувалось на циклотроні У-120, колімований пучок прискорених α -частинок до енергії $E_\alpha = 27,2$ MeV опромінював тритій-титанову мішень. Товщина мішені була рівною $2,7$ мг/см². Титанову фольгу було насичено тритієм при співвідношенні атомів тритію до атомів титану, близькому до одиниці. Використовувалося дві пари напівпровідникових $\Delta E - E$ телескопів по різні сторони пучка, тілесні кути яких становили для лівих телескопів $1,30$ та $3,67$ мср, а для правих $1,44$ і $3,61$ мср відповідно. Докладну інформацію про експериментальні особливості експерименту наведено в роботі [13]. Було отримано матриці p - α збігів для пар кутів ($\theta_p = 28,5^\circ$: $\theta_\alpha = 10, 13, 16,5, 19,5^\circ$; $\theta_p = 36^\circ$: $\theta_\alpha = 10, 13, 16,5, 19,5^\circ$; $\theta_p = 26^\circ$: $\theta_\alpha = 13^\circ$). На рис. 2 наведено двовимірну матрицю p - α збігів для пари кутів $\theta_p = 36^\circ$: $\theta_\alpha = 13^\circ$. Суцільною лінією нанесено кінематичні розрахунки для тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$. В околі цієї лінії лягали б події з матриці p - α збігів у випадку утворення у вихідному каналі α -частинки, протона та динейтрона. У даному випадку динейтронном вважаємо частинку, що складається з двох нейтронів з масою, рівною масі двох нейтронів. Насправді у цьому спектрі спостерігаємо вертикальну смугу, оскільки реальні детектори

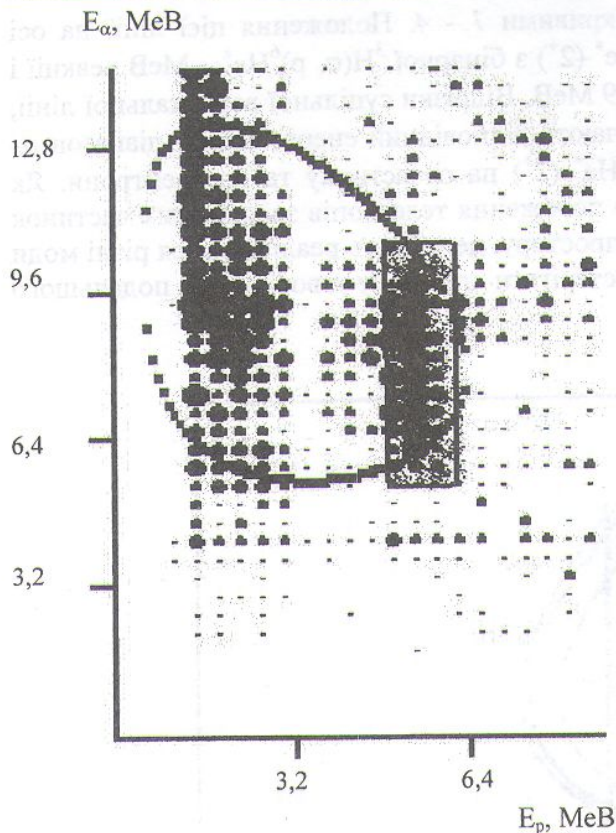


Рис. 2. Матриця р-α збігів.

кутів матриці р-α збігів можна стверджувати, що при взаємодії α-частинок з тритієм відбувається чотиричастинкова реакція $\alpha + t \rightarrow p + \alpha + n + n$, що проходить двостадійно: спочатку внаслідок бінарної реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$ утворюються протон і ядро ${}^6\text{He}$ в першому збудженому стані ($E_{36} = 1.8 \text{ MeV}$), яке потім розпадається на α-частинку та два нейтрони. Для подальшого аналізу отриманих експериментальних даних події із збігових матриць, розташовані вздовж смуги $E_p = \text{const}$ і на рис. 2 виділені прямокутником, проектувались на вісь енергії α-частинок. На рис. 3 показано проекції матриць р-α збігів на вісь енергії α-частинок для двох значень кутів реєстрації протонів та відповідних кутів реєстрації α-частинок по мірі їх зменшення, починаючи з максимального, зверху вниз і відповідно локусам (див. рис.1, 1 - 4).

У разі простого статистичного розпаду збудженої системи через випромінення двох нейтронів та α-частинки переріз розпаду визначається множителем фазового простору ρ , який, виходячи з нерелятивістського означення елемента фазового простору для чотирьох частинок [15], розраховували за формулою

$$d^3\rho/dE_p d\Omega_p d\Omega_\alpha \equiv \rho(\vartheta_\alpha, \varphi_\alpha, \vartheta_p, \varphi_p, E_\alpha) \sim (E_\alpha e_{nn})^{1/2}, \quad (1)$$

де E_α - енергія α-частинок; e_{nn} - відносна енергія двох нейтронів.

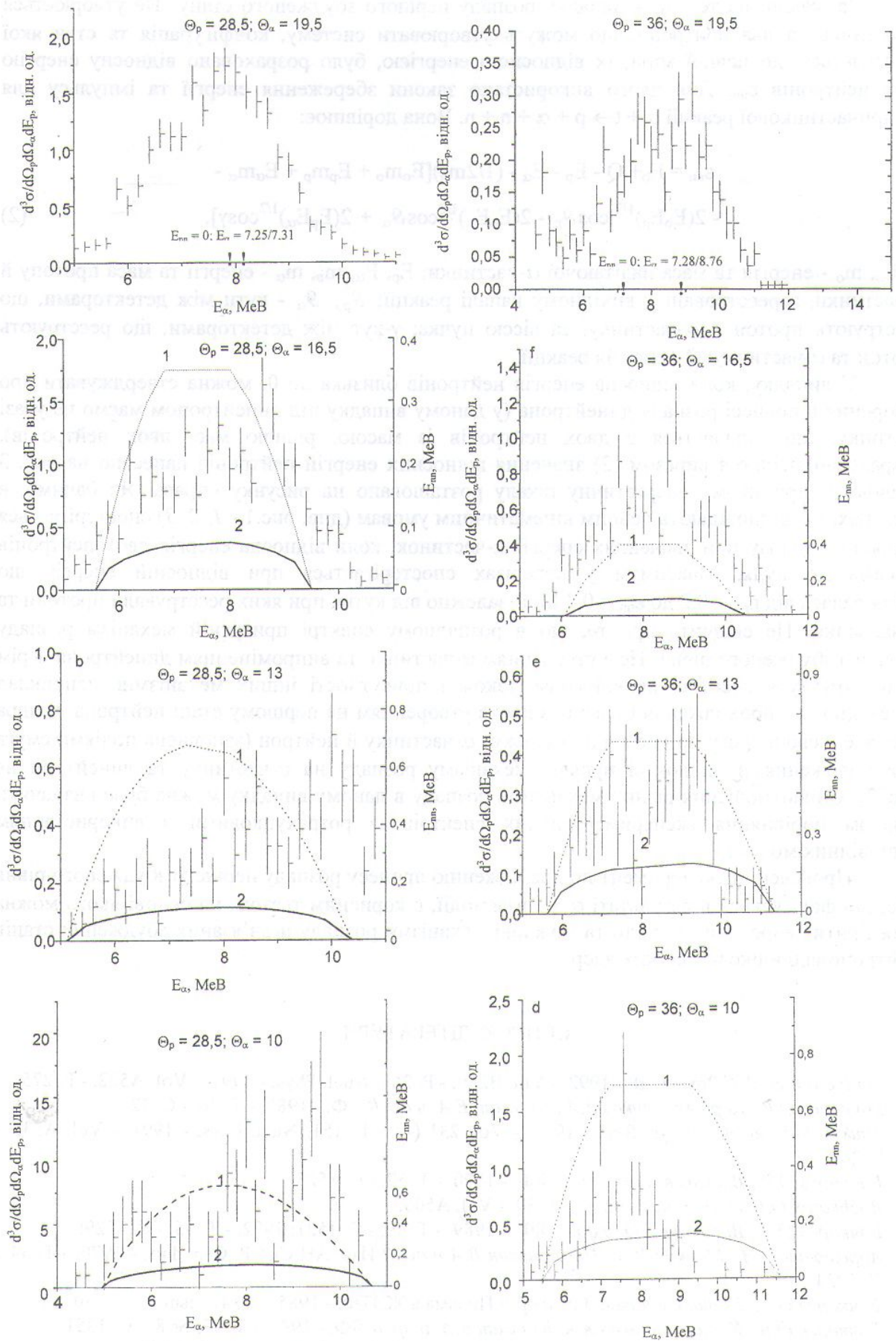
Розраховані за допомогою (1) перерізи нанесено суцільною кривою й позначено цифрою 2 на рис. 3.

Вираз (1) отримано для точкових розмірів як циклотронного пучка, так і детекторів, що реєстрували на збігу протони та α-частинки. Тому області визначення спектрів-проекцій, більшою чи меншою мірою виходять за області визначення обчислених множників фазового простору залежно від величин кутової апертури детекторів. Як видно з рис. 3, механізм простого статистичного розпаду не описує процес, який спостерігаємо на експерименті.

мають значні геометричні розміри. Ця вертикально розташована смуга заповнена подіями в околі вертикальної лінії $E_p = \text{const}$ і обмежується нанесеною суцільною лінією кінематичних розрахунків для тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha){}^2\text{n}$. Значення $E_p = \text{const}$ дорівнює енергії протонів із бінарної реакції ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha){}^6\text{He}$, що відповідає утворенню першого збудженого стану ${}^6\text{He}$. У випадку чотиричастинкової реакції ці події знаходяться в області, обмеженій кінематичним локусом [15] на противагу тричастинковій реакції, для якої збігові події лежать в околі кінематичного локусу, розрахованого для даної тричастинкової реакції [14].

Події на матриці збігів, що могли б відповідати утворенню та розпаду станів ${}^6\text{He}$ з більш високими енергіями збудження (ліва частина рис. 2, енергія протонів менше 3,2 MeV), на жаль, належать частинкам, які зареєстровані тільки в ΔE детекторах без відбору за сортом частинок і складають фонові події.

Аналізуючи отримані для шести пар

Рис. 3. Проекції смуги р- α збігу на вісь енергії α -частинок.

Зважаючи на те, що у випадку розпаду першого збудженого стану ${}^6\text{He}$ утворюється α -частинка та два нейтрони, що можуть утворювати систему, конфігурація та стан якої визначається, до певної міри, їх відносною енергією, було розраховано відносну енергію двох нейтронів ϵ_{nn} . Для цього використано закони збереження енергії та імпульсу для чотиричастинкової реакції $\alpha + t \rightarrow p + \alpha + n + n$. Вона дорівнює:

$$\begin{aligned} \epsilon_{nn} = & E_0 + Q - E_p - E_\alpha - (1/2m_n)[E_0m_0 + E_p m_p + E_\alpha m_\alpha - \\ & - 2(E_0 E_p)^{1/2} \cos \vartheta_p - 2(E_0 E_\alpha)^{1/2} \cos \vartheta_\alpha + 2(E_p E_\alpha)^{1/2} \cos \gamma], \end{aligned} \quad (2)$$

де E_0 , m_0 - енергія та маса налітаючої α -частинки; E_p , E_α , m_p , m_α - енергії та маса протону й α -частинки, зареєстровані у вихідному каналі реакції; ϑ_p , ϑ_α - кути між детекторами, що реєструють протон й α -частинку, та віссю пучка; γ -кут між детекторами, що реєструють протон та α -частинку; Q - енергія реакції.

У випадку, коли відносна енергія нейтронів близька до 0, можна стверджувати про утворення в процесі розпаду динейтрона (у даному випадку під динейтронем маємо на увазі частинку, що складається з двох нейтронів із масою, рівною масі двох нейтронів). Розраховані згідно з виразом (2) значення відносних енергій нейтронів нанесено на рис. 3 кривою 1, при цьому енергетичну шкалу розташовано на рисунку справа. Як бачимо, в спектрах, що відповідають певним кінематичним умовам (див. рис. 1 - 1, 2, 3) спостерігається підняття перерізу при значеннях енергії α -частинок, коли відносна енергія двох нейтронів близька до нуля. Максимум у перерізах спостерігається при відносній енергії, що змінювалась від $\epsilon_{nn} = 0,2$ до $\epsilon_{nn} = 0,4$ МеВ залежно від кутів, при яких реєстрували протони та α -частинки. Це свідчить про те, що в розпадному спектрі присутній механізм розпаду першого збудженого рівня ${}^6\text{He}$ з утворенням α -частинки та випроміненням динейтрона. Крім того, структура спектрів не виключає також і присутності інших механізмів, наприклад двостадійного проходження цього розпаду з утворенням на першому етапі нейтрона та ядра ${}^5\text{He}$, яке в свою чергу при розпаді породжує α -частинку й нейтрон (заповнена подіями смуга між положеннями на локусі проявів механізму розпаду на α -частинку та динейтрон на рис. 2). Співвідношення різних механізмів розпаду в даному випадку можна буде визначити шляхом порівняння експериментальних спектрів із розрахунковими з використанням відповідних моделей.

Проведений експеримент по дослідженню процесу розпаду першого збудженого рівня ${}^6\text{He}$, що формувався в результаті $\alpha + t$ взаємодії, є корисним тестом, на основі якого можна перевірити теоретичні підходи та можливі механізми розпаду незв'язаних збуджених станів нейтронадлишкових легких ядер.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Tanihata I. et al. // Phys. Lett. - 1992. - Vol. B289. - P. 261; Nucl. Phys. - 1991. - Vol. A522. - P. 275.*
2. *Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др. // ЯФ. - 1987. - Т. 46. - С. 12.*
3. *Zhukov M.V. et al. // Phys. Rep. - 1993. - Vol. 231 (4). - P. 151; Nucl. Phys. - 1991. - Vol. A533. - P. 248.*
4. *Бочкарев О.В., Васильев Д.О. и др. // ЯФ. - 1990. - Т. 52. - С. 1525.*
5. *Vochkarev O.V. et al. // Nucl. Phys. - 1989. - Vol. A505.*
6. *Бочкарев О.В., Васильев Д.О. и др. // ЯФ. - 1989. - Т. 49. - С. 1521; 1992. - Т. 55. - С. 1729.*
7. *Абрамович С.Н., Маркин Л.А., Перешивкин В.А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1970. - Т. 34. - С. 1724.*
8. *Бочкарев О.В., Коршенинников А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1985. - Т. 42, вып. 7. - С. 303.*
9. *Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др. // ЯФ. - 1994. - Т. 57, № 8. - С. 1351.*
10. *Данилин Б.В., Жуков М.В., Коршенинников А.А. и др. // ЯФ. - 1988. Т. 48. - С. 1208.*

11. Горпинич О.К., Конфедератенко В.И., Поворознык О.М., Стружко Б.Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1991 - Т. 55. - С. 2253.
12. Горпинич О.К., Конфедератенко В.И., Поворознык О.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. - 1992. - Т. 56, № 3. - С. 192.
13. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Рознюк Ю.С., Стружко Б.Г. // Збірник наукових праць Ін-ту ядерних дослід. - 2000. - № 1. - С. 59.
14. Ohlsen G.G. // Nucl. Instr. and Meth. - 1965. - Vol. 37. - P. 240.
15. Furič M., Forster H.H. // Nucl. Instr. and Meth. - 1972. - Vol. 48. - P. 301.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ПЕРВОГО ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ ${}^6\text{He}$ ИЗ $\alpha + t$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

О. К. Горпинич, О. М. Поворознык, Ю. С. Рознюк, Б. Г. Стружко

Експериментально дослідовался распад возбужденного состояния 2^+ ядра ${}^6\text{He}$, образованного в реакции ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$, $E_\alpha = 27,2$ МеВ. Были получены матрицы р- α совпадений и спектры α -частиц из распада состояния 2^+ ядра ${}^6\text{He}$ для шести пар углов протонов и α -частиц.

INVESTIGATION OF THE FIRST EXCITED LEVEL DECAY OF ${}^6\text{He}$ WITH $\alpha + t$ INTERACTION

O. K. Gorpnich, O. M. Povoroznyk, Yu. S. Roznyuk, B. G. Struzhko

The decay of an excited state 2^+ of ${}^6\text{He}$ formed in the reaction ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$, at $E_\alpha = 27,2$ MeV was experimentally investigated. The matrices of p- α coincidences and spectra of α -particles from the decay of a state 2^+ of ${}^6\text{He}$ for six pairs of angles of protons and α -particles were received.

Надійшла до редакції 03.05.01