

ПРО СТРУКТУРУ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ ЯДЕР  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  ТА  ${}^6\text{Li}$ ,  
ЩО ЗАСЕЛЯЮТЬСЯ В  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)n$  ТА  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  РЕАКЦІЯХ

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

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Проведено аналіз спектрів  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів для різних пар кутів реєстрації тритонів та  $\tau$ -частинок, отриманих у кінематично повному дослідженні тричастинкових ядерних реакцій  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  та  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)n$  при енергії альфа-частинок 67,2 МеВ. Експериментально спостерігались вище відповідних порогів розпаду стани зі структурою  $t + t$  в  ${}^6\text{He}$  ( $E^* \approx 18,3$  МеВ) та дублет з  $\tau + t$  будовою в  ${}^6\text{Li}$  ( $E^* \approx 21,59$  МеВ;  $E^* \approx 21,9$  МеВ), одночасно визначено енергетичні положення та ширини збуджених станів  ${}^4\text{He}$  та співвідношення їхніх мод розпаду по каналах  $t + p$  та  $\tau + n$ .

*Ключові слова:* кластеризація ядра, тричастинкова ядерна реакція, кінематично повний експеримент, незв'язаний збуджений рівень, співвідношення мод розпаду.

**Вступ**

Кластеризація – це явище, що є результатом сильної кореляції між нуклонами в ядрах, інтенсивно досліджується протягом останніх років. Визначено, що існування альфа-кластерної структури має місце і в легких, і у важких ядрах. У випадку легких ядер з  $A = 6$  загалом вважалося, що вони складаються з альфа-частинкового кору та пари нуклонів. Разом з тим уже більше 30 років тому в роботі Томпсона і Тана [1] було висловлене теоретичне припущення про існування в ядрах з  $A = 6$  тринуклонних кластерів. Оскільки тринуклонні кластери - тритони та  $\tau$ -частинки - є ферміонами на відміну від альфа-частинок, які є бозонами, то збуджені стани, яким властива така будова, суттєво різняться від альфа-кластерних. У системах, складовими яких є бозони, можливий лише один зв'язаний триплетний стан  ${}^3S_0$  ( $T = 1$ ) і не існує жодного резонансного синглетного стану. Для ядер же системи з  $A = 6$ , що складається з двох ферміонів, окрім триплетних зв'язаних станів  ${}^3S_0$  ( $T = 1$ ),  ${}^1S_0$  ( $T = 1$ ), існують як триплетні, так і синглетні незв'язані стани, а саме  ${}^1P_1$  ( $T = 0$ ),  ${}^3P_{0,1,2}$  ( $T = 1$ ),  ${}^1F_{2,3,4}$  ( $T = 1$ ), де індекси означають  ${}^{2S+1}L_J$ .

У роботі [1], ґрунтуючись на методі резонуючих груп (МРГ), у моделі LS зв'язку автори передбачили в схемі збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  існування Р дуплета ( ${}^1P_1$  ( $T = 0$ ),  ${}^3P_{0,1,2}$  ( $T = 1$ )) з енергією збудження в районі 22 МеВ та F дуплета ( ${}^1F_{2,3,4}$  ( $T = 1$ )) з енергією збудження біля 29 МеВ, що можливо тільки у випадку кластеризації на  $t + \tau$ . Більш детальні розрахунки [2] дають для цього дуплета енергетичні положення 17 та 26 МеВ відповідно. При дослідженні  ${}^3\text{He}(t, \gamma)$  реакції [3] спостерігали  ${}^3F$  стан з енергією збудження 26 МеВ, а з аналізу пружного розсіяння  ${}^3\text{He} + t$  було визначено наявність рівнів  ${}^3P_2$ ,  ${}^3P_0$ ,  ${}^3F_4$  та  ${}^4F_3$  з енергіями збудження 21,0, 21,6, 25,7 та

26,7 МеВ відповідно [4]. У реакції  ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be} t){}^3\text{He}$  [5, 6] спостерігали збуджений стан  ${}^6\text{He}$ , якому властива двотритонна будова, але якщо енергія збудження у двох експериментах була однакою,  $E^* \approx 18$  МеВ, то ширини суттєво відрізнялися - 7,7 [5] і 9,5 [6] МеВ відповідно. У реакції  ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^6\text{He}$  [7] спостерігали широкий (приблизно 12 МеВ) резонанс ядра  ${}^6\text{Li}$  з енергією збудження  $E^* \approx 22$  МеВ, якому приписували  $\tau + t$  структуру.

Одним із найпростіших ядер, у спектрі збудження якого яскраво проявляється різна кластеризація, є ядро  ${}^4\text{He}$ , в якому окрім основного зв'язаного стану всі збуджені рівні є незв'язаними. І тільки перший збуджений рівень має одну моду розпаду - тільки через випромінювання пари  $p + t$ . Потім для другого збудженого стану додається канал розпаду  $n + {}^3\text{He}$ , і якщо енергія збудження перевищує поріг розвалу ядра  ${}^4\text{He}$  на два дейтрони – 23,85 МеВ - можливим є і канал розпаду на  $d + d$ . Базис, на якому ґрунтуються сучасні уявлення про будову схеми збуджених рівнів ядра  ${}^4\text{He}$ , це, в основному, експериментальні дослідження в широкому енергетичному діапазоні пружного  $p + t$ ,  $n + {}^3\text{He}$  та  $d + d$  розсіяння та бінарних  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}(p, d){}^2\text{H}$ ,  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  та  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  ядерних реакцій та відповідний теоретичний аналіз отриманих у цих експериментах даних у рамках як простого, так і розширеного R-матричного підходу. В останній опублікованій компіляційній роботі, присвяченій дослідженню схем рівнів ядер з  $A = 4$  [8], наведено схему рівнів ядра  ${}^4\text{He}$  та відповідну табл. 4.3, де подано узагальнені значення енергій збудження, спінові характеристики, час життя мод розпаду, отримані на підставі повних R-матричних розрахунків, у яких ураховуються кулонівські поправки. Але великий обсяг даних можна отримати, якщо збуджені стани ядра  ${}^4\text{He}$

формується при непружних взаємодіях налітаючої альфа-частинки, наприклад з будь-яким із ізотопів водню ( $^1,2,3\text{H}$ ) або ядром  $^3\text{He}$ , та досліджувати ці незв'язані рівні шляхом спостереження на збігу ядер віддачі ( $^1,2,3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ) одночасно з усіма можливими продуктами розпаду збуджених станів ядра  $^4\text{He}$ .

Що ж об'єднує ці три згаданих вище ядра ( $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ) у даній роботі? Відповідь - тричастинкові  $^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$  та  $^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  реакції. Одним з експериментальних підходів до вивчення властивостей незв'язаних збуджених станів найлегших ядер є використання кінематично повного дослідження різних тричастинкових каналів реакцій. Цьому підходу властивий ряд переваг, які полягають у тому, що дозволяють в одній експозиції досліджувати значні енергетичні діапазони спектрів збудження ряду ядер одночасно для різних мод розпаду збуджених станів цих ядер.

Такого роду унікальне за своєю інформативністю кінематично повне дослідження численних тричастинкових вихідних каналів реакцій, спричинених  $\alpha + ^3\text{H}$  взаємодією при енергіях, що перевищують енергію порога розвалу альфа-частинки на  $2\text{p} + 2\text{n}$ , було проведене в експерименті на ізохронному циклотроні У-240. Цей експеримент надав можливість одночасно дослідити особливості процесів утворення й моди розпаду незв'язаних рівнів найлегших ядер, таких як  $^4\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^5\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ , та отримати нові уточнені експериментальні величини енергетичних параметрів станів цих ядер у широкому діапазоні енергій збудження. Частина результатів цього дослідження вже опублікована [9 - 18], дана ж робота є продовженням і присвячена дослідженню тричастинкових  $^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$  та  $^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  реакцій.

Взаємодію  $^3\text{H} + \alpha$ , яка приводить до утворення у вихідному каналі реакції тритона,  $\tau$ -частинки та нейтрона або іншої трійки частинок (двох тритонів і протона -  $t + t + \text{p}$ ) можна трактувати як одночасне утворення цих частинок, що описується статистичною моделлю, або через низку квазідвочастинкових процесів, що відповідають утворенню на першому етапі однієї з трьох частинок та ядра в незв'язаному збудженому стані ( $\text{n} + ^4\text{H}$ ,  $t + ^4\text{He}^*$ ,  $\text{n} + ^6\text{Li}^*$  у випадку реакції  $^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$ ;  $t + ^4\text{He}^*$ ,  $\text{p} + ^6\text{He}^*$  у випадку  $^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  реакції), які на другому етапі розпадаються через випромінювання кластерів чи нуклонів  $^4\text{H} \rightarrow t + \text{n}$ ,  $^4\text{He}^* \rightarrow \tau + \text{n}$ ,  $^6\text{Li}^* \rightarrow t + \tau$  у першому випадку та  $^4\text{He}^* \rightarrow t + \text{p}$ ,  $^6\text{He}^* \rightarrow t + t$  у другому. Вибираючи відповідні експериментальні умови, оптимальні

для заселення рівнів збудження  $^6\text{Li}$  і  $^6\text{He}$ , розташованих вище порогів розпаду цих ядер на два тринуклонні кластери, чи збуджених рівнів  $^4\text{He}$ , можна одночасно вимірювати двовимірні спектри  $t$ - $t$  та  $\tau$ - $t$  збігів і отримати нові додаткові дані про  $3 + 3$  кластерну структуру збуджених станів ядер  $^6\text{Li}$ ,  $^6\text{He}$  і визначити співвідношення мод розпаду ядра  $^4\text{He}$  по каналах  $\tau + \text{n}$  та  $t + \text{p}$ .

### Експериментальна методика та первинна обробка даних

Тричастинкові  $^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$  та  $^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  реакції досліджувались у кінематично повному експерименті на ізохронному циклотроні У-240 з використанням титанових мішеней товщиною  $2,7 \text{ мг/см}^2$ , насичених тритієм. За допомогою часопробної методики, призначеної для контролю часових характеристик циклотронного пучка та визначення його енергії, установлено, що енергія пучка альфа-частинок в експерименті була  $67,2 \pm 0,4 \text{ MeV}$  [19]. Для ідентифікації та вимірювання енергії заряджених продуктів ядерних реакцій на збігу використовувались чотири  $\Delta E$ - $E$  телескопи. Два з них були призначені для реєстрації однозарядних продуктів ядерних реакцій і склалися із напівпровідникових поверхнево-бар'єрних кремнієвих детекторів товщиною  $400 \text{ мк}$  та детекторів повного поглинання, скомпонованих на основі  $\text{NaI(Tl)}$  сцинтиляторів. Два інших застосовувалися для реєстрації двозарядних частинок і склалися з напівпровідникових  $\Delta E$  і  $E$  детекторів товщиною  $100 \text{ мк}$  та  $3 \text{ мм}$  відповідно.

Вищезазначені детектори забезпечували надійне розділення по масах частинок, що утворювалися під час взаємодії (рис. 1). У результаті обробки накопиченої інформації "поза лінією", що полягала в сортуванні експериментальних файлів із застосуванням спеціально розроблених методів калібрування складних  $\Delta E$ - $E$  телескопів [19 - 21], виокремленні подій, які відповідають в одному з телескопів реєстрації тритонів, а в другому - або теж тритонів, або  $\tau$ -частинок, ми отримали двовимірні спектри  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів для тих пар кутів реєстрації, для яких енергетично дозволена реєстрація збігових подій. Деякі з цих спектрів наведено на рис. 2. Суцільними лініями позначено кінематичні розрахунки положення локусів  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів із  $^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$  та  $^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  реакцій для точкової геометрії. А якщо врахувати дійсні геометричні розміри та енергетичну експериментальну невизначеність, то отримаємо наведені на рис. 2 та 3 розрахунки положення подій  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів (чорне тло), виконані за допомогою Монте-Карло моделювання, та

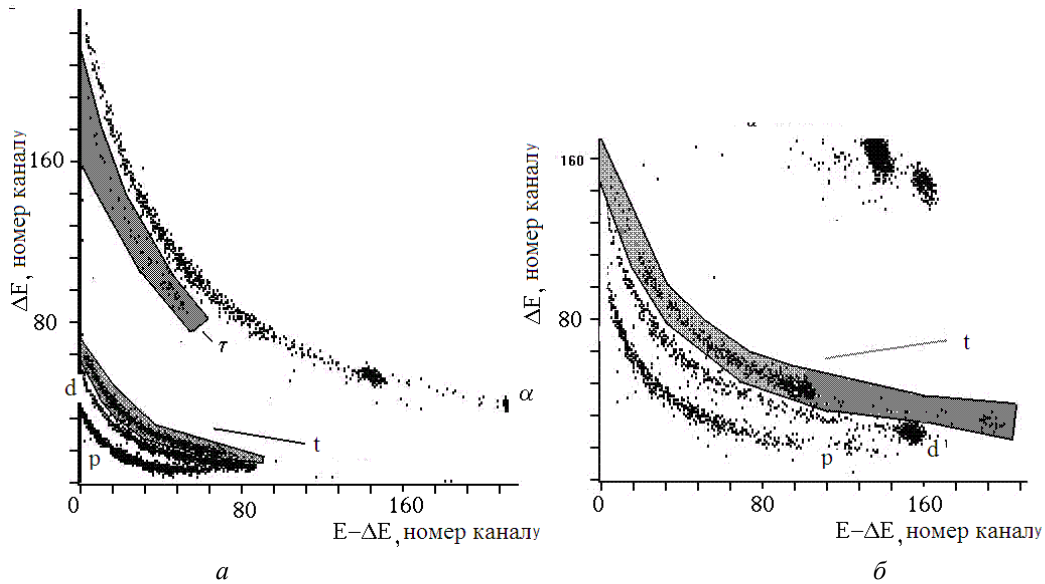


Рис. 1. Двовимірні ΔE-E спектри, отримані детекторними телескопами, обладнани ΔE детекторами товщиною ~400 мк (а) і ~100 мк (б), з виділеними межами, що відповідають реєстрації тритонів та τ-частинок.

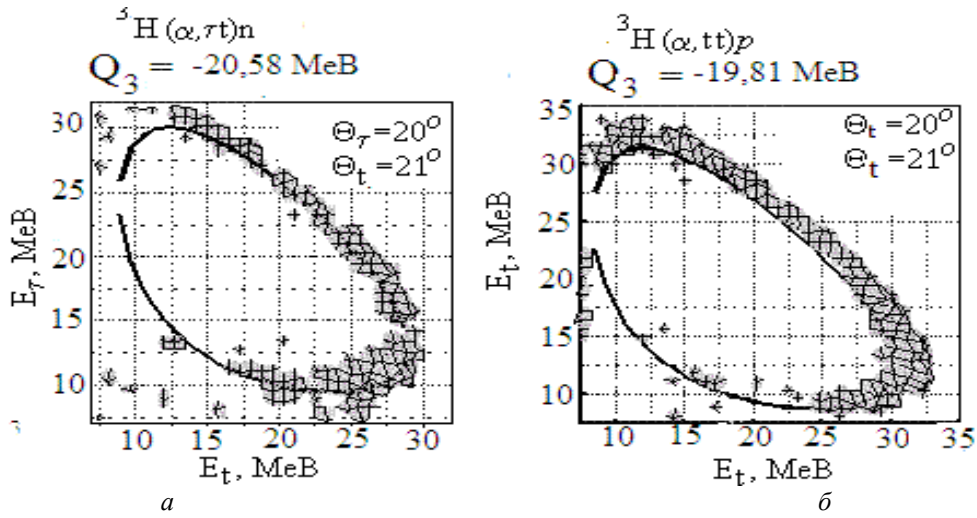


Рис. 2. Двовимірні експериментальні спектри τ-t (а) та t-t (б) збігів; розрахунки положення локусів збігів, проведені в рамках точкової геометрії, представлені суцільними лініями.

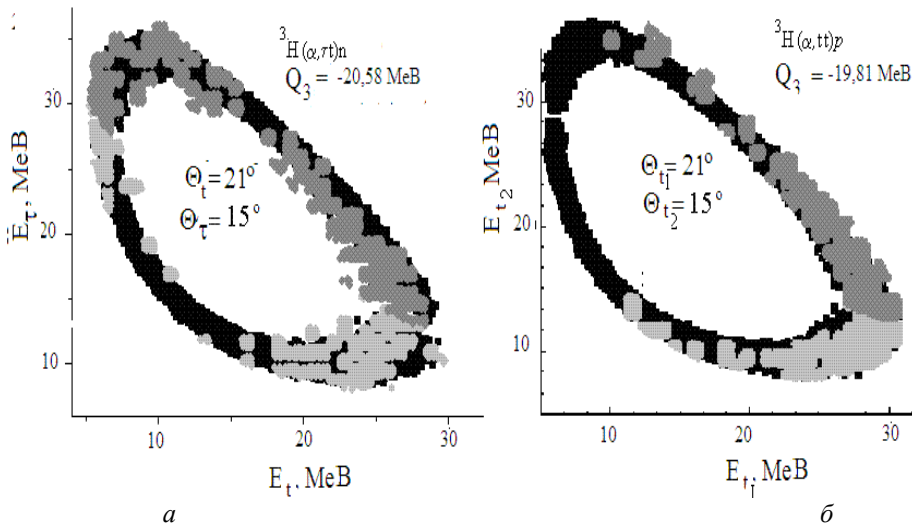


Рис. 3. Кінематичні розрахунки положення локусів τ-t (а) та t-t (б) збігів (чорне тло) та експериментальні двовимірні спектри τ-t (а) та t-t (б) збігів, в яких виділені верхні (сірий) та нижні гілки (світло-сірий колір) локусів.

експериментальні ті ж двовимірні спектри  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів, розділені за допомогою спеціальної методики на верхню (сірий колір) і нижню гілки (світло-сірий колір). Для цього нами розроблено на основі методу Монте-Карло спосіб розрахунків кінематичних співвідношень (див. рис. 3) та процедуру обробки експериментальних двовимірних спектрів тричастинкових реакцій, що враховує реальні енергетичні та геометричні параметри кореляційних експериментів, особливості яких і приклади їхнього практичного використання наведено в роботі [18]. Суть цієї методики полягає в розігруванні випадковим чином лабораторних значень енергій, зареєстрованих на збігах частинок  $E_1$  та  $E_2$  в межах кожної комірки двовимірного енергетичного спектра  $E_{1j} \times E_{2k}$ , де  $j$  і  $k$  - номери каналів цього спектра, і розрахунків для кожної розіграної  $i$ -події на основі законів збереження імпульсу та енергії значень енергій третьої незареєстрованої частинки  $E_{3i}$ , відносних енергій  $E_{12i}$ ,  $E_{23i}$ ,  $E_{13i}$  для трьох вихідних пар частинок, величини  $Q_{3i} = E_{1i} + E_{2i} + E_{3i} - E_{\alpha i}$  та значення множника фазового простору. Слід зазначити, що знак величини множника фазового простору і визначає, до якої гілки локусу збігів (верхньої чи нижньої) належить розіграна подія. Ця процедура значно спростила отримання відповідних проєкцій верхніх і нижніх гілок локусів двовимірних спектрів збігів на енергетичні осі.

### Кластерна будова збуджених рівнів ядер ${}^6\text{Li}$ та ${}^6\text{He}$

Досліджуючи енергетичні параметри збуджених рівнів ядер  ${}^6\text{Li}$  та  ${}^6\text{He}$  з енергією збудження вище порога розпаду цих ядер на тринуклонні

частинки ( $\tau + t$  та  $t + t$ ), слід враховувати, що крім рівнів, які вивчаємо, у цих же ділянках фазового простору можливий прояв інших механізмів. Так, у випадку  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)\text{n}$  реакції крім збуджених станів  ${}^6\text{Li}$  є ймовірним утворення ядер  ${}^4\text{He}$  та  ${}^4\text{H}$  з подальшим їхнім розпадом на  $\tau + \text{n}$  та  $t + \text{n}$  відповідно, а у випадку дослідження реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  можливе заселення збуджених рівнів ядра  ${}^4\text{He}$  з розпадом на тритон та протон. Тому ми вибирали експериментальні умови, найбільш сприятливі для заселення і спостереження рівнів ядер  ${}^6\text{Li}$  та  ${}^6\text{He}$  з належною енергією збудження. Для цього аналізували весь масив отриманих експериментальних двовимірних спектрів  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів спільно з кінематичними розрахунками для цих тричастинкових реакцій. Також використовували результати двочастинкових кінематик, розрахованих для  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{n}){}^6\text{Li}^*$  та  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{p}){}^6\text{He}^*$  реакцій, в яких енергія збудження ядер була вище відповідних порогів розпаду на два тринуклонні кластери. Було висловлено припущення, що події, зафіксовані у верхніх гілках локусів  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів, отриманих при реєстрації на збігах  $\tau$ -частинок і тритонів та відповідно пари тритонів під кутами  $20$  та  $21^\circ$ , викликані проявом збуджених станів відповідно  ${}^6\text{Li}$  та  ${}^6\text{He}$ . І якщо перетворити отримані двовимірні спектри  $\tau$ - $t$  та  $t$ - $t$  збігів у відповідні двовимірні  $(E_\tau + E_t) \times E_n$  та  $(E_{t1} + E_{t2}) \times E_p$  (рис. 4) спектри, то спостерігатимемо в кожному з новоутворених спектрів яскраво виражені піки.

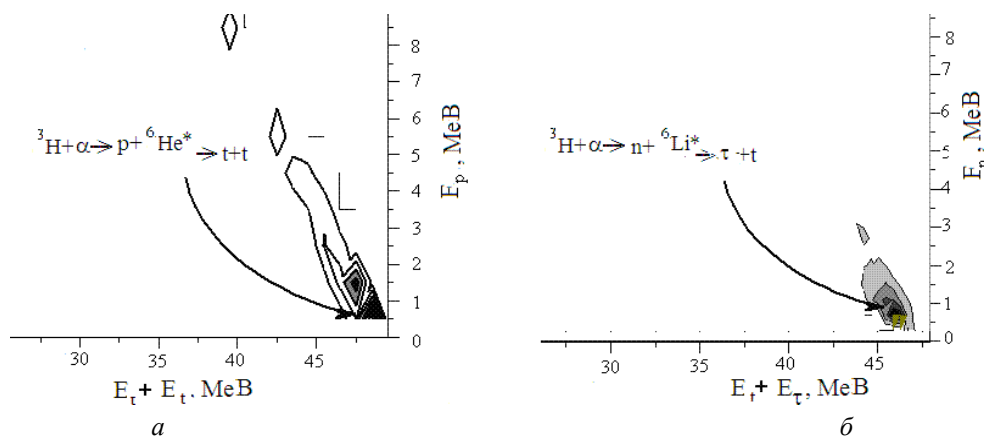


Рис. 4. Двовимірні спектри  $t$ - $t$  та  $\tau$ - $t$  збігів (див. рис. 2), перераховані у відповідні двовимірні  $(E_{t1} + E_{t2}) \times E_p$  та  $(E_\tau + E_t) \times E_n$  спектри.

Причиною їхньої появи є утворення та розпад незв'язаних збуджених станів ядер  ${}^6\text{Li}$  та  ${}^6\text{He}$  з  $\tau + t$  та  $t + t$  кластерною будовою. Якщо спроектувати відібрані ділянки верхніх гілок двовимірних

спектрів у випадку  $\tau$ - $t$  збігів на вісь енергії  $\tau$ -частинок (рис. 5, а), а для  $t$ - $t$  збігів - на вісь енергії тритонів (див. рис. 5, б), то у відібраній ділянці спектра для  $\tau$ - $t$  збігів спостерігаємо в

діапазоні енергії  $\tau$ -частинок від 14,5 до 30 MeV чотири резонансних утворення, а для  $t$ - $t$  збігів у частині спектра, що обмежена значеннями енергій першого тритона від 15 до 25 MeV, спостерігається лише одне резонансне утворення. Для проєкції верхньої гілки спектра  $\tau$ - $t$  збігів при енергії  $\tau$ -частинки в районі 17 - 29 MeV відносна енергія в парі частинок  $\tau + t$  спочатку спадає із значення 6,2 до 5,5 MeV, а потім зростає до значення відносної енергії 6 MeV. Тому прояв чотирьох резонансних утворень ( $17 \text{ MeV} < E_{\tau} < 29 \text{ MeV}$ ) апроксимувався в рамках моделі по-

слідовного розпаду з використанням формалізму Брейта - Вігнера в припущенні подвійного заселення двох вузьких резонансних рівнів (позначені цифрами  $1^+$ ,  $1^{*+}$  та  $2^+$ ,  $2^{*+}$ ) ядра  ${}^6\text{Li}$  з енергіями збудження близько 21 - 22 MeV. У результаті процедури підгонки, яку виконували двічі - окремо для області енергій 14 - 22,5 MeV та 22,5 - 31 MeV, було визначено усереднені енергії збудження та ширини для дублета рівнів  ${}^6\text{Li}$ , які спостерігались в експерименті:  $E_{x1} = 21,50 \pm 0,30 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_1 = 0,25 \pm 0,30 \text{ MeV}$ ;  $E_{x2} = 21,90 \pm 0,40 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_2 = 0,20 \pm 0,30 \text{ MeV}$ .

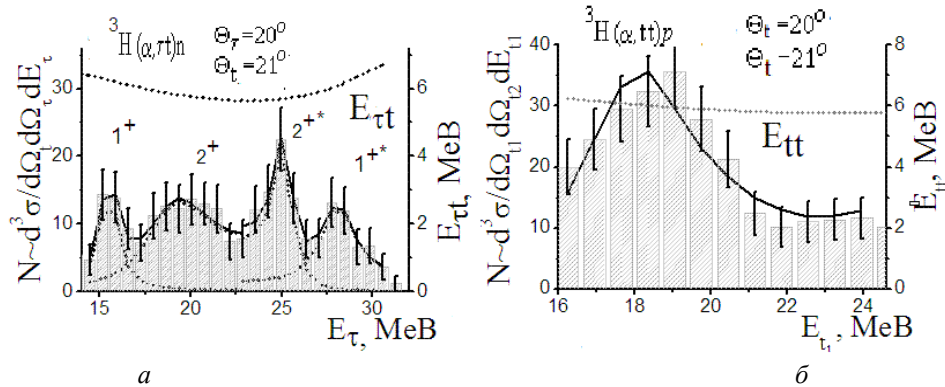


Рис. 5. Проєкції спектрів: *a* – виділеної області  $\tau$ - $t$  збігів (див. рис. 2, *a*) на вісь енергії  $\tau$ -частинок; *б* – виділеної області  $t$ - $t$  збігів (див. рис. 2, *б*) на вісь енергії тритонів і апроксимація цих спектрів за формулою Брейта - Вігнера.

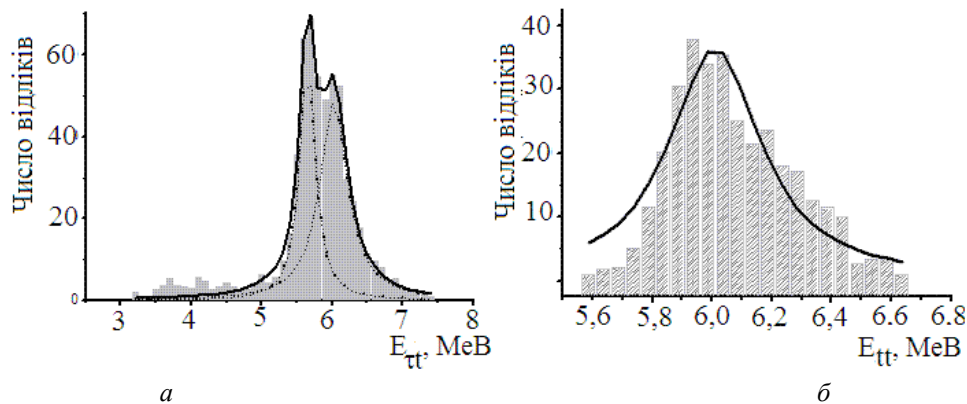


Рис. 6. Спектри відносних енергій  $E_{\tau t}$  (*a*) та  $E_{tt}$  (*б*), отримані внаслідок розіграшу на одиночні події виділених частин експериментальних спектрів збігів (див. рис. 2), та апроксимація цих спектрів лоренціанами.

Подібний аналіз у випадку тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  реакції виявив, що резонансну структуру, яка спостерігалась у спроектованій частині спектра  $t$ - $t$  збігів, можна описати формулою Брейта - Вігнера і визначити енергетичні параметри цього збудженого стану ядра  ${}^6\text{He}$ :  $E_x = 18,24 \pm 0,20 \text{ MeV}$  та  $\Gamma = 0,37 \pm 0,17 \text{ MeV}$ .

Додатковим аргументом того, що значним внеском у проходження тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  реакції є двоступеневий механізм заселення незв'язаних рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$  та розпаду їх через випромінювання пари тринуклонних частинок ( $\tau + t$ ), є використання для аналізу експеримента-

льних даних уже згадуваної процедури [18] розіграшу за методом Монте-Карло експериментальних двовимірних спектрів збігів. Якщо взяти масив розрахованих одиночних значень відносної енергії пари частинок "тритон -  $\tau$ -частинка  $E_{\tau t}$ " для тієї частини локусу  $\tau$ - $t$  збігів, де, за нашим припущенням, має місце заселення і розпад незв'язаних збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$ , і просумувати число одиночних значень відносної енергії  $E_{\tau t}$  з певною дискретністю (наприклад, 0,1 MeV), ми отримаємо спектр відносних енергій  $E_{\tau t}$  (рис. 6, *a*), який несе в собі інформацію про спектр збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  і відповідає збуджен-

ню цього ядра через заселення на першій стадії тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau\text{t})\text{n}$  реакції незв'язаних збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$ , яким властива  $\tau + \text{t}$  кластерна структура. Репрезентований на рис. 6, а спектр збудження добре описується сумою двох вузьких збуджених рівнів  ${}^6\text{Li}$ , енергетичні параметри яких отримані з процедури підгонки, і в межах похибки ( $E_{x1} = 21,45 \pm 0,30$  MeV,  $\Gamma_1 = 0,25 \pm 0,30$  MeV;  $E_{x2} = 21,85 \pm 0,40$  MeV,  $\Gamma_2 = 0,40 \pm 0,30$  MeV) узгоджуються з параметрами, отриманими в результаті апроксимації спроектованої частини верхньої гілки експериментального спектра.

Якщо за аналогією з описом збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$  використати розіграні одиночні події для масиву розрахованих одиночних значень відносної енергії пари тритонів  $E_{\text{tt}}$  для виділеної частини локусу t-t збігів, то отриманий спектр відносних енергій  $E_{\text{tt}}$  (див. рис. 6, б), який відповідає збудженню ядра  ${}^6\text{He}$ , описується одним резонансним збудженням, і отримані з такого опису значення енергії збудження та ширини дуже близькі до тих, що отримані раніше:  $E_x = 18,20 \pm 0,10$  MeV та  $\Gamma = 0,40 \pm 0,20$  MeV.

### Дослідження спектра збудження ядра ${}^4\text{He}$ за допомогою ${}^3\text{H} + \alpha$ взаємодії

Якщо використовувати взаємодію налітаючої альфа-частинки з ядром тритію при енергії прискорених альфа-частинок 67,2 MeV, то досягається значна енергія збудження ядра  ${}^4\text{He}$  і стає доступним спостереження всіх можливих двочастинкових каналів розпаду ядра  ${}^4\text{He}$  шляхом одночасного дослідження в кінематично повному

експерименті тричастинкових  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{t})\text{n}$  та  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{td})\text{d}$  реакцій. Виходячи з мінімальності супутніх тричастинкових каналів, більш оптимальними були б умови, коли б пучок налітаючих альфа-частинок взаємодіяв з ядрами водню  ${}^1\text{H}$ , але тоді для досягнення енергії збудження ядра  ${}^4\text{He}$  хоча б близько 25 MeV необхідно мати пучок налітаючих альфа-частинок з енергією не менше 125 MeV.

У даній роботі вивчення збуджених станів  ${}^4\text{He}$ , що розпадаються або через випромінювання тритона і протона, або  $\tau$ -частинки і нейтрона, визначення співвідношення гілок розпаду цих двох мод розпаду проводилось для відібраних двовимірних спектрів t-t та t- $\tau$  збігів із тричастинкових  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$  та  ${}^3\text{H}(\alpha, \text{t})\text{n}$  реакцій, виміряних при розміщенні детектора тритонів віддачі під кутом  $21^\circ$ , а другого детектора, що реєстрував продукти розпаду збуджених станів - тритони та  $\tau$ -частинки - відповідно під кутом  $15^\circ$ . На рис. 3 наведено ці двовимірні спектри  $\tau$ -t та t-t збігів, розділені за допомогою розробленої нами методики на верхню (сірий колір) і нижню гілки (світло-сірий колір) та наведено розрахунки положення подій  $\tau$ -t та t-t збігів (чорне тло), виконані за допомогою Монте-Карло моделювання.

Для подальшого аналізу двовимірні спектри проектують на одну з енергетичних осей. Процедура проектування полягає в сумуванні точкових подій відповідного локусу в межах комірки заданого розміру, що дозволяє отримувати проекції гілок двовимірних енергетичних локусів з довільним кроком ціни каналу. На рис. 7 та 8 наведено спектри проекцій верхньої та нижньої гілок локусів t-t та  $\tau$ -t збігів на вісь енергії тритонів.

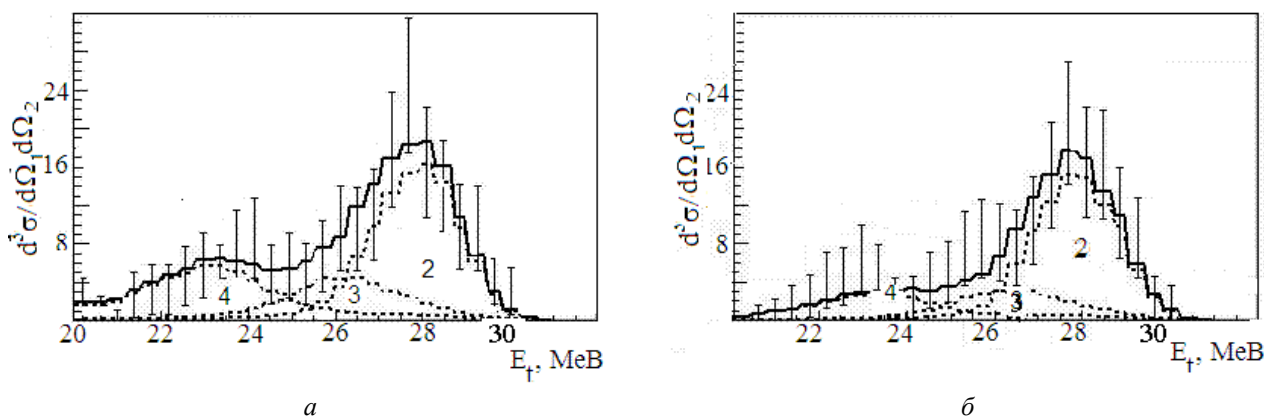


Рис. 7. Проекції верхньої (а) та нижньої (б) гілок двовимірного спектра t-t збігів та результати підгонки з використанням виразу (2). Штрихові лінії, марковані цифрами 2, 3, 4, репрезентують відповідно внески 2, 3 та 4 збуджених станів  ${}^4\text{He}$ , що розпадаються через випромінювання тритона і протона. Суцільна лінія - сума цих внесків.

Для цих пар спектрів проекцій властива подібна резонансна структура, яку можна пояснити припущенням, що тут має місце простий двосту-

пеневий механізм тричастинкових реакцій, у якому на першій стадії відбувається заселення збуджених рівнів ядра  ${}^6\text{He}$ , які на другій стадії у

випадку t-t збігів розпадаються через виліт тритона та протона, а у випадку  $\tau$ -t збігів відповідно через випромінювання  $\tau$ -частинки та нейтрона. Для подальшого аналізу ми скористались методом Монте-Карло моделювання, який був використаний і для оцінки ефективності, з якою за-

пропонована нами експериментальна методика реєструватиме дані збігові події, і одночасно для моделювання безпосередньо отриманих спектрів проєкцій у рамках нашого припущення, що основним джерелом подій є проста модель послідовного розпаду.

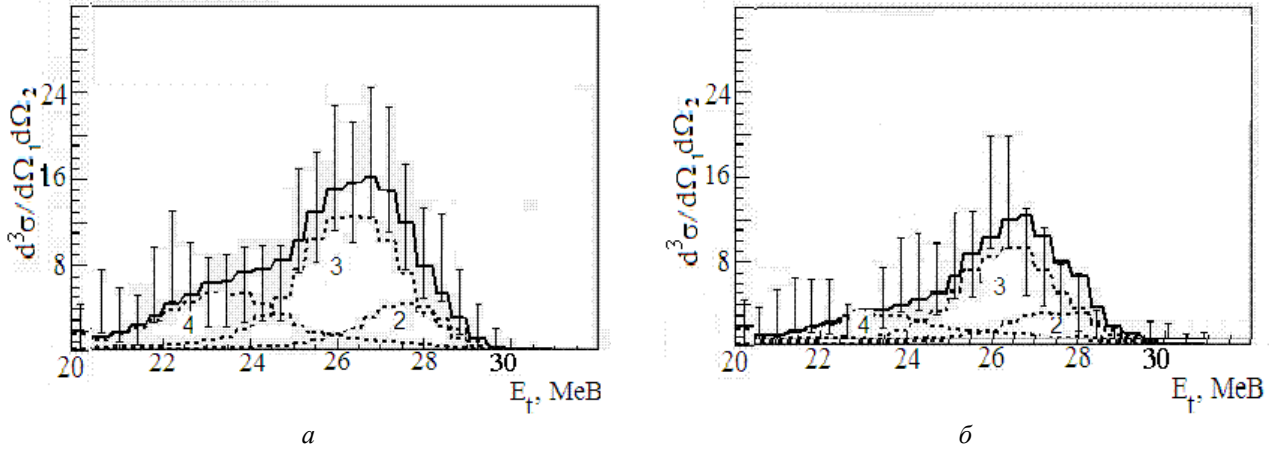


Рис. 8. Проєкції верхньої (а) та нижньої (б) гілок двовимірного спектра t-t збігів та результати підгонки з використанням виразу (2). Штрихові лінії, марковані цифрами 2, 3, 4, репрезентують відповідно внески 2, 3 та 4 збуджених станів  $^4\text{He}$ , що розпадаються через випромінювання  $\tau$ -частинки та нейтрона. Суцільна лінія – сума цих внесків.

Якщо просумувати число подій, що відповідають одночасній реєстрації в кореляційному експерименті розпаду кожної з мод розпаду окремого збудженого стану, і визначити для даного експериментального методу ефективність, з якою реєструються ці події, то співвідношення сум подій, які відповідають внескам окремих мод розпадів, розділені на ефективність їхньої реєстрації, і буде експериментальним співвідношенням мод розпаду окремого збудженого стану.

Використання процедури Монте-Карло моделювання для опису тричастинкових реакцій передбачає, крім знання середніх значень енергії взаємодії та кутів реєстрації двох продуктів реакції, урахування таких експериментальних умов, як розкид енергії пучка прискорених частинок, розміри плями від пучка на мішені, товщина мішені, розміри тілесних кутів детекторів  $\Omega_1$  і  $\Omega_2$  та енергетична роздільна здатність детекторів. Тричастинкові  $^3\text{H}(\alpha, tt)p$  та  $^3\text{H}(\alpha, tt)n$  реакції трактуємо як двостадійні. Розглянемо реакцію  $^3\text{H}(\alpha, tt)p$ . Перша стадія - це квазидвочастинковий процес утворення непружно розсіяного тритона і відповідно ядра  $^4\text{He}$  в збудженому стані. Для опису цього процесу слід розіграти як енергетичні, так і геометричні умови вивчення ядерної взаємодії місце ядерної взаємодії в мішені (положення на плямі від пучка та по товщині), місце реєстрації в детекторі непружно розсіяних тритонів віддачі, первинну енергію налітаючого пучка до взаємодії  $E_{pi}$ . Для визначення ефективно-

сті реєстрації розігруємо значення енергії збудження ядра  $^4\text{He}$  у межах від мінімально до максимально можливого -  $E_{i}^*$ . Для розіграних геометричних умов, урахувавши втрати енергії пучка в мішені  $E_{pi}^*$ , розрахувавши значення кута вильоту непружно розсіяного тритона  $\theta_{1i}$ , визначаємо кінетичну енергію цього тритона  $E_{1i}$  та кінетичну енергію і кут вильоту ядра  $^4\text{He}$  з енергією збудження  $E_{i}^* - E_{4He_i}^{kin}$ ,  $\theta_{4He_i}^*$ . Друга стадія - це розпад цього збудженого стану ядра  $^4\text{He}$  через виліт тритона та протона. Для цієї стадії розраховуємо, з якою енергією  $E_{2i}$  буде вилітати розпадний тритон - частинка, яку повинен зареєструвати другий детектор, та розігруємо кут вильоту цього тритона в системі центра мас у припущенні, що цей розпад ізотропний, і трансформуємо це значення кута в лабораторну систему  $\theta_{2i}$  та визначаємо, чи попав тритон у другий детектор. Якщо попав, то використавши закони збереження енергії та імпульсу для тричастинкової реакції, визначаємо енергію і кут вильоту третьої незареєстрованої частинки - нейтрона  $E_{3i}$ ,  $\theta_{3i}$ , а також розраховуємо інші кінематичні співвідношення - відносні енергії вихідних пар частинок  $E_{12i}$ ,  $E_{23i}$ ,  $E_{13i}$ . І починаємо новий акт моделювання, повторивши всі вищезазначені операції. Якщо тритон з розпаду збудженого стану не попав у другий детектор, то теж розпочинаємо все знову. Кількість модельованих подій повинна бути не менша  $10^6$ . Співвідношення між кількістю зареєстрованих

подій другим детектором і кількістю процедур розіграшів залежно від енергії зареєстрованого тритона віддачі  $E_1$  і значення розіграної енергії збудження ядра  ${}^4\text{He} - E^*$ , отримане за допомогою такої методики й показане на рис. 9, і є оцінкою ефективності  $\varepsilon^t(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2)$  реєстрації розпаду збудження ядра  ${}^4\text{He}$ , що розпадається через ви-

промінювання тритона та протона і вивчається за допомогою тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  реакції шляхом реєстрації розсіяного тритона віддачі ( $\bar{\theta}_1 = 21^\circ$ ) та тритона з розпаду збудженого стану ядра  ${}^4\text{He}$  ( $\bar{\theta}_2 = 15^\circ$ ) для даних експериментальних умов.

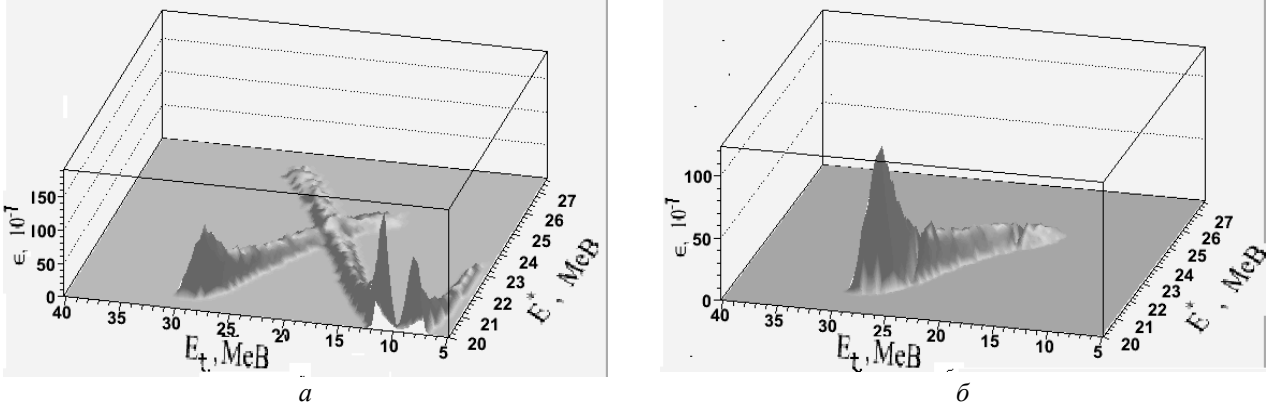


Рис. 9. Розрахунки ефективності  $\varepsilon^t(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2)$  реєстрації подій розпаду збудження ядра  ${}^4\text{He}$  через випромінювання протона та тритона (а) та  $\tau$ -частинки та нейтрона  $\varepsilon^\tau(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2)$  (б) для застосованої в роботі експериментальної методики.

На рис. 9 наведено розрахунки ефективності  $\varepsilon^t(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2)$  реєстрації подій розпаду збудження ядра  ${}^4\text{He}$  через випромінювання протона й тритона та  $\tau$ -частинки й нейтрона  $\varepsilon^\tau(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2)$ . Наведеним на рис. 7 і 8 спектрам проєкцій верхніх та нижніх гілок локусів  $t-t$  та  $\tau-t$  збігів

властива подібна резонансна структура, яку ми трактували як прояв заселення і розпаду 2 - 4 збуджених станів ядра  ${}^4\text{He}$ . Ці спектри апроксимувались у рамках методу найменших квадратів за допомогою виразу

$$\frac{d^3\sigma^{t(\tau)}}{dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{d\sigma(E^*)}{d\Omega_1} \varepsilon^{t(\tau)}(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2) \sum_{i=1}^3 C_i^{t(\tau)} B W_i(E^*, E_i, \Gamma_i), \quad (1)$$

де  $d\sigma(E^*)/d\Omega_1$  - переріз утворення ядра  ${}^4\text{He}$  зі збудженням  $E^*$ ;  $\varepsilon^{t(\tau)}(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2)$  - розрахунок ефективності реєстрації розпаду збудженого ядра  ${}^4\text{He}$ , який у випадку верхнього індексу  $t$  описує розпад стану через виліт тритона та протона, а у випадку індексу  $\tau$  - частинки та нейтрона;  $C_i^{t(\tau)} B W_i(E^*, E_i, \Gamma_i)$  - внесок окремого збудженого стану ядра  ${}^4\text{He}$ , що описується формулою Брейта - Вігнера, в якій  $E_i$  - енергія збудження,  $\Gamma_i$  - ширина,  $C_i^{t(\tau)}$  - імовірність заселення  $i$ -го збудженого стану, який у випадку верхнього індексу  $t$  описує розпад стану через виліт тритона та протона, а у випадку індексу  $\tau$  - частинки та нейтрона. Спершу процедуру підгонки застосували до одночасного опису спектрів-проєкцій верхньої та нижньої гілок, отриманих з  $t-t$  збігів. Змінними параметрами були величини  $E_i$ ,  $\Gamma_i$  та  $C_i^t$ . Початкові значення величин  $E_i$  та  $\Gamma_i$  для

процедури підгонки були взяті з роботи [17]. Значення отриманих унаслідок підгонки величин  $E_i$  та  $\Gamma_i$  для 2 - 4 збуджених станів наведено в таблиці. Слід відзначити, що при апроксимації спектрів-проєкцій з локусів  $t-t$  збігів використовувались ті ж самі значення  $E_i$  та  $\Gamma_i$ , а варіювались лише значення  $C_i^\tau$ . На рис. 7 і 8 внески окремих збуджених рівнів, отримані в результаті апроксимації, показано штриховими лініями, а їхній сумарний внесок репрезентовано суцільними лініями.

У таблиці наведено визначені з урахуванням результатів апроксимації співвідношення мод розпаду 2 - 4 збуджених рівнів  ${}^4\text{He}$  через виліт відповідно пари "тритон - протон" або "τ-частинка - нейтрон". Так, для  $i$ -го рівня це співвідношення буде мати вигляд

$$\frac{N_i^{t(\tau)}}{N_{\sum i}} = \frac{\varepsilon^{t(\tau)}(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2) C_i^{t(\tau)} B W_i(E^*, E_i, \Gamma_i)}{\varepsilon^t(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2) C_i^t B W_i(E^*, E_i, \Gamma_i) + \varepsilon^\tau(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2) C_i^\tau B W_i(E^*, E_i, \Gamma_i)} =$$



$$= \frac{\varepsilon^{t(\tau)}(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2) C_i^{t(\tau)}}{\varepsilon^i(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2) C_i^i + \varepsilon^\tau(E_1, E^*, \Omega_1, \Omega_2) C_i^\tau} \quad (2).$$

**Енергії збудження, ширини та співвідношення мод розпаду збуджених станів <sup>4</sup>He**

№ збудженого стану <sup>4</sup> He	Витяг з табл. 4.3 роботи [8]				Величини, отримані в даній роботі			
	E <sub>i</sub> , MeV	Γ <sub>i</sub> , MeV	Γ <sub>p</sub> , MeV	Γ <sub>n</sub> , MeV	E <sub>i</sub> , MeV	Γ <sub>i</sub> , MeV	N <sub>Σ<sub>i</sub></sub> <sup>i</sup>	N <sub>Σ<sub>i</sub></sub> <sup>f</sup>
2	21,01	0,84	0,60	0,24	21,2(0,2)	0,6(0,2)	0,29(0,06)	0,71(0,20)
3	21,84	2,01	1,26	0,75	22,1(0,3)	0,75(0,25)	0,62(0,13)	0,38(0,08)
4	23,33	5,01	2,67	2,34	23,3(0,1)	0,57(0,25)	0,42(0,08)	0,58(0,12)

**Висновки**

Отже, вивчення тричастинкових реакцій <sup>3</sup>H(α, tt)n та <sup>3</sup>H(α, tt)p є джерелом корисної експериментальної інформації про кластерну будову збуджених станів ядер, і залежно від вибраних експериментальних умов (енергії взаємодії, кутів реєстрації вихідних продуктів реакції) за допомогою них можна досліджувати і кластерну t + t та τ + t будову незв'язаних збуджених рівнів ядер <sup>6</sup>He та <sup>6</sup>Li відповідно, і кластерну t + p чи τ + n структуру збуджених станів <sup>4</sup>He.

Підтверджено наявність тонкої структури з енергіями збудження E\* ≈ 21,59 MeV; E\* ≈ ≈ 21,9 MeV та з t + τ кластерною будовою для

ядра <sup>6</sup>Li. Для ядра <sup>6</sup>He спостерігався рівень з t + t кластерною структурою з енергією збудження E\* ≈ 18 MeV. Слід зазначити, що отримані нами ширини збуджених рівнів ядер <sup>6</sup>Li та <sup>6</sup>He є значно вужчими (менше 1 MeV) від знайдених за умов інших вхідних та вихідних каналів, що може свідчити про відмінності в трактуванні результатів. Одночасно отримано енергії збудження та ширини незв'язаних рівнів ядра <sup>4</sup>He вище порога розпаду на t + p та τ + n з такою ж структурою, які збігаються з результатами експериментів інших авторів [8]. Уперше в одному експерименті визначено співвідношення мод розпаду по цих каналах.

**СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**

1. Thompson D.R., Tang Y.C. Cluster Structure of Excited Levels in <sup>6</sup>He and <sup>6</sup>Li // Phys. Rev. Lett. - 1967. - Vol. 19. - P. 87.
2. Ohkura H., Yamada T., Ikeda K. Highly Excited Odd-Parity Resonant States of <sup>6</sup>Li around E(x) ≈ 18 - 27 MeV with the Complex-Scaled <sup>3</sup>He + t Resonating Group // Method Prog. Theor. Phys. (Kyoto). - 1995. - Vol. 94. - P. 47.
3. Shin Y.M., Skopik D.M., Murphy J.J. The <sup>6</sup>Li(γ, t)<sup>3</sup>He Reaction. Dipole Sum Rules and Cluster Structure of <sup>6</sup>Li // Phys. Lett. - 1975. - Vol. 55B. - P. 297.
4. Ventura E., Calarco J.R., Meyerhof W.E., Young A.M. Direct and Resonant Capture Observed in the <sup>3</sup>H(<sup>3</sup>He, γ)<sup>6</sup>Li Reaction // Nucl. Phys. A. - 1971. - Vol. 173. - P. 1.
5. Akimune H., Yamagata T., Nakayama S. et al. Ditrion molecular structure in <sup>6</sup>He // Phys. Rev. C. - 2003. - Vol. 67. - P. 051302(R) [4 pages].
6. Yamagata T., Akimune H., Nakayama S. et al. Ditrion cluster resonances in A = 6 isobar nuclei // Phys. Rev. C. - 2005. - Vol. 71. - P. 064316 [7 pages].
7. Nakayama S., Yamagata T., Akimune H. et al. Trinucleon cluster structures in <sup>6</sup>Li // Phys. Rev. C. - 2004. - Vol. 69. - P. 041304 [4 pages].
8. Tilley D.R., Weller H.R., Hale G.M. Energy Levels of Light Nuclei A = 4 // Nucl. Phys. A. - 1992. - Vol. 541. - P. 1 - 157.
9. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Пшедзьял А.П., Стружко Б.Г. Изучение механизмов <sup>3</sup>H(α, tt)p и <sup>3</sup>H(α, tα)n реакций при E<sub>α</sub> = 67,2 МэВ // Изв. РАН. Сер. физ. - 1999. - Т. 63, № 5. - С. 1028 - 1031.
10. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Пшедзьял А.П., Стружко Б.Г. Исследование высоковольтных состояний <sup>5</sup>He и <sup>6</sup>Li в α + t взаимодействии при E<sub>α</sub> = 67,2 МэВ // Там же. - 2000. - Т. 64, № 1. - С. 103 - 106.
11. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Ячменев О.О. About evidence of high excited levels of <sup>5</sup>Li above t + 2p threshold in <sup>3</sup>He(α, dt)<sup>2</sup>He reaction // Укр. фіз. журн. - 2003. - Т. 48, № 10. - С. 1035 - 1037.
12. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Ячменев О.О. Investigation of excited levels of <sup>6</sup>Li nucleus from the three-particle <sup>3</sup>H(α, dα)n reaction // Ukr. J. Phys. - 2004. - Vol. 49, № 1. - P. 16 - 20.
13. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Ячменев О.О. The observation of ground state of <sup>4</sup>H in <sup>3</sup>H(α, τ)n reaction // ВАНТ. Сер. "Ядерно-фіз. дослідження" (42). - 2004. - № 5. - С. 31 - 33.
14. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Ячменев А.А. О первом возбужденном состоянии ядра <sup>5</sup>He // Изв. РАН. Сер. физ. - 2005. - Т. 69, № 5. - С. 742 - 744.
15. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Ячменев А.А. Структура высоковольтных состояний ядра <sup>5</sup>He // Там же. - С. 745 - 747.
16. Горпинич О.К., Поворозник О.М. α + t three-body reactions and excited levels of lightest nuclei // Ядерна фізика та енергетика. - 2007. - № 1 (19). - С. 53 - 60.

17. *Gorpinich O.K., Povoroznyk O.M.* Excitation spectra of  ${}^6\text{He}$  from  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$  reaction // LV National Conference on Nuclear Physics "Frontiers in the Physics of Nucleus" (June 28 - July 1, 2005, Saint-Petersburg, Russia): Book of abstracts. - Saint-Petersburg, 2005. - P. 161.
18. *Поворозник О.М.* Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій та обробка даних з використанням методу Монте-Карло // Ядерна фізика та енергетика. - 2007. - № 2 (20). - С. 131 - 139.
19. *Горпинич О.К., Поворозник О.М., Стружко Б.Г., Ячменьов О.О.* Про визначення енергетичних параметрів в кореляційних експериментах // УФЖ. - 2002. - Т. 47, № 12. - С. 1185 - 1192.
20. *Горпинич О.К., Поворозник О.М., Ячменьов О.О.* Розрахунки енергетичної залежності світлового сцинтилятора NaJ(Tl) при реєстрації p, d, t,  ${}^3\text{He}$  та  ${}^4\text{He}$  // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних дослід. - 2002. - № 4(7). - С. 163 - 169.
21. *Горпинич О.К., Поворозник О.М., Ячменьов О.О.* Використання залежності  $dE/dx \sim E^n/a$  для калібровки  $\Delta E-E$  телескопів // Там же. - № 5(8). - С. 211 - 215.

### О СТРУКТУРЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ${}^4\text{He}$ , ${}^6\text{He}$ И ${}^6\text{Li}$ , ЗАСЕЛЯЮЩИХСЯ В ${}^3\text{H}(\alpha, t)p$ И ${}^3\text{H}(\alpha, \tau)n$ РЕАКЦИЯХ

О. М. Поворозник, О. К. Горпинич, А. В. Мохнач, О. А. Понкратенко, А. А. Ячменёв

Проведен анализ спектров  $\tau$ -t и t-t совпадений, полученных для разных пар углов регистрации  $\tau$ -частиц и тритонов, в кинематически полном исследовании трехчастичных  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  и  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$  ядерных реакций при энергии альфа-частиц 67,2 МэВ. В эксперименте выше соответствующих порогов распада наблюдались: одно состояние с t + t структурой в  ${}^6\text{He}$  ( $E^* \approx 18,3$  МэВ) и дублет со структурой  $\tau + t$  в  ${}^6\text{Li}$  ( $E^* \approx 21,59$  МэВ;  $E^* \approx 21,9$  МэВ). А также одновременно определены энергетические положения и ширины 2 - 4 возбужденных состояний  ${}^4\text{He}$  и соотношения их мод распада по каналам t + p и  $\tau + n$ .

*Ключевые слова:* кластеризация ядра, трехчастичная ядерная реакция, кинематически полный эксперимент, несвязанный возбужденный уровень, соотношение мод распада.

### ON THE STRUCTURE OF EXCITED STATES OF NUCLEI ${}^4\text{He}$ , ${}^6\text{He}$ AND ${}^6\text{Li}$ FROM THE ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ AND ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$ REACTIONS

O. M. Povoroznyk, O. K. Gorpinich, G. V. Mokhnach, O. A. Ponkratenko, O. O. Jachmenjov

Analysis of the spectra  $\tau$ -t and t-t coincidences obtained for different pairs of registration angles  $\tau$ -particles and tritons in the kinematically complete study of three-particle  ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$  and  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$  nuclear reactions at energies of alpha particles 67,2 MeV was performed. Experimentally, higher than the correspond thresholds of decay a single state with t+t structure of  ${}^6\text{He}$  ( $E^* \approx 18,3$  MeV), and the doublet structure  $\tau+t$  in the  ${}^6\text{Li}$  ( $E^* \approx 21,59$  MeV and  $E^* \approx 21,9$  MeV) was observed. At the same time energy positions and widths of 2 - 4 excited states of  ${}^4\text{He}$  and the ratios of their decay modes through t + p and  $\tau + n$  were determined.

*Keywords:* clustering of nucleus, three-body nuclear reaction, kinematically complete experiment, unbound excited level, the ratio of decay modes.

Надійшла до редакції 12.05.10,  
після доопрацювання - 16.07.10.