

КУТОВІ КОРЕЛЯЦІЇ ТА СПІВВІДНОШЕННЯ ГІЛОК РОЗПАДУ ЗБУДЖЕНОГО СТАНУ ЯДРА ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ В РЕАКЦІЇ ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$

**О. Ф. Німець¹, Ю. М. Павленко¹, В. Л. Шаблов², Ф. І. Карманов², В. О. Кива¹,
В. М. Добріков¹, О. К. Горпинич¹, І. М. Коломієць¹, Б. А. Руденко¹, Ю. Я. Карлишев¹,
А. П. Войтер¹, І. О. Мазний¹, С. Є. Омельчук¹, Ю. С. Рознюк¹**

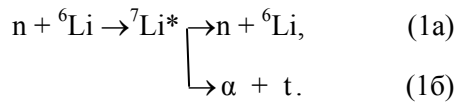
¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Інститут атомної енергетики, Обнінськ

При енергії $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$ проведено вимірювання диференціальних перерізів непружного розсіяння α -частинок ядрами ${}^7\text{Li}$ та тричастинкових реакцій ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$, ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)t$. З відношення перерізів, які вимірювалися в кінематично повних та неповних експериментах, визначено ймовірність розпаду ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал ${}^6\text{Li} + n$ ($P = 0,49 \pm 0,06$). Це значення суттєво відрізняється від даних, які отримано при дослідженні розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у бінарних реакціях, що може бути пояснено впливом кулонівського поля супутньої α -частинки на розпад біляпорогових резонансів у тричастинкових реакціях.

Вступ

Згідно з оглядами [1, 2], утворення і розпад збудженого стану ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ детально досліджено в бінарних реакціях ${}^3\text{H}(\alpha, n){}^6\text{Li}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$ та



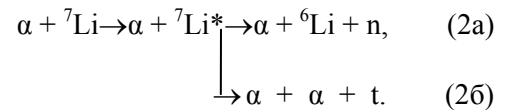
В енергетичних залежностях повних перерізів взаємодії нейтронів з ядрами ${}^6\text{Li}$ та перерізів реакцій (1a), (1b) [3, 4] при енергії нейтронів 245 кеВ спостерігався інтенсивний пік, що відповідає резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$. Значення приведених ширин цього резонансу для каналів $n + {}^6\text{Li}$ та $\alpha + t$ суттєво відрізняються – $\gamma_n^2/\gamma_\alpha^2 = 50$ [5]. Значно меншим є відношення парціальних ширин $\Gamma_n(E_r)/\Gamma_\alpha(E_r) = 3,28$ [6] при резонансній енергії нейтронів $E_n = E_r = 245 \text{ кеВ}$, що зумовлено суттєвою різницею проникливостей бар'єрів P_n та P_α ($\Gamma_n = 2P_n\gamma_n^2$, $\Gamma_\alpha = 2P_\alpha\gamma_\alpha^2$) при розпаді стану ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ по вказаних каналах. В області резонансу $P_n \ll P_\alpha$, оскільки його енергія збудження перевищує поріг розпаду в нейтронний канал всього на 0,2 МеВ, а поріг розпаду на α -частинку і тритон – на 4,98 МеВ [1, 2].

Повний переріз взаємодії $n + {}^6\text{Li}$ при резонансній енергії нейтронів досягає величини $\sigma_{\text{tot}}(E_r) = 11,2 \text{ б}$ [3], а значення перерізів реакцій (1a), (1b) становлять $\sigma_n(E_r) = 8,0 \text{ б}$ [3] та $\sigma_\alpha(E_r) = 3,2 \text{ б}$ [4] відповідно. Відношення перерізів $\sigma_n(E_r)/\sigma_{\text{tot}}(E_r) = 0,71$, $\sigma_\alpha(E_r)/\sigma_{\text{tot}}(E_r) = 0,29$ характеризує розподіл гілок розпаду по каналах $n + {}^6\text{Li}$ та $\alpha + t$ у реакціях (1). Близькі значення мають і відношення парціальних ширин – $\Gamma_n(E_r)/\Gamma(E_r) = 0,77$, $\Gamma_\alpha(E_r)/\Gamma(E_r) = 0,23$ [5].

Збуджений стан ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ спостерігався також у багатьох реакціях, в яких він утворю-

ється у вихідному каналі як стан ядра віддачі, зокрема в непружному розсіянні різного типу частинок (від електронів до важких іонів) та реакціях передачі нуклонів і кластерів [2]. Непружне розсіяння α -частинок ядрами ${}^7\text{Li}$ досліджувалося при енергіях до 29,4 МеВ [7] та при 35,3 МеВ [8]. У кінематично повних експериментах розпад ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал $\alpha + t$ спостерігався при дослідженні реакцій ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)t$ при $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$ [9], 29,4 МеВ [10] та 50 МеВ [11], реакції ${}^9\text{Be}(d, \alpha)\alpha t$ при $E_d = 13,6 \text{ MeV}$ [12] та 26,3 МеВ [13], а в канал $n + {}^6\text{Li}$ лише в реакції ${}^6\text{Li}(d, p){}^6\text{Li}n$ при $E_d = 10 \text{ MeV}$ [14]. Експериментальні дані щодо розподілу гілок розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ по каналах $n + {}^6\text{Li}$ та $\alpha + t$ у тричастинкових реакціях на цей час поки що не отримано.

У даній роботі з метою визначення ймовірностей розпаду збудженого стану ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у кінематично повних та неповних експериментах при енергії α -частинок 27,2 МеВ досліджуються тричастинкові канали реакцій



Обговорюються також можливості вимірювання співвідношення гілок розпаду цього стану в реакціях ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(d, d){}^7\text{Li}^*$, ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}^*$.

Умови проведення експериментів

Для вибору оптимальних умов вимірювання ймовірностей розпаду збудженого стану ${}^7\text{Li}^*(7,46 \text{ MeV})$ на пучках дейтронів з енергією 13,6 МеВ та α -частинок 27,2 МеВ (циклотрон У-120 ІЯД НАН України) вимірювалися диференціальні перерізи реакцій ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(d, d){}^7\text{Li}^*$, ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}^*$ та ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$. Мішені ${}^6\text{Li}$ товщиною 200 - 300 мкг/см² було виготовлено напилю-

ванням LiF з природним вмістом ${}^7\text{Li}$ (92,6 %) та ізотопнозбагаченим (до 95 %) вмістом ${}^6\text{Li}$ на нікелеву плівку товщиною ~ 80 мкг/см². Товщина самопідтримуючої мішені ${}^9\text{Be}$ становила 300 мкг/см². Заряджені продукти реакцій реєструвалися телескопами кремнієвих ΔE -E детекторів товщиною 30 - 50 мкм та 500 - 1000 мкм відповідно. Товщини ΔE -детекторів вибрано таким чином, щоб максимально зменшити нижній поріг реєстрації продуктів реакцій при збереженні їх розділення за масою. Тілесні кути реєстрації телескопів детекторів становили $\Omega = 0,76 \cdot 10^{-3} - 2,72 \cdot 10^{-3}$ ср. Телескопи детекторів з великим тілесним кутом використовувалися для реєстрації продуктів розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ та інших резонансів. Сумарна енергетична роздільна здатність реєстрації продуктів реакцій визначалась в основному розкидом енергії пучка прискорювача та втратами енергії частинок у мішені й становила $\sim 1\%$ від значення енергії прискорених частинок, а для реакцій ${}^9\text{Be}(d, \alpha)$ та ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha) - \sim 1,5 - 2\%$. Для цих реакцій додатковий вагомий внесок в енергетичну роздільну здатність зумовлено геометрією вимірювань, а саме апертурою телескопів та розміром пучка на мішені.

Накопичення, зберігання та аналіз багатопараметричних подій, що реєструвалися, здійснювалися за допомогою комп'ютеризованої методики, яку детально викладено в [15]. Методика забезпечувала багатовимірний аналіз подій збігів від різних пар телескопів детекторів $E_i \times \Delta E_i \times E_j \times \Delta E_j \times t_{ij} \times N_D$, де i, j – номери ввімкнених у схему збігів телескопів, E_i, E_j – енергії продуктів реакції, що реєструються цими телескопами; $\Delta E_i, \Delta E_j$ – втрати енергії частинок у ΔE -детекторах; N_D – код-ідентифікатор пари телескопів детекторів; t_{ij} – часовий спектр збігів (спектр амплітуд на виході конвертора „час - амплітуда“).

На рис. 1 показано типові ΔE -E-спектри продуктів реакцій $d + {}^9\text{Be}$ та $\alpha + {}^7\text{LiF}$. Верхня межа вимірювання енергії протонів (9 MeV) визначалась сумарною товщиною ΔE - та E-детекторів. Відсутність у спектрах помітного внеску реакцій $(d, {}^3\text{He})$, $(\alpha, {}^3\text{He})$ зумовлено високим порогом цих ендоенергетичних реакцій.

Енергетичні спектри продуктів реакцій у вигляді одновимірних гістограм отримувалися за допомогою відбору накопичених подій з обмежувальними масками, які відповідають в (E- ΔE)-спектрах реєстрації того чи іншого типу частинок (наприклад, α -частинок на рис. 1, б). Інклюзивні спектри α -частинок, які отримано в результаті вказаного відбору подій та сумування амплітуд сигналів з ΔE - та E-детекторів, наведено на

рис. 2. У спектрах чітко видно піки, що відповідають внескам реакцій (d, α) та (α, α) на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$ та ядрах домішок мішеней. Континуум, що спостерігається при низьких енергіях, зумовлено реєстрацією α -частинок як продуктів розпаду ряду незв'язаних станів ядер, які збуджуються при непружному розсіянні та в інших супутніх каналах реакцій [16, 17].

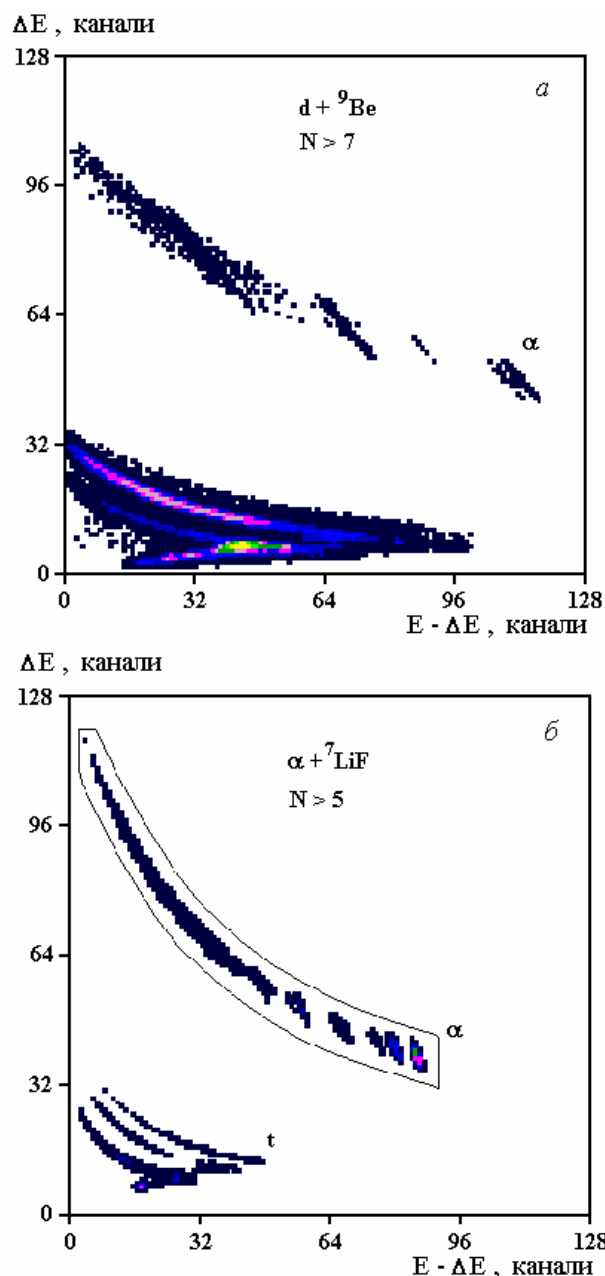


Рис. 1. ΔE -E-спектр продуктів реакцій: $d + {}^9\text{Be}$, $E_d = 13,6 \text{ MeV}$, $\Theta = 31^\circ$ (а); $\alpha + {}^7\text{LiF}$, $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$, $\Theta = 34^\circ$ (б). Суцільна лінія – контур обмежувальної маски для відбору подій, що відповідають реєстрації α -частинок.

При дослідженні тричастинкових реакцій ${}^6\text{Li}(d, p{}^6\text{Li})n$ та ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha{}^6\text{Li})n$ у кореляційних експериментах реєстрація протонів та α -частинок здійснювалась за ΔE -E-методикою. Для реєстра-

ції та ідентифікації ядер ${}^6\text{Li}$ застосовано метод часу прольоту та антизбігу подій, що реєструвались в ΔE - та E -детекторах. Поєднання цих методів дозволило надійно ідентифікувати вказані тричастинкові канали реакцій.

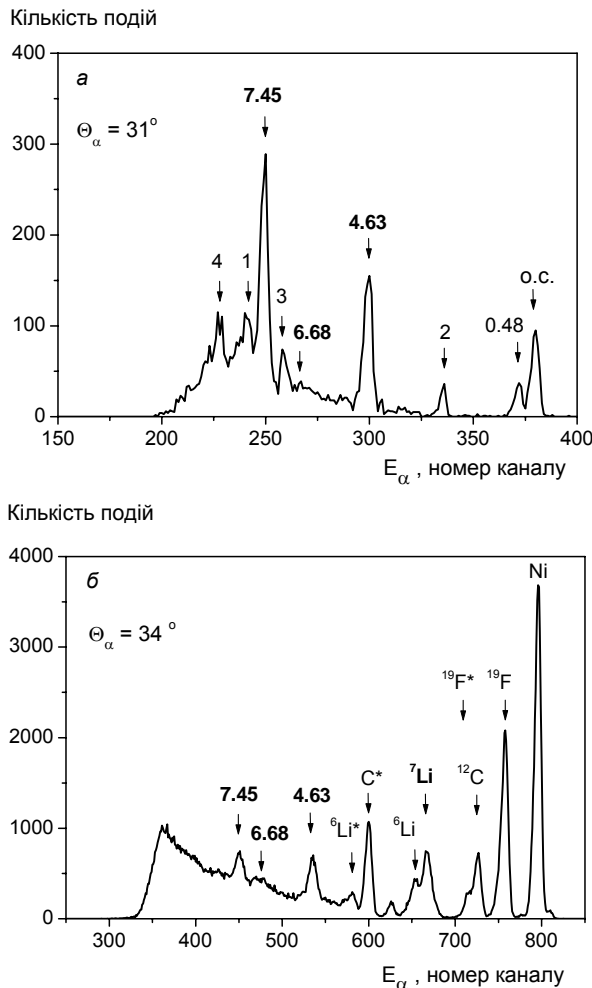


Рис. 2. Енергетичний спектр α -частинок з реакції ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}$, $E_d = 13,6$ МеВ, $\Theta = 31^\circ$. Стрілками показано енергії α -частинок, що відповідають внескам утворення у вихідному каналі реакції ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}$ основного та збуджених (0,48; 4,63; 6,68; 7,45 МеВ) станів ядра ${}^7\text{Li}$ та внескам реакцій на ядрах домішок мішені (1 - ${}^{12}\text{C}(d, \alpha){}^{10}\text{B}$, 2 - ${}^{16}\text{O}(d, \alpha){}^{14}\text{N}$, 3 - ${}^{16}\text{O}(d, \alpha){}^{14}\text{N}^*(3,95 \text{ МеВ})$, 4 - ${}^{16}\text{O}(d, \alpha){}^{14}\text{N}^*(5,1 \text{ МеВ})$) (а). Енергетичний спектр α -частинок з реакції ${}^7\text{LiF}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}$, $E_\alpha = 27,2$ МеВ, $\Theta = 34^\circ$. Стрілками показано енергії α -частинок, які відповідають внескам пружного та непружного розсіяння цих частинок ядрами ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ та Ni . Цифрами показано енергії збудження ядра ${}^7\text{Li}$ (б).

На основі визначених перерізів реакцій ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(d, d){}^7\text{Li}^*$, ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$ та результатів моделювання умов проведення кореляційних експериментів для вимірювання ймовірності розпаду збудженого стану ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МеВ})$ було вибрано процес непружного розсіяння ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$. Для вимірювань застосовано запропонований у [18] метод, який

ґрунтується на комплексних дослідженнях тричастинкових реакцій у кінематично повних та неповних експериментах.

Визначення ймовірності збудження резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МеВ})$

Ймовірність збудження стану ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МеВ})$ у реакціях (2) можна визначити з інклюзивних спектрів непружно розсіяних α -частинок добре відомим методом, а саме інтегруванням спектрів за енергією в області внеску цього стану ${}^7\text{Li}^*$. Диференціальний переріз

$$\frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega_\alpha} = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha dE_\alpha} dE_\alpha, \quad (3)$$

визначений зі спектра α -частинок, що реєструвались під кутом $\Theta_\alpha = 34^\circ$ ($\varphi_\alpha = 180^\circ$), характеризує ймовірність збудження резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МеВ})$, центр інерції якого згідно з кінематикою реакцій (2) повинен рухатись під кутом $\Theta_{7\text{Li}^*} = 46,5^\circ$ ($\varphi_{7\text{Li}^*} = 0^\circ$) (рис. 3).

На рис. 4 показано фрагмент інклюзивного спектра α -частинок ($\Theta_\alpha = 34^\circ$) в області збудження станів ядра ${}^7\text{Li}^*(4,63; 6,68; 7,45 \text{ МеВ})$. Аналіз спектра здійснювався з урахуванням процесів збудження вказаних станів ядер віддачі ${}^7\text{Li}^*$ та “фонових” процесів α -розпаду вказаних та інших станів ${}^7\text{Li}^*$, а також ${}^8\text{Be}^*$ в реакції $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow t + {}^8\text{Be}^* \rightarrow t + \alpha + \alpha$. Детальніше процедуру аналізу інклюзивних спектрів продуктів тричастинкових реакцій викладено в [16, 17]. Внеску ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МеВ})$ в спектрі α -частинок відповідає крива 3.

У наведеному на рис. 4 спектрі α -частинок та інших інклюзивних спектрах, що вимірювались в діапазоні кутів $\Theta_\alpha = 25 - 45^\circ$, положення резонансів ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МеВ})$ і ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ МеВ})$ у межах похибок їх визначення ($\Delta E^* = 0,03 \text{ МеВ}$) відповідають значенням, наведеним у компіляційних роботах [1, 2, 6]. Для третього збудженого стану ядра ${}^7\text{Li}$ отримано значення $E^* = (6,53 \pm 0,03) \text{ МеВ}$. Зсув положення цього резонансу відносно даних [1, 2, 5, 6] становить $\Delta E^* = -(0,150 \pm 0,03) \text{ МеВ}$. Розрахунки [19] у рамках модифікованої теорії взаємодії в кінцевому стані [20 - 22] показують, що в реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$ при $E_\alpha = 27,2 \text{ МеВ}$ таку зміну резонансної енергії можна очікувати при врахуванні впливу кулонівського поля супутньої α -частинки на розпад короткоживучого резонансу ${}^7\text{Li}^*(E^* = 6,68 \text{ МеВ}, \Gamma \sim 0,9 \text{ МеВ})$. Для резонансів ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МеВ})$ і ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ МеВ})$, час життя яких на порядок більший, відповідний зсув становить $\Delta E^* \sim 0,02 \text{ МеВ}$, тобто в межах похибок даного експерименту.

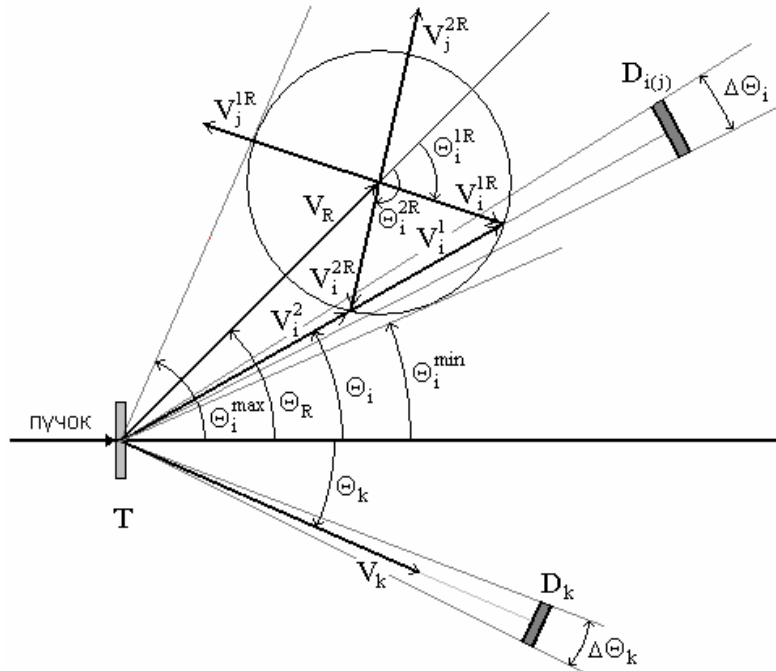


Рис. 3. Векторна діаграма швидкостей для реакції $p + T \rightarrow k + i + j$. $\Theta_k, \Theta_i, \Theta_R, V_k, V_i, V_R$ – кути емісії та швидкості в л.с.к. частинок k, i та центра інерції резонансу R відповідно. $D_k, D_{i(j)}$ – детектори, що реєструють частинки k та i . Радіус кола відповідає можливим значенням V_i^R (швидкості частинки i в системі центра мас ядра R).

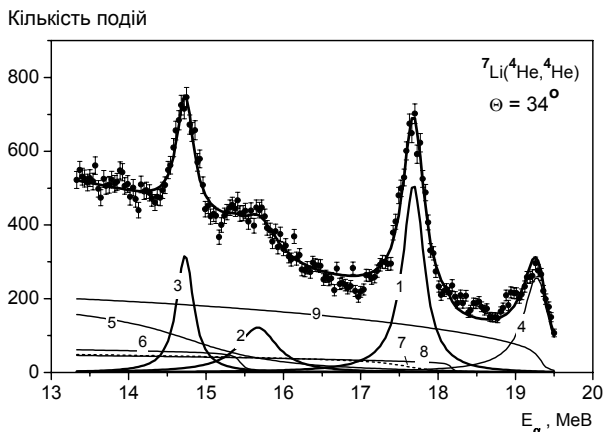


Рис. 4. Фрагмент енергетичного спектра α -частинок із реакції $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}^*$ ($E_\alpha = 27,2$ MeB, $\Theta_\alpha = 34^\circ$). 1 - 3 - внески збудження ядер віддачі ${}^7\text{Li}^*$ з енергіями збудження 4,63; 6,68; 7,45 MeB відповідно; 4 - внесок збудження ядра ${}^6\text{Li}^*$ (2,18 MeB). Криві 5 - 9 - внески процесів α -розпаду станів ${}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha, {}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$ у реакціях $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow t + {}^8\text{Be}^*$ та $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}^*$: 5 - ${}^8\text{Be}^*$ (3,0 MeB); 6 - ${}^7\text{Li}^*$ (4,63 MeB); 7 (штрихова) - ${}^7\text{Li}^*$ (6,68 MeB); 8 - ${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeB); 9 - ${}^7\text{Li}^*$ (9,67 MeB).

Визначення ймовірності розпаду збудження резонансу ${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeB) у кореляційних експериментах

При розпаді ядра R з енергією збудження E^* в реакції $p + T \rightarrow k + R \rightarrow k + i + j$ в канал $i + j$ кути емісії продуктів розпаду $\Theta_i, \Phi_i, \Theta_j, \Phi_j$ та їх швидкості V_i, V_j в лабораторній системі координат

(л.с.к.) визначаються векторами V_R та V_i^R, V_j^R (див. рис. 3). Значення V_i^R залежить від енергетичного балансу розпаду $R \rightarrow i + j$: $Q = E_{i-j} = E^* - E_{\text{пор}}$, де $E_{\text{пор}}$ – енергія зв'язку частинок i, j в ядрі R , E_{i-j} – енергія відносного руху частинок i та j . Діапазон можливих кутів емісії $\Delta\Theta_i = \Theta_i^{\text{max}} - \Theta_i^{\text{min}}$, $\Delta\Phi_i = \Phi_i^{\text{max}} - \Phi_i^{\text{min}}$ визначається співвідношенням V_i^R/V_R . За умови $V_i^R < V_R$

$$\Delta\Theta_i = \Delta\Phi_i \approx 2 \arctg(V_i^R/V_R). \quad (4)$$

При фіксованому куті $\Theta_k = \text{const}$ частинка i як продукт розпаду незв'язаного стану R з енергією збудження E^* може спостерігатись у межах “конусу”, що визначається діапазоном можливих кутів емісії $\Delta\Theta_i, \Delta\Phi_i$. У випадку розпаду ${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeB) у канал ${}^6\text{Li} + n$ ($Q_{6\text{Li}+n} = 4,98$ MeB) у реакції (2a) при $E_\alpha = 27,2$ MeB та $\Theta_\alpha = 34^\circ$ діапазон кутів емісії ядер ${}^6\text{Li}$ становить $\Delta\Theta_{6\text{Li}} \approx \Delta\Phi_{6\text{Li}} \approx 12^\circ$ у л.с.к. При розпаді ${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeB) в канал $\alpha + t$ (реакція (2б)) діапазон $\Delta\Theta_{\alpha(t)}, \Delta\Phi_{\alpha(t)}$ значно більший, що зумовлено достатньо великим значенням енергетичного балансу цього каналу розпаду ($Q_{\alpha+t} = 4,98$ MeB). Тому основна увага в даному експерименті приділялась дослідженню реакції (2a), для якої набагато легше забезпечити вимірювання для всього діапазону кутів розпаду резонансу ${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeB).

Інформацію про ймовірність збудження та розпаду ядра ${}^7\text{Li}^*$ в канал ${}^6\text{Li} + n$ у реакції (2а) містять диференціальні перерізи

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha dE_\alpha d\Omega_{6\text{Li}} dE_{6\text{Li}}}, \quad (5)$$

які можна отримати в кінематично повних експериментах з енергетичних спектрів часових збігів α -частинок та ядер ${}^6\text{Li}$. Теоретична інтерпретація перерізів (5) є досить складною, тому для подальшого аналізу використовують перерізи

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6\text{Li}} dE_\alpha}, \quad (6)$$

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6\text{Li}} dE_{6\text{Li}}}, \quad (7)$$

які є результатом інтегрування перерізів (5) за енергією $E_{6\text{Li}}$ або E_α в області дозволених законами збереження енергії та імпульсу значень [23].

Діаграма на рис. 3 відповідає ідеальним умовам вимірювань ймовірностей розпаду станів з $\Gamma = 0$. Зміна енергії збудження в межах $\Delta E^* \sim (2 - 3)\Gamma$ зумовлює певну зміну енергії (ΔE_k) частинок k , що реєструються під кутом Θ_k , енергії (ΔE_R) і кута вильоту ($\Delta\Theta_R$) у л.с.к. центра інерції ядра R , а також енергії відносного руху продуктів розпаду на величину $\Delta E_{ij} = \Delta E_{mn} = \Delta E^*$. Перелічені фактори (ΔE_R , $\Delta\Theta_R$ та ΔE_{ij}) призводять до зміни максимальних і мінімальних кутів спостереження продуктів розпаду ядра R , тобто до розширення діапазону $\Delta\Theta_{i(j)}$, $\Delta\Phi_{i(j)}$. Додаткове розширення цього діапазону та деформація енергетичних залежностей диференціальних перерізів (5) – (7) зумовлюються також рядом умов проведення реальних експериментів, а саме: розкидом енергії та просторовим розподілом пучка бомбардуючих ядер; товщиною мішені; апертурою детектора, за допомогою якого реєструються частинки k , та енергетичною роздільною здатністю детекторів.

Чи не найкращим способом урахування всіх перелічених факторів є моделювання процесів утворення і розпаду незв'язаних станів ядер за методом Монте-Карло [18, 24]. На рис. 5 наведено результати розрахунків за вказаним методом диференціальних перерізів (5) і (6), що відповідають процесам збудження та розпаду ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал ${}^6\text{Li} + n$ у реакції (2а). На рис. 6 показано змодельований для площини детектора просторовий розподіл подій реєстрації ядер ${}^6\text{Li}$ з розпаду цього стану ${}^7\text{Li}^*$.

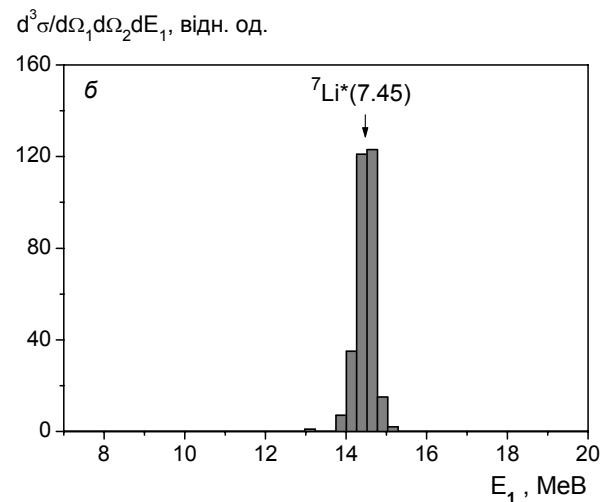
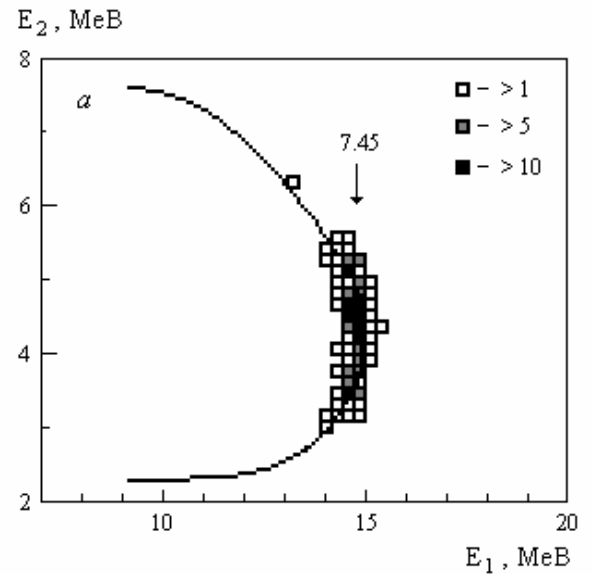


Рис. 5. Розраховані за методом Монте-Карло спектри α - ${}^6\text{Li}$ збігів, що відповідають розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у реакції (2а). а – диференціальний переріз (5), б – переріз (6). E_1, E_2 – енергії α -частинок та ядер ${}^6\text{Li}$, що „реєструвалися” під кутами $\Theta_1 = 34^\circ$, $\Phi_1 = 180^\circ$ і $\Theta_2 = 44,5^\circ$, $\Phi_2 = 0^\circ$ відповідно.

Перерізи (5) вимірювались при фіксованому куті реєстрації α -частинок ($\Theta_\alpha = 34^\circ$, $\Phi_\alpha = 180^\circ$) та різних кутах реєстрації ядер ${}^6\text{Li}$ навколо заданого куту $\Theta_{7\text{Li}^*} = 46,5^\circ$, $\Phi_{7\text{Li}^*} = 0^\circ$ напрямку руху центра інерції ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$. У межах $\Delta\Theta_{6\text{Li}} = 12^\circ$ кутові кореляції вимірювались для трьох значень кутів $\Phi_{6\text{Li}} = -6^\circ; 0^\circ; 3,3^\circ$. Приклади спектра α - ${}^6\text{Li}$ збігів та його проекції на вісь енергій α -частинок (перерізи (5) та (6) відповідно) наведено на рис. 7.

Найбільш інтенсивний пік у спектрі на рис. 7 відповідає внеску процесу збудження та розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал ${}^6\text{Li} + n$. Інтегруванням перерізів (6) за енергією E_α в межах внеску вказаного процесу отримувались диференціальні перерізи

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6Li}} = \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6Li} dE_\alpha} dE_\alpha, \quad (8)$$

залежності яких від кута Θ_{6Li} , отримані для трьох значень кутів ϕ_{6Li} , показано на рис. 8. Гістограми на цьому рисунку відповідають розрахункам ефективності реєстрації [18, 24] ядер 6Li з розпаду ${}^7Li^* \rightarrow {}^6Li + n$ за методом Монте-Карло:

$$\varepsilon = \frac{N_{6Li}}{N_{7Li^*}}, \quad (9)$$

де N_{7Li^*} – змодельована кількість збуджених ядер віддачі ${}^7Li^*(7,45 \text{ MeV})$, що відповідає кількості α -частинок, які „реєструються” під кутом $\Theta_\alpha = 34^\circ$ ($\phi_\alpha = 0^\circ$) у кінематично неповному „експерименті”; N_{6Li} – кількість „зарєстрованих” збігів α -частинок ($\Theta_\alpha = 34^\circ$, $\phi_\alpha = 0^\circ$) з ядрами 6Li ($\phi_{6Li} = -6^\circ; 0^\circ; 3,3^\circ$) з розпаду ${}^7Li^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6Li + n$. Сумарна ефективність реєстрації для кожного зі значень кута ϕ_{6Li} становить близько 50 %.

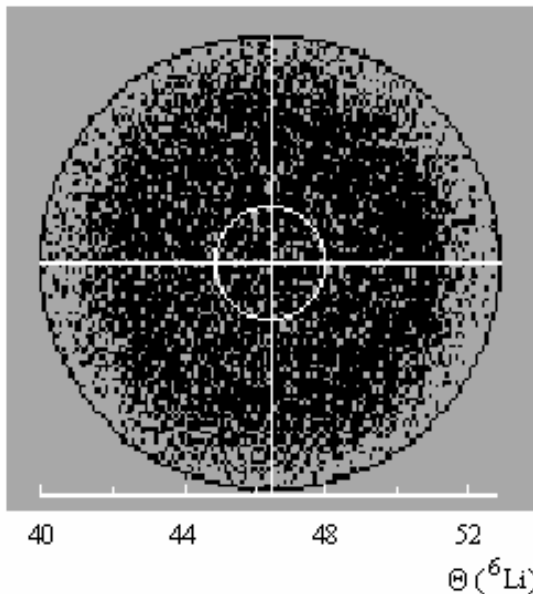
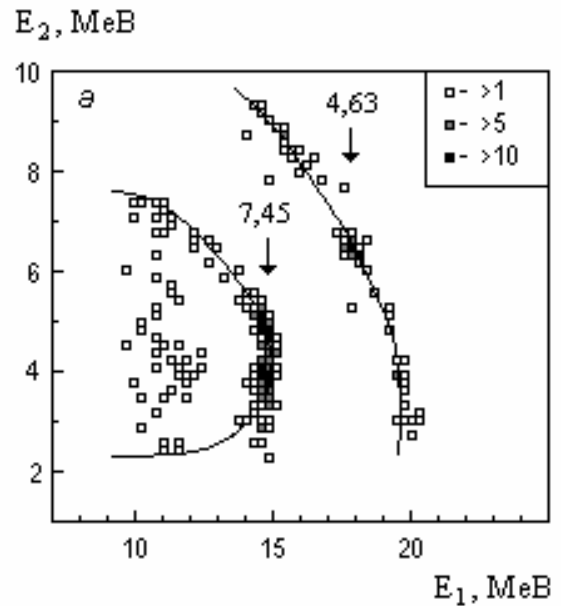


Рис. 6. Просторовий розподіл подій α - 6Li збігів ($\Theta_\alpha = 34^\circ$, $\phi_\alpha = 180^\circ$), що відповідає розпаду ${}^7Li^*(7,45 \text{ MeV})$. Розподіл змодельовано для площини реєстрації ядер 6Li . Біле коло відповідає апертурі телескопа, за допомогою якого реєструвались ядра 6Li , центр кола – кутом $\Theta_{6Li} = 46,5^\circ$, $\phi_{6Li} = 0^\circ$.

З урахуванням ефективності реєстрації у припущенні ізотропності розпаду можна визначити диференціальний переріз, що відповідає розпаду в усьому діапазоні можливих кутів Ω_{6Li} :

$$\frac{d\sigma_{dec}}{d\Omega_\alpha} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6Li}}. \quad (10)$$



$d^3\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_{6Li} dE_\alpha$, відн. од.

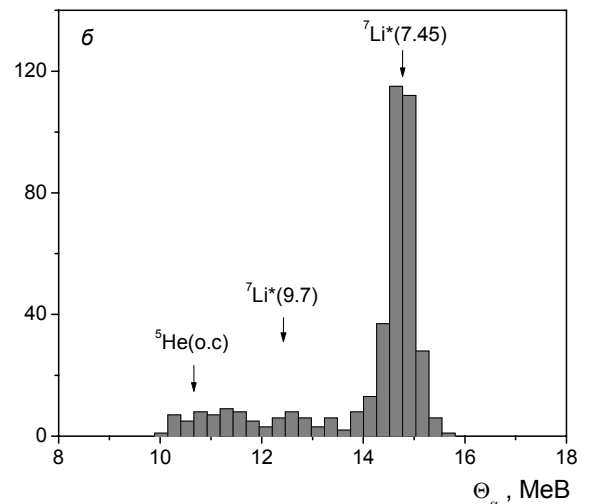


Рис. 7. Спектр збігів α -частинок, що реєструвались під кутом $\Theta_1 = 34^\circ$, з ядрами 6Li та 4He ($\Theta_2 = 44,5^\circ$) в області енергій, які відповідають збудженню та розпаду незв'язаних станів ${}^7Li^*(4,63 \text{ MeV})$ та ${}^7Li^*(7,45 \text{ MeV})$ (а). Лініями показано кінематичні криві для каналів реакцій ${}^7Li(\alpha, \alpha\alpha)t$ (справа) та ${}^7Li(\alpha, \alpha{}^6Li)n$ (зліва). Проекція спектра α - 6Li збігів із реакції $\alpha + {}^7Li \rightarrow \alpha + {}^6Li + n$ на вісь енергій α -частинок ($\Theta_\alpha = 34^\circ$, $\Theta_{6Li} = 44,5^\circ$, $\phi_\alpha - \phi_{6Li} = 180^\circ$) (б).

Відношення перерізу (10) до перерізу (3), визначеного з інклюзивних спектрів α -частинок, характеризує ймовірність розпаду ядра ${}^7Li^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал ${}^6Li + n$:

$$P({}^6Li + n) = \frac{d\sigma_{dec}}{d\Omega_\alpha} \bigg/ \frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega_\alpha} = \frac{N_{6Li}}{\varepsilon N_{7Li^*}} = 0,49 \pm 0,06, \quad (11)$$

де N_{7Li^*} , N_{6Li} – ті самі кількості подій, що й у виразі (9), але визначені в реальних експериментах.

Отримане значення ймовірності розпаду в канал ${}^6\text{Li} + n$ суттєво відрізняється від даних, отриманих для бінарних реакцій (1) ($\sigma_n(E_r)/\sigma_{\text{tot}}(E_r) = 0,71 [3 - 5]$). На відміну від реакцій (1) у тричастинковій реакції (2) формування й розпад біляпорогового ядерного стану

${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeV) відбуваються в присутності супутньої α -частинки, вплив кулонівського поля якої може бути однією з причин зміни розподілу гілок розпаду цього резонансу порівняно з бінарними реакціями [25, 26]. Такий висновок узгоджується з результатами розрахунків [22], виконаних у рамках модифікованої теорії взаємодії в кінцевому стані [20, 21].

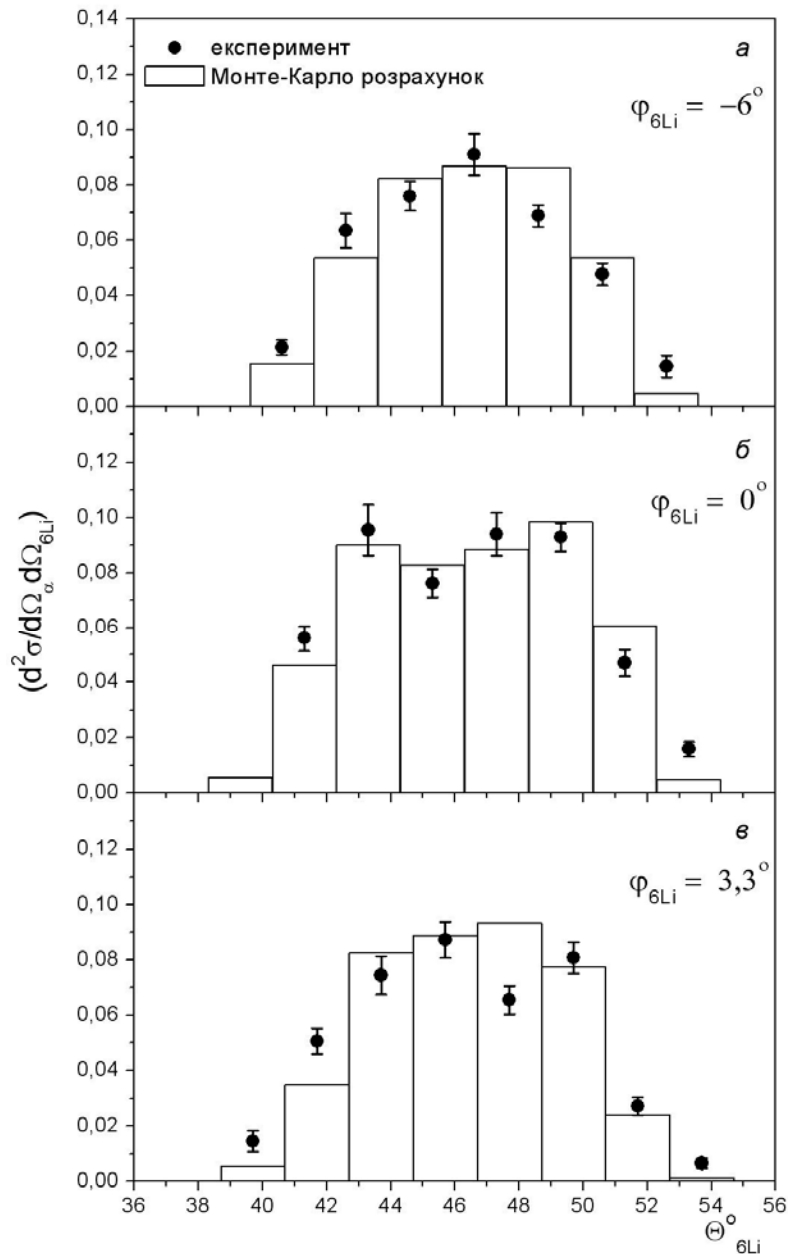


Рис. 8. Кутові залежності перерізів (8), що вимірювалися для різних кутів $\varphi_{6\text{Li}}$: а – $\varphi_{6\text{Li}} = -6^\circ$; б – $\varphi_{6\text{Li}} = 0^\circ$; с – $\varphi_{6\text{Li}} = 3,3^\circ$. Гістограми – розрахунки ефективності реєстрації (9) ядер ${}^6\text{Li}$ з розпаду ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ за методом Монте-Карло.

Висновки

У кінематично повних та неповних експериментах визначено ймовірність розпаду в канал ${}^6\text{Li} + n$ незв'язаного біляпорогового стану ${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeV), що збуджується в тричастинковій реакції $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha +$

$+ {}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + {}^6\text{Li} + n$ при $E_\alpha = 27,2$ MeV. Отримане значення ймовірності розпаду $P({}^6\text{Li} + n) = 0,49 \pm 0,06$ суттєво відрізняється від даних, отриманих у бінарних процесах ${}^3\text{H}(\alpha, n){}^6\text{Li}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ та ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$, де резонанс ${}^7\text{Li}^*$ (7,45 MeV) збуджується й розпадається як ізольована система.

Виявлена відмінність може бути пояснена в рамках теорії багаточастинкових реакцій [20, 21] як тричастинковий ефект при розпаді біляпорогового резонансу. Врахування впливу кулонівського поля супутніх частинок на розпад неізолюваних резонансів у тричастинкових реакціях дозволяє успішно описати зсув положення короткоживучих резонансів та розширення резонансної лінії порівняно з даними для бінарних реакцій. Цей ефект спостерігався для віддалених від порогу розпаду резонансів, зокрема для ${}^8\text{Be}^*(19,9 \text{ MeV})$ у реакції ${}^{10}\text{B}(d, \alpha\alpha)\alpha$ [22, 27]. Модифікована теорія взаємодії в кінцевому стані [21] передбачає також можливість зменшення ширини резонансів, що може спостерігатися у випадку біляпорогових резонансів, наприклад ${}^5\text{Li}^*(16,7 \text{ MeV})$ у реакції ${}^6\text{Li}(\alpha, \alpha'){}^5\text{Li}^*$ [28, 29].

Згідно з розрахунками [25], виконаними в рамках указаної теорії, відношення ймовірностей розпаду ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ у канал ${}^6\text{Li} + n$ та $\alpha + t$ у реакції ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'){}^7\text{Li}^*$ залежить від кута розпаду й може зменшуватися на 20 % порівняно з даними для бінарних реакцій ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{Li}$ та ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$. Теоретичні розрахунки [25] узгоджуються з експериментальними даними, отриманими в даній роботі.

Автори планують дослідити особливості розпаду інших біляпорогових резонансів легких ядер, зокрема ${}^4\text{He}^*(21,1 \text{ MeV}) \rightarrow {}^3\text{He} + n$, ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV}) \rightarrow t + d$ ("термоядерний резонанс"), ${}^7\text{Li}^*(9,9 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{He} + p$ та інших і сподіваються, що отримані результати сприятимуть подальшому розвитку теорії багаточастинкових ядерних реакцій.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Ajzenberg-Selove F.* Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$ // Nucl. Phys. A. - 1988. - Vol. 490, No. 1. - P. 1 - 225.
2. *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, No. 1. - P. 3 - 163.
3. *Smith A. B., Guenther P. T., Whalen J. F.* Neutron total and scattering cross sections of ${}^6\text{Li}$ in the low-MeV range // Nucl. Phys. A. - 1982. - Vol. 373, No. 2. - P. 305 - 325.
4. *Lamaze G. P., Shrack R. A., Wasson O. A.* A new measurement of the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ cross section // Nucl. Sci. Eng. - 1978. - Vol. 68, No. 2. - P. 183 - 188.
5. *Spiger R. J., Tombrello T. A.* Scattering of ${}^3\text{He}$ by ${}^4\text{He}$ and of ${}^4\text{He}$ by tritium // Phys. Rev. - 1967. - Vol. 163, No. 4. - P. 964 - 984.
6. *Ajzenberg-Selove F.* Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$ // Nucl. Phys. A. - 1979. - Vol. 320, No. 1. - P. 1 - 224.
7. *Matsuki S., Yamashita S., Fukunaga K. et al.* Elastic and inelastic scattering of 14.7 MeV deuterons and of 29.4 MeV α -particles by ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ // Journ. Phys. Soc. Japan. - 1969. - Vol. 26. - P. 1344 - 1353.
8. *Dickey S. A., Kraushaar J. J., Peterson R. J.* Isoscalar Excitations of ${}^7\text{Li}^*$ // Z. Phys. A. - 1985. - Vol. 320. - P. 649 - 654.
9. *Козырь Ю. Е., Медведєв В. И., Павленко Ю. Н., Пугач В. М.* Изучение механизма реакций ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$ и ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ при $E = 27.2 \text{ МэВ}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1985. - Т. 49, No. 5. - С. 1026 - 1031.
10. *Matsuki S.* Disintegrations ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ by 29.4 MeV α -particles // Journ. Phys. Soc. Japan. - 1968. - Vol. 24. - P. 1203 - 1223.
11. *Lambert J. M., Treado P. A., Beach L. A. et al.* Sequential decay in the ${}^7\text{Li}(\alpha, t){}^8\text{Be}(\alpha){}^4\text{He}$ and ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'){}^7\text{Li}(t){}^4\text{He}$ reactions at $E_\alpha = 50 \text{ MeV}$ // Nucl. Phys. A. - 1970. - Vol. 152, No. 3. - P. 516 - 528.
12. *Павленко Ю. Н., Васильєв Ю. В., Гасс А. С. и др.* Кинематически полный анализ (d, t) и (d, α)-реакций на ядрах ${}^9\text{Be}$ при энергии дейтронов 13.6 МэВ // Тез. докл. 36 Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - Л., 1986. - С. 320.
13. *Sonnemans M. A. A., Waal J. C., Van Dantzig R.* Energy Correlations in the Reactions ${}^9\text{Be}(d, \alpha){}^4\text{He}$ at 26.3 MeV // Phys. Rev. Lett. - 1973. - Vol. 31, No. 22. - P. 1359 - 1362.
14. *Von Witsch W., Ivanovich M., Otte V. A. et al.* Final state interaction in ${}^6\text{Li}(d, {}^6\text{Li}, p)n$ reaction // Nucl. Phys. A. - 1971. - Vol. 172, No. 3. - P. 516 - 528.
15. *Павленко Ю. М., Кива В. О., Коломієць І. М. та ін.* Методика багатопараметричних кореляційних вимірювань для досліджень ядерних реакцій // 36. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2005. - № 2 (15). - С. 151 - 161.
16. *Немец О. Ф., Павленко Ю. Н., Пугач В. М.* Структура инклюзивных спектров трехчастичных ядерных реакций // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1989. - Т. 53, № 11. - С. 2183 - 2187.
17. *Pavlenko Yu. N., Dobrikov V. N., Doroshko N. L. et al.* A Search for excited states of ${}^3\text{He}$ by the reaction ${}^7\text{Li}(d, {}^6\text{He}){}^3\text{He}$ // Ядерна фізика та енергетика. - 2006. - № 1 (17). - С. 24 - 29.
18. *Pavlenko Yu. N.* The method of branching ratio measurements for nuclear unbound states produced by three particle reactions // Problems of atomic science and technology. Ser. Nucl. Phys. Inv. - 2005. - Vol. 6 (45). - P. 11 - 16.
19. *Павленко Ю. Н., Шаблов В. Л., Карманов Ф. И. и др.* Возбуждение и распад резонансов ядра ${}^7\text{Li}$ в трехчастичных каналах реакции $\alpha + {}^7\text{Li}$ // Тез. докл. V конф. по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. - Харьков, 26 февраля - 2 марта 2007 г. - С. 49.
20. *Komarov V. V., Popova A. M., Karmanov F. I. et al.* Scattering properties of two-fragment systems

- produced by many-particle reactions // Phys. of Elem. Part. and Atom. Nucl. - 1992. - Vol. 23, No. 4. - P. 1035 - 1087.
21. Komarov V. V., Popova A. M., Shablov V. L. Dynamics of the systems of few quantum particles. – Moscow: Moscow University, 1996. - 334 p.
 22. Немец О. Ф., Попова А. М., Комаров В. В. и др. Закономерности изменения свойств рассеяния двухфрагментных ядерных систем в многочастичных ядерных реакциях // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1990. - Т. 54, № 5. - С. 942 - 948.
 23. Ohlsen G. G. Kinematic relations in reactions of the form $A + B \rightarrow C + D + E$ // Nucl. Instr. Meth. - 1965. - Vol. 37. - P. 240 - 248.
 24. Павленко Ю. Н., Кива В. А., Коломиец И. Н., Дорошко Н. Л. Моделирование условий наблюдения резонансных состояний ядер в многочастичных реакциях // Тез. докл. Междунар. конф. „Свойства возбужденных состояний атомных ядер и механизмы ядерных реакций”. - Саров, 2001. - С. 59.
 25. Karmanov F. I., Pavlenko Yu. N., Tyras I. A., Shablov V. L. Narrowing of near-threshold two-body resonances produced by three particle nuclear reactions // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: Book of Abstracts of the Int. Conf. (Kyiv, Ukraine, 29 May - 3 June 2006). - Kyiv, 2006. - P. 69.
 26. Nemets O. F., Pavlenko Yu. N., Shablov V. L. et al. Angular Correlations and Decay Branching Ratio for Unbound State of ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ MeV})$ Excited at the Inelastic Scattering of Alpha-Particles by ${}^7\text{Li}$ // Ibid. - P. 55.
 27. Пугач В. М., Павленко Ю. Н., Проконец А. Г. и др. Соотношение вероятностей распадов высоко-возбужденных состояний ядра ${}^8\text{Be}^*$ в реакции ${}^{10}\text{B}(d, \alpha)2\alpha$ и ${}^{10}\text{B}(d, \alpha)p{}^7\text{Li}^*$ // Изв. РАН. Сер. физ. - 1992. - Т. 56. - С. 129 - 133.
 28. Arena N., Cavallaro Seb., Arrigo A. D. et al. The $J^\pi = 3/2^+$, $T = 1/2$ ${}^5\text{Li}$ level by the ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^5\text{Li}$ reaction // Journ. Phys. G. - 1990. - Vol. 16. - P. 1511 - 1515.
 29. Fazio G., Giardina G., Karmanov F. I., Shablov V. L. Properties of the Resonance Scattering in Two-Fragment Systems Formed in Many-Particle Nuclear Reactions // Int. Journ. Mod. Phys. E. - 1996. - Vol. 5. - P. 175 - 190.

УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И СООТНОШЕНИЕ ВЕТВЕЙ РАСПАДА ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$ В РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$

О. Ф. Немец, Ю. Н. Павленко, В. Л. Шаблов, Ф. И. Карманов, В. А. Кива, В. Н. Добриков, О. К. Горпинич, И. Н. Коломиец, Б. А. Руденко, Ю. Я. Карлышев, А. П. Войтер, И. А. Мазный, С. Е. Омельчук, Ю. С. Рознюк

При энергии $E_\alpha = 27,2 \text{ МэВ}$ измерены дифференциальные сечения неупругого рассеяния α -частиц ядрами ${}^7\text{Li}$ и трехчастичных реакций ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$, ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha\alpha)t$. Из отношения сечений, измеренных в кинематически полных и неполных экспериментах, определена вероятность распада ядра ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$ в канал ${}^6\text{Li}+n$ ($P = 0,49 \pm 0,06$). Это значение существенно отличается от данных, полученных при исследовании распада ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$ в бинарных реакциях, что может быть обусловлено влиянием кулоновского поля сопутствующей α -частицы на распад околоторговых резонансов в трехчастичных реакциях.

ANGULAR CORRELLATIONS AND DECAY BRANCHING RATIO FOR EXCITED STATE OF ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ IN REACTIONS ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$

О. F. Nemets, Yu. N. Pavlenko, V. L. Shablov, F. I. Karmanov, V. O. Kyva, V. N. Dobrikov, O. K. Gorpnich, I. N. Kolomiets, B. A. Rudenko, Yu. Y. Karlyshev, A. P. Voiter, I. A. Mazny, S. E. Omelchuk, Yu. S. Roznuk

Measurements of differential cross-sections of α -particle inelastic scattering by ${}^7\text{Li}$ nuclei and ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$, ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha\alpha)t$ reactions have been performed at the energy $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$. Probability of ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ decay into ${}^6\text{Li} + n$ channel has been determined from the ratio of cross-sections measured in kinematically complete and incomplete experiments. The large discrepancy of this value ($P = 0,49 \pm 0,06$) and of those obtained at the study of ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ decay in binary reactions can be explained by the influence of Coulomb field of accompanied α -particle on the decay of near-threshold resonances in three-particle reactions.

Надійшла до редакції 01.01.06,
після доопрацювання – 01.03.06.