

**ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ ІЗОТОПІВ  
ГЕЛІЮ В РЕАКЦІЯХ  ${}^6,7\text{Li}(d, {}^{3,4,6}\text{He})$  ПРИ ЕНЕРГІЇ ДЕЙТРОНІВ 37 MeV**

**Ю. М. Павленко, О. К. Горпинич, В. М. Добріков, Н. Л. Дорошко,  
В. О. Кива, І. М. Коломісць, В. І. Медведєв, Вал. М. Пірняк**

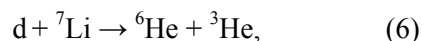
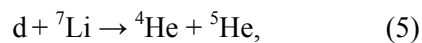
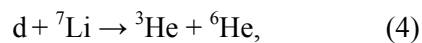
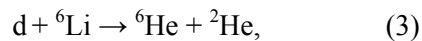
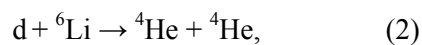
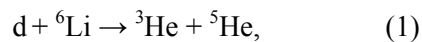
*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

У кінематично повних та неповних експериментах при енергії дейтронів 37 MeV досліджено процеси утворення у вихідних каналах реакцій  ${}^7,6\text{Li}(d, {}^{3,4,6}\text{He})$  стабільних та нестабільних станів ядер віддачі  ${}^{3-6}\text{He}$ . Визначено перерізи утворення основних та ряду збуджених станів цих ядер, а також досліджено можливі механізми формування спостережуваних в інклюзивних спектрах ядер  ${}^{3,4,6}\text{He}$  континуумів. З аналізу даних інклюзивних та ексклюзивних експериментів визначено ймовірність розпаду в реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$  резонансу  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  в канал  $d + t$ , значення якої суттєво відрізняється від даних, отриманих при дослідженні бінарних реакцій.

**Вступ**

Взаємодія дейтронів з ізотопами літію детально досліджувалася при низьких енергіях [1 - 3] у зв'язку з розробкою різних концепцій виробництва енергії, оскільки реакції  ${}^7,6\text{Li}(d, {}^4\text{He})$  мають значний позитивний енергетичний баланс. Реакції  ${}^7,6\text{Li}(d, {}^3\text{He})$  досліджено лише в кількох експериментах при енергіях дейтронів до 22 MeV [4, 5]. У [6] при  $E_d = 30,7 \text{ MeV}$  з метою визначення кластерної структури першого збудженого стану  ${}^6\text{He}$  вимірювалися кореляції ядер  ${}^3\text{He}$  з  $\alpha$ -частинками з розпаду цього стану в реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He})$ . Реакції  ${}^7,6\text{Li}(d, {}^6\text{He})$  до цього часу не досліджувалися.

Взаємодія дейтронів з енергією  $\geq 30 \text{ MeV}$  з ядрами літію характеризується широким спектром ядерних перетворень завдяки великій кількості відкритих каналів реакцій, у яких утворюються як стабільні, так і нестабільні стани ядер. У даній роботі аналізуються диференціальні перерізи реакцій з виходом  ${}^{3,4,6}\text{He}$

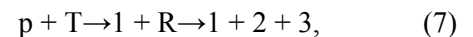


які вимірювалися в кінематично повних та неповних експериментах при енергії дейтронів 37 MeV. Основна мета роботи полягає у визначенні характеристик енергетичних станів ядер  ${}^{3-6}\text{He}$ , які можуть утворюватися у вихідних каналах реакцій (1) - (6).

Майже всі енергетичні стани ізотопів  ${}^{3-6}\text{He}$  є нестабільними, за виключенням основних станів

ядер  ${}^{3,4}\text{He}$ . Ядро  ${}^5\text{He}$  вже в основному стані є незв'язаною системою, що розпадається на  $\alpha$ -частинку та нейтрон. Окрім стабільних ядер  ${}^{3,4}\text{He}$  в експерименті реєструвалися  $\beta$ -радіоактивні ядра  ${}^6\text{He}$  ( $T_{1/2} = 808 \text{ мкс}$ ). Перелік каналів реакцій (1) - (6) з виходом ізотопів гелію можна доповнити реакцією  ${}^7\text{Li}(d, {}^7\text{He}){}^2\text{He}$ , але ідентифікація внеску цієї реакції можлива лише в кореляційних експериментах, оскільки не існує зв'язаних станів ядер  ${}^7\text{He}$  та  ${}^2\text{He}$ , а кінцевий стан реакції є чотиричастинковим ( ${}^6\text{He}$ , нейтрон та два протона).

Характерною ознакою існуючих даних щодо резонансних станів  ${}^{3-6}\text{He}$  є їх неузгодженість [1 - 3, 7]. Основні дані отримано при дослідженні бінарних реакцій або при неповному визначенні кінематики тричастинкових. У першому випадку вони утворюються як складені проміжні системи при резонансних значеннях енергії взаємодії складових частинок (кластерів) досліджуваного ядра, а у другому – як ядра віддачі, розпад яких у той чи інший канал не фіксується в експерименті, а інформацію про їх збудження отримують з енергетичних спектрів частинок 1, які є продуктами тричастинкової реакції



де R – резонанс ядра віддачі; 2 і 3 – продукти розпаду цього резонансу. Вимірювання інклюзивних спектрів частинок 1 не забезпечує повного визначення кінематики реакцій (7), що є причиною певної невизначеності результатів аналізу експериментальних даних.

У вихідному каналі реакції (6) утворюється ядро віддачі  ${}^3\text{He}$ , яке при енергії  $E_d = 37 \text{ MeV}$  може збуджуватися до  $E^* = 24 \text{ MeV}$ . Величина енергії зв'язку протона та дейтрона в ядрі  ${}^3\text{He}$  становить 5,493 MeV [8]. В інклюзивних спектрах ядер  ${}^6\text{He}$  при енергіях, що відповідають  $E^*({}^3\text{He}) > 5,493 \text{ MeV}$ , можна спостерігати внесок процесу збудження незв'язаних (резонансних)

станів ядер у підсистемі „протон - дейтрон”. Пошуку збуджених станів ядер  ${}^3\text{He}$  та  ${}^3\text{H}$  присвячено кілька десятків робіт, але згідно з оглядами [7, 8] однозначних свідчень про існування резонансів цих тринуклонних систем немає.

З порівняння наведених у [1 - 3] даних видно, що за останній час схеми рівнів ядер  ${}^{4,6}\text{He}$  суттєво доповнено новими рівнями, які виявлено при дослідженні реакцій типу (7), здебільшого у кінематично неповних експериментах. Виявлені рівні мають ширини  $\Gamma = 2 - 5$  MeV. Потребує уточнення механізм формування резонансоподібної структури інклюзивних спектрів продуктів реакцій типу (7), оскільки їх тричастинковий кінцевий стан може зумовлюватися як збудженням резонансів ядра віддачі R, так і супутніми процесами утворення й розпаду в канал  $1 + 2$  чи  $1 + 3$  резонансів інших ядер [9].

Ядра  ${}^{4,6}\text{He}$  при енергіях збудження  $E({}^4\text{He})^* > 20,6$  MeV,  $E({}^5\text{He})^* > 16,7$  MeV,  $E({}^6\text{He})^* > 12,3$  MeV можуть розпадатися по кількох каналах. Експериментальні дані про розподіл гілок розпаду нез'язаних станів ядер, які збуджуються в тричастинкових реакціях, на цей час відсутні. Це стосується й “термоядерного резонансу”  ${}^5\text{He}^*(16,75$  MeV), який детально досліджувався в бінарних реакціях, зокрема в реакції  $d + t \rightarrow \alpha + n$  [10 - 12] та при пружному розсіянні нейтронів ядрами  ${}^4\text{He}$  [13]. У даній роботі вперше досліджується розпад “термоядерного резонансу” в канал  $d + t$  у тричастинковій реакції (5).

### Умови проведення експерименту

Диференціальні перерізи реакцій (1) - (6) вимірювалися на ізохронному циклотроні У-240 Інституту ядерних досліджень НАН України на виведеному пучку дейтронів з енергією 37 MeV. Мішені виготовлялися прокатом літєвих плівок із природним вмістом  ${}^{6,7}\text{Li}$  та ізотопнозбагаченим (до 95 %) вмістом  ${}^6\text{Li}$ . Товщина мішеней становила  $1,5$  мг/см<sup>2</sup>. Реєстрація, вимірювання енергії та ідентифікація продуктів реакцій здійснювалися за допомогою  $\Delta E - E$ -методики з використанням чотирьох телескопів напівпровідникових детекторів, товщини яких становили 50 мкм для  $\Delta E$ - та 550 мкм для  $E$ -детекторів відповідно. Товщина  $\Delta E$ -детекторів вибиралася таким чином, щоб максимально знизити енергетичний поріг реєстрації продуктів реакцій при збереженні їх розділення за масою.

Тілесні кути реєстрації двох телескопів детекторів, які використовувалися для вимірювань інклюзивних спектрів  ${}^{3,4,6}\text{He}$ , становили  $\Omega_1 = 0,65 \cdot 10^{-3}$  ср,  $\Omega_2 = 0,92 \cdot 10^{-3}$  ср. Для забезпечення

високої ефективності реєстрації продуктів розпаду досліджуваних резонансів у реакціях (1) - (6) використовувалися телескопи з великими тілесними кутами:  $\Omega_3 = 1,14 \cdot 10^{-2}$  ср,  $\Omega_4 = 1,82 \cdot 10^{-2}$  ср. Сумарна енергетична роздільна здатність реєстрації продуктів реакцій визначалася в основному розкидом енергії пучка прискорювача та втратами енергії продуктів реакцій у мішені й становила 1,4 % від значення енергії прискорених частинок.

Накопичення, зберігання та аналіз подій, що реєструвалися, здійснювалися за допомогою методики, яку викладено в [14]. Експериментальна установка забезпечувала реєстрацію подій від кожного з телескопів детекторів  $E_i \times \Delta E_i \times N_D$  ( $i$  – номер телескопу,  $E_i$  – енергії продуктів реакції, що реєструються цими телескопами,  $\Delta E_i$  – втрати енергії частинок у відповідних  $\Delta E$ -детекторах,  $N_D$  – код-ідентифікатор телескопів), а також 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,  $N_D$  – код-ідентифікатор пари телескопів,  $t_{ij}$  – часовий спектр збігів.

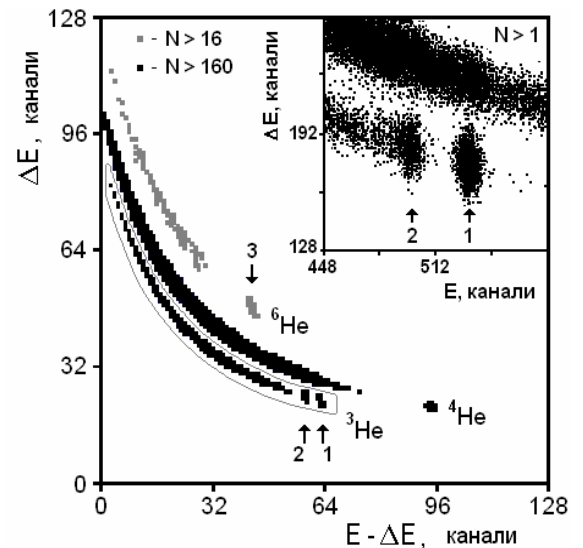


Рис. 1.  $(E - \Delta E)$ -спектр продуктів реакцій  ${}^7\text{Li}(d, {}^{3,4,6}\text{He})$ , що вимірювався під кутом  $\Theta_{\text{лск}} = 22,5^\circ$ . Стрілками з цифрами позначено внески реакцій: 1 –  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}_{\text{о.с.}}$ , 2 –  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}^*(1,8$  MeV), 3 –  ${}^7\text{Li}(d, {}^6\text{He}){}^3\text{He}_{\text{о.с.}}$ . Суцільна лінія – контур маски для сортування подій, що відповідають реєстрації ядер  ${}^3\text{He}$ . У правому верхньому куті рисунка – фрагмент спектра в області внеску основного та першого збудженого станів  ${}^6\text{He}$  в реакції (4).

Типовий  $(E - \Delta E)$ -спектр продуктів взаємодії дейтронів з ядрами літію показано на рис. 1. Дво-вимірні гістограми отримано в різних режимах сортування накопичених подій. Першу з них (повний спектр ізотопів гелію) отримано без сумування амплітуд сигналів з  $\Delta E$ - та  $E$ -детекторів,

другу – з сумуванням цих амплітуд. Ізотопи  $^{3,4}\text{He}$  надійно розділяються за масою, що видно з гістограми ділянки спектра, яка містить події, що відповідають утворенню основного та першого збудженого станів ядра віддачі  $^6\text{He}$  в реакції (4).

Енергетичні спектри ядер  $^{3,4,6}\text{He}$  у вигляді одновимірних гістограм отримувалися сорту-

ванням зареєстрованих подій з обмежувальними масками, які відповідають в  $(E - \Delta E)$ -спектрах реєстрації відповідного ізотопу. Отримані за вказаною процедурою спектри  $^{3,4,6}\text{He}$  наведено на рис. 2 та 3.

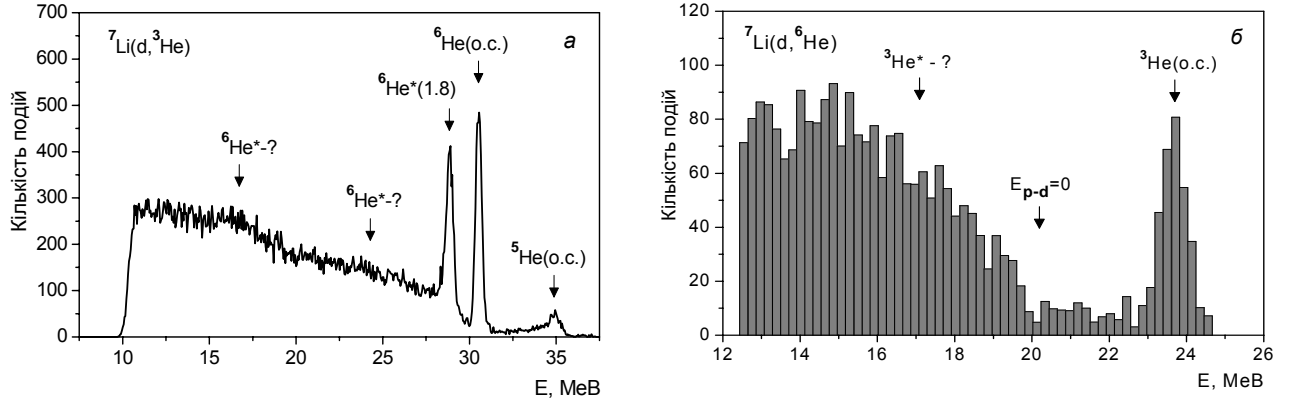


Рис. 2. Енергетичні спектри продуктів реакцій: а –  $^7\text{Li}(d, ^3\text{He})$ , б –  $^7\text{Li}(d, ^6\text{He})$ . Спектри вимірювалися під кутом  $\Theta_{\text{лск}} = 22,5^\circ$ .

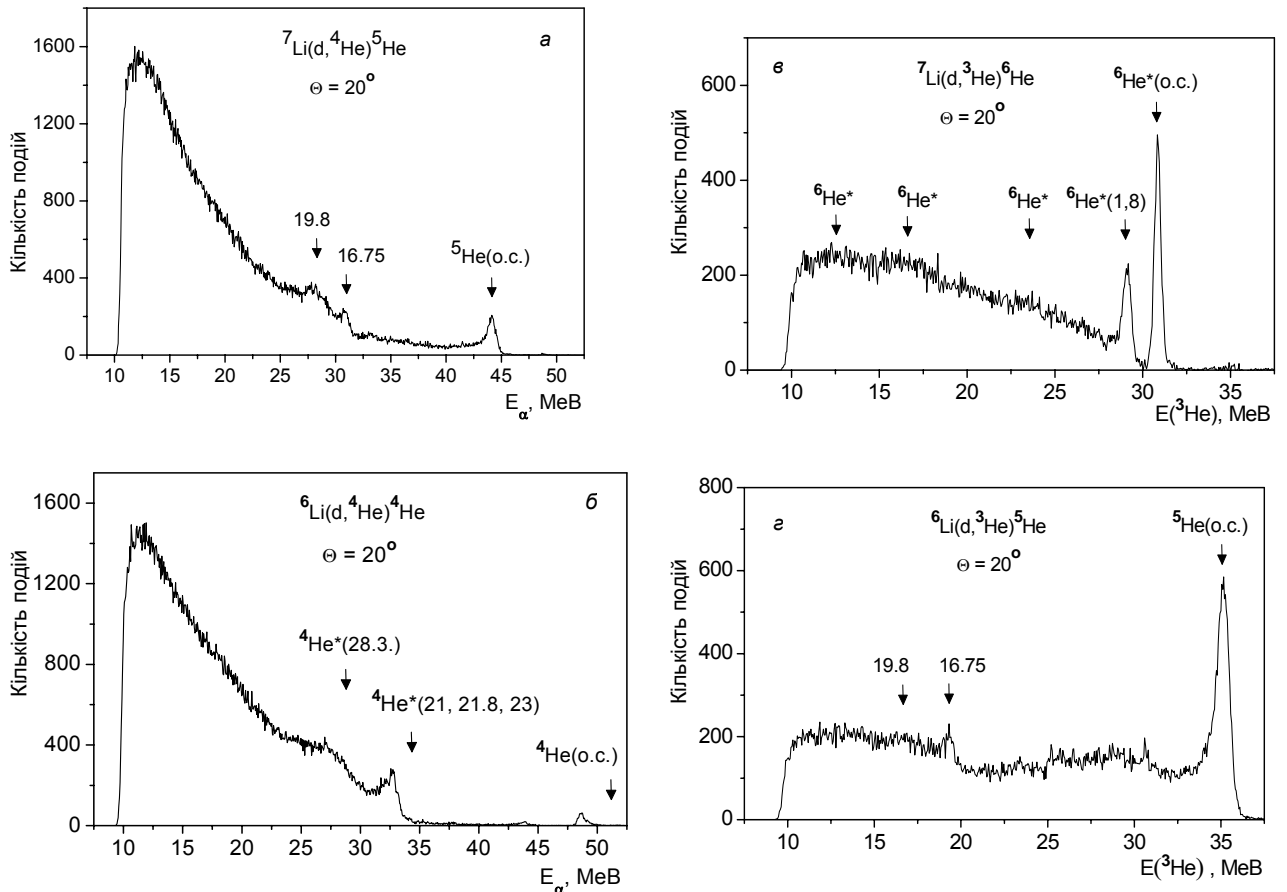


Рис. 3. Інклюзивні спектри продуктів реакцій  $^{6,7}\text{Li}(d, ^{3,4}\text{He})$ , що вимірювалися під кутом  $\Theta_{\text{лск}} = 20^\circ$ . Стрілками позначено положення основних та збуджених станів ядер віддачі  $^{4-6}\text{He}$ .

Оскільки в експерименті використовувалася мішень з природним вмістом  $^7\text{Li}$ , у спектрах  $^{3,4}\text{He}$  з реакцій  $^7\text{Li}(d, ^{3,4}\text{He})$  фоновий вихід цих частинок, зумовлений наявністю в мішені ізотопу  $^6\text{Li}$

(7%), визначався за допомогою спектрів  $^{3,4}\text{He}$ , отриманих для ізотопно-збагаченої мішені  $^6\text{Li}$  (див., наприклад, рис. 3, б, з). Ці спектри після нормування на коефіцієнт, що визначався відно-

шенням виходів реакції  ${}^6\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^5\text{He}_{o.c.}$  та  ${}^6\text{Li}(d, {}^4\text{He}){}^4\text{He}_{o.c.}$  для обох мішеней, віднімалися від спектрів, отриманих для мішені з природним вмістом  ${}^7\text{Li}$ .

Аналіз даних кореляційних експериментів полягав у виконанні ряду процедур сортування багатопараметричних подій, накопичених для чотирьох увімкнених попарно в схему часових збігів телескопів детекторів. Відбір необхідного типу частинок, як і у випадку інклюзивних експериментів, здійснювався шляхом сортування  $\Delta E - E$ -спектрів для кожного з телескопів детекторів та виділення в них відповідних обмежувальних масок. Важливим елементом кореляційних експериментів є аналіз часових розподілів подій.

Часовий спектр збігів усіх продуктів багаточастинкових каналів реакцій  $d + {}^7\text{Li}$  показано на рис. 4. Область спектра, позначена цифрою 1, відповідає реєстрації двох продуктів реакцій, які утворюються при взаємодії з ядрами мішені дейтронів з одного згустку, і містить події дійсних та випадкових часових збігів. Внесок останніх можна визначити за кількістю збігів в областях спектра, позначених цифрою 2. Ці події відповідають реєстрації двох продуктів взаємодії з ядрами мішені бомбардуючих дейтронів із різних згустків. З рис. 4, а видно, що кількість дійсних збігів у часовому спектрі значно перевищує фон випадкових збігів, який практично відсутній у спектрі збігів двох  $\alpha$ -частинок (див. рис. 4, б).

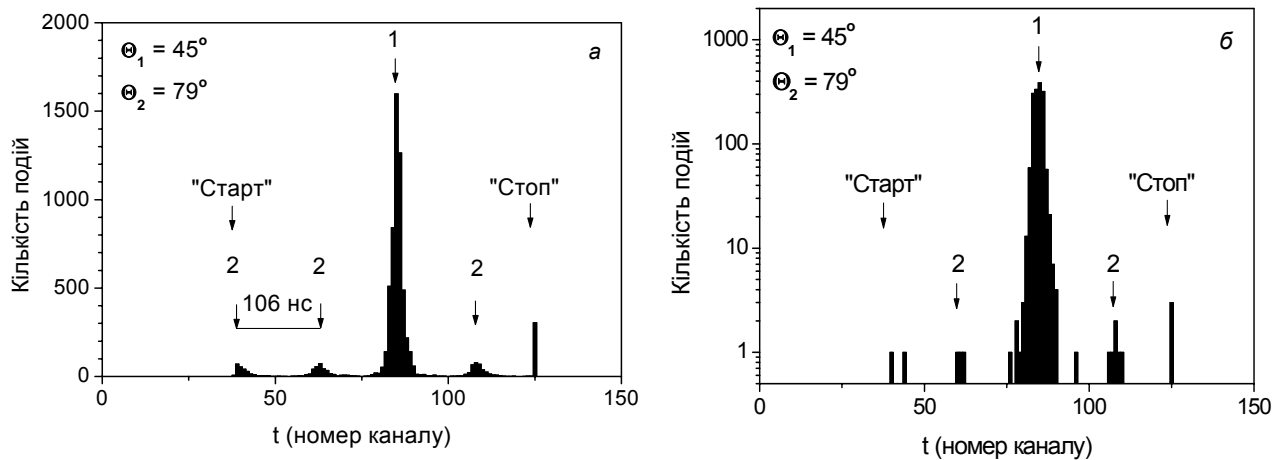


Рис. 4. Сумарний часовий спектр збігів продуктів багаточастинкових каналів реакцій  $d + {}^7\text{Li}$ , що реєструвалися під кутами  $\Theta_1 = 45^\circ$ ,  $\Theta_2 = 79^\circ$ ,  $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$  (а). Часовий спектр  $\alpha\alpha$ -збігів, що реєструвалися під тими ж кутами (б).

### Аналіз інклюзивних спектрів

В інклюзивних спектрах ізотопів  ${}^3,4\text{He}$ , що вимірювалися в діапазоні кутів  $\Theta_{\text{лск}} = 15 - 62^\circ$ , ідентифіковано внески процесів утворення у вихідних каналах реакцій (1) - (6) основних та збуджених станів ядер віддачі  ${}^4-6\text{He}$ . Як видно зі спектрів на рис. 3, усі незв'язані стани цих ядер спостерігаються на фоні континуумних розподілів, які визначають основний вихід ізотопів  ${}^3,4\text{He}$ . Формування спостережуваних в отриманих спектрах континуумів може бути зумовлено кількома механізмами, а саме: збудженням широких резонансів ядер віддачі, статистичним процесом утворення трьох чи чотирьох незв'язаних частинок та розпадом резонансів у супутніх каналах реакцій.

Енергетична залежність диференціальних перерізів реакцій (7), які вимірюються у кінематично повних експериментах, визначається тричастинковою амплітудою  $T_{123}$  [15]:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = C \rho_2(E_1) |T_{123}|^2, \quad (8)$$

$$T_{123} = T_{12} + T_{13} + T_{23}, \quad (9)$$

де  $T_{12}$ ,  $T_{13}$ ,  $T_{23}$  – амплітуди, що відповідають взаємодії всіх трьох пар частинок кінцевого стану реакції;  $\rho_2(E_1)$  – фактор фазового простору [16] у випадку, коли визначаються імпульси двох продуктів реакції (1 і 2);  $C$  – коефіцієнт, який не залежить від енергії  $E_1$ .

В інклюзивних експериментах визначаються диференціальні перерізи, які є результатом інтегрування перерізу (8) по всіх можливих кутах емісії частинки 2 (або 3):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE_1} = C \rho_1(E_1) \int d\Omega_2 |T_{123}|^2, \quad (10)$$

де  $\rho_1(E_1)$  – фактор фазового простору [16], що відповідає реєстрації тільки однієї частинки 1 і

визначає енергетичну залежність перерізу (10) у випадку утворення трьох незв'язаних частинок ( $T_{123} = \text{const}$ ).

При відсутності взаємодії пар частинок 1 + 2 та 1 + 3 ( $T_{12} = 0$ ,  $T_{13} = 0$ ) переріз збудження ядер віддачі, що розпадаються в канал 2 + 3, можна описати простою формулою Брейта - Вігнера

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE_1} = C \rho_1 |T_{23}|^2 = \rho_1 \frac{C}{(E_{2-3} - E_R)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}, \quad (11)$$

де  $E_{2-3}$  – енергія відносного руху пари частинок 2 – 3;  $E_R$  – резонансне значення цієї енергії;  $\Gamma$  – ширина резонансу.

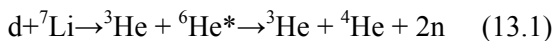
Спрощену процедуру інтегрування перерізів (8) для загального випадку ( $T_{12} \neq 0$ ,  $T_{13} \neq 0$ ) у наближенні відсутності інтерференційних явищ та ізотропності збудження й розпаду резонансів, що розпадаються в канали 1 + 2 та 1 + 3, викладено в [9]. За вказаних умов диференціальний переріз (10) можна описати адитивною сумою внесків резонансної взаємодії у всіх трьох парах кінцевих частинок:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_1} = \sum_i C_i F_i + \sum_j C_j F_j + \sum_k C_k F_k, \quad (12)$$

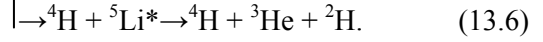
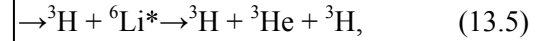
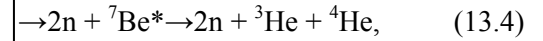
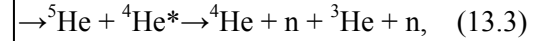
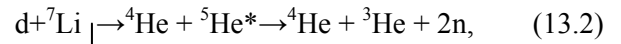
де  $F_i$  – енергетичні розподіли частинок 1, що відповідають резонансній взаємодії частинок 2 + 3 (переріз (11));  $F_j$ ,  $F_k$  – інтегральні розподіли частинок 1 з розпаду резонансів в парах 1 + 2 та 1 + 3 відповідно;  $C_i$ ,  $C_j$ ,  $C_k$  – вагові множники розподілів  $F_i$ ,  $F_j$ ,  $F_k$ .

### Реакції ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He})$ та ${}^7\text{Li}(d, {}^6\text{He})$

В усіх вимірних спектрах ядер  ${}^3\text{He}$  чітко видно внески процесів утворення основного та першого збудженого ( $E^* = 1,8 \text{ MeV}$ ) станів ядра  ${}^6\text{He}$  (див. рис. 2, а та рис. 3, в). Аналіз кутових розподілів перерізів реакцій  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}_{\text{о.с.}}$  та  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}^*(1,8 \text{ MeV})$  за методом зв'язаних каналів реакцій дозволив визначити, що домінуючим механізмом цих реакцій є передача протона [17]. Якщо внесок утворення  ${}^6\text{He}_{\text{о.с.}}$  в енергетичних спектрах є ізолюваним, то в області енергій  ${}^3\text{He}$ , що відповідають енергіям збудження  $E^*({}^6\text{He}) > 0,97 \text{ MeV}$ , окрім внеску першого збудженого стану  ${}^6\text{He}$ , спостерігається континуум, який може зумовлюватися збудженням широких рівнів ядра віддачі  ${}^6\text{He}$  з  $E^* > 2 \text{ MeV}$ , тобто реакцією



або розпадом резонансів  ${}^4,5\text{He}^*$ ,  ${}^5,6\text{Li}^*$  та  ${}^7\text{Be}^*$  в реакціях



Континуум у спектрах  ${}^3\text{He}$  може також формуватися за рахунок статистичного процесу утворення незв'язаних між собою кінцевих продуктів реакцій (13.2) - (13.6). Максимально можливі внески цього механізму для реакцій (13.2) - (13.5) в енергетичний спектр  ${}^3\text{He}$  показано на рис. 5. Розраховані розподіли  ${}^3\text{He}$  не відповідають спостережуваній формі спектрів. Окрім того, згідно з результатами численних досліджень у реакціях з легкими ядрами суттєвого внеску цього механізму не виявлено [1, 2]. Зважаючи на це, подальший аналіз здійснювався без його врахування.

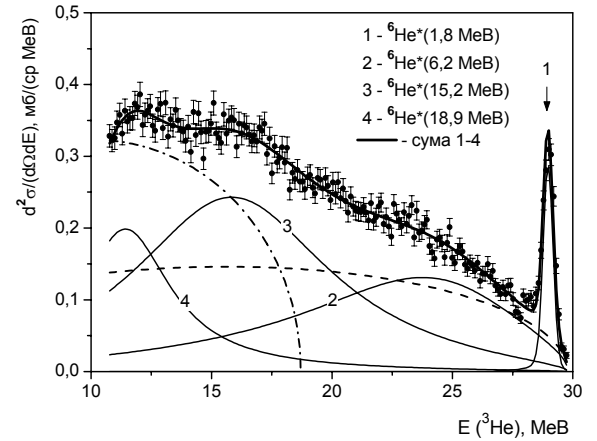


Рис. 5. Енергетичний спектр ядер  ${}^3\text{He}$  ( $\Theta = 20^\circ$ ) з реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He})$ . Криві 1 - 4 відповідають розрахункам можливих внесків збудження резонансів ядра віддачі  ${}^6\text{He}^*$  (див. таблицю). Штрихова та штрихпунктирна лінії – максимально можливі внески процесу утворення незв'язаних частинок  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} + 2n$  у кінцевому стані реакцій (13.1) - (13.4) та  ${}^3\text{H} + {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  в реакції (13.5) відповідно.

З метою визначення можливих внесків процесів резонансної взаємодії в кінцевому стані реакцій (13.1) - (13.6) спектри ядер  ${}^3\text{He}$  аналізувалися за методом найменших квадратів згідно з виразом (12). Результат розрахунку перерізів реакції (13.1) у припущенні існування чотирьох резонансів  ${}^6\text{He}$  в діапазоні енергій збудження до 20 MeV та відсутності внеску реакцій (13.2) - (13.6) ( $F_j = 0$ ,  $F_k = 0$ ) наведено на рис. 5 та в таблиці. Оскільки ширина першого збудженого стану ядра  ${}^6\text{He}^*$  ( $\Gamma_1 = 113 \text{ keV}$  [2]) менша енергетичної роздільної

здатності вимірювань, форма спектральної лінії, що відповідає цьому резонансу, розраховувалася за методом Монте-Карло, а параметром підгонки був лише коефіцієнт  $C_j$ . Отримані з аналізу значення енергій збудження та ширин другого та третього збуджених станів  ${}^6\text{He}$  узгоджуються з даними [2]. Значна частина внеску четвертого резонансу знаходиться поза порогом реєстрації  ${}^3\text{He}$  навіть для малих кутів ( $\Theta < 25^\circ$ ), тому отримані для цього резонансу параметри можуть розглядатися лише як оціночні.

**Результати аналізу спектра ядер  ${}^3\text{He}$  ( $\Theta = 20^\circ$ ) з реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He})$  за умов відсутності (друга колонка) та урахування (третя колонка) внеску реакцій (13.2) - (13.3)**

Резонанси ${}^6\text{He}$	$F_j = 0, F_k = 0$	$F_j \neq 0, F_k \neq 0$	Дані [2]
$E_2^*, \text{MeV}$	$6,2 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,3$	$5,6 \pm 0,3$
$\Gamma_2, \text{MeV}$	$13,0 \pm 3,0$	$13,0 \pm 2,5$	$12,1 \pm 1,1$
$(d\sigma/d\Omega)_2, \text{мб/ср}$	$1,46 \pm 0,02$	$1,23 \pm 0,03$	
$E_3^*, \text{MeV}$	$5,2 \pm 0,3$	$15,1 \pm 0,4$	$14,6 \pm 0,7$
$\Gamma_3, \text{MeV}$	$9,4 \pm 1,2$	$7,4 \pm 0,9$	$7,4 \pm 1,0$
$(d\sigma/d\Omega)_3, \text{мб/ср}$	$2,50 \pm 0,11$	$1,51 \pm 0,15$	
$E_4^*, \text{MeV}$	$18,9 \pm 0,2$	$18,9 \pm 0,2$	$15,5 \pm 0,5$
$\Gamma_4, \text{MeV}$	$3,7 \pm 0,6$	$3,9 \pm 0,8$	$4 \pm 2$
$(d\sigma/d\Omega)_4, \text{мб/ср}$	$1,08 \pm 0,04$	$1,22 \pm 0,07$	

Розраховані згідно з [9] енергетичні розподіли ядер  ${}^3\text{He}$  з розпаду резонансних станів  ${}^5\text{He}^* \rightarrow {}^3\text{He} + 2n$ ,  ${}^4\text{He}^* \rightarrow {}^3\text{He} + n$ ,  ${}^7\text{Be}^* \rightarrow {}^3\text{He} + \alpha$ ,  ${}^6\text{He}^* \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  та  ${}^5\text{Li}^* \rightarrow {}^3\text{He} + d$  у реакціях (13.2) - (13.6) показано на рис. 6, а.

Утворення стану  ${}^5\text{He}^*$  з  $E^* \sim 20 \text{ MeV}$  спостерігалось в енергетичних спектрах  $\alpha$ -частинок з реакції (13.2) (див. рис. 3, а). Для розрахунку енергетичного розподілу ядер  ${}^3\text{He}$  з розпаду цього стану (крива 1 на рис. 6, а) використано середнє для кутового діапазону реєстрації  $\alpha$ -частинок ( $\Theta_{\text{сцм}} = 23-90^\circ$ ) значення перерізу його збудження  $(d\sigma/d\Omega)_{\text{сцм}} = 0,12 \text{ мб/ср}$ . Розрахунки показали, що ці розподіли для всіх кутів реєстрації  ${}^3\text{He}$  мають резонансоподібну форму з шириною на половині висоти 10 MeV і максимумами при енергіях, що відповідають збудженню ядра віддачі  ${}^6\text{He}^*$  (16 MeV) у реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$ .

Дані з перерізів збудження станів  ${}^4\text{He}^*$  в реакції (13.3) відсутні і не можуть бути отримані звичайним способом, оскільки не існує стабільних станів ядра  ${}^5\text{He}$ . Але спостереження стану  ${}^5\text{He}^*$  з  $E^* \sim 20 \text{ MeV}$  у вихідному каналі реакції  ${}^4\text{He} + {}^5\text{He}^*$  дає підставу вважати можливим і збудження ядра  ${}^4\text{He}^*$  до енергій  $E^* > 20 \text{ MeV}$  у вихідному каналі реакції  ${}^5\text{He} + {}^4\text{He}^*$ . Додатковим аргументом на

користь такої можливості є спостереження збудження групи станів  ${}^4\text{He}^*$  з  $E^* = 21 - 23 \text{ MeV}$  та широкого стану з  $E^* = 28,3 \text{ MeV}$  у вихідному каналі реакції  $d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}^*$ . Значення перерізів збудження  $((d\sigma/d\Omega)_{\text{сцм}} \approx 0,05 \text{ мб/ср}$  для кожного з перших трьох указаних рівнів та  $(d\sigma/d\Omega)_{\text{сцм}} = 0,23 \text{ мб/ср}$  для стану з  $E^* = 28,3 \text{ MeV}$ ), визначені зі спектра  $\alpha$ -частинок із реакції  ${}^6\text{Li}(d, {}^4\text{He}){}^4\text{He}^*$  (див. рис. 3, б), було використано для оцінки можливого внеску реакції (13.3) (криві 2 - 5 на рис. 6, а). Спектри  ${}^3\text{He}$  для реакцій (13.4) - (13.6) розраховано у припущенні, що перерізи збудження  ${}^7\text{Be}^*$  та  ${}^6\text{Li}^*$  становлять 0,1 мб/ср, а  ${}^5\text{Li}^* - 0,03 \text{ мб/ср}$ .

Результат параметризації спектра ядер  ${}^3\text{He}$  з урахуванням фіксованого внеску реакцій (13.2) і (13.3) наведено на рис. 6, б. У розрахунках не враховано реакції (13.4) - (13.6) у зв'язку з тим, що згідно з [2] дані про збудження та розпад  ${}^7\text{Be}^* \rightarrow {}^3\text{He} + \alpha$  в реакції (13.4) та  ${}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$  ( $E^* > 15,795 \text{ MeV}$ ) у реакції (13.5) відсутні, а максимальна енергія можливого внеску реакції (13.6) знаходиться поза порогом реєстрації ядер  ${}^3\text{He}$  в даному експерименті.

З наведених у таблиці результатів аналізу видно, що врахування реакцій (13.2) і (13.3) призводить до зменшення значень визначених перерізів збудження другого та третього резонансних станів  ${}^6\text{He}$ . Точне визначення перерізів збудження та резонансних характеристик станів  ${}^6\text{He}$  з  $E^* > 2 \text{ MeV}$  потребує розрахунків внеску всіх супутніх реакцій у формування спектрів  ${}^3\text{He}$  з урахуванням анізотропності процесів збудження та розпаду незв'язаних станів ядер  ${}^4,5\text{He}^*$ ,  ${}^5,6\text{Li}^*$ ,  ${}^7\text{Be}^*$ .

Внесок супутніх каналів реакцій в інклюзивні спектри продуктів тричастинкових реакцій (7) може бути ще вагомим і в деяких випадках домінуючим. Зокрема, це стосується спектрів ядер  ${}^6\text{He}$  з реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^6\text{He})$ , результати аналізу яких наведено в [18]. В інклюзивних спектрах  ${}^6\text{He}$  (див. рис. 2, б), окрім внеску, що відповідає утворенню основного стану ядра  ${}^3\text{He}$ , спостерігається широкий розподіл подій в області енергій, які відповідають енергіям збудження ядра  ${}^3\text{He}$   $E^* = 5,5 - 16 \text{ MeV}$ . Експериментальні спектри можна описати в припущенні існування резонансних станів  ${}^3\text{He}$  з енергіями збудження  $E^* = 8,9, 13,1$  та  $15,8 \text{ MeV}$ . Але виконаний в [18] аналіз показав, що спостережувану структуру спектрів  ${}^6\text{He}$  можна пояснити ймовірнішими процесами, а саме: збудженням та розпадом резонансів ядер  ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{He} + p$ ,  ${}^8\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{He} + d$  та  ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$  в реакціях  ${}^7\text{Li}(d, d){}^7\text{Li}^*$ ,  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}^*$  та  ${}^7\text{Li}(d, 2p){}^7\text{He}$ . Найбільший внесок може давати розпад ядер  ${}^7\text{Li}^*$ , які збуджуються при непружному розсіянні дейтронів.

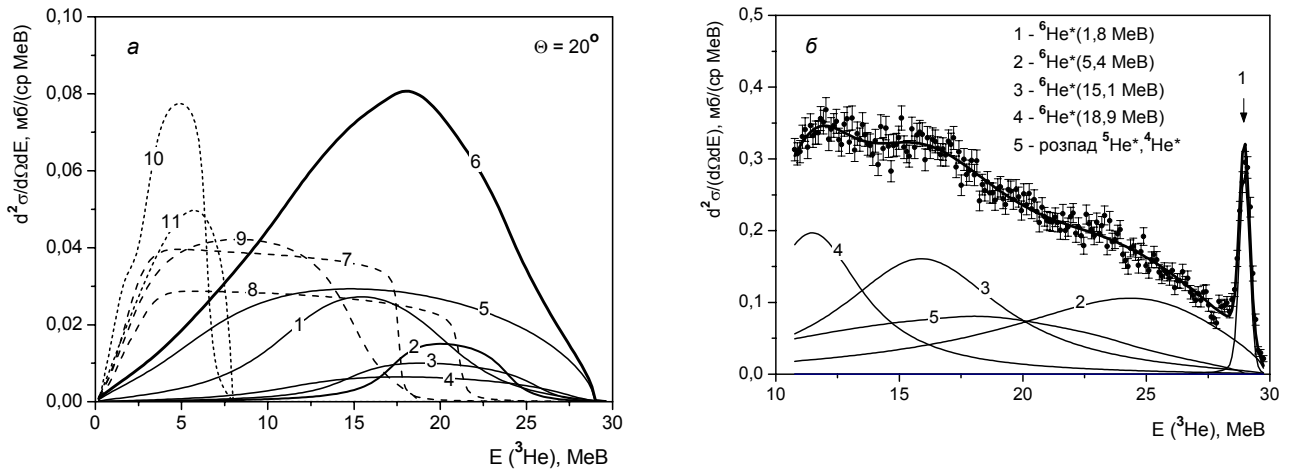


Рис. 6. Розрахунок перерізів реакцій (13.2) і (13.3) для кута емісії ядер  $^3\text{He}$   $\Theta=20^\circ$  (а): 1 – енергетичний розподіл  $^3\text{He}$  з розпаду ядра  $^5\text{He}^*$  ( $E^* = 19,8$  MeV,  $\Gamma = 2,5$  MeV [1, 2]) в реакції (13.2); 2 - 5 – спектри  $^3\text{He}$  з розпаду в реакції (13.3) збуджених станів  $^4\text{He}^*$  [3] (2 –  $E^* = 21,01$  MeV,  $\Gamma = 0,84$  MeV; 3 –  $E^* = 21,84$  MeV,  $\Gamma = 2,01$  MeV; 4 –  $E^* = 23,33$  MeV,  $\Gamma = 5,01$  MeV; 5 –  $E^* = 28,3$  MeV,  $\Gamma = 9,89$  MeV); б – сумарний внесок реакцій (13.2), (13.3); 7 - 11 – спектри  $^3\text{He}$  з розпаду в реакціях (13.4) - (13.6) резонансів [2] (7 –  $^7\text{Be}^*$  ( $E^* = 4,57$  MeV,  $\Gamma = 0,18$  MeV); 8 –  $^7\text{Be}^*$  ( $E^* = 7,21$  MeV,  $\Gamma = 0,4$  MeV); 9 –  $^7\text{Li}^*$  ( $E^* = 17,99$  MeV,  $\Gamma = 3,01$  MeV); 10 –  $^5\text{Li}^*$  ( $E^* = 16,87$  MeV,  $\Gamma = 0,27$  MeV); 11 –  $^5\text{Li}^*$  ( $E^* = 20,5$  MeV,  $\Gamma = 5,0$  MeV)).

Результати параметризації спектра  $^3\text{He}$  ( $\Theta = 20^\circ$ ) з урахуванням збудження резонансів ядра  $^6\text{He}^*$  (1 - 4) та внеску реакцій (13.2) і (13.3) (5) (б).

### Збудження резонансів ядра $^5\text{He}$ в реакції $^7\text{Li}(d,^4\text{He})$

В отриманих для реакції (5) інклюзивних спектрах  $\alpha$ -частинок (див. рис. 3, а, рис. 7, а) внески процесів утворення основного стану ядра  $^5\text{He}$  та його збуджених станів ( $E^* = 16,75$  та 20 MeV) також спостерігаються на фоні континууму, яким зумовлено основний вихід  $\alpha$ -частинок. Внесок

першого збудженого стану з  $E^* \sim 3$  MeV чіткого прояву у вимірних спектрах не має. Зі збільшенням кута реєстрації відношення перерізів збудження  $^5\text{He}^*$  (16,75 і 20 MeV) до перерізів, що відповідають континууму, зменшується (див. рис. 7, а).

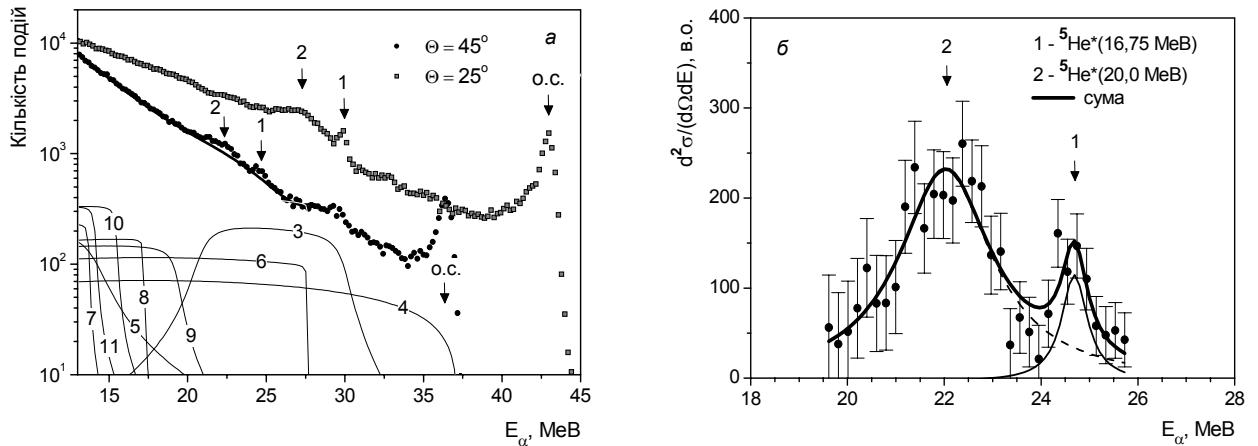
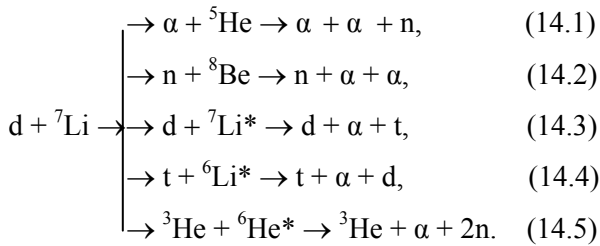


Рис. 7. Інклюзивні спектри  $\alpha$ -частинок з реакції  $^7\text{Li}(d,\alpha)$ , що вимірювалися під кутами  $\Theta = 25^\circ$  та  $45^\circ$  (а). Стрілками позначено положення резонансів ядра віддачі  $^5\text{He}$  (1 –  $^5\text{He}^*$  (16,75 MeV); 2 –  $^5\text{He}^*$  (20 MeV); 3 - 11 відповідають енергетичним розподілам  $\alpha$ -частинок ( $\Theta = 45^\circ$ ) з розпаду резонансів ядер  $^5,6\text{He}$ ,  $^6,7\text{Li}$ ,  $^8\text{Be}$  в реакціях (14.1) - (14.5): 3 –  $^5\text{He}$  (о.с.), 4 –  $^5\text{He}^*$  ( $E^* > 16,75$  MeV), 5 –  $^8\text{Be}^*$  (3,0 MeV), 6 –  $^8\text{Be}^*$  (16,6 MeV), 7 –  $^7\text{Li}^*$  (4,63 MeV), 8 –  $^7\text{Li}^*$  (7,45 MeV), 9 –  $^7\text{Li}^*$  (9,85 MeV), 10 –  $^6\text{Li}^*$  (2,18 MeV), 11 –  $^6\text{He}^*$  (1,8 MeV); крива без позначень відповідає розрахунку фізичного фону. Спектр  $\alpha$ -частинок ( $\Theta = 45^\circ$ ) в області збудження станів ядра віддачі  $^5\text{He}^*$  (16,75 MeV) та  $^5\text{He}^*$  (20 MeV), отриманий після відрахування фізичного фону (б). Криві відповідають розрахунку внесків станів  $^5\text{He}^*$  згідно з виразом (11).

При взаємодії дейтронів з ядрами  ${}^7\text{Li}$  джерелом емісії  $\alpha$ -частинок, окрім реакції (5), можуть бути такі канали реакцій:



Результати розрахунків спектрів  $\alpha$ -частинок з розпаду незв'язаних станів ядер  ${}^5\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Be}$  в реакціях (14.1) - (14.5), виконаних згідно з [9], наведено на рис. 7, а. Спектри розраховано в припущенні, що перерізи збудження вказаних станів ядер однакові. Процеси утворення деяких з них, наприклад основного та збуджених станів  ${}^5\text{He}$  та першого збудженого стану ядра  ${}^6\text{He}$ , спостерігалися в даному експерименті. Розпад цих резонансів та збуджених станів  ${}^6\text{Li}^*(2,18 \text{ MeV})$ ,  ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ MeV})$  було ідентифіковано також у кореляційних спектрах продуктів реакцій (14.1) - (14.5). Слід звернути увагу на особливості інклюзивних спектрів  $\alpha$ -частинок, які можна пояснити тільки внеском супутніх реакцій. Наприклад, у спектрі, що вимірювався під кутом  $\Theta = 45^\circ$ , в області  $E_\alpha \sim 30 \text{ MeV}$  спостерігається характерна "сходінка", якій відповідає внесок розпаду основного стану ядра  ${}^5\text{He}$  (крива 3 на рис. 7, а).

Наведені аргументи свідчать про суттєвий внесок реакцій (14.1) - (14.5) в інклюзивні спектри  $\alpha$ -частинок, але розрахунки їх сумарного внеску згідно з виразом (12) не забезпечують задовільного узгодження з експериментальними даними в області енергій, що відповідає утворенню високозбуджених станів ядра  ${}^5\text{He}$ . З метою визначення перерізів збудження цих станів континуум у вказаній області спектрів апроксимувався поліноміальними функціями. Результат такої апроксимації фізичного фону для одного з спектрів ( $\Theta = 45^\circ$ ) показано на рис. 7, а.

Спектр  $\alpha$ -частинок в області збудження станів ядра віддачі  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  та  ${}^5\text{He}^*(20 \text{ MeV})$ , отриманий після відрахування фізичного фону, наведено на рис. 7, б. З аналізу цього спектра згідно з виразом (11) визначено енергії збудження та ширини другого і третього збуджених станів ядра  ${}^5\text{He}$ :  $E_2^* = 16,6 \pm 0,2 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_2 = 0,7 \pm 0,2 \text{ MeV}$ ;  $E_3^* = 19,6 \pm 0,2 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_3 = 2,3 \pm 0,2 \text{ MeV}$ .

### Розпад резонансів ядра ${}^5\text{He}$ в реакції ${}^7\text{Li}(d, {}^4\text{He})$

Окрім інклюзивних спектрів ядер  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  в експерименті вимірювалися спектри збігів цих ядер

з іншими продуктами багаточастинкових каналів реакцій  $d+{}^6,7\text{Li}$ . На рис. 8 наведено двовимірні спектри збігів двох  $\alpha$ -частинок та  $\alpha$ -частинок з тритонами у вихідних каналах реакцій  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$  та  ${}^7\text{Li}(d, \alpha t)d$ . Тілесні кути реєстрації продуктів реакцій під кутами  $\Theta_1 = 45^\circ$ ,  $\Theta_2 = 79^\circ$  становили  $\Omega_1 = 0,92 \cdot 10^{-3} \text{ ср}$  та  $\Omega_2 = 1,82 \cdot 10^{-2} \text{ ср}$  відповідно. Велике значення тілесного кута  $\Omega_2$  забезпечувало високу ефективність реєстрації продуктів розпаду резонансів ядер віддачі в реакціях (1) - (6), зокрема в реакції (5) першого збудженого стану  ${}^5\text{He}^*$  в канал  $\alpha + n$  та другого збудженого стану  ${}^5\text{He}^*$  ("термоядерного резонансу") в канал  $d + t$ .

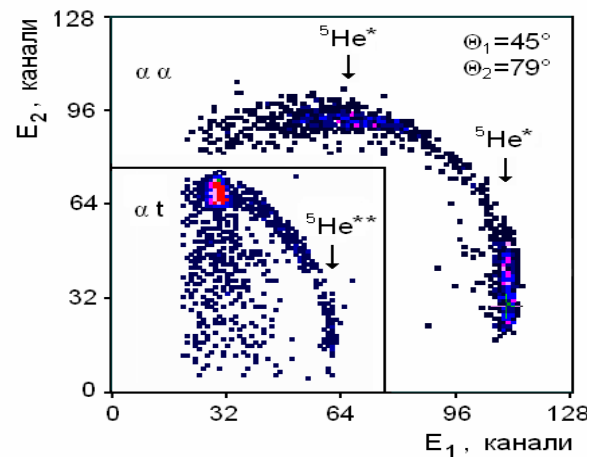
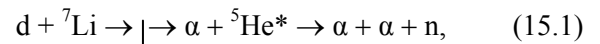


Рис. 8. Двовимірні спектри збігів продуктів реакцій  ${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$  та  ${}^7\text{Li}(d, \alpha t)d$ , що вимірювалися під кутами  $\Theta_1 = 45^\circ$ ,  $\Theta_2 = 79^\circ$ ,  $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$ .

"Термоядерний резонанс"  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  є біляпороговим станом, енергія збудження якого перевищує поріг розпаду  ${}^5\text{He}$  в канал  $d + t$  усього на  $50 \text{ keV}$  [1, 2]. Значно більший енергетичний баланс має канал розпаду  $\alpha + n$  ( $Q = 17,6 \text{ MeV}$ ). У результаті збудження та розпаду  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  у реакції (5) маємо такі тричастинкові канали реакцій:



Розглянемо розпад другого збудженого стану  ${}^5\text{He}^*$  в канал  $d + t$  детальніше, оскільки в тричастинкових реакціях цей канал розпаду ще не досліджувався. На рис. 9 показано спектри збігів продуктів реакцій  ${}^7\text{Li}(d, \alpha t)d$  та  ${}^7\text{Li}(d, \alpha d)t$ , отриманих за допомогою викладеної в [14] процедури відбору кореляційних подій. Найбільш інтенсивні піки в спектрах відповідають збудженню й розпаду резонансу  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  у реакції (15.2) та  ${}^6\text{Li}^*(2,18 \text{ MeV})$ ,  ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ MeV})$  у реакціях (14.4) та (14.3) відповідно. Результати розра-



хунків внесків  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  та  $^6\text{Li}^*(2,18 \text{ MeV})$  за методом Монте-Карло [19], які виконувалися з урахуванням реальних умов кореляційних вимірювань, показано на рис. 9 у вигляді гістограм. У середній частині спектрів мо-

жна спостерігати внески резонансів  $^5\text{He}$  з енергіями збудження  $\sim 20$  та  $24 \text{ MeV}$  [1, 2], а також кількох резонансів ядер  $^6\text{Li}^*$  (див. рис. 9, а) та  $^7\text{Li}^*$  (див. рис. 9, б).

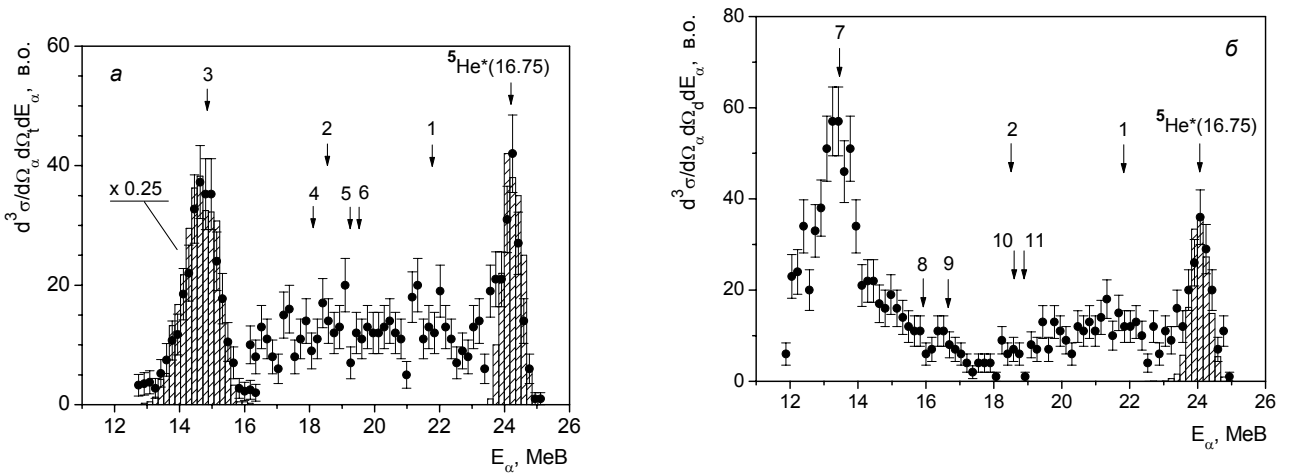


Рис. 9. Кореляційні спектри  $\alpha$ -частинок ( $\Theta_\alpha = 45^\circ$ ), що відповідають реєстрації їх збігів з тритонами (а) та дейтронами (б) у реакціях  $^7\text{Li}(d, \alpha)t$  та  $^7\text{Li}(d, \alpha)t$  відповідно ( $\Theta_{t(d)} = 79^\circ$ ,  $\varphi_\alpha - \varphi_{t(d)} = 180^\circ$ ). Стрілками позначено положення внесків резонансів [1,2]: 1 –  $^5\text{He}^*(20 \text{ MeV})$ ; 2 –  $^5\text{He}^*(24 \text{ MeV})$ ; 3 –  $^6\text{Li}^*(2,18 \text{ MeV})$ ; 4 –  $^6\text{Li}^*(4,31 \text{ MeV})$ ; 5 –  $^6\text{Li}^*(5,37 \text{ MeV})$ ; 6 –  $^6\text{Li}^*(5,65 \text{ MeV})$ ; 7 –  $^7\text{Li}^*(4,63 \text{ MeV})$ ; 8 –  $^7\text{Li}^*(6,68 \text{ MeV})$ ; 9 –  $^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ ; 10 –  $^7\text{Li}^*(9,67 \text{ MeV})$ ; 11 –  $^7\text{Li}^*(9,85 \text{ MeV})$ .

Інтегруванням по енергії отриманих в експерименті тричі диференціальних перерізів реакцій  $^7\text{Li}(d, \alpha)t$  та  $^7\text{Li}(d, \alpha)t$  в області внеску резонансу  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  можна визначити перерізи

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{t(d)}} = \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{t(d)} dE_\alpha} dE_\alpha, \quad (16)$$

які характеризують імовірність збудження цього резонансу та його розпаду в межах тілесного кута реєстрації тритонів (чи дейтронів)  $\Omega_{t(d)}$ . Оскільки апертура детектора, за допомогою якого реєструвалися продукти розпаду, не перекривала повний діапазон кутів розпаду в досліджуваній канал, за методом Монте-Карло було виконано розрахунки ефективності реєстрації (ефективного тілесного кута реєстрації) [19, 20] продуктів розпаду  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV}) \rightarrow d + t$  у реакціях (15.1) і (15.2):

$$\varepsilon = N_{t(d)} / N_{^5\text{He}^*}, \quad (17)$$

де  $N_{^5\text{He}^*}$  – змодельована кількість збуджених ядер  $^5\text{He}^*$  (відповідна кількість  $\alpha$ -частинок, що “реєструються” без збігів з тритонами чи дейтронами);  $N_{t(d)}$  – кількість “зареєстрованих” збігів  $\alpha$ -частинок з тритонами (дейтронами) із розпаду  $^5\text{He}^*$ . Отримані значення ефективності реєстрації тритонів ( $\varepsilon_t = 0,56$ ) та дейтронів ( $\varepsilon_d = 0,41$ ) у припущенні ізотропності розпаду можна використа-

ти для оцінки диференціальних перерізів, що відповідають розпаду в усьому діапазоні можливих кутів  $\Omega_{t(d)}$ :

$$\frac{d\sigma_{dec}}{d\Omega_\alpha} = \frac{1}{\varepsilon_{t(d)}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{t(d)}}. \quad (18)$$

Переріз збудження  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  визначається з інклюзивних спектрів  $\alpha$ -частинок, які також вимірювалися під кутом  $\Theta_\alpha = 45^\circ$  (див. рис. 7, б), інтегруванням по енергії в області внеску цього резонансу:

$$\frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega_\alpha} = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha dE_\alpha} dE_\alpha. \quad (19)$$

З відношення диференціальних перерізів (18) та (19) можна визначити ймовірність розпаду  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  у канал  $d + t$  [20]:

$$P(d + t) = \frac{d\sigma_{dec}}{d\Omega_\alpha} / \frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega_\alpha}. \quad (20)$$

Визначені згідно з (20) значення ймовірності розпаду  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  при реєстрації  $\alpha t$ - та  $\alpha d$ -збігів становлять  $0,044 \pm 0,009$  та  $0,043 \pm 0,009$  відповідно. Імовірність розпаду цього резонансу в бінарних реакціях можна оці-

нити з відношення  $\Gamma_{td}/\Gamma = 0,34$  [10 - 13], де  $\Gamma_{td}$  – парціальна ширина розпаду в канал  $d + t$ ,  $\Gamma$  – повна ширина резонансу. Зважаючи на те, що продукти розпаду  ${}^5\text{He}^*$  в реакції (15.2) реєструвалися в межах великих тілесних кутів, які охоплювали близько 50 % повного діапазону можливих кутів розпаду, значна відмінність даних, отриманих у даній роботі та при дослідженні бінарних реакцій, не може бути зумовлена, на думку авторів, анізотропією процесу розпаду, яку не враховано при обчисленні перерізів (18).

Значне зменшення ймовірності розпаду  ${}^5\text{He}^*$  в реакції (15.2) можна пояснити впливом кулонівського поля супутньої  $\alpha$ -частинки на розпад цього біляпорогового резонансу [16, 21, 22]. Подібний ефект спостерігався при дослідженні збудження резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$  та його розпаду по каналах  ${}^6\text{Li} + n$ ,  $\alpha + t$  у реакціях  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$ ,  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)t$  [23]. З результатами [23] узгоджуються виконані в рамках розробленої в [16, 21, 22] модифікованої теорії взаємодії в кінцевому стані розрахунки з урахуванням впливу кулонівського поля супутнього ядра на процес розпаду резонансів в багаточастинкових реакціях [24].

Слід також зазначити, що при дослідженні реакції (15.1) у кінематично повному експерименті авторами [25] отримано значення ширини другого збудженого стану  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  ( $\Gamma = 500 \text{ keV}$ ), яке суттєво відрізняється від даних для бінарних реакцій ( $\Gamma = 76 \text{ keV}$ ) [2, 10-13]. Для другого збудженого стану  ${}^5\text{Li}^*(16,7 \text{ MeV})$ , який також є біляпороговим, в інклюзивних спектрах  $\alpha$ -частинок із реакції  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^5\text{Li}^*$  [26] спостерігалось зменшення ширини резонансу порівняно з даними для бінарних реакцій [1, 2].

## Висновки

У кінематично повних та неповних експериментах при енергії дейтронів 37 MeV досліджено реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^{3,4,6}\text{He})$ , у вихідних каналах яких утворюються стабільні та нестабільні стани ядер віддачі  ${}^{3-6}\text{He}$ . Визначено перерізи утворення основних та ряду збуджених станів цих ядер, а також показано, що спостережуваний в інклюзивних спектрах ядер  ${}^{3,4,6}\text{He}$  континуум може формуватися за рахунок процесів розпаду по каналах  ${}^{3,4,6}\text{He}$  різних резонансних станів ізотопів гелію, літію та берилію, які утворюються в супутніх каналах реакцій. У деяких випадках енергетичні розподіли продуктів розпаду резонансів можна помилково інтерпретувати як прояв збудження резонансних станів ядер віддачі. Для коректного визначення параметрів резонансів, що збуджуються в багаточастинкових реакціях, необхідні комплексні дослідження в кінематично повних та неповних експериментах.

З аналізу даних інклюзивних та ексклюзивних експериментів визначено ймовірність розпаду в реакції  ${}^7\text{Li}(d, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$  резонансу  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  в канал  $d + t$ , значення якої ( $0,044 \pm 0,009$ ) суттєво відрізняється від даних, отриманих при дослідженні бінарних реакцій [10 - 13]. Виявлені в даній та інших роботах [23 - 26] аномальні властивості біляпорогових резонансів потребують подальших експериментальних та теоретичних досліджень.

Робота виконувалась за фінансовою підтримкою Міністерства освіти і науки України (грант Фонду фундаментальних досліджень 02.07/00244).

## 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. *Tilley D.R., Weller H.R., Hale G.M.* Energy levels of light nuclei  $A = 4$  // Nucl. Phys. A. - 1992. - Vol. 541, No. 1. - P. 1 - 104.
4. *Levine S.H., Bender R.S., McGruer J.N.* Angular distributions of Deuteron-Induced Reactions in Lithium // Phys. Rev. - 1955. - Vol. 97, No. 5. - P. 1249 - 1254.
5. *Stokes R.H., Young P.G.* Search for Excited States of  ${}^6\text{He}$  // Phys. Rev. C. - 1978. - Vol. 3. - P. 984- 991.
6. *Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др.* Эмиссия «динейтрона» из возбужденного состояния ядра  ${}^6\text{He}$  // Письма в ЖЭТФ. – 1985. - Т.42, вып. 7. - С. 303 - 305.
7. *Möller K., Orlov Yu.V.* Resonances in three-particle systems // Phys. of Elem. Part. and Atom. Nucl. - 1989. - Vol. 20, No. 6. - P. 1341 - 1395.
8. *Tilley D.R., Weller H.R., Hasan H.H.* Energy levels of light nuclei  $A = 3$  // Nucl. Phys. A. - 1987. -Vol. 474, No. 1. - P. 1 - 60.
9. *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.
10. *Jarmie N., Brown R.E., Hardekopf R.A.* Fusion-energy reaction  ${}^2\text{H}(t, \alpha)n$  at  $E_t = 12.5$  to 117 keV // Phys. Rev. C. – 1984. - Vol. 29, - P. 2031 - 2046.
11. *Brown R.E., Jarmie N., Hale G.M.* Fusion-energy reaction  ${}^3\text{H}(d, \alpha)n$  at low energies // Phys. Rev. C. - 1987. - Vol. 35. - P. 1999 - 2004.
12. *Barker F.C.*  $3/2^+$  levels of  ${}^5\text{He}$  and  ${}^5\text{Li}$ , and shadow poles // Phys. Rev. C. - 1997. - Vol. 56, No.5. - P. 2646 - 2653.

13. Hoesner B., Heeringa W., Klages H.O. et al. Measurements of the  $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$  total neutron cross sections up to 40 MeV // *Phys. Rev. C.* – 1983. - Vol. 28. - P. 995 - 999.
14. 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.
15. 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.
16. 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.
17. Горпинич О.К., Добриков В.Н., Кива В.О. и др. Механизмы реакции  $^7\text{Li}(d, ^3\text{He})^6\text{He}$  // Программа и тез. докл. 54-го Междунар. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. – Белгород, 2004. - С. 168.
18. Pavlenko Yu. N., Dobrikov V. N., Doroshko N. L. et al. 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.
19. Павленко Ю.Н., Кива В.А., Коломієць І.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.
20. 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.
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. 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.* – 1996. Vol. E5. – P. 175 - 190.
23. 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  $^7\text{Li}$  // *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. 55.
24. 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 // *Ibid.* - P. 69.
25. Arena N., Cavallaro Seb., Fazio G. et al. Three-body effects in the  $^7\text{Li}(d, \alpha n)$  reaction // *Phys. Rev. C.* - 1989. Vol. 40, No.1. - P. 55 - 58.
26. 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.* - 1990. - Vol. G16. - P. 1511 - 1515.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПОВ ГЕЛИЯ В РЕАКЦИЯХ $^6,7\text{Li}(d, ^{3,4,6}\text{He})$ ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ 37 МэВ

Ю. Н. Павленко, О. К. Горпинич, В. Н. Добриков, Н. Л. Дорошко,  
В. А. Кива, И. Н. Коломиец, В. И. Медведев, Вал. Н. Пирнак

В кинематически полных и неполных экспериментах при энергии дейтронов 37 МэВ исследованы процессы образования в выходных каналах реакций  $^6,7\text{Li}(d, ^{3,4,6}\text{He})$  стабильных и нестабильных состояний ядер отдачи  $^{3-6}\text{He}$ . Определены сечения возбуждения основных и ряда возбужденных состояний этих ядер, а также исследованы возможные механизмы формирования наблюдаемых в инклюзивных спектрах ядер  $^{3,4,6}\text{He}$  континуумов. Из анализа данных инклюзивных и эксклюзивных экспериментов определена вероятность распада в реакции  $^7\text{Li}(d, ^4\text{He})^5\text{He}$  резонанса  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ МэВ})$  в канал  $d + t$ , значение которой существенно отличается от данных, полученных при исследовании бинарных реакций.

### EXPERIMENTAL STUDY OF THE EXCITED STATES OF HELIUM ISOTOPES IN THE REACTIONS $^7\text{Li}(d, ^{3,4,6}\text{He})$ AT DEUTERON ENERGY OF 37 MeV

Yu. M. Pavlenko, O. K. Gorpynych, V. N. Dobrikov, N. L. Doroshko,  
V. O. Kyva, I. N. Kolomiets, V. I. Medvedev, Val. M. Pirnak

The processes of formation of stable and unstable states of  $^{3-6}\text{He}$  recoil nuclei in the exit channels of reactions  $^6,7\text{Li}(d, ^{3,4,6}\text{He})$  have been studied in kinematically complete and incomplete experiments at deuteron energy of 37 MeV. The excitation cross-sections of ground and the number of excited states of these nuclei have been determined. The possible mechanisms of continuum formation in inclusive spectra of  $^{3,4,6}\text{He}$  nuclei have been also studied. The probability of decay of resonance  $^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  into  $d + t$  channel in reaction  $^7\text{Li}(d, ^4\text{He})^5\text{He}$  has been determined from the analysis of inclusive and exclusive experiments. Obtained data essentially differs from that obtained at the study of binary reactions.

Надійшла до редакції 19.07.06,  
після доопрацювання – 05.10.06.