

ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗОНАНСІВ -<sup>3</sup>He ВЗАЄМОДІЇ В ОБЛАСТІ ВІДНОСНИХ ЕНЕРГІЙ  
 $1 < E_x < 20$  MeV У ТРИЧАСТИНКОВОМУ ПРОЦЕСІ  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{15}\text{C} + \alpha + {}^3\text{He}$

В. Осташко<sup>1</sup>, М. Латгуада<sup>2</sup>, М. Мілін<sup>3</sup>, О. Горюнов<sup>1</sup>, А. Ді П'єтро<sup>2</sup>, Д. Мілянїч<sup>3</sup>, М. Задро<sup>3</sup>,  
 А. Муцумара<sup>2</sup>, М.-Г. Пелегрїті<sup>2</sup>, С. Романо<sup>2</sup>, С. Тудїско<sup>2</sup>, А. Тумїно<sup>2</sup>, П. Фїгуєра<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Південна лабораторія ядерної фізики Національного інституту ядерної фізики, Катанія, Італія

<sup>3</sup> Лабораторія експериментальної ядерної фізики інституту Р. Божковича, Загреб, Хорватія

Двочастинкові збіги ідентифікованого  ${}^{15}\text{C}$  та неідентифікованої частинки з процесу зіткнень  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$  при енергії  $E({}^9\text{Be}) = 89$  MeV аналізувалися як тричастинкові процеси  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C}\alpha){}^3\text{He}$  та  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C}\tau){}^4\text{He}$ . У спектрі відносної енергії пари  $\alpha - \tau$  спостерігаються резонанси, що відповідають відомим рівням  ${}^7\text{Be}$  з  $E_x({}^7\text{Be}) = 4,7, 6,73$  і  $9,2$  MeV та ідентифікуються нові, відносно вузькі резонанси, з  $E_x({}^7\text{Be}) \sim 11,6, 13, (14,1), 15,7$  та  $18$  MeV. Той факт, що не спостерігалися збуджені стани  ${}^7\text{Be}$  з  $E_x({}^7\text{Be}) = 7,21$  та  $\sim 10$  MeV, пояснюється в роботі їх не  $\alpha - \tau$ -кластерною природою.

**Вступ**

Уже однозначно встановлено, що  $\alpha$ -кластеризація є суттєвим моментом в інтерпретації властивостей легких ядер з  $N \approx Z$ . Експериментально продемонстровано й теоретично пояснено, що в спектрі збуджених станів легких ядер є ротаційні смуги рівнів, які відповідають як проявам властивостей однієї, майже як окремо виділеної  $\alpha$ -частинки, так і більш складних побудов з  $\alpha$ -частинок, таких як  ${}^8\text{Be}, {}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O}$ . Такі ж прояви кластеризації спостерігаються у відповідних нейтронадлишкових ядрах (див., наприклад, матеріали конференцій [1] та огляди [2, 3]). Цікавим, з точки зору можливості прояву кластерних ефектів, є дослідження властивостей відповідних ядер в околі  $N \approx Z$  зі зменшеним на одиницю числом протонів чи нейтронів, тобто, умовно кажучи,  $\alpha$ -частинка замінюється на  $t$  чи  $\tau$ . Чи залишається при цьому в ядрі тринуклонна структура кластером  $t(\tau)$ , чи ці три нуклони нескорельовані між собою? Таке питання немає однозначної відповіді, є дискусійним у теоретичних підходах [3, 4] і зараз починає досліджуватися експериментально [5, 6].

Теоретичні передбачення спектра збуджених станів ізотопів  ${}^6\text{Be}$  та  ${}^7\text{Be}$  в рамках кластерних моделей мають дуже приблизне узгодження з експериментальним спектром, на відміну від розрахунків для ізотопів берилію з валентними нейтронами [4, 9]. Представлений спектр збуджених станів дзеркального ядра  ${}^7\text{Li}$  в одній із перших спроб застосування квантових Монте-Карло розрахунків (МКР) добре збігається з відомим, експериментально встановленим спектром до енергій збудження  $E_x \leq 12$  MeV [10]. Але в цій теорії не зроблено якихось висновків про проблематичні рівні систем з  $A = 7$ . Наприклад, теорією не передбачається збудженого стану(ів)

в околі 17 MeV з  $J^\pi = 1/2^-$ , що є в експериментальному спектрі  ${}^7\text{Be}$ . Також у розрахунках прогнозуються два рівні в області збуджень  ${}^7\text{Li}$  11 - 13 MeV, які не ставляться у відповідність до експериментально спостережених при  $E_x \approx 13,7$  та  $14,7$  MeV [8]. У той же час ці експериментально встановлені рівні  ${}^7\text{Li}$  не мають аналогів в експериментальному спектрі  ${}^7\text{Be}$  [8]. Є також неузгодженість розрахованих по МКР і експериментально встановлених значень спінів для рівнів в області енергій збуджень 9 - 11 MeV.

Експериментальне дослідження спектра збуджених станів ізотопів  $A = 7$  з точки зору їх можливої кластерної природи можна проводити через відповідне  $(\alpha + t(\tau), {}^6\text{Li}+n(p))$  пружне розсіяння з подальшим фазовим аналізом отриманих кутових розподілів і потім  $R$ -матричним аналізом енергетичної залежності фаз, на зразок роботи [11]. Цей метод дозволяє визначити, разом із положенням і шириною рівнів, також і їх спіни. Недоліком даного методу є те, що експериментальний матеріал для нього не може бути отриманий з безкінечно малим кроком по енергії пучка. Реально експериментальні кутові розподіли перерізів та поляризаційних величин отримуються з великим енергетичним кроком. У той же час величина цього кроку дає суттєвий, а можливо і визначальний, вклад у похибку енергетичних параметрів рівнів. Крім того, існує неоднозначність фазового аналізу, що вносить додаткові невизначеності в параметри ідентифікованих тут резонансів, особливо для складної спінової структури, як у випадку  ${}^6\text{Li}+n(p)$  ( $1+1/2$ ). У той же час абсолютну більшість інформації про спектр збуджених станів ядер  ${}^7\text{Be}({}^7\text{Li})$  отримано саме в таких експериментах. Тому в даній роботі проведено дослідження спектра збуджень ядра  ${}^7\text{Be}$  як резонансів у парі  $\alpha - \tau$  в тричастинковій реакції

$^{13}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{15}\text{C} + \alpha + \tau$ , що забезпечило недискретний по енергії аналіз області збуджень  $1 < E_x(^7\text{Be}) < 20$ .

### Експеримент та результати

Експериментальну частину роботи виконано в Південній лабораторії ядерної фізики Національного інституту ядерної фізики (м. Катанія, Італія) на пучку ядер  $^{13}\text{C}$  тандем-генератора з енергією частинок 89,45 MeV. Вихідна частинка  $^{15}\text{C}$  ідентифікувалася  $\Delta E \times E$ -спектрометром із позиційночутливим  $E$ -детектором і  $\Delta E$ -детектором товщиною 18,3 мкм. Телескоп мав кутовий захват  $\Delta\theta_{\text{лаб}} = (8 \div 16)^\circ$  уздовж напрямку позиційної чутливості  $E$ -детектора та  $\Delta\varphi = \pm 0,9^\circ$  у перпендикулярному. Вісь пучка та середня лінія  $E$ -детектора уздовж напрямку його позиційної чутливості були в одній площині (площина реакції). Частинка на збігах з  $^{15}\text{C}$  реєструвалася комплексом з 48 позиційночутливих детекторів, розташованих з обох сторін напрямку пучка із загальним кутовим захватом  $\Delta\theta_{\text{лаб}} \sim 50^\circ$  уздовж напрямку позиційної чутливості детекторів, що були паралельні площині реакції. Детектори було змонтовано у чотири збірки по 12 детекторів, кожна з яких забезпечувала реєстрацію в діапазоні кутів  $\Delta\varphi = (-10 \div 10)^\circ$  за межами площини реакції. Більш детальний опис експерименту викладено в [12 - 14].

Початковий відбір подій, що відповідають тричастинковим процесам  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C})^7\text{Be} \rightarrow \alpha + \tau$  проводився по  $Q$ -спектрах процесу (методику див., наприклад, [14]). Оскільки ідентифікації частинки, зареєстрованої у збігах з  $^{15}\text{C}$ , не проводилося,  $Q$ -спектр розраховувався з припущеннями, що неідентифікованою частинкою є або  $\alpha$ -частинка, або  $\tau$ , тобто ми розраховували всі події як тричастинкову реакцію  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\alpha)^3\text{He}$  (рис. 1, а) або весь експеримент оцінювався як реакція  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\tau)^4\text{He}$  (рис. 1, б).

На обох спектрах спостерігається пік, що відповідає тричастинковій реакції. Якщо б процес ішов через основні стани вихідних частинок і основні стани проміжних систем, то його  $Q_{000} = -12,75$  MeV. По положенню експериментальних піків (див. рис. 1) можна зробити висновок, що тричастинкова реакція  $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{C} + \tau + \alpha$  йде через метастабільний стан  $^{15}\text{C}(5/2^+, 0,74$  MeV) [15, 16] (хоча і немає видимих обмежень по спів-

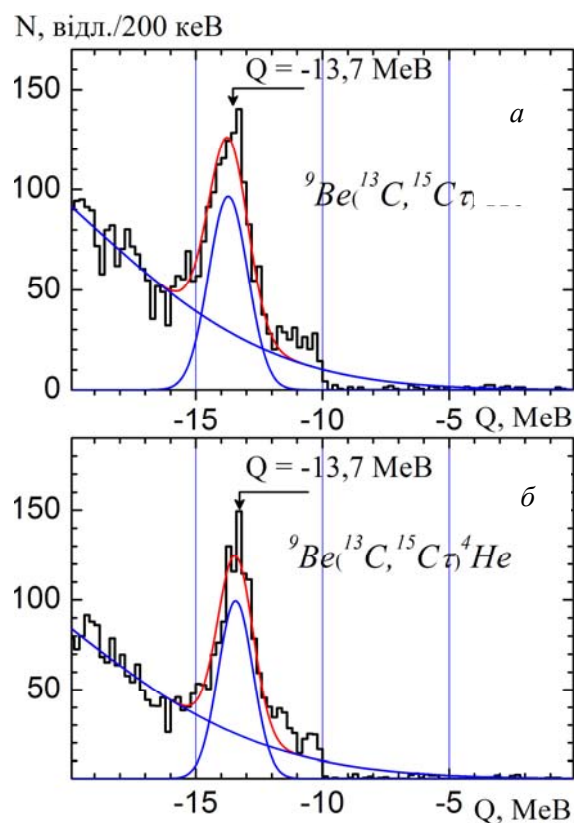


Рис. 1.  $Q$ -спектр подій, що відповідає двочастинковим збігам ядра  $^{15}\text{C}$  з іншою неідентифікованою частинкою і розрахований як для реакції  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\alpha)^3\text{He}$  (а), так і  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\tau)^4\text{He}$  (б).

відношенню спінів для процесів із переходом в основний стан  $^{15}\text{C}$ ). Також експериментальна ширина  $Q$ -піка показує, що, можливо, процес іде як через основний, так і перший збуджений стан ядра  $^7\text{Be}(1/2^-, 0,43$  MeV) [8, 16].

Двовимірні проекції відібраних подій в околі  $-15 < Q < -12$  в координатах відносних енергій не аналізувалися через недостатню статистику. На основі існуючого досвіду проведення таких експериментів, у тому ряду й нашого досвіду [11, 14] у подальшому аналізувалися лише одновимірні розподіли подій у шкалі відносної енергії  $E(\alpha - \tau)$  з урахуванням енергетичної залежності ефективності реєстрації.

При аналізі розподілів подій із багаточастинкових експериментів у проекції відносної енергії існує проблема визначення експериментальної роздільної здатності (похибки) по цій величині – відомо, що вона може бути не однаковою для всього досліджуваного діапазону відносних енергій. Більш того, події з однаковим значенням відносної енергії можуть мати різну похибку свого визначення, оскільки зареєстровані в різних кутових діапазонах. Застосування позиційночутливих детекторів дає можливість оцінити й

урахувати змінність енергетичної роздільної здатності по відносній енергії пари частинок.

На рис. 2 представлено двовимірні розподіли залежності похибки визначення відносної енергії пари частинок від значення відносної енергії для випадку обох розрахованих процесів. Ці розподіли подібні в загальних рисах: двовимірна форма заповнення близька до трикутника (у лінійних шкалах), але максимальна величина похибки для процесу  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\tau)^4\text{He}$  досягає значення  $\sim 1$  MeB, а для  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\alpha)^3\text{He}$  – майже 2,5 MeB.

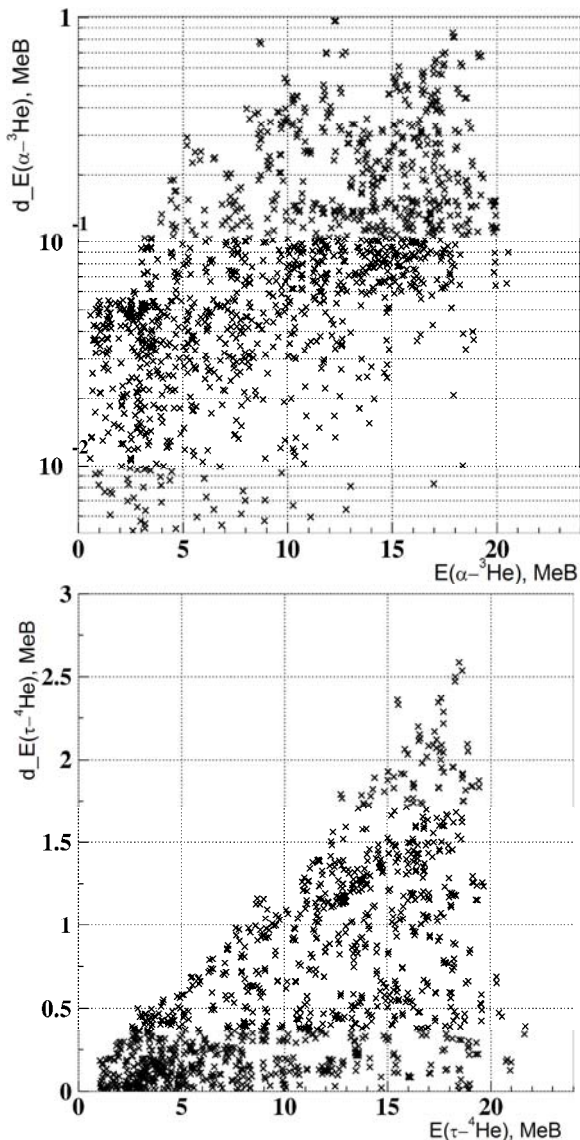


Рис. 2. Розподіли похибки визначення відносної енергії пари  $\tau$  –  $\alpha$  залежно від величини відносної енергії для тричастинкових збігів процесу  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\alpha)^3\text{He}$  (верхній) та  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}^3\text{He})\alpha$  (нижній).

Урахування змінності роздільної здатності по відносній енергії при побудові відповідних одновимірних спектрів проводилося за таким методом.

Вибирався енергетичний крок  $dE_{12}$  одновимірного спектра відносної енергії  $E_{12}$ . Для кожного діапазону спектра  $(E_{12}, E_{12} + dE_{12})$  уся кількість експериментальних точок з  $(E_{12} < E_{12}^{\text{експ}} < E_{12} + dE_{12})$  розбивалася на групи  $N(E_{12}^{\text{експ}}, \Delta E^{\text{експ}})$  з близькими значеннями похибок  $\Delta E^{\text{експ}} \approx \Delta E$  (це може бути й одна подія). Тоді ймовірність того, що подія (група подій), оцінена з похибкою  $\Delta E^{\text{експ}}$  і має значення  $E_{12}$ , можна записати як  $X(E_{12}) = Ae^{-(E_{12} - E_{12}^{\text{експ}}) / \Delta E^{\text{експ}}}$ , де  $A$  – параметр нормування й визначається традиційно, з умови збереження  $\sum X(E_{12}) = N(E_{12}^{\text{експ}}, \Delta E^{\text{експ}})$ .

За цією формулою для кожної такої групи подій розраховується величина  $X(E_{12})$  в кожній точці гістограми  $E_{12}$ , що будується, і цими значеннями заповнюються відповідні комірки гістограми  $(E_{12}, E_{12} + dE_{12})$ . Потім такий розрахунок проводиться для груп з іншими значеннями похибок  $\Delta E$  цього ж діапазону енергій  $(E_{12}, E_{12} + dE_{12})$  й доповнюються значення відповідних комірок гістограми. Така процедура проводиться по всіх діапазонах спектра  $E_{12}$ . Ясно, що для „традиційних спектрів”, наприклад з бінарних процесів, з постійною (незалежною від енергії) експериментальною роздільною здатністю і за умови, що вибраний енергетичний крок спектра є більшим за цю роздільну здатність, такий спектр буде збігатися з перерахованим за наведеною вище методикою.

Вибір енергетичного кроку представлення одновимірному спектра відносної енергії  $dE_{12}$  також є специфічною процедурою. Він може бути з області дуже малих значень відносної енергії (див. рис. 2) і тоді буде втрачена статистична достовірність через збільшення числа каналів. Можна вибрати  $dE_{12}$  з області великих значень відносної енергії, але тоді можна втратити енергетичну структуру в області малих енергій. Більш правильно, звичайно, аналізувати окремі діапазони спектра з енергетичним кроком, що відповідає цьому діапазону, але така процедура є довготривалою. Можна також орієнтуватись на усереднене по всіх точках спектра значення величини похибки визначення енергії. Ці усереднені значення похибки склали 0,12 та 0,65 MeB при розрахунку як для процесу  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\tau)^4\text{He}$ , так і  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{15}\text{C}\alpha)^3\text{He}$  відповідно. Уже така оцінка показує, що більш достовірними повинні бути дані з першого процесу.

Рис. 3 представляє розподіл по величині відносної енергії  $E(\alpha - \tau)$  подій, відібраних з умо-



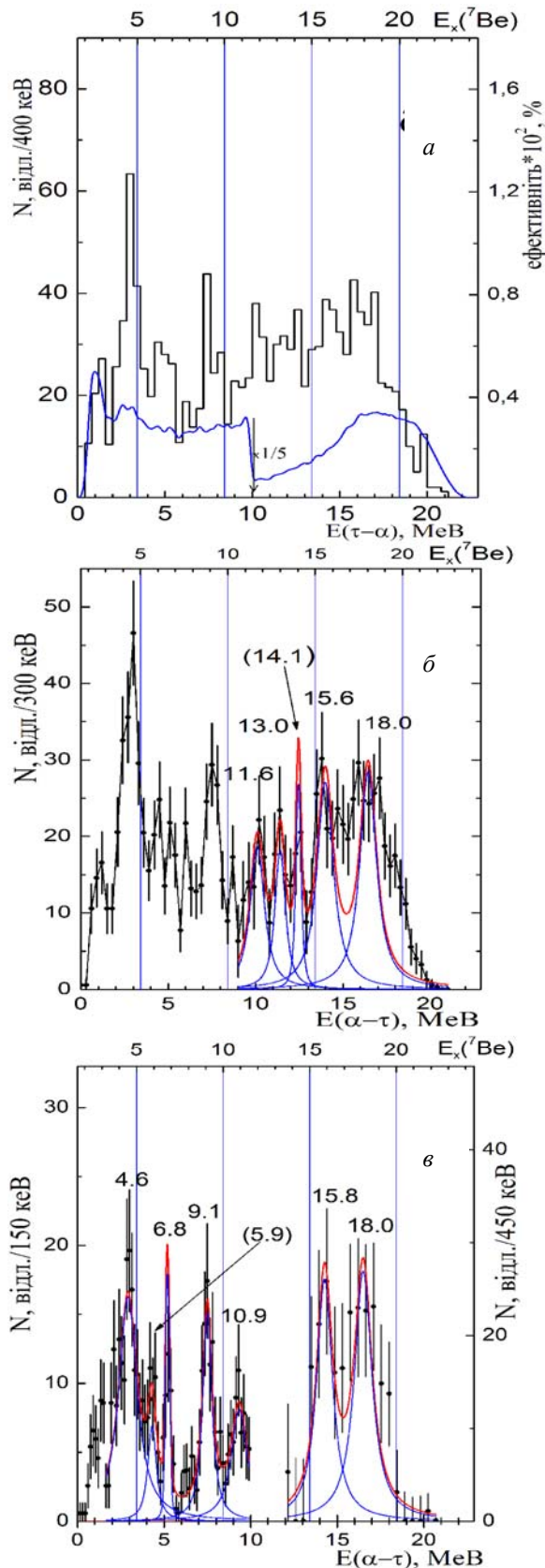


Рис. 3. Розподіли подій тричастинкових збігів процесу  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C})\tau\alpha$  для  $-15 < Q < -12$  MeB у координатах відносної енергії пари  $\tau-\alpha$ , представлені з різним енергетичним кроком (див. текст).

вою  $-15 < Q < -12$  MeB, що розраховувалися як реакція  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C})\tau\alpha$ , тобто з умовою, що на збігах з  ${}^{15}\text{C}$  зареєстровано  $\tau$ . Гістограма на рис. 3, а – експериментальний спектр, що побудований без урахування змінності експериментальної роздільної здатності по відносній енергії. Неперервна лінія тут – це розрахована за методом Монте-Карло ефективність реєстрації цього процесу даним набором детекторів [11, 14].

На інших частинах рис. 3, б та в показано результати перерахунку експериментального спектра (гістограма рис. 3, а) за наведеною вище методикою, щоб урахувати змінність точності визначення відносної енергії. Рис. 3, б показує результат при перерахунку всього енергетичного діапазону спектра з енергетичним кроком 300 кеВ, а на рис. 3, в представлено результати такої процедури з енергетичним кроком 150 та 450 кеВ для частин спектра з  $E(\alpha-\tau) < 10$  та  $E(\alpha-\tau) > 12$  MeB відповідно.

При аналізі одновимірних спектрів відносних енергій багаточастинкових реакцій існує проблема виділення нерезонансної (плавної) складової. Вона має, в основному, фізичну природу. Це, по перше, вклад процесів, що енергетично можливі з більшою, ніж досліджувана, кількістю частинок. Також це буде „відображення” резонансів, що можуть реалізуватися в інших парах частинок.

Застосування позиційночутливих детекторів дозволяє працювати з широкими кутовими захватами. Тому вклад від резонансів на двовимірній площині відносних енергій пар частинок проявляється як лінії, що перпендикулярні осі відносної енергії цієї пари частинок, на відміну від випадку експерименту без застосування позиційночутливих детекторів. (Резонанси третьої пари частинок на спектрі відносних енергій двох інших пар будуть розташовані як лінії з нахилом.) Інтенсивність розподілу подій уздовж цих ліній пов’язана з кутовою залежністю перерізу процесу, якому відповідає цей резонанс. Тому в одновимірному спектрі відносної енергії пари частинок резонанси, що відповідають цій парі, будуть проявлятися як піки, а резонанси від інших пар як неперервний вклад (континуум).

Для визначення „плавної” (нерезонансної) складової в енергетичному спектрі за методом Монте-Карло вибиралося окремо чотири-п’ять точок з енергетичного діапазону, що аналізується, і значення кількості подій у цих точках  $N(E_{i2})$  підганялися поліномом другого степеня залежності від енергії. У цьому випадку експериментальні значення точок, що відхилялися від їх підігнаних значень більше ніж на експеримен-

тальну статистичну похибку, замінювалися на розраховане значення (деталі див. у [14]). Для спектра подій  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C}){}^4\text{He}$  оцінений таким чином вклад нерезонансної складової був практично нульовим. Темними точками зі статистичними похибками на рис. 3, б та в відображено різницю експериментального спектра й відповідної „плавної” складової в спектрі.

### Дискусія

На спектрах рис. 3, б та в добре ідентифікується ряд піків. Неперервні лінії на рис. 3, б та в представляють результат підгонки відповідних частин спектрів набором гауссових кривих. Положення їх центрів, у перерахунку на шкалу збуджень  ${}^7\text{Be}$ , указано над відповідним піком. Похибки взято за результатами підгонки, і в середньому вони складають величину енергетичного кроку спектра для положення піка і двох кроків – для його ширини.

Однозначно ідентифікується пік при відносній енергії, що відповідає збудженому стану  ${}^7\text{Be}$  ( $7/2^-$ ) з енергією збудження  $E^* = 4,57$  MeV (верхня енергетична шкала). (Показовою, що підтверджує необхідність розрахунку ефективності реєстрації, є область відносних енергій 1 - 2 MeV, коли „зайвий” пік у спектрах  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C})\alpha$  є проявом енергетичної залежності ефективності реєстрації продуктів цього процесу даною експериментальною установкою.)

Також на спектрах упевнено проявляються піки, що відповідають енергіям збудження  $E^*({}^7\text{Be}) = 6,8$  та  $9,1$  MeV, і це узгоджується в межах експериментальних похибок з результатами фазового аналізу пружного розсіяння  ${}^3\text{He} - \alpha$ , де вказується на збуджені рівні  ${}^7\text{Be}$  при  $E_x = 6,73$  та  $9,27$  MeV [8, табл. 7.8].

Що стосується інших рівнів в області збуджень до 12 MeV, яка вважається добре дослідженою, то ми не спостерігаємо стану з  $E^*({}^7\text{Be}) = 7,2$  MeV ( $J^\pi = 5/2^-$ ). Що стосується піка при  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 5,9$  MeV, то сила його прояву і, головне, ширина є подібними до флуктуацій у спектрі ефективності реєстрації, які зумовлені тим, що між чутливими площинами детекторів є технологічні проміжки. Також на спектрах не проявляється рівень безпосередньо при  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 10$  MeV, існування якого і за результатами фазового аналізу є неоднозначним для цієї області енергій (у літературі дається два значення спіну  $J^\pi = 1/2^-$  і  $3/2^-$  з практично невизначеними ширинами [8]). Крім того, пара-

метри цього стану „не узгоджуються” зі спектром збудження дзеркального ядра  ${}^7\text{Li}$  [8]. Натомість у даній роботі ми реєструємо в цій області збуджені рівні  ${}^7\text{Be}$  як резонанси в системі  ${}^3\text{He} - \alpha$  при  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 10,9$  та  $11,6$  MeV. У цій же області енергій за результатами фазового аналізу  ${}^3\text{He} + \alpha$  існує резонанс з  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 11$  MeV [8]. Також з результатів фазового аналізу пружного розсіяння  ${}^3\text{He} + \alpha$  [8, табл. 7.8] бачимо, що отримана там ширина рівня з  $E_x = 7,2$  MeV  $\Gamma = 0,01$  MeV на півтора порядки менша, ніж для сусідніх резонансів, що є дивним як для станів однакової природи. Тому, на наш погляд, отримання у фазовому аналізі параметрів рівнів  $E^*({}^7\text{Be}) = 7,2$  MeV може бути й помилковим результатом через неузгодження експериментальних даних по їх абсолютним значенням чи різних наборів фазових зсувів [11].

Виходячи з того, які резонанси в  $\alpha - \tau$  спектрах спостерігаємо в даній роботі, та з наведеної вище оцінки результатів фазового аналізу, можна говорити, що природа збуджених станів з  $E^*({}^7\text{Be}) = 7,2$  та  $\sim 10$  MeV не є  ${}^3\text{He} - \alpha$ -кластерна, а відповідає, скоріше,  ${}^6\text{Li} + p$  структурі. Суттєвим підтвердженням цього висновку є хід енергетичної залежності перерізу пружного розсіяння  ${}^6\text{Li} + p$ , де спостерігаються максимуми саме при енергіях, що відповідають  $7,2$  та  $\sim 10$  MeV по енергії збудження  ${}^7\text{Be}$  [8].

На спектрах відносної енергії  ${}^3\text{He} - \alpha$  з різним енергетичним кроком (див. рис. 3, б та в) в області енергій  $E^*({}^7\text{Be})$  вище 12 MeV також добре ідентифікуються піки при значеннях енергії  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 13$ , ((14,1) – дуже вузький, фактично визначається трьома точками),  $\sim 15,7$  та  $\sim 18$  MeV, але положення останнього може бути дещо zdeформовано енергетичною залежністю ефективності реєстрації (див. рис. 3, а).

Ці спостережені в даній роботі нові рівні  ${}^7\text{Be}$  мають непряме підтвердження з інших досліджень. Резонанс при  $\sim 18$  MeV може відповідати результатам фазового аналізу, де зроблено висновок про ідентифікацію рівня  $1/2^-$  при  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 17$  MeV,  $\Gamma \sim 6$  MeV [17; 8, табл. 7.8]. Що стосується можливого резонансу при  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 15,7$  MeV, то, аналізуючи енергетичні залежності фазових зсувів згаданої роботи по фазовому аналізу [17], видно, що, наприклад, є резонансноподібний хід мінімуму при  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 14$  MeV для  $J^\pi = 1/2^+$  та при

~ 16 MeV для фази  $3/2^-$ , хоча автори не згадують про них як про резонанси, мабуть із причин, що відповідні дійсні фазові зсуви не мають у цих точках такої ж характерної різкої зміни (розрив або, що математично однаково, стрибок на величину, близьку до  $\pi$ ) в енергетичній залежності як для фази  $1/2^-$ . (Така вимога до залежності дійсної фази при ідентифікації резонансів не є обов'язковою в області енергій вище відкритих каналів реакції в сучасному підході до фазового аналізу [18].) Крім того, обов'язково, як показано в роботі [11], для упевнених висновків про резонанси в енергетичній залежності фаз треба оцінювати похибки дійсних фазових зсувів, оскільки, наприклад, при наближенні до нуля значень коефіцієнта поглинання похибка дійсного фазового зсуву цієї ж фази зростає аж до повної невизначеності величини дійсної фази. Також результати нашої роботи про збуджені стани  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 14$  та  $\sim 15 - 16$  MeV підтверджуються результатами дослідження спектра збуджених станів дзеркального ядра  ${}^7\text{Li}$ .

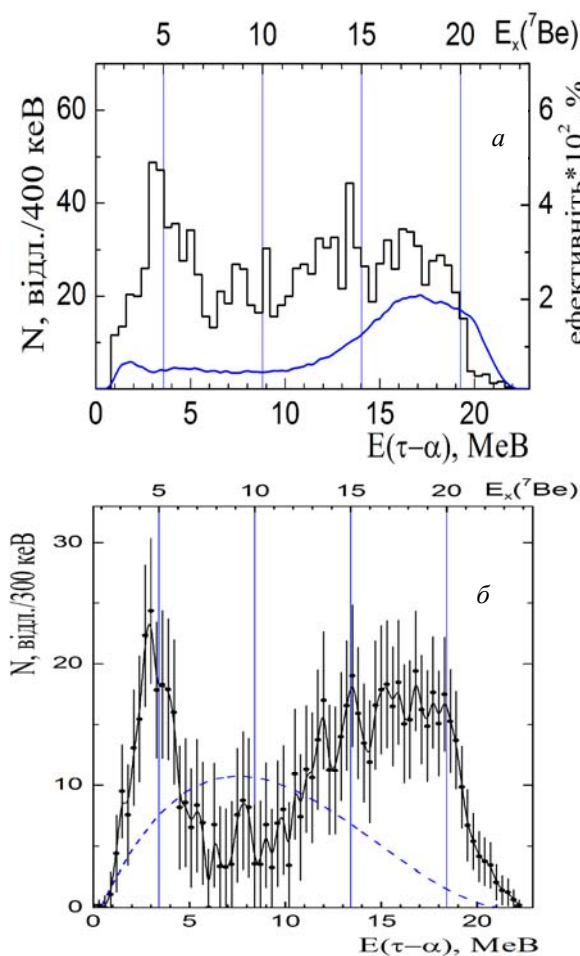


Рис. 4. Розподіли подій тричастинкових збігів процесу  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C})\alpha{}^3\text{He}$  для  $-15 < Q < -12$  MeV у координатах відносної енергії пари  $\tau - \alpha$ , представлені з різним енергетичним кроком (див. текст).

У роботі по фотонейтронних реакціях спостерігалися збуджені стани з  $E^*({}^7\text{Li}) \sim 13,7$  MeV і  $\sim 14,7$  MeV з ширинами до 1 MeV (!) [19].

Таким же чином виконано обробку спектрів розподілу подій в шкалі відносної енергії пари  $\alpha - \tau$  при розрахунку як для реакції  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C})\alpha\tau$ . Цей результат представлено на рис. 4 з аналогічними поясненнями, як до рис. 3.

Той факт, що величина роздільної здатності по відносній енергії пари  ${}^3\text{He} - \alpha$  для цього процесу є значно більшою (див. рис. 2, б), приводить до того, що спектр суттєво „розмивається”. Виділена плавна нерезонансна складова цих спектрів (пунктирна лінія на рис. 4, б) по своєму вкладу зрівнюється з „резонансним” залишком (темні точки з похибками на рис. 4, б). Таке співвідношення пояснюється великими значеннями експериментальної роздільної здатності по відносній енергії. Тим не менше, спектри, розраховані як для процесу  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C})\alpha\tau$  (див. рис. 4), не протирічать зробленим вище висновками про резонанси пари  ${}^3\text{He} - \alpha$  та відповідні їм збуджені стани  ${}^7\text{Be}$  з процесу  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C})\alpha{}^4\text{He}$ , звичайно, з урахуванням різної експериментальної роздільної здатності по відносній енергії  $E(\alpha - \tau)$  обох процесів.

### Висновки

Уперше виконано недискретне по енергетичному кроку дослідження спектра збуджених станів ядра  ${}^7\text{Be}$  як резонансів  ${}^3\text{He} - \alpha$ -кластерної природи в тричастинковому процесі  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{15}\text{C} + \alpha + {}^3\text{He}$ . Отримані результати уточнюють спектр збуджених станів  ${}^7\text{Be}$ , що відповідають  ${}^3\text{He} - \alpha$  структурі.

Разом зі спостереженням відомих рівнів  ${}^7\text{Be}$  з енергією збудження 4,57,  $\sim 6,7$  та  $\sim 9,2$  MeV спостерігаються також збуджені стани з енергіями  $E^*({}^7\text{Be}) \sim 11,6$  13, (14,1),  $\sim 15,7$  та 18 MeV. Такі результати мають непряме підтвердження зі спектра збуджених станів дзеркального ядра  ${}^7\text{Li}$  та з енергетичної залежності фазових зсувів деяких фаз, отриманих із фазового аналізу даних по пружному розсіянню  ${}^3\text{He} - \alpha$ .

У той же час у даній роботі не спостерігалися резонанси в  ${}^3\text{He} - \alpha$ -спектрі при енергіях  $E^*({}^7\text{Be}) = 7,2$  та  $\sim 10$  MeV. Це може бути пов'язане з тим, що вказані рівні мають іншу, ніж  ${}^3\text{He} - \alpha$ , природу.

В.О. та О.Г. вдячні керівництву Південної лабораторії ядерної фізики Національного інституту ядерної фізики за гостинність та фінансову підтримку під час проведення експерименту.

Автори вдячні проф. В. фон Ерцену (Інститут ім. Х. Мейтнера, Берлін, Німеччина) та його колегам за поставлену задачу експериментального дослідження кластерної структури легких ізотопів берилію.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Physics of Unstable Nuclei: Proc. of the 10<sup>th</sup> Yukawa Int. Seminar // Progress of Theoretical Physics. Supplement. - 2002. - Vol. 146.*
2. *Itagaki N., Okabe S., Ikeda K., Tanihata I. Molecular-orbital structure in neutron-rich C isotopes // Phys. Rev. - 2001. - Vol. C64, No. 3. - P. 014301(5).*
3. *Kanada-En'yo Y., Horiuchi H. Structure of Light Unstable Nuclei Studied with Antisymmetrized Molecular Dynamics // Progress of Theoretical Physics. Supplement. - 2001. - Vol. 142. - P. 205 - 263.*
4. *Hernández L. de la Peña et al.  $\alpha$ -cluster structure in Be isotopes // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. - 2001. - Vol. 27. - P. 2019 - 2035*
5. *Soić N., Freer M., Donadille L. et al.  $\alpha$ -decay of excited states in  ${}^{11}\text{C}$  and  ${}^{11}\text{B}$  // Nucl. Phys. A. - 2004. - Vol. 742, No. 3 - 4. - P. 271 - 290; Soić N., Freer M., Donadille L. et al. Three-centre cluster structure in  ${}^{11}\text{C}$  and  ${}^{11}\text{B}$  // arXiv:nucl-ex/0504026 v1 23 Jun 2004.*
6. *Nakayama S., Yamagata T., Akimune H. et al. Trinucleon cluster structures in  ${}^6\text{Li}$  // Phys. Rev. - 2004. - Vol. C69, No. 4. - 041304(4); Nakayama S., Yamagata T., Akimune H. et al.  $t + {}^3\text{He}$  molecular structures in  ${}^6\text{Li}$  studied by ( ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) reaction at 450 MeV // Nucl. Phys. - 2004 - Vol. A731, Is. 1. - P. 355 - 362.*
7. *Tang Y. C. Microscopic cluster theory for nuclear systems // Nucl. Phys. A. - 1987. - Vol. 463, Is. 1 - 2. - P. 377 - 398.*
8. *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. 1-2. - P. 3 - 163*
9. *Furber R. D., Brown R. E., Peterson G. L. et al. Resonating-group study of the  ${}^3\text{He}({}^3\text{H}) + \alpha$  systems: Bound states to 113 MeV // Phys. Rev. - 1982. - Vol. C25, No. 1. - P. 23 - 33.*
10. *Pieper S. C., Wiringa R. B., Carlson J. Quantum Monte Carlo calculations of excited states in  $A = 6$  - nuclei // Phys. Rev. - 2004. - Vol. C70, No. 5. - P. 054325(11).*
11. *Осташко В.В. Фазовий аналіз  $\alpha$ - $\alpha$  пружного розсіяння при енергіях 53,5 9 - 99,5 MeV // 36. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2004. - № 2 (13). - С. 7 - 16.*
12. *Базрак З., Вінчігуера Д, Горюнов О.Ю. та ін. Дослідження високої області збуджень ядра  ${}^{24}\text{Mg}$  в реакції  ${}^{12}\text{C}({}^{16}\text{O}, {}^{16}\text{O}, {}^8\text{Be})\alpha$  // Там же. - № 1(12). - P. 7 - 15.*
13. *Ostashko V.V., Tumino A., Romano S. A method to calibrate a Silicon Position Sensitive Detector // Sci. Papers of the Inst. for Nucl. Res. - 2003. - No. 3 (11). - P. 155 - 160.*
14. *Ostashko V., Lattuada M., Milin M. et al. Cluster structure of  ${}^9\text{Be}$  from many-particles reactions // Nuclear Physics and Atomic Energy. - 2006. - No. 2 (18). - P. 34 - 43.*
15. *Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei  $A = 13 - 15$  // Nucl. Phys. A. - 1991. - Vol. 523, No. 1. - P. 1 - 196.*
16. *Threangle Universities Nuclear Laboratory. Energy Levels of Light Nuclei <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>.*
17. *Lui Y. -W., Karban O., Basak A. K. et al. Scattering of polarized  ${}^3\text{He}$  by  ${}^4\text{He}$  between 18 and 32 MeV // Nucl. Phys. A. - 1978. - Vol. 297, No. 2. - P. 189 - 205.*
18. *Нукуніу Ф. Фазовий аналіз в фізиці ядерних взаємодій. - М.: Мир, 1983. - 416 с.*
19. *Siddiqui S. A., Dytlewski N. Thies H. H. The photo-neutron cross section of  ${}^7\text{Li}$  // Nucl. Phys. A. - 1986. - Vol. 458, Is. 3. - P. 387 - 396.*

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ  $\alpha$ - ${}^3\text{He}$  ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОБЛАСТИ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ  $1 < E_x < 20$  МэВ В ТРЕХЧАСТИЧНОМ ПРОЦЕССЕ  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{15}\text{C} + \alpha + {}^3\text{He}$**

**В. Осташко, М. Латгуада, М. Милин, О. Горюнов, А. Ди Пьетро, Д. Милянчич, М. Задро, А. Муцумара, М.-Г. Пелегрини, С. Романо, С. Тудиско, А. Тумино, П. Фигуера**

Двухчастичные совпадения идентифицированного  ${}^{15}\text{C}$  и неидентифицированной частицы с процесса столкновений  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$  анализировались как трехчастичные выходные каналы  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C}\alpha){}^3\text{He}$  и  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C}\tau){}^4\text{He}$ . В спектрах относительных энергий пары  $\alpha$ - $\tau$  проявляются известные уровни  ${}^7\text{Be}$  с  $E_x({}^7\text{Be}) = 4,7, 6,73$  и  $9,2$  МэВ и идентифицируются другие, относительно узкие резонансы, с  $E_x({}^7\text{Be}) \sim 11,6, 13, (14,1), 15,7$  та  $18$  МэВ. Тот факт, что в данной работе не наблюдались возбужденные состояния  ${}^7\text{Be}$  с  $E_x({}^7\text{Be}) = 7,21$  и  $\sim 10$  МэВ объясняется их не  $\alpha$ - $\tau$ -кластерной природой.

INVESTIGATION OF  $\alpha$ - ${}^3\text{He}$  RESONANCES AT RELATIVE ENERGY  $1 < E_x < 20$  IN  
THREEPARTICLES PROCESSES  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{15}\text{C} + \alpha + {}^3\text{He}$

V. Ostashko, M. Lattuada, M. Milin, O. Goryunov, A. Di Pietro, D. Miljanic, M. Zadro,  
A. Musumara, M.-G. Pellegriti, S. Romano, S. Tudisco, A. Tumino, P. Figuera

Two particles coincidences of identified  ${}^{15}\text{C}$  and unidentified particle from  ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$  collisions are analyzed as three particles exit channel  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C}\alpha){}^3\text{He}$  and  ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{15}\text{C}\tau){}^4\text{He}$ . In spectrum of  $\alpha$ - $\tau$  relative energy  ${}^7\text{Be}$  well-known states with  $E_x({}^7\text{Be}) = 4,7, 6,73$  and  $9,2$  MeV are identified and other at  $E_x({}^7\text{Be}) \sim 11,6, 13, (14,1), 15,7$  and  $18$  MeV are also possible. Situation that states of  ${}^7\text{Be}$  with  $E_x({}^7\text{Be}) = 7,21$  and  $\sim 10$  MeV are not observed in those reactions are explained their not  $\alpha$ - $\tau$  cluster structure.

Надійшла до редакції 09.08.06,  
після доопрацювання - 14.03.07.