

## ПРО МЕХАНІЗМ РОЗПАДУ ЗБУДЖЕНОГО РІВНЯ ${}^6\text{He}$ , УТВОРЕНОГО ПРИ $\alpha + t$ ВЗАЄМОДІЇ

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

Науковий центр "Інститут ядерних досліджень НАН України",  
просп.Науки, 47, Київ-28, 01028  
e-mail: roznyuk@kinr.kiev.ua;roznyuk30@yahoo.com

Експериментально досліджувався розпад першого збудженого стану  $2^+$  ядра  ${}^6\text{He}$ , який заселявся в реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$  при  $E_\alpha = 27,2$  МеВ. Були отримані матриці  $p$ - $\alpha$  співпадань та спектри  $\alpha$ -частинок із розпаду стану  $2^+$  ядра, які аналізувались в рамках моделі Ватсона-Мігдала.

Перший збуджений стан ядра  ${}^6\text{He}$  спостерігався вперше при дослідженні реакції  ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$  [1]. Згідно з останньою публікацією компіляційних даних про енергетичні рівні легких ядер [2] енергетичне положення цього рівня  $(1,797 \pm 0,025)$  МеВ, а ширина  $(113 \pm 20)$  КеВ. Спін і парність першого збудженого стану  ${}^6\text{He}$  дорівнює  $2^+$  і їх визначають два нейтрони в  $p$ -оболонці. Зняття збудження цього рівня в основному відбувається через випромінення альфа частинки та двох нейтронів (енергія, що вивільняється при цьому – 0.973 МеВ) та випромінення  $\gamma$ -квантів. У роботі [3] було встановлено, що співвідношення між цими модами розпаду становить  $4 \cdot 10^{-4}$ .

Розпад збудженого стану  ${}^6\text{He}$  може відбуватись шляхом випромінення одразу трьох складових збудженого ядра або двостадійно – через утворення нейтрона та ядра  ${}^5\text{He}$  в основному квазістаціонарному стані з подальшим його розпадом на альфа-частинку та нейтрон, або через утворення альфа-частинки та динейтрона (двох нейтронів з відносною енергією, близькою до нуля).

Експериментально дослідження механізмів розпаду рівню  $2^+$  ядра  ${}^6\text{He}$  проводилось головним чином у кореляційних експериментах шляхом вивчення спектрів альфа-частинок з реакцій типу  $b(A, c){}^6\text{He}^* \rightarrow \alpha + 2n$ , в яких отримуються матриці збігів  $\alpha$ -частинок та інших продуктів реакцій у вихідному каналі [4–8].

Основною метою даної роботи було дослідження в кореляційному експерименті динаміки розпаду стану  $2^+$  ядра  ${}^6\text{He}$ . Вимірювалися матриці  $p$ - $\alpha$  збігів із  $\alpha + t$  взаємодії при енергії пучка альфа-частинок 27,2 МеВ. При виборі оптимальної геометрії кореляційного експерименту використовувались як експериментальні дані про перерізи реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*(1,797 \text{ МеВ})$  [9], так і кінематичні розрахунки для тричастинкової реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$  [12]. В експерименті опромінювались насичені тритієм у співвідношенні 1:1 самопідтримуючі титанові мішені. Для реєстрації збігових матриць застосовувалася загальнозживана  $\Delta E$ - $E$  методика ідентифікації та визначення енергії продуктів реакції з використанням швидко-повільної схеми збігів [10].

На рис. 1 наведено одну з отриманих матриць  $p$ - $\alpha$  збігів ( $\vartheta_p = 28,5^\circ$ ;  $\vartheta_\alpha = 13^\circ$ ). Суцільною кривою нанесено кінематичні розрахунки для тричастинкової реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$  (де два нейтрони розглядаються як одна частинка з масою рівною масі двох нейтронів – "динейтрон"). Події, які відповідають утворенню та розпаду ядра  ${}^6\text{He}$  у першому збудженому стані, проявляються у вигляді вертикальної смуги, обмеженої знизу і зверху кінематичною кривою, а положення центру цієї смуги на осі енергії протонів відповідає енергії протонів з бінарної реакції

${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*(1,797 \text{ MeV})$  для  $\theta_p=28.5^\circ$ . Оскільки, у випадку чотиричастинкової реакції події містяться в області, обмеженій тричастинковим кінематичним локусом [11] на відміну від тричастинкової реакції, для якої збігові події лежать в околі кінематичного локусу, розрахованого для даної тричастинкової реакції [12], то із аналізу матриць  $p$ - $\alpha$  збігів впливає, що при взаємодії альфа-частинок з тритієм суттєвий вклад дає чотиричастинкова реакція  ${}^3\text{H}+\alpha \rightarrow p+\alpha+n+n$ , яка проходить двостадійно – спочатку утворюються протон і ядро  ${}^6\text{He}$  у першому збудженому стані, яке на другому етапі розпадається на альфа-частинку та два нейтрони.

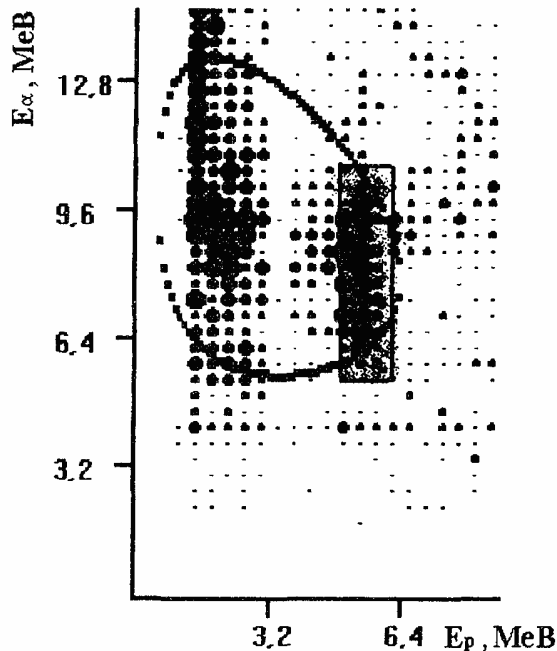


Рис.1. Матриця  $p$ - $\alpha$  збігів

В отриманих матрицях  $p$ - $\alpha$  збігів події, які відповідають утворенню та розпаду ядра  ${}^6\text{He}$  у першому збудженому стані (вищезгадана вертикальна смуга), проектувались на вісь енергії альфа-частинок. На рис.2 наведено отриманий таким чином спектр альфа-частинок з реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, p)\alpha 2n$  для пари кутів  $\theta_\alpha = 13^\circ$ ,  $\theta_p = 28.5^\circ$ . Саме в такому спектрі міститься інформація про механізми розпаду рівня ядра, що досліджується.

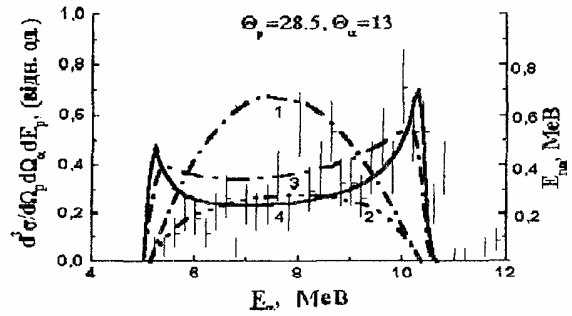


Рис.2. Проекція смуги  $p$ - $\alpha$  збігів на вісь енергії  $\alpha$ -частинок

Розглянемо спочатку механізм простого статистичного розпаду першого збудженого рівня ядра  ${}^6\text{He}$  з утворенням у вихідному каналі двох нейтронів та альфа-частинки. У цьому випадку форма проекції матриці  $p$ - $\alpha$  збігів на вісь енергії альфа-частинок буде визначатись множителем фазового простору, який для нашого випадку розпаду згідно з [11] можна розрахувати за формулою :

$$\rho(\theta_\alpha, \varphi_\alpha, \theta_p, \varphi_p, E_\alpha) \sim (E_\alpha \cdot \varepsilon_{nn})^{1/2}; \quad (1)$$

де  $\theta_\alpha, \varphi_\alpha, \theta_p, \varphi_p$  – кути вильоту відповідно альфа-частинки та протона,  $E_\alpha$  – енергія альфа-частинок,  $\varepsilon_{nn}$  – відносна енергія двох нейтронів, що не реєструються.

Із законів збереження енергії та імпульсу чотиричастинкової реакції  ${}^3\text{H}+\alpha \rightarrow p+\alpha+n+n$  відносна енергія  $\varepsilon_{nn}$  визначається таким чином:

$$\varepsilon_{nn} = E_0 + Q - E_\alpha - E_p - (1/2m_0) \cdot [E_0 m_0 - E_p m_p - E_\alpha m_\alpha - 2(E_0 E_p)^{1/2} \cos\theta_p] \quad (2)$$

$$2(E_0 E_\alpha)^{1/2} \cos\theta_\alpha + 2(E_p E_\alpha)^{1/2} \cos\theta_\gamma]$$

де  $E_0, m_0$  – енергія та маса налітаючої альфа-частинки;  $E_p, m_p, \theta_p, E_\alpha, m_\alpha, \theta_\alpha$  – відповідно енергія, маса та кут детектора, зареєстрованих у вихідному каналі на збігу протона та альфа-частинки;  $\theta_\gamma$  – кут між детекторами, що реєструють протон та альфа-частинку;  $Q$  – енергетичний баланс реакції.

Кривою 2 на рис. 2 показано залежність множника фазового простору

від енергії зареєстрованих альфа-частинок, що відповідає прямому статистичному розпаду першого збудженого рівню на альфа частинку та два нейтрони, пронормовану до експериментальних даних в області енергій альфа-частинок 7–8 MeV. Як видно, один такий простий механізм не в змозі описати розпадний спектр, що свідчить про наявність та значний вклад інших мод розпаду.

Зважаючи на те, що у випадку розпаду першого збудженого стану  ${}^6\text{He}$  утворюється  $\alpha$ -частинка та два нейтрони, які можуть утворювати систему, конфігурація та стан якої визначається до певної міри їх відносною енергією  $\varepsilon_{nn}$ , ці значення, розраховані згідно з виразом (2), нанесено на рис. 2 кривою 1, при цьому енергетичну шкалу розташовано на рисунку справа. Як бачимо, в спектрах спостерігається підняття перерізу при значеннях енергії  $\alpha$ -частинок, коли відносна енергія двох нейтронів близька до нуля. Максимум у перерізі спостерігається при відносній енергії  $\varepsilon_{nn} = 0,1$  MeV. Це свідчить про те, що при формуванні перерізу реакції присутній механізм розпаду першого збудженого рівня  ${}^6\text{He}$  з утворенням  $\alpha$ -частинки та випромінюванням двох нейтронів з відносною енергією, близькою до нуля (динейтрона). У такому випадку говорять про взаємодію в кінцевому стані частинок (нейтронів), яка експериментально виявляється як аномалія в перерізі реакції. Отже, існує певний проміжок часу, протягом якого два нейтрони перебувають у межах дії ядерної взаємодії, але вже поза впливом третьої частинки, що дає підстави для факторизації амплітуди тричастинкової реакції у вигляді добутку амплітуди утворення динуклона і функції його розпаду, що і було запропоновано Ватсоном [13] та Мігдалом [14]:

$$T_f(\vec{q}, \vec{k}) = X(\vec{k})F(\vec{q}), \quad (3)$$

де перший множник – це амплітуда утворення динуклона, а другий – функція його розпаду, або т. зв. коефіцієнт підси-

лення. Коефіцієнт підсилення визначається через функцію Йоста  $f(k)$  [15]:

$$F(\vec{q}) = F(q) = \frac{1}{f(-q)}, \quad (4)$$

де

$$f(q) = \frac{q + iq_2}{q + iq_1}, \quad (5)$$

$$q_1 = \frac{1}{r} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{2r}{a}} \right] \quad (6)$$

$$q_2 = \frac{1}{r} \left[ \sqrt{1 - \frac{2r}{a}} - 1 \right], \quad (7)$$

де  $q = (m_n \varepsilon_{nn})^{1/2}$ , а  $r$  та  $a$  – відповідно ефективний радіус та довжина розсіювання нуклонів. Підставляючи вирази (5) – (7) в (4), отримаємо

$$F(q) = \frac{(q^2 + q_1^2) \frac{r}{2}}{-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r q^2 - iq}. \quad (8)$$

З використанням цього формалізму було проведено розрахунки спектра  $\alpha$ -частинок, які позначено кривою 3. Як бачимо з (8), в розрахунках використовуються такі фундаментальні фізичні параметри як довжина нейтрон-нейтронного розсіювання та ефективний радіус ядерної взаємодії. Криву 3 отримано з використанням значень довжини розсіювання нуклонів та ефективного радіуса відповідно:  $a_{nn}^s = (-18,7 \pm 0,6)$  фм та  $r_{nn}^s = (2,84 \pm 0,03)$  фм [16, 17]. Як видно з рис.2, отримано лише якісний опис експериментальних даних, а саме спостерігається підвищення перерізу в областях, де очікується прояв механізму взаємодії в кінцевому стані, але експериментальні піки значно вужчі. Врахування неточкової геометрії експерименту суттєво не поліпшило узгодження з отриманими даними. Значно краще узгодження було отримано з використанням довжини розсіювання  $a_{nn} = -50$  фм (крива 4), яка суттєво перевищує загально-

прийняте значення і виходить за рамки фізичних закономірностей. Тому таке досить гарне узгодження не може бути приводом для визначення довжини розсіяння з цих експериментів, а механізм взаємодії в кінцевому стані не є домінуючим при розпаді першого збу-

дженого рівня  ${}^6\text{He}$ . Подібна закономірність утворення й розпаду  ${}^6\text{He}^*(2^+)$  спостерігалась в реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, {}^3\text{H}){}^6\text{He}^*(2^+)$  [4], де було проаналізовано також і причини такого дивного узгодження з експериментальними даними розрахунків з "нефізичними" значеннями  $a_{\text{np}}^s$

### Література

1. K.W.Allen, E.Almqvist, J.T.Dewan, T.P.Pepper, *Phys. Rev.* **96**, 684 (1954).
2. D.R.Tilley, C.M.Cheves, J.L.Godwin et al, *Energy Levels of light Nuclei A=5,6,7. Prepublication Version 03.06.2001.*
3. K.Hunchen, F.Kropf, H.Waffler, *Nucl. Phys.* **68**, 487 (1964).
4. О.В.Бочкарев, А.А.Коршенинников, Е.А.Кузьмин и др., *ЯФ* **46**, 12 (1987).
5. С.Н.Абрамович, Л.А.Маркин, В.А.Перешивкин и др., *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **34** 1724 (1970).
6. О.В.Бочкарев, А.А.Коршенинников и др., *Письма в ЖЭТФ* **42**, № 7, 303 (1985).
7. О.В.Бочкарев, А.А.Коршенинников, Е.А.Кузьмин и др., *ЯФ* **57**, 1351 (1994).
8. О.К.Горпинич, В.И.Конфедератенко, О.М.Поворознык, Б.Г.Стружко, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **55**, 2253 (1991).
9. О.К.Горпинич, В.И.Конфедератенко, О.М.Поворознык и др., *Изв.РАН Сер. физ.* **56**, 192 (1992).
10. О.К.Горпинич, О.М.Поворозник, Ю.С.Рознюк, Б.Г.Стружко, *Матеріали щорічн.наук. конф. Ін-ту ядерних дослід. НАН України.*-(Київ, 2000), с. 59.
11. M.Furič and H.H. Forster, *Nucl. Instr. and Meth.* **48**, 301 (1972).
12. G.G.Ohlsen, *Nucl. Instr. and Meth.* **37**, 240 (1965).
13. K.M.Watson, *Phys.Rev.*, **88**,1163 (1952).
14. А.Б.Мигдал, *ЖЭТФ* **28**, 3 (1955).
15. С.Гольдбергер, К.Ватсон, *Теория столкновений:* (Мир, Москва, 1967).
16. W. Tornow, T.S. Carman, Q.Chen et al., *Nucl. Phys. A.* **631**. 421 (1998).
17. R. Machleidt, *Advances in Nuclear Physics* **19**, 189 (1989).

## ON THE DECAY MECHANISM OF THE FIRST EXCITED LEVEL OF ${}^6\text{He}$ FORMED AT $\alpha + t$ INTERACTION

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

Institute of Nuclear Research, Ukr. Nat. Acad. Sci.,  
Prospect Nauki 47, Kyiv-28, 01028

The decay of the first excited state  $2^+$  of  ${}^6\text{He}$  nucleus, which was populated in the  ${}^3\text{H}(\alpha, p){}^6\text{He}^*$  reaction at  $E_\alpha = 27.2$  MeV, is studied experimentally. The matrices of  $p$ - $\alpha$  coincidences and spectra of  $\alpha$ -particles are obtained from the decay of the  $2^+$  state of  ${}^6\text{He}$ , which are analyzed within the framework of the Watson-Migdal model.