

ПЕРЕРІЗИ РЕАКЦІЇ ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ ПРИ ЕНЕРГІЇ ПУЧКА ДЕЙТРОНІВ 37 МеВ

**О. О. Белюскіна, В. І. Гранцев, В. М. Лебедєв¹, А. Л. Литвинський, К. К. Кісурін,
Г. П. Палкін, С. Є. Омельчук, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, В. С. Семенов,
Л. І. Слюсаренко, Б. Г. Стружко, В. А. Шитюк**

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

¹*Науково-дослідний інститут ядерної фізики ім. Д. В. Скобельцина, МДУ, Росія*

Представлено інклюзивні спектри й диференціальні перерізи реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$, отримані при енергії пучка дейтронів 36,9 МеВ. Форму інклюзивних спектрів ядер ${}^3\text{He}$ вдається відтворити, моделюючи процеси взаємодії двох нейтронів у кінцевому стані й послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21,2$, $\Gamma = 0,7$ МеВ), а також інтерференцію резонансної амплітуди й амплітуди Ватсона - Мігдала. У такий спосіб визначено диференціальні перерізи реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$, що супроводжуються утворенням синглетних nn пар, та отримано кутовий розподіл синглетних динейтронів. Результати порівнюються із супермультиплетною потенціальною моделлю взаємодії найлегших ядер.

Вступ

Ядерні реакції дейтронів з ядрами тритію є перспективними об'єктами досліджень, оскільки, з одного боку, вони достатньо малочастинкові, щоб застосувати мікроскопічні теорії, а з іншого – досить інформативні завдяки низці відкритих вихідних каналів. Однак унаслідок технологічних незручностей, пов'язаних із використанням тритієвих пучків і мішеней, ці реакції порівняно мало досліджені. У свій час було зроблено кілька спроб використати реакцію $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + 2n$ поряд з $n + {}^2\text{H} \rightarrow p + 2n$, $t + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ тощо для визначення низькоенергетичних параметрів амплітуди розсіювання нейтрон-нейтрон (nn) (головним чином, довжини розсіювання a_{nn}), реєструючи інклюзивні спектри іонів ${}^3\text{He}$ [1 - 4] і порівнюючи форму піка на верхньому краї спектра, пов'язаного із взаємодією в кінцевому стані (ВКС) nn , із передбаченнями простих моделей [5 - 7]. Результати виявилися модельно-залежними, а розкид значень a_{nn} (у межах від -10 до -24 Фм [8]) – значно вищим цитованих у роботах експериментальних похибок. Така неоднозначність результатів свідчить про необхідність більш реалістичного врахування механізмів, що ведуть до тричастинкового кінцевого стану.

Дослідження реакцій ${}^3\text{He}(d, {}^3\text{He})p$ і ${}^3\text{He}(d, tp)p$ [9 - 16], виконані в кінематично повних експериментах, підтвердили складну природу цих процесів. Зокрема, було виділено кілька приблизно рівноймовірних квазібінарних механізмів реакцій: квазівільне розсіювання (КВР) кластерів, ВКС, процес послідовного розпаду через резонанси ${}^4\text{H}^*$, ${}^4\text{He}^*$, ${}^4\text{Li}^*$. Феноменологічні моделі типу борнівського наближення із плоскими або спотвореними хвилями і такі ж варіанти імпульсного наближення дозволяють досягти якісного погодження з експериментальними даними для пе-

рерізів і аналізуючої здатності у тих випадках, коли інтерференція амплітуд несуттєва [13 - 15]. Враховуючи в рамках зазначених моделей зарядовообмінні процеси, зрив і підхоплення нуклона [11, 13, 14], зазвичай вдається описати форму піків ВКС, однак абсолютні величини диференціальних перерізів і кутові розподіли нуклонних пар не завжди узгоджуються з експериментальними даними.

У 80 - 90-х роках минулого століття було сформульовано супермультиплетну потенціальну модель (СПМ) розсіювання найлегших кластерів $p + d$, $d + d$, $d + t$ і т.п. [17 - 19], що дає змогу порівняти перерізи непружних процесів і пружного розсіювання. У цьому підході амплітуда реакції в каналах з мінімальним повним спіном S записується у вигляді суперпозиції потенціальних амплітуд, що відповідають різним симетриям групи перестановок $SU(4)$. Як наслідок, інтерференція потенціальних амплітуд, що відповідають двом різним схемам Юнга [f], призводить до появи непружного каналу спінізоспінного перевероту та перезарядки дейтрона. Такі диференціальні перерізи можна розрахувати через фази пружного розсіювання $\delta_{L,S(E)}$ з різними значеннями повного спіну системи S . Теоретичні перерізи радіаційного захоплення й фотоядерних реакцій, отримані в цих роботах, погоджуються з експериментальними даними. Теорія дозволяє також обчислити перерізи реакцій $d + p \rightarrow d^* + p$, $d + {}^3\text{H}({}^3\text{He}) \rightarrow d^* + {}^3\text{H}({}^3\text{He})$, $d + d \rightarrow d^* + d^*$, що супроводжуються спінізоспін фліпом дейтрона, а також реакцій перезарядки $d + p \rightarrow pp + n$, $d + {}^3\text{He} \rightarrow pp + {}^3\text{H}$, $d + {}^3\text{H} \rightarrow nn + {}^3\text{He}$, $d + d \rightarrow nn + pp$ [20, 21]. У роботі [20] показано, що для системи $d + {}^3\text{H}({}^3\text{He})$ СПМ дає кількісний опис експериментальних даних при енергіях, що не перевищують 10 МеВ у системі центра мас (с.ц.м.). Але вже при енергії

14,36 MeV експериментальні перерізи стають помітно нижчими теоретичних ([20], див. рис. 4). У роботі обговорюється можлива причина погіршення погодження розрахунків з експериментом при зростанні енергії, а саме збільшення уявної частини потенціалу, що маскує супермультиплетні ефекти. Слід однак відзначити, що порівняння при цій енергії виконано тільки для трьох експериментальних точок, тому для більш певних висновків бажано отримати нові експериментальні дані.

У цій статті обговорюються результати вимірювань диференціальних перерізів реакцій ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ і ${}^3\text{H}(d, {}^4\text{He})n$ і особливості інклюзивних спектрів іонів ${}^3\text{He}$ з реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$. Короткий опис експериментальної установки й процедури вимірювання викладено в другому розділі. У третьому розділі описано методику моделювання інклюзивних спектрів з використанням простих теоретичних наближень: моделі Ватсона - Мігдала для ВКС нейтронів і R-матричної моделі для послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$. Показано, що для відтворення структури інклюзивного спектра важливо враховувати інтерференцію відповідних амплітуд. Методика дозволила виділити диференціальні перерізи утворення синглетних nn пар, а отримані кутові розподіли синглетних динейтронів порівнюються з обчисленими в наближенні СПМ.

Методика експерименту й отримані результати

Експериментальні дослідження виконано на пучку дейтронів, прискорених до енергії 36,9 MeV в ізохронному циклотроні Інституту ядерних досліджень (ІЯД) НАН України.

Потік прискорених іонів дейтерію, сформований системою поворотних магнітів, квадрупольних лінз і діафрагм, опромінював тритій-титанову (${}^3\text{HTi}$) або титанову (Ti) мішень, виставлені в центрі камери розсіювання діаметром 820 мм. Як мішені були використані титанові плівки природного ізотопного складу товщиною 4,9 і 7,5 мг/см² відповідно, перша з них була насичена тритієм. Співвідношення між кількістю ядер титану й тритію в мішені ${}^3\text{HTi}$ було близьким до 1. Обидві мішені було виготовлено в ІЯД НАН України. Ще одну мішень, у вигляді плівки з дейтерованого поліетилену (CD₂) щільністю 6 мг/см², було використано для контрольних вимірювань енергії пучка. В експерименті було реалізовано класичний метод перетинання кінематичних кривих [22], відповідно до якого енергія пучка визначалася кутом, під яким зрівнювалися енергії геліонів з бінарних реакцій ${}^2\text{H}(d, {}^3\text{He})n$ ($Q = 3,269$ MeV) і ${}^{12}\text{C}(d, {}^3\text{He}){}^{11}\text{B}$ ($Q = -10,463$ MeV). Значення цього

кута виявилось рівним $(25,9 \pm 0,3)$ град, а відповідне значення енергії пучка – $(37,1 \pm 0,7)$ MeV.

Реєстрація заряджених продуктів ядерних реакцій здійснювалася трьома ΔE - E -телескопами, розміщеними в камері розсіювання. Один з них, що складався з напівпровідникового поверхнево-бар'єрного кремнієвого детектора ΔE товщиною 56 мкм і легованого літєм кремнієвого E детектора товщиною 2,5 мм, використано для реєстрації двовимірних спектрів двозарядних продуктів ядерних реакцій ΔE - E . Для спектрометрії однозарядних частинок використано телескопи, які склалися з поверхнево-бар'єрних кремнієвих детекторів ΔE товщиною 150 мкм і E детекторів повного поглинання зі сцинтиляторами Na(Tl) товщиною 25 мм. Інші деталі методики експерименту опубліковано в роботах [23, 24].

Одновимірні спектри продуктів реакції заданої маси й заряду отримано проектуванням відповідного локусу у двовимірній матриці на вісь енергії E . Зразок нормованих належним чином спектрів альфа-частинок з мішеней ${}^3\text{HTi}$ (“ефект + тло”) і Ti (“тло”) показано на рис. 1. Відносні значення диференціальних перерізів реакції ${}^3\text{H}(d, {}^4\text{He})n$ визначалися як сумарна кількість подій у межах відповідного піка в спектрі (рис. 2) після вирахування тла від реакцій з ядрами титанового носія (суцільна лінія на рис. 2) і врахування мертвого часу спектрометричної системи. На рис. 2 показано отриманий у такий спосіб кутовий розподіл диференціальних перерізів реакції ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, нормований до перерізів реакції ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ з роботи [25]. Отриманий коефіцієнт використано для визначення шкали абсолютних перерізів реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$. Лінією на рис. 2 показано апроксимацію кутового розподілу реакції ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ поліномами Лежандра. Коефіцієнти при поліномах обчислювалися інтерполяцією значень, отриманих у наближенні перерізів реакції ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ за методом найменших квадратів (МНК) при енергіях 35 і 40 MeV [25].

Калібрування спектрометра виконано за значеннями відомих енергій E альфа-частинок з радіоактивного розпаду джерела ${}^{226}\text{Ra}$ і бінарної реакції ${}^3\text{H}(d, {}^4\text{He})n$ ($Q = 17,59$ MeV):

$$E - \int_0^{x_1} \frac{de_r(e)}{dx} dx - \int_0^{x_2} \frac{de_s(e)}{dx} dx = a_0 + a_1 N, \quad (1)$$

де N – положення піка альфа-частинок у спектрі E детектора; $X_1 = \frac{h_{tar}}{2c \cos \vartheta}$ – середній шлях альфа-частинки в мішені; h_{tar} – товщина тритій-титанової мішені; ϑ – значення кута розсіювання в

л.с.к.; $\frac{de_T(e)}{dx}$ – питомі іонізаційні втрати іона з енергією e у мішені; X_2 – товщина ΔE детектора;

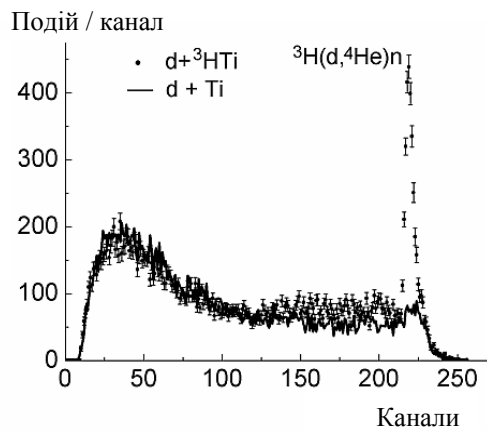


Рис. 1. Проекції локусу іонів ${}^4\text{He}$, отримані під кутом 7,6 град із тритій-титанової (точки зі статистичними похибками) і титанової (лінія) мішеней.

Питомі іонізаційні втрати іона з енергією e у мішені й ΔE детекторі (Si) параметризовано наближеною формулою

$$\frac{de(e)}{dx} = \frac{b_0}{1 + b_1 e + b_2 e^2}, \quad (2)$$

у якій значення коефіцієнтів b_0 , b_1 і b_2 визначалися в наближенні за МНК до відповідних табличних даних.

Співвідношення (1) і (2) були використані для конвертації одновимірних проекцій локусів іонів ${}^3\text{He}$ до інклюзивних спектрів, лінійних по шкалі енергії іонів. На рис. 3 показано інклюзивні спектри іонів ${}^3\text{He}$, отримані під кутом 7,6 град при опроміненні мішеней ${}^3\text{HTi}$ і Ti . Тло від титанової мішені в спектрах геліонів досить істотне, тому його вилучення вимагає особливої старанності.

Експериментальні спектри іонів ${}^3\text{He}$, трансформовані до лінійної шкали енергій відповідно до співвідношення (1), показано на рис. 4. У спектрах вилучено тло від реакцій з ядрами титанової матриці. Шкалу абсолютних перерізів отримано з порівняння відносних перерізів бінарної реакції ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ з перерізами реакції ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ [25].

Серед характерних рис цих спектрів можна відзначити наявність високого квазіпіка на верхньому краї неперервного розподілу від ВКС нейтронів, а також легку модуляцію в інтервалі енергій 20 - 30 МеВ. Зі збільшенням кута емісії геліонів переріз ВКС різко падає і вже під кутом 13,6 град його не вдається надійно виділити з тла реакцій на ядрах титану.

$\frac{de_S(e)}{dx}$ – питомі іонізаційні втрати іона з енергією e в ΔE детекторі; a_0 , a_1 – коефіцієнти, що визначаються наближенням за МНК.

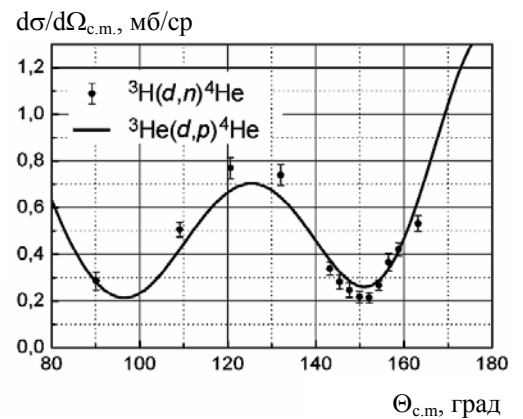


Рис. 2. Кутовий розподіл диференціальних перерізів реакцій ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ (точки), отриманий при енергії пучка дейтронів 36,9 МеВ (лабораторна система), і ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ (лінія) з роботи [24].

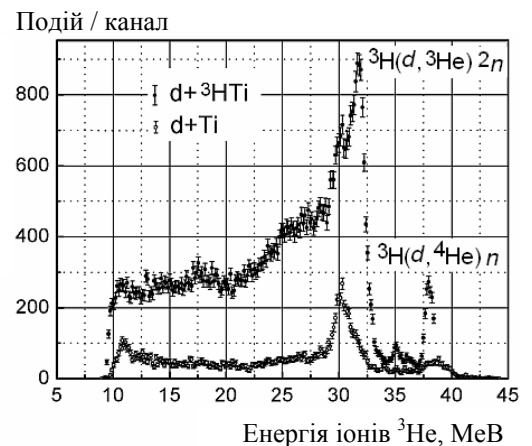


Рис. 3. Спектри ядер ${}^3\text{He}$, отримані під кутом 7,6 град при опроміненні тритій-титанової й титанової мішеней дейтронами.

Моделювання інклюзивних спектрів

Модельні спектри (криві 1 - 3 на рис. 4) розраховані методом Монте-Карло з урахуванням умов експерименту: немонохроматичності пучка прискорених дейтронів, товщини мішені, неточкової геометрії (розмірів пучка на мішені, розмірів детектора, відстані від мішені до детектора) і роздільної здатності спектрометра.

Для тричастинкової реакції

$$b + t \rightarrow a_1 + a_2 + a_3 \quad (3)$$

використано наступну систему позначень: \vec{p}_i і E_i – імпульс і енергія частки i в л. с. к. ($i, j, k = 1, 2, 3$ і їх циклічна перестановка); \vec{P}_0 і E_0 – імпульс і

кінетична енергія частинок пучка; \vec{p}_{jk} і E_{jk} – імпульс і енергія центра мас підсистеми $j + k$; \vec{k}_{j-k}

і e_{j-k} – імпульс і енергія відносного руху в цій підсистемі.

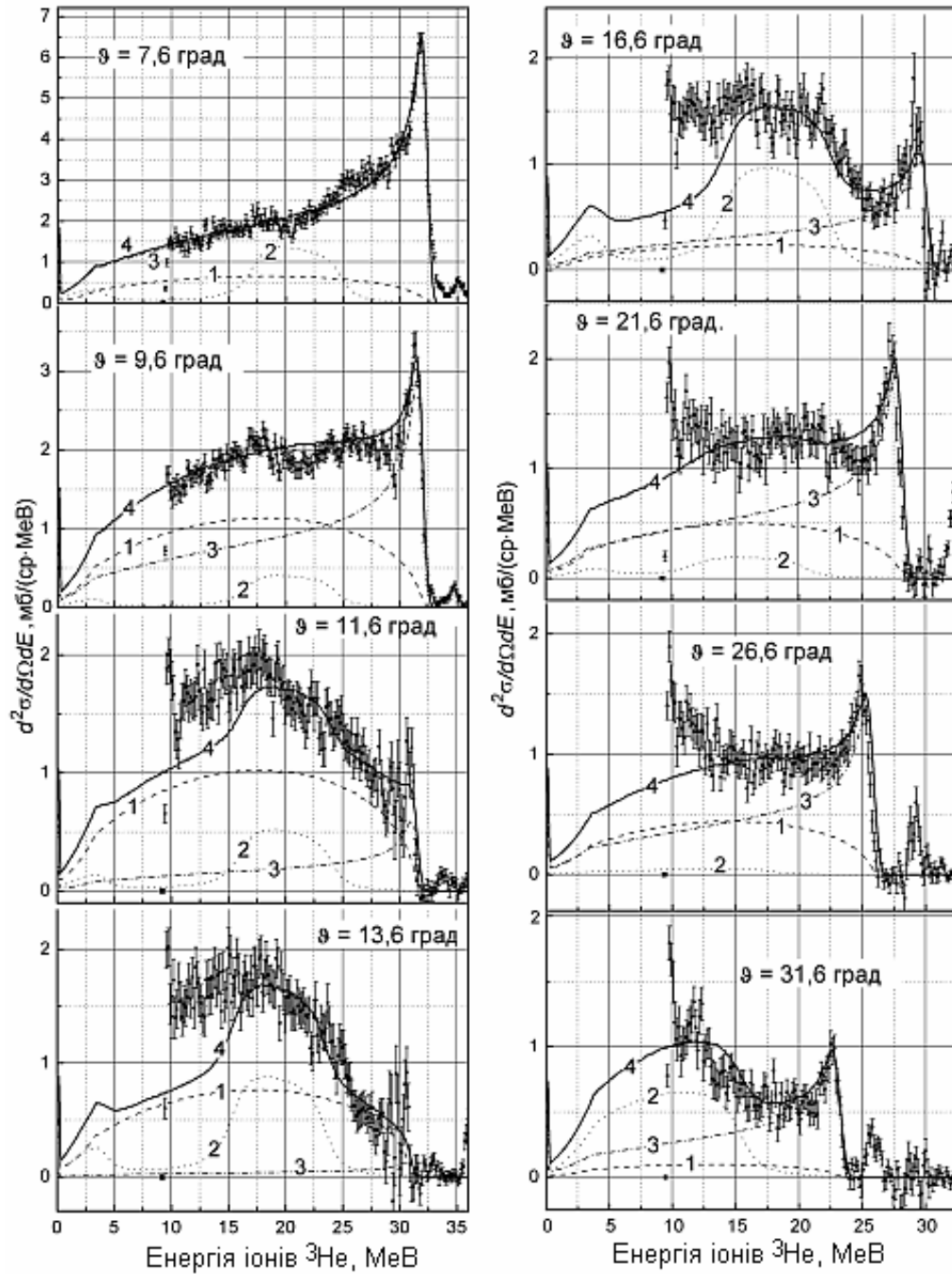


Рис. 4. Інклюзивні спектри ядер ${}^3\text{He}$ з реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})2n$ при енергії пучка дейтронів 36,9 MeV: 1 – “статистичний” розподіл; 2 - внесок послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21,2$ MeV); 3 - розподіл Ватсона - Мігдала для ВКС нейтронів; 4 - сумарний спектр.

У нерелятивістському наближенні закони збереження енергії й імпульсу можна записати у формі

$$\vec{P}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3, \quad (4)$$

$$E_0 + Q = p_1^2/(2m_1) + p_2^2/(2m_2) + p_3^2/(2m_3), \quad (5)$$

де $E_0 = P_0^2/(2m_0)$, m_0, m_1, m_2, m_3 – маса частинок пучка й частинок у вихідному каналі; Q – енергія реакції.

Альтернативна форма запису:

$$\vec{P}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_{23}, \quad (6)$$

$$E_0 + Q = p_1^2/(2m_1) + p_{23}^2/(2m_{23}) + e_{2-3}, \quad (7)$$

з $\vec{p}_{23} = \vec{p}_2 + \vec{p}_3$; $m_{23} = m_2 + m_3$; $e_{2-3} = k_{2-3}^2/(2\mu_{23})$;
 $\mu_{2-3} = (m_2 m_3)/m_{23}$; $\vec{k}_{2-3} = (m_3 \vec{p}_2 - m_2 \vec{p}_3)/m_{23}$.

Залежність між диференціальним перерізом

$d\sigma$ у заданий об'єм фазового простору тричастинкової реакції (3) і матричним елементом T_{fi} у випадку визначених початкового й кінцевого спіну дається виразом [13]

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} \delta^3\left(\vec{P} - \sum_{i=1}^3 \vec{P}_i\right) \delta\left(E - \sum_{i=1}^3 E_i\right) |T_{fi}|^2 \prod_{i=1}^3 d\vec{P}_i, \quad (8)$$

де ν_0 – відносна швидкість частинок b і t , $\vec{P} = \vec{P}_0$, $E = E_0 + Q$. Для порівняння з експериментальними перерізами двовимірному спектру збігу вираз

(8) слід інтегрувати по всіх змінних, крім T_1 , Ω_1 , Ω_2 , а інклюзивного – крім T_1 , Ω_1 .

Отже, для інклюзивного спектра в лабораторній системі (л.с.к.)

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} d\vec{p}_1 \iint |T_{fi}(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3)|^2 \delta(E_0 + Q - (E_1 + E_2 + E_3)) \delta^3(\vec{P}_0 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3)) d\vec{p}_2 d\vec{p}_3$$

або, переходячи до системи центра мас (с. ц. м.) у підсистемі 2 - 3,

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} d\vec{p}_1 \iint |T_{fi}(\vec{p}_1, \vec{p}_{23}, \vec{k}_{2-3})|^2 \delta^3(\vec{P}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_{23}) \delta(E_0 + Q - E_1 - E_{23} - e_{2-3}) d\vec{k}_{2-3} d\vec{p}_{23}. \quad (9)$$

Інтегруючи (9) по $d\vec{p}_{23}$, отримуємо

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} d\vec{p}_1 \iint |T_{fi}(\vec{p}_1, \vec{P}_0 - \vec{p}_1, \vec{k}_{2-3})|^2 \delta\left(E_0 + Q - E_1 - \frac{|\vec{P}_0 - \vec{p}_1|^2}{2m_{23}} - e_{2-3}\right) d\vec{k}_{2-3}.$$

Враховуючи, що $d\vec{k}_{2-3} = \sqrt{2(\mu_{2-3})^3} e_{2-3} de_{2-3} d\Omega_{2-3}$, перетворимо інтеграл до вигляду

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} d\vec{p}_1 \iint |T_{fi}(\vec{p}_1, \vec{P}_0 - \vec{p}_1, \vec{k}_{2-3})|^2 \delta\left(E_0 + Q - E_1 - \frac{|\vec{P}_0 - \vec{p}_1|^2}{2m_{23}} - e_{2-3}\right) \sqrt{2\mu_{2-3}^3} e_{2-3} de_{2-3} d\Omega_{2-3},$$

і інтегруючи по de_{2-3} , отримаємо

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} d\vec{p}_1 \iint |T_{fi}(\vec{p}_1, \vec{P}_0 - \vec{p}_1, \varepsilon_{2-3}, \theta, \varphi)|^2 \sqrt{2\varepsilon_{2-3}\mu_{2-3}^3} d\Omega_{2-3},$$

$$\varepsilon_{2-3} = E_0 + Q - E_1 - \frac{m_0 E_0 + m_1 E_1 - 2 \cos \theta_1 \sqrt{m_0 E_0 m_1 E_1}}{m_{23}} \quad \text{або}$$

$$\frac{d\sigma(E_1, \theta_1)}{dE_1 d\Omega_1} = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} \rho_1(E_1) \iint |T_{fi}(\vec{p}_1, \vec{P}_0 - \vec{p}_1, \varepsilon_{2-3}, \theta_{2-3}, \varphi_{2-3})|^2 d\Omega_{2-3}, \quad (10)$$

де $\rho_1(E_1) = 2 \sqrt{\left(\frac{m_1 m_2 m_3}{m_2 + m_3}\right)^3} E_1 \varepsilon_{2-3}$ – множник фазового простору [26].

Співвідношення (10) можна використати й у с.ц.м., якщо покласти $\vec{P}_0 = 0$.

Як свідчить експериментальна практика [1 - 16], домінуючий внесок у переріз тричастинко-

вих реакцій $d + {}^3\text{H}$, $d + {}^3\text{He}$ вносять квазібінарні механізми: послідовний розпад через резонанси ${}^4\text{H}^*$ і ${}^4\text{He}^*$, ВКС нуклонів, що супроводжує процеси перезарядки або спин-ізоспин фліпу, квазі-вільне розсіювання й квазівільні реакції класте-

рів. У моделюванні інклюзивного спектра іонів ${}^3\text{He}$ використано наближення для амплітуди реакції

$$|T_{fi}|^2 = c_0 + |c_{23}F_S(k_{23}) + c_{12}F_R(k_{12}) + c_{13}F_R(k_{13})|^2, \quad (11)$$

де $F_S(k)$ – амплітуда, що описує ВКС нейтронів; $F_R(k)$ – амплітуда послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$; $c_0, c_{23}, c_{12}, c_{13}$ – вільні параметри.

Амплітуду F_S обчислюємо в наближенні Ватсона - Мігдала [6, 7]

$$F_S(k) \propto \frac{r(k^2 + \alpha^2)}{2(rk^2/2 - 1/a - ik)}, \quad \alpha = \frac{1 + \sqrt{1 - 2r/a}}{r} \quad (12)$$

з $k_{23} = |\vec{k}_{23}|$, $a = -18.5$ ФМ, $r = 2.80$ ФМ [27], а F_R – у формі резонансу Брейта - Вігнера

$$F_R(E) \propto \frac{\Gamma/2}{E - E_R + i\Gamma/2}, \quad (13)$$

де $E = k^2/(2\mu)$ – енергія відносного руху в парі $n^3\text{He}$; E_R – положення резонансу ${}^4\text{He}^*$ над порогом розпаду ${}^4\text{He} \rightarrow n + {}^3\text{He}$, Γ – його ширина. У розрахунках урахувався процес послідовного розпаду тільки через один резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21,2$, $\Gamma = 0,7$ МеВ).

Внесок у диференціальні перерізи реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})2n$ окремих складових суми (11) показано на рис. 5, де “статистичний розподіл” [26] визначається виразом (10) при $|T_{fi}|^2 = \text{const}$. Як бачимо, загалом форму спектра під малими кутами можна описати розподілом Ватсона - Мігдала за винятком легкої модуляції неперервного розподілу на проміжку енергій 15 - 28 МеВ. Подібна структура була помічена в спектрах геліонів з реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})2n$ при енергії пучка 31 МеВ [28], однак не знайшла тоді переконливого пояснення. У роботі [28] таку структуру вдалося відтворити, враховуючи когерентну суму амплітуд Ватсона - Мігдала й резонансу

$$\frac{d\sigma(E_1, \theta_1)}{dE_1 d\Omega_1} = \rho_1(E_1) \left\{ c_0 + c_1 \iint |F_S(k_{23})|^2 d\Omega_{2-3} + c_2 \iint |F_R(k_{12})|^2 d\Omega_{2-3} \right\}, \quad (15)$$

де c_0, c_1 і c_2 – коефіцієнти, що визначаються в наближенні експериментального спектра за МНК.

Розрахований у такий спосіб модельний спектр показано на рис. 5 (суцільна лінія). Штриховою й пунктирною лініями показано внески амплітуди Ватсона - Мігдала й інтерференційного доданка (у процедурі наближення доданок з коефіцієнтом c_0 в (11) було опущено). Як бачимо, теоретична модель, що враховує прості квазібінарні процеси та їхню інтерференцію, достатня для відтворення

Брейта - Вігнера, а також моделюючи їхню інтерференцію.

Вираз (11) можна розкрити в такий спосіб:

$$\begin{aligned} |T_{fi}|^2 &= c_0 + |c_{23}F_S(k_{23}) + c_{12}F_R(k_{12}) + c_{13}F_R(k_{13})|^2 = \\ &= c_0 + |c_{23}F_S(k_{23})|^2 + |c_{12}F_R(k_{12})|^2 + |c_{13}F_R(k_{13})|^2 + \\ &+ 2|c_{23}F_S(k_{23})| |c_{12}F_R(k_{12})| \cos(\varphi_S(k_{23}) - \varphi_R(k_{12}) + \delta) + \\ &+ 2|c_{23}F_S(k_{23})| |c_{13}F_R(k_{13})| \cos(\varphi_S(k_{23}) - \varphi_R(k_{13}) + \delta) + \\ &+ 2|c_{12}F_R(k_{12})| |c_{13}F_R(k_{13})| \cos(\varphi_R(k_{12}) - \varphi_R(k_{13})), \quad (14) \end{aligned}$$

де

$$\cos \varphi_S = \frac{rk^2/2 - 1/a}{\sqrt{(rk^2/2 - 1/a)^2 + k^2}};$$

$$\sin \varphi_S = \frac{k}{\sqrt{(rk^2/2 - 1/a)^2 + k^2}};$$

$$\cos \varphi_R = \frac{E - E_R}{\sqrt{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}};$$

$$\sin \varphi_R = -\frac{\Gamma/2}{\sqrt{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}};$$

δ – вільний параметр.

Нехтуючи доданками, які містять $|F_R|$ у другому порядку і, враховуючи, що

$$\iint |F_R(k_{12})|^2 d\Omega_{2-3} = \iint |F_R(k_{13})|^2 d\Omega_{2-3},$$

$$\begin{aligned} &\iint |F_S(k_{23})| |F_R(k_{12})| \cos(\varphi_S(k_{23}) - \varphi_R(k_{12}) + \delta) d\Omega_{2-3} = \\ &= \iint |F_S(k_{23})| |F_R(k_{13})| \cos(\varphi_S(k_{23}) - \varphi_R(k_{13}) + \delta) d\Omega_{2-3}, \end{aligned}$$

рівняння (10) можна переписати у вигляді

експериментального інклюзивного спектра. З іншого боку, хоча ширина резонансу ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21,2$, $\Gamma = 0,7$ МеВ) і не є значною, внесок інтерференційного члена сягає до самого краю спектра й впливає на форму квазіпіка ВКС нейтронів. Це може бути однією з причин розбіжностей у значеннях довжин розсіювання a_{nn} , визначених з порівняння експериментальних інклюзивних спектрів і розрахованих з використанням спрощених теоретичних моделей [1 - 4, 8].

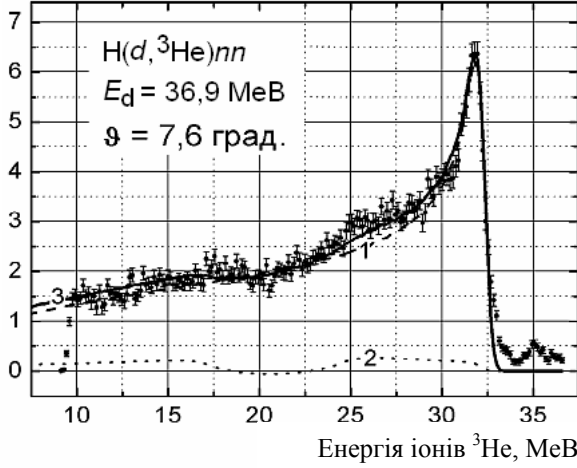
$d^2\sigma/d\Omega dE$, мб/(ср · MeB)


Рис. 5. Експериментальний і модельований інклюзивний спектр ядер ${}^3\text{He}$ з реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})2n$. Енергія пучка дейтронів 36,9 MeB, кут емісії часток 7,6 град. 1 – розподіл Ватсона - Мігдала для ВКС нейтронів; 2 – внесок від інтерференції амплітуд Ватсона - Мігдала й послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21,2$ MeB); 3 – сумарний розподіл.

Розглянута модель дає також можливість оцінити внесок у переріз реакції кожного механізму окремо. Зокрема, з отриманим у наближенні за МНК значенням коефіцієнта c_1 можна розрахувати диференціальні перерізи утворення сингле-

тних nn пар $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ в реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})^2n$.

Перепишуючи співвідношення (10) в координатній системі Якобі, отримуємо

$$\frac{d^2\sigma_{1-23}(E_{1-23}, \theta_{1-23})}{dE_{1-23}d\Omega_{1-23}} = \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} \rho_{1-23}(E_{1-23}) \iint |T_{fi}(E_{1-23}, \theta_{1-23}, \varphi_{1-23}, \theta_{2-3}, \varphi_{2-3})|^2 d\Omega_{2-3}, \quad (16)$$

$$\rho_{1-23}(E_{1-23}) = 2\sqrt{\left(\frac{m_1 m_2 m_3}{m_2 + m_3 + m_3}\right)^3 (E_{\text{tot}} - E_{1-23}) E_{1-23}} = 2\sqrt{\left(\frac{m_1 m_2 m_3}{m_2 + m_3 + m_3}\right)^3 (E_{\text{tot}} - \varepsilon_{2-3}) \varepsilon_{2-3}}, \quad (17)$$

оскільки $E_{1-23} = E_{\text{tot}} - \varepsilon_{23}$, $E_{\text{tot}} = Q + mE_0^{\text{lab}}/(m_p + m_t)$, де m_t – маса ядра-мішені.

Якщо $|T_{fi}|^2$ не залежить від кутів θ , φ , що визначають орієнтацію \vec{k}_{2-3} , тоді

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{1-23}(E_{1-23}, \theta_{1-23}, \varphi_{1-23})}{dE_{1-23}d\Omega_{1-23}} &= \\ &= 4\pi \frac{(2\pi)^4}{\nu_0} \rho_{1-23}(E_{1-23}) |T_{fi}(E_{1-23}, \theta_{1-23}, \varphi_{1-23})|^2, \end{aligned}$$

а складова перерізу визначена розподілом Ватсона - Мігдала

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{1-23}(E_{1-23}, \theta_{1-23})}{dE_{1-23}d\Omega_{1-23}} &= \\ &= 4\pi \rho_{1-23}(E_{1-23}) c_1 |FS(k_{23})|^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Перерізи (18), інтегровані по відносних енергіях нейтронів у межах, дозволених кінематикою, тобто від $\varepsilon_{23} = 0$ до $\varepsilon_{23} = 19,137$ MeB (неза-

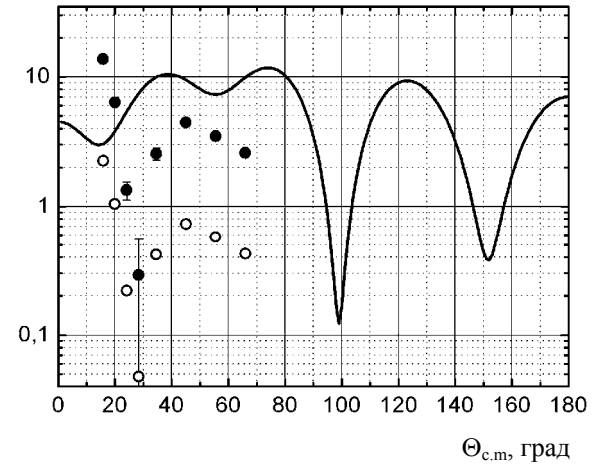
 $d\sigma/d\Omega_{c.m.}$, мб/ср


Рис. 6. Кутовий розподіл диференціального перерізу реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$, інтегрованого по відносній енергії нейтронів у межах $\varepsilon_{23} = 19,1$ MeB (точки) і $\varepsilon_{23} = 1,0$ MeB (незаповнені кільця) у порівнянні з даними супермультиплетної потенціальної моделі.

повнені кільця) і в межах від $\varepsilon_{23} = 0$ до $\varepsilon_{23} = 1,0$ MeB (точки), показано на рис. 6. Показано

тільки статистичні похибки, що перевищують розміри кілець. Похибки виділення внеску амплітуд Ватсона - Мігдала в спектрах під кутами, що перевищують 11 град у л.с.к., за нашими оцінками, можуть досягати 20 % . Оскільки наближення (15) можна застосовувати, коли внесок амплітуди Ватсона - Мігдала набагато перевищує внесок від розпаду резонансів, інтерференційний член враховувався в процедурі моделювання спектрів тільки під кутами 7,6 і 9,6 град. Можна відзначити характерну рису розподілу, що раніше не спостерігалася в експериментах для цієї реакції, але передбачену супермультиплетною потенціальною моделлю [20], а саме наявність максимуму в кутовому розподілі під кутом 45 град (див. рис. 6). Перерізи СПМ для процесу перезарядки в реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})nn$ показано на рис. 6 лінією, вони трохи перевищують експериментальні значення, як і при енергії 14,36 MeV у с.ц.м. [20]. Цікаво було б виконати подібне порівняння в незаповненому поки що інтервалі енергій між 14 і 22 MeV у с.ц.м.

Висновки

При енергії пучка дейтронів 36,9 MeV отримано інклюзивні спектри іонів ${}^3\text{He}$ з реакцій $d+{}^3\text{H}$ і диференціальні перерізи реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})nn$. Показано, що структуру спектрів ядер ${}^3\text{He}$ можна пояснити, враховуючи в реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})nn$ процеси взаємодії двох нейтронів у кінцевому стані й послідовний розпад через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21,2$, $\Gamma = 0,7$ MeV), а також інтерференцію резонансної амплітуди й амплітуди Ватсона - Мігдала. Застосована в дослідженні методика моделювання спектрів дає змогу визначити диференціальні перерізи $d\sigma(\theta)/d\Omega$ утворення синглетних nn пар в реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})^2n$ і порівняти їх з перерізами, обчисленими в рамках супермультиплетної потенціальної моделі розсіювання найлегших кластерів.

Автори дякують проф. В. Г. Неудачину за плідні обговорення результатів і зауваження до тексту рукопису.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Larson H.T., Bacher A.D., Nagatani K., Tombrello T.A. Neutron-neutron effective range parameters from the ${}^3\text{H}({}^2\text{H},{}^3\text{He})2n$ and ${}^3\text{He}({}^2\text{H},{}^3\text{H})2p$ reaction // Nucl. Phys. A. - 1970. - Vol. 149. - P. 161 - 196.
2. Baumgartner E., Gonzett H.E., Shield E., Slobodrian R.J. Determination of the neutron-neutron scattering length from the reaction $T(d,{}^3\text{He})2n$ // Phys. Rev. Lett. - 1966. - Vol. 16. - P. 105 - 115.
3. Bachelier D., Bernas M., Harney H.L., Jourdain J.C. Charge symmetry in the mirror reaction ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})2n$ and ${}^3\text{He}(d,t)2p$ at 83 MeV // Nucl. Phys. A. - 1972. - Vol. 184. - P. 641 - 688.
4. Gross E.E., Hungerford E.V., Malanify J.J. Charge symmetry study with the reaction ${}^2\text{H}(t,{}^3\text{He})nn$ and ${}^2\text{H}({}^3\text{He},t)pp$ // Nucl. Phys. A. - 1971. - Vol. 164. - P. 376 - 385.
5. Watson K.M. The effect of final state interactions on reaction cross section // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 88. - P. 1163 - 1170.
6. Мигдал А.Б. Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц // ЖЭТФ. - 1955. - Т. 28. - С. 3 - 10.
7. Phillips G.C., Griffy T.A., Biedenharn L.C. The significance of the generalized density of states function for nuclear spectra // Nucl. Phys. - 1960. - Vol. 21. - P. 327 - 339.
8. Adam G., Bar Avraham E., Fox R., Porat Y. Investigation of the reaction ${}^3\text{H}(n,2n){}^2\text{H}$ at $E_n = 13.95$ MeV and the neutron-neutron scattering length // Nucl. Phys. A. - 1971. - Vol. 178. - P. 321 - 331.
9. Charlton L.A., Kelso S.M., Warner R.E. A DWBA treatment of the reaction ${}^3\text{He}(d,tp)p$ // Nucl. Phys. A. - 1971. - Vol. 178. - P. 39 - 48.
10. Niiler A., Spiger R.J., Von Witsch. W., Phillips G.C. Three - body break up in the ${}^3\text{He} + d$ reaction // Nucl. Phys. A. - 1972. - Vol. 179. - P. 263 - 275.
11. Warner R.E., Gottlieb S.A., Ball G.C. et al. Effects of exchange and final - state interactions in the reactions ${}^2\text{H}({}^3\text{He},{}^3\text{He})p$ and ${}^2\text{H}({}^3\text{He},{}^3\text{He})n$ // Nucl. Phys. A. - 1974. - Vol. 221. - P. 593 - 607.
12. Warner R.E., Ruyle R.L., Davies W.G. et al. Initial-state distortion and final-state interaction in the ${}^2\text{H}({}^3\text{He},{}^3\text{He})n$ and ${}^2\text{H}({}^3\text{He},{}^3\text{He})p$ reactions // Nucl. Phys. A. - 1975. - Vol. 255. - P. 95 - 108.
13. Darden S.E., Karban O., Blyth C. et al. The ${}^2\text{H}({}^3\text{He},{}^3\text{He})n$ reaction with 33-MeV polarized ${}^3\text{He}$ ions // Nucl. Phys. A. - 1988. - Vol. 486, No 2. - P. 285 - 305.
14. Ayer Z., Darden S.E., Sen S., Warner R.E. Spin polarization effects in the ${}^3\text{He}(d,{}^3\text{He})n$ and the ${}^3\text{He}(d,tp)p$ reactions at $E_d = 17$ MeV // Nucl. Phys. A. - 1993. - Vol. 562. - P. 1 - 31.
15. Sekioka T., Fukunaga K., Kakigi S. et al. Breakup of ${}^3\text{He}$ with 59.6 MeV vector-polarized deuterons at dp quasifree - scattering conditions // Nucl. Phys. A. - 1995. - Vol. 588, No. 2. - P. 510 - 520.
16. Bruno M., Cannata F., D'Agostino M. et al. ${}^3\text{He}$ - induced d^* production // Journal of Physics. G. - 1988. - Vol. 14, No 11. - P. L235 - L238.
17. Neudatchin V.G., Sakharuk A. A., Smirnov Yu. F. Generalized potential description of the interaction of very light cluster: scattering and photonuclear reactions // Fiz. Elem. Chastits At. Yadra. - 1992. - Vol. 23. - P. 479 - 541.
18. Neudatchin V.G., Kukuljin V.I., Pomerantcev V.N., Sakharuk A.A. Generalized potential description of mutual scattering of the lightest $p + d$, $d + {}^3\text{He}$ nuclei

- and the corresponding photonuclear reactions // Phys. Rev. C. - 1992. - Vol. 45. - P. 1512 - 1527.
19. Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., Dubovichenko S.B. Photodisintegration of ${}^4\text{He}$ and the supermultiplet potential model of cluster - cluster interactions // Few-Body Systems. - 1995. - Vol. 18. - P. 159 - 172.
 20. Лебедев В.М., Неудачин В.Г., Стружко Б.Г. Реакции с опрокидыванием спин-изоспина дейтрона и супермультиплетная потенциальная модель взаимодействия легчайших кластеров // Ядер. физика. - 2002. - Т. 65, № 3. - С. 489 - 504.
 21. Стружко Б.Г., Лебедев В.М., Неудачин В.Г. Упругое рассеяние дейтрона на дейтроне и реакция с переворотом их спин-изоспинов в синглет в сравнении с супермультиплетной потенциальной моделью взаимодействия кластеров // Ядер. физика. - 2003. - Т. 66, № 5. - С. 845 - 855.
 22. Бардин Рикки. Кинематический метод определения энергии пучка ускорителя // Приборы для научных исследований. - 1964. - Vol. 35, № 7. - С. 121 - 123.
 23. Альошин В.О., Белюскина О.О., Бердніченко С.В. *та ін.* Дослідження взаємодії дейтронів з ядрами тритію // Int. Conf. "Current problems in nuclear physics and atomic energy". - Kyiv, 2007. Part 1. - P. 270 - 282; Гранцев В.І., Грашлін В.О., Дей Ю.О. *та ін.* Модернізований експериментальний комплекс для дослідження ядерних реакцій на прискорювачі У - 240 // 36. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2004. - № 1(12). - С. 108 - 113.
 24. Белюскина О.О., Бердніченко С.В. Гранцев В.І. *та ін.* Дослідження ядерних реакцій у системі $d + t$ // Ядерна фізика та ядерна енергетика. - 2007. - № 3 (21) - С. 54 - 60.
 25. Roy R., Seiler F., Conzett H.E., Rad F.N. Cross section and vector analyzing power T_{11} of the process ${}^3\text{He}(d, d){}^3\text{He} (d,p){}^4\text{He}$ between 15 and 40 MeV // Phys. Rev. - 1981. - Vol. C24. - P. 2421 - 2433.
 26. 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.
 27. Tognow W., Carman T.S., Chen Q. *et al.* Scattering length measurements from radiative pion capture and neutron-deuteron breakup // Nucl. Phys. A. - 1998. - Vol. 631. - P. 421c - 425c.
 28. Александров Д. В., Никольский Э. Ю., Новацкий Б. Г. *и др.* Существуют ли возбужденные состояния в системе двух нейтронов? // Письма в ЖЭТФ. - 1998. - Т. 67. - С. 860 - 865.
 29. Стружко Б.Г. Так существуют ли возбужденные состояния в системе двух нейтронов? // Изв. РАН. - 2000. - Т. 64 - С. 890 - 893.

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ ПРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА ДЕЙТРОНОВ 37 МэВ

О. О. Белюскина, В. И. Гранцев, В. М. Лебедев, А. Л. Литвинский, К. К. Кисурин,
Г. П. Палкин, С. Е. Омельчук, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, В. С. Семенов,
Л. И. Слюсаренко, Б. Г. Стружко, В. А. Шитюк

Представлены инклюзивные спектры и дифференциальные сечения реакции ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$, измеренные при энергии пучка дейтронов 36,9 МэВ. Форму инклюзивных спектров ядер ${}^3\text{He}$ удается воссоздать, моделируя процессы взаимодействия двух нейтронов в конечном состоянии и последовательного распада через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21,2$, $\Gamma = 0,7$ МэВ), а также интерференцию резонансной амплитуды и амплитуды Ватсона - Мигдала. Таким образом определены дифференциальные сечения реакции ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$, сопровождающейся образованием синглетных nn пар, и получено угловое распределение синглетных динейтронов. Результаты сравниваются с супермультиплетной потенциальной моделью взаимодействия легчайших ядер.

CROSS SECTIONS OF THE ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ REACTION AT THE DEUTERON BEAM ENERGY 37 MeV

O. O. Beljuskina, V. I. Grantsev, V. M. Lebedev, A. L. Litvinsky, K. K. Kisurin,
G. P. Palkin, S. E. Omelchuk, J. S. Roznjuk, B. A. Rudenko, V. S. Semenov,
L. I. Sljusarenko, B. G. Struzhko, V. A. Shitjuk

Inclusive ${}^3\text{He}$ spectra and differential cross sections of the ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ reaction measured at the deuteron beam energy of 37 MeV are presented. The shape of the inclusive ${}^3\text{He}$ spectra can be reproduced by using a model that takes into account neutron - neutron Final State Interaction, Sequential Decay of the ${}^4\text{He}^*$ resonance ($E_x = 21,2$, $\Gamma = 0,7$ MeV) and an interference of resonant amplitude and Watson - Migdal as well. Thus this way differential cross sections of the ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})nn$ reaction followed by appearance of singlet nn pairs and angular distribution of singlet dineutrons are obtained. The results are compared to the supermultiplet potential model of the lightest nuclei interaction.

Надійшла до редакції 15.07.08,
після доопрацювання - 11.12.08.