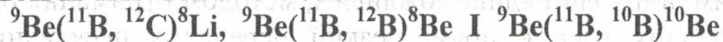


ІЗОБАРИЧНІ ТА ІЗОТОПІЧНІ ЕФЕКТИ В РЕАКЦІЯХ



В. М. Кир'янчук¹, А. Т. Рудчик¹, А. Будзановські², Б. Чех², Т. Чосника³,
Л. Гловацка⁴, С. Клічевські², Є. І. Кошій⁵, С. Ю. Межевич^{1,6}, Г. В. Мохнач¹,
К. Русек⁶, С. Б. Сакута⁷, Р. Сюдак², І. Сквірчинська², А. Щурек²

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Інститут ядерних досліджень ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

³ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

⁴ Інститут прикладної фізики, Варшава, Польща

⁵ Харківський національний університет, Харків

⁶ Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

⁷ Російський дослідницький центр "Інститут Курчатова", Москва, Росія

Досліджено ізобаричні та ізотопічні ефекти в диференціальних перерізах реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МеВ. Для реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ використано раніше отримані нами експериментальні дані, а для реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ поміряно диференціальні перерізи при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для переходів в основні стани ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$ та на рівні 4,439 МеВ (2^+) ядра ${}^{12}\text{C}$ і 0,981 МеВ (1^+), 2,261 МеВ (3^+), 3,21 МеВ (1^+), 5,4 МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Li}$. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій. Виявлено значну різницю (ізобаричний ефект) у диференціальних перерізах реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$. Досліджено ізотопічні ефекти в диференціальних перерізах реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МеВ. Аналізуються ізотопічні та ізобаричні ефекти, виявлені в оптичних потенціалах взаємодії ядер ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ і ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$.

Вступ

Порівняльне дослідження реакцій з однаковими ядрами у вхідному каналі та різними ізотопами й ізобарами у вихідних каналах при близьких значеннях Q-реакцій має важливе значення для вивчення ізобаричних й ізотопічних ефектів у структурі ядер, а також у потенціалах ядро-ядерної взаємодії. Зокрема, порівняльне дослідження реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ [1] і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ має важливе значення для вивчення оболонкової структури ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$ та ізобаричних ефектів в оптичних потенціалах взаємодії ядер ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ і ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$. Структурні особливості цих ядер враховуються в спектроскопічних амплітудах нуклонів у системах ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ і ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + p$, ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ і ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li} + p$. Від цих амплітуд залежать абсолютні значення перерізів реакцій, а оптичні потенціали взаємодії ядер впливають на кутову залежність диференціальних перерізів реакцій. Тому порівняльне дослідження реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ може дати певні відомості про особливості структури ядер та потенціали їх взаємодії.

Поряд з вищевказаними ізобаричними ефектами заслуговує також на увагу вивчення ізотопічних ефектів у реакціях ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ [1] і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ [2] при тій же енергії. Ці реакції уможливають експериментальну перевірку спектроскопічних амплітуд нейтронів у системах ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ і ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{B} + n$, ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ і ${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^9\text{Be} + n$, отриманих на основі оболонкової моделі, та забезпечують можливість дослідження ізотопічних ефектів в оптичних потенціалах взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ і ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{Be}$. Деякі з ядер цих каналів є нестабільними. Зауважимо, що безпосереднє дослідження ядро-ядерної взаємодії короткоживучих нестабільних ядер, яке проводиться на унікальних вторинних пучках радіоактивних іонів, малодоступне для отримання належної бази експериментальних даних, необхідної для надійного встановлення енергетичної залежності оптичних потенціалів (ОМ) взаємодії цих ядер. Наприклад, досі пружне розсіяння іонів ${}^8\text{Li}$ (час життя 0,84 с) ядрами ${}^{12}\text{C}$ досліджено лише при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 8,4$ і $8,7$ МеВ [3, 4], що унеможливує отримання для

відповідного оптичного потенціалу енергетичної залежності, яка в даному випадку дуже сильна в діапазоні енергій $E_{с.ц.м.} \approx 5 - 20$ MeV.

Альтернативним, а інколи і єдиноможливим, методом отримання оптичних потенціалів взаємодії нестабільних ядер є прямі реакції передач з нескладними механізмами, дослідження яких широкодоступні й не дуже трудні. Зокрема, для дослідження оптичних потенціалів взаємодії ядер $^{12}\text{C} + ^8\text{Li}$ у даній роботі використано реакцію $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$, оптичний потенціал для вхідного каналу якої отримано раніше з аналізу пружного розсіяння ядер $^9\text{Be} + ^{11}\text{B}$ в широкому діапазоні енергій [5]. Раніше нами було знайдено оптичні потенціали взаємодії ядер $^{12}\text{B} + ^8\text{Be}$ та $^{10}\text{B} + ^{10}\text{Be}$ із реакцій $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ [1] і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{10}\text{Be}$ [2]. Придатність даних реакцій для пошуків потенціалів вихідних каналів обумовлена, в основному, простим їх механізмом передач нуклонів.

Методика експерименту

Вимірювання кутових розподілів продуктів реакції $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$ разом з продуктами інших реакцій $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, \text{X})$ проводилось на Варшавському циклотроні С-200Р при енергії пучка іонів ^{11}B $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeV з використанням експериментальної методики, описаної в роботі [6]. Розкид енергій іонів ^{11}B в пучку становив приблизно 1%. В експерименті використовувалась берилієва мішень товщиною ~ 600 мкг/см² із сумарним вмістом домішок інших елементів, меншим 10%.

Реєстрація продуктів реакцій $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, \text{X})$ проводилась ΔE - E -спектрометрами, сконструйованими на базі іонізаційної камери [6], та ΔE - E -спектрометром із кремнієвими детекторами товщиною 40 мкм (ΔE) і 1 мм (E). Тиск протічного робочого газу (аргон) в іонізаційній камері підтримувався на рівні ~ 200 мм рт. ст., що забезпечувало втрати енергії (ΔE) частинками в цьому газі еквівалентними енергетичним втратам у кремнієвому детекторі товщиною 15 мкм.

В експерименті використовувалась електроніка стандарту САМАС та система збору й накопичення інформації SMAN [7]. Інформація представлялась у вигляді двовимірних $E \times \Delta E$ -спектрів. Фрагмент такого спектра для ізоотопів літію та вуглецю показано на рис. 1. Видно, що методика уможливила часткове розділення ізоотопів цих елементів. Найбільший вихід спостерігався для продуктів реакції $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$.

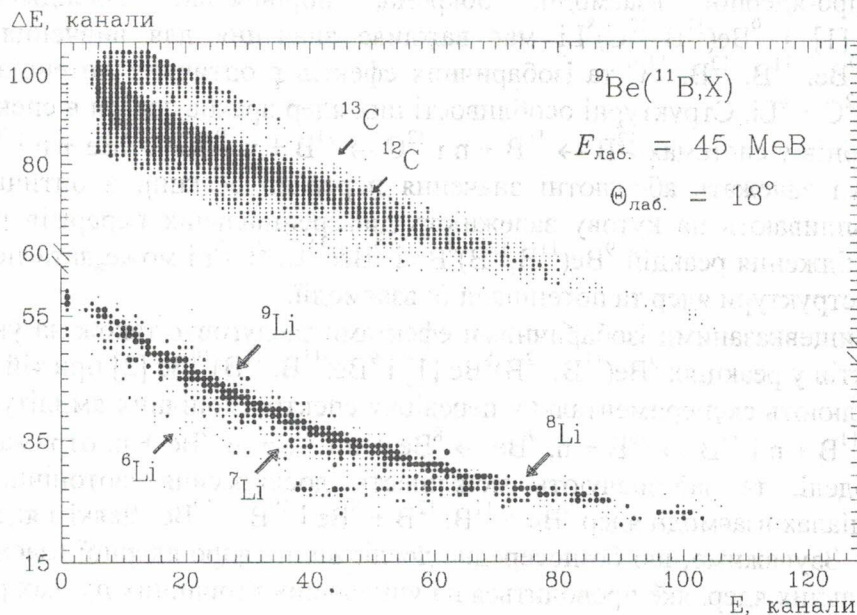


Рис. 1. Фрагмент типового $E \times \Delta E$ -спектра ізоотопів вуглецю та літію - продуктів реакції $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeV для кута $\theta_{\text{лаб.}} = 18^\circ$.

Типові енергетичні спектри цих ізотопів, отримані із двовимірних $E \times \Delta E$ -спектрів для кута $\theta_{\text{лаб.}} = 18^\circ$, показано на рис. 2. На спектрах подано положення рівнів ядра ${}^8\text{Li}$ та ${}^{12}\text{C}$ (4,44 МеВ).

Для отримання сум відліків у піках енергетичних спектрів останні наближались симетричними функціями Гаусса. Площа під гаусіанами приймалась за суму відліків при обчисленні диференціальних перерізів реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ для переходів на вказані на рис. 2 рівні ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$. При наближенні енергетичних спектрів сумою функцій Гаусса для положення піків використовувались енергії, отримані з кінематичних розрахунків. Ширини піків вважались однаковими. Підганялись лише висоти (інтенсивності) гаусіанів.

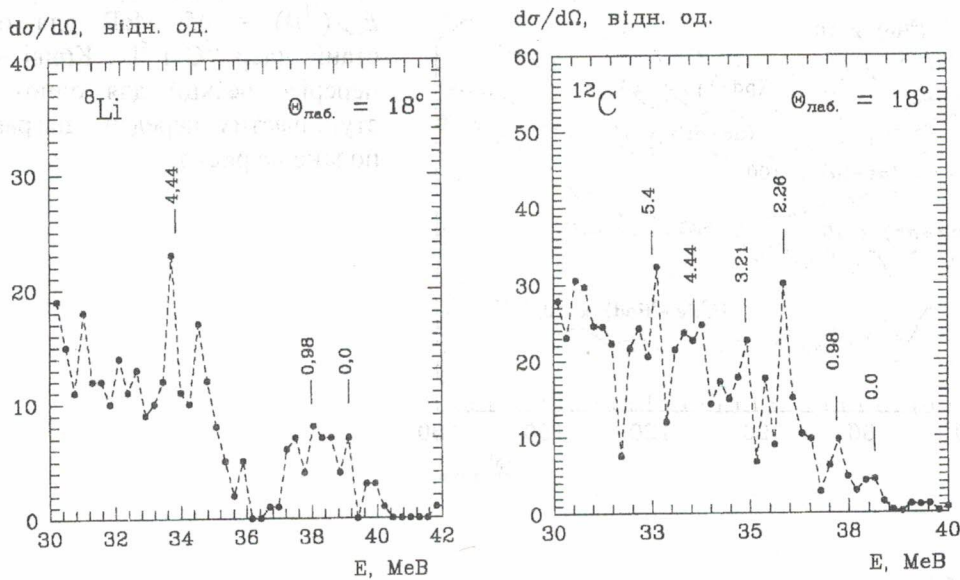


Рис. 2. Типові енергетичні спектри ядер ${}^8\text{Li}$ (зліва) та ${}^{12}\text{C}$ (справа) – продуктів реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для кута $\theta_{\text{лаб.}} = 18^\circ$.

Диференціальні перерізи реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для переходів в основні та збуджені стани ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$ показано на рис. 3 і 4. Для переходів в основні стани ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$ (рис. 3) і на рівні 0,981 МеВ (1^+) ядра ${}^8\text{Li}$ та 4,439 МеВ (2^+) ядра ${}^{12}\text{C}$ (рис. 4, зліва) диференціальні перерізи поміряно в повному кутовому діапазоні, за винятком незначного інтервалу середніх кутів. Диференціальні перерізи для великих (зворотних) кутів отримано з аналізу спектрів ізотопів літію. Для переходів на рівні 2,261 МеВ (3^+), 3,21 МеВ (1^+) і 5,40 МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Li}$ диференціальні перерізи (див. рис. 4, справа) одержано з аналізу лише спектрів ізотопів вуглецю, оскільки ${}^8\text{Li}$ у цих станах розпадається на фрагменти, не долітаючи до спектрометра. У результаті для цих переходів перерізи отримано тільки для кутів $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$.

Видно, що лише для переходів в основні стани ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$ (див. рис. 3) та на рівень 0,981 МеВ (1^+) ядра ${}^8\text{Li}$ (див. рис. 4, зліва) в диференціальних перерізах реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ спостерігаються чіткі осциляції для кутів $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$. Для інших переходів кутові залежності диференціальних перерізів мають слабо виражений осцилюючий вигляд.

Аналіз експериментальних даних

Реакція ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$

Експериментальні дані диференціальних перерізів реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ для переходів в основні та збуджені стани ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$ проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) із включенням у схему зв'язків каналів пружного й непружного розсіяння ядер ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$, а також одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів, діаграми яких показано на рис. 5. Обчислення МЗКР-перерізів вищевказаних процесів виконувались за допомогою програми FRESKO [8].

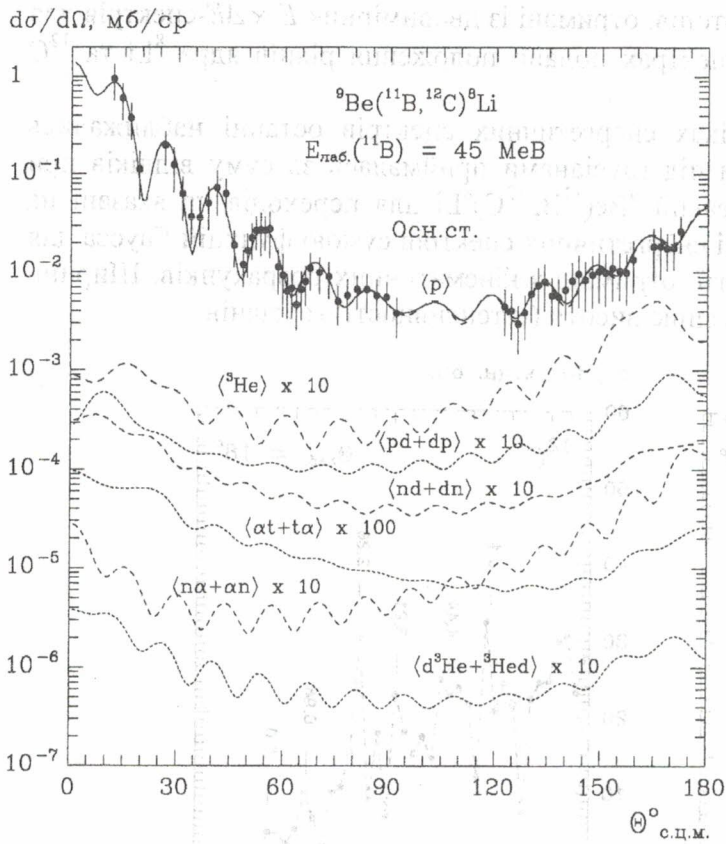


Рис. 3. Диференціальні перерізи реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ для основних станів ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$. Криві – МЗКР-перерізи реакції для одно- та дво-ступінчастих передач, діаграми яких подано на рис. 5.

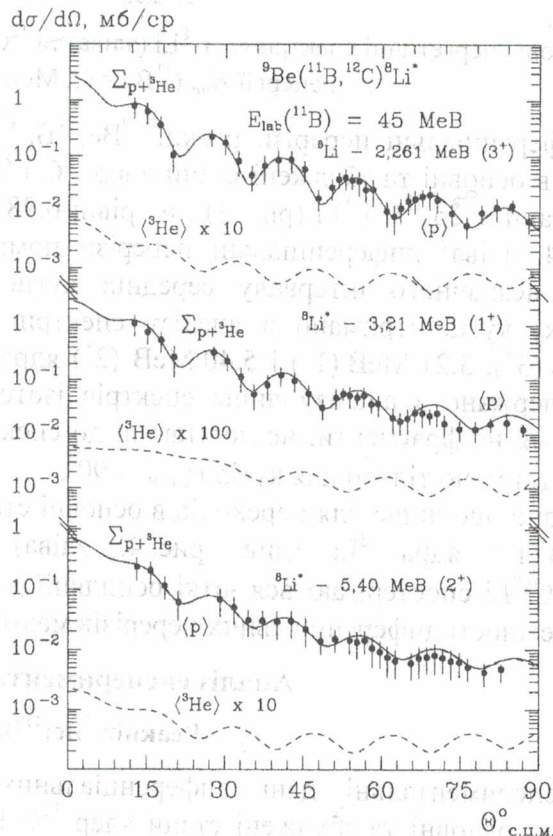
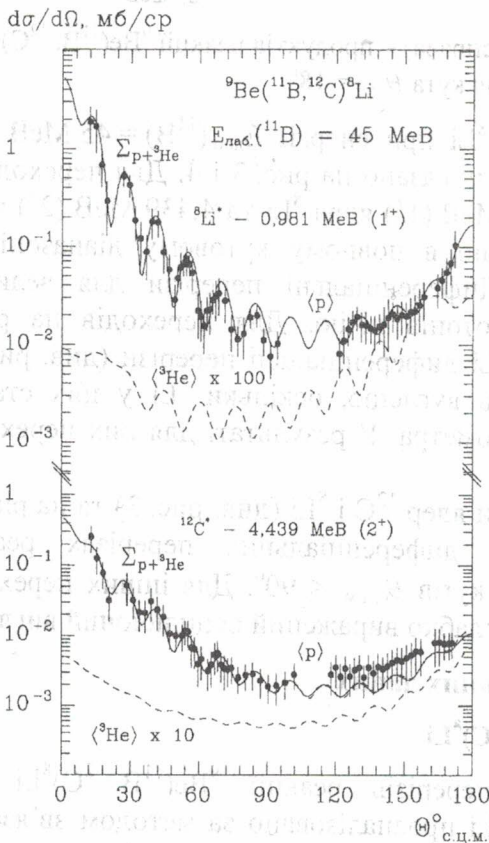
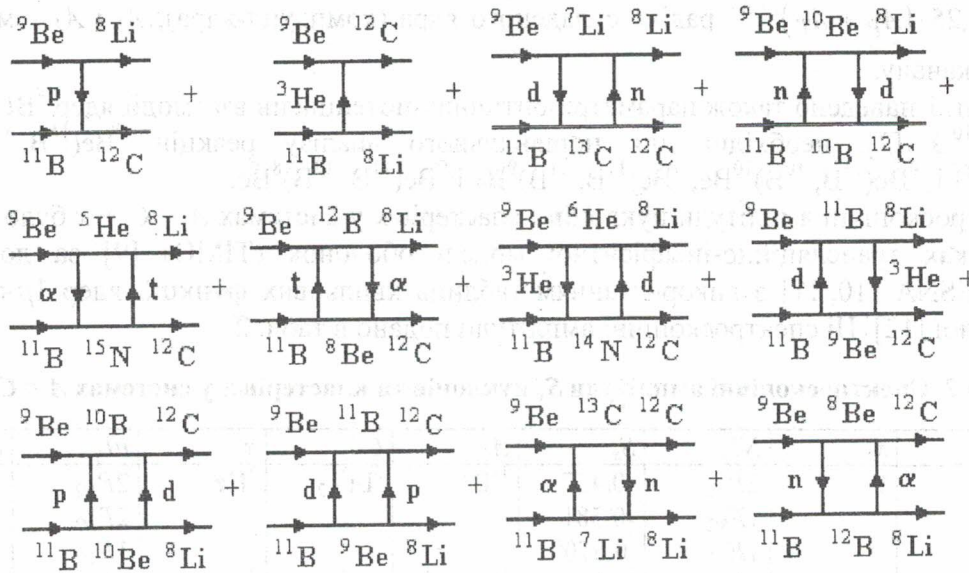


Рис. 4. Диференціальні перерізи реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ для переходів на рівні $0,981 \text{ MeV}$ (1^+) ядра ${}^8\text{Li}$ і $4,439 \text{ MeV}$ (2^+) ядра ${}^{12}\text{C}$ (зліва) та на рівні $2,261 \text{ MeV}$ (3^+), $3,21 \text{ MeV}$ (1^+) і $5,4 \text{ MeV}$ (2^+) ядра ${}^8\text{Li}$ (справа). Криві – МЗКР-перерізи реакції для передачі протона (криві $\langle p \rangle$) та ${}^3\text{He}$ -класера (криві $\langle {}^3\text{He} \rangle$).

${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ & ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^8\text{Li}){}^{12}\text{C}$

 Рис. 5. Діаграми одно- та двоступінчастих передач у реакціях ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^8\text{Li}){}^{12}\text{C}$.

У МЗКР-обчисленнях використовувались оптичні потенціали Вудса - Саксона з об'ємним поглинанням

$$V(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1} + iW_S \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1} \quad (1)$$

та кулонівський потенціал рівномірно зарядженої кулі радіусом $R_C = r_C (A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$, де A_T і A_P – маси ядер мішені та налітаючого іона (снаряда) відповідно. Радіуси R_V і R_W оптичного потенціалу (1) також обчислювались за формулою $R_i = r_i (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$, $i = V, W$.

Для вхідного каналу реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ використовувався енергетично залежний оптичний потенціал, отриманий з аналізу експериментальних даних пружного розсіяння ядер ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ в широкому діапазоні енергій [5]. Параметри цього потенціалу подано в табл. 1.

Таблиця 1. Параметри оптичних потенціалів

Канали реакції	$E_{\text{с.н.м}}$ MeB	V , MeB	r_V , фм	a_V , фм	W_S , MeB	r_W , фм	a_W , Фм	Літера- тура
${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$	20,25	187,3	0,788	0,730	10,4	1,236	0,730	
${}^8\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	19,32	187,3	0,791	0,730	5,0	1,236	0,730	
${}^8\text{Be} + {}^{12}\text{B}$	21,95	187,3	0,791	0,730	7,0	1,236	0,730	[1]
${}^{10}\text{Be} + {}^{10}\text{B}$	15,61	154,7	0,823	0,721	10,0	1,248	0,721	[2]

Параметри оптичного потенціалу вихідного каналу реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ підганялись до експериментальних даних цієї реакції. Отримані параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$ представлено також в табл. 1. Видно, що оптичні потенціали взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ і ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$ значно відрізняються лише глибиною уявних частин ($W_S = 10,4$ MeB для ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ і $W_S = 5,0$ MeB для ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$).

У МЗКР-розрахунках двоступінчастих передач для проміжних каналів використовувались оптичні потенціали із значеннями параметрів потенціалу вхідного каналу даної реакції за винятком параметра r_V , що визначався за формулою

$$r_V = R_{comp} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), \quad (2)$$

де $R_{comp} = 1,25 \cdot (A_P + A_T)^{1/3}$ - радіус складеного ядра (компаунд-ядра); A_1 і A_2 - маси ядер проміжного каналу.

У табл. 1 наведено також параметри оптичних потенціалів взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^{12}\text{B}$ [1] і ${}^{10}\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ [2], необхідні для порівняльного аналізу реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{11}\text{B}){}^9\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$.

Спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів x у системах $A = C + x$ було розраховано в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТІМО) [9] за допомогою програми DESNA [10, 11] з використанням таблиць хвильових функцій ядер $1p$ -оболонки А. Н. Бояркіної [12]. Ці спектроскопічні амплітуди подано в табл. 2.

Таблиця 2. Спектроскопічні амплітуди S_x нуклонів та кластерів x у системах $A = C + x$

A	C	x	NL _j	S _x	A	C	x	nL _j	S _x			
⁸ Li	⁵ He	t	2P _{1/2}	-0,427	¹¹ B	⁸ Li _{3,21} *	³ He	2P _{1/2}	0,053			
			1F _{5/2}	-0,581				2P _{3/2}	-0,048 ^a			
			1F _{7/2}	0,570 ^a				1F _{5/2}	0,268			
⁸ Li	⁶ He	d	1D _{1/2}	0,149	¹¹ B	⁸ Li _{5,4} *	³ He	2P _{1/2}	0,160 ^a			
			1P _{1/2}	0,478				1F _{5/2}	0,218			
⁹ Be	⁵ He	α	3S ₀	-0,810	¹¹ B	⁸ Be	t	2P _{3/2}	0,641			
			1P _{3/2}	0,194				⁹ Be	d	2S ₁	-0,607 ^a	
			2P _{3/2}	-0,236						1D ₁	-0,109 ^a	
⁹ Be	⁷ Li	d	2S ₁	-0,226 ^a	¹¹ B	¹⁰ Be	p	1D ₃	0,610 ^a			
			1D ₁	0,111 ^a				1P _{3/2}	0,699			
			1D ₃	-0,624 ^a				¹⁰ B	1P _{3/2}	-1,347 ^a		
⁹ Be	⁸ Li	p	1P _{1/2}	0,306 ^a	¹² B	⁸ Li	α	2D ₂	0,544 ^a			
			1P _{3/2}	-0,306				⁹ Be	t	2P _{1/2}	0,102 ^a	
⁹ Be	⁸ Li _{0,981} *	p	1P _{1/2}	0,362	¹² B	¹¹ B	n			2P _{3/2}	0,091	
			1P _{3/2}	0,648				1F _{5/2}	0,512			
⁹ Be	⁸ Li _{2,261} *	p	1P _{1/2}	-0,628	¹² B	¹¹ B	n	1P _{1/2}	-0,734 ^a			
			1P _{3/2}	-0,362				1P _{3/2}	0,821			
⁹ Be	⁸ Li _{3,210} *	p	1P _{1/2}	0,648	¹² C	⁸ Be	α	3S ₀	0,822			
			1P _{3/2}	0,648				⁹ Be	³ He	2P _{3/2}	1,224	
⁹ Be	⁸ Li _{5,4} *	n	1P _{1/2}	-0,375 ^a	¹² C	⁹ B	t			2P _{3/2}	-1,124	
			1P _{3/2}	0,866				¹² C	¹⁰ B	d	1D ₃	1,780
¹⁰ Be	⁸ Be	d	1D ₂	0,646	¹² C	¹¹ B	p				1P _{3/2}	-1,706 ^a
			1P _{3/2}	1,406 ^a				¹² C*	¹¹ B	p	1P _{1/2}	-0,505
¹⁰ Be	⁹ Be	n	1P _{3/2}	1,185	¹³ C	⁹ Be	α				2D ₂	0,504 ^a
			1P _{3/2}	1,185				¹³ C	¹¹ B	d	2S ₁	-0,263
¹¹ B	⁷ Li	α	3S ₀	-0,638	¹³ C	¹¹ B	d				1D ₁	-0,162
			2D ₂	-0,422				¹³ C	¹² C	n	1P _{1/2}	0,601
¹¹ B	⁸ Li	³ He	2P _{1/2}	0,160 ^a	¹⁴ N	¹¹ B	³ He				2P _{1/2}	-0,107 ^a
			1F _{5/2}	0,218				¹⁴ N	¹¹ B	3He	2P _{3/2}	-0,096
			1F _{7/2}	0,214							1F _{5/2}	-0,292 ^a
¹¹ B	⁸ Li _{0,98} *	³ He	2P _{1/2}	0,053	¹⁴ N	¹² C	d	1D ₁	0,246			
			2P _{3/2}	-0,048 ^a				¹⁵ N	¹¹ B	α	2D ₂	0,453 ^a
			1F _{5/2}	0,268							¹⁵ N	¹² C
¹¹ B	⁸ Li _{2,261} *	³ He	2P _{3/2}	0,268 ^a	¹⁵ N	¹² C	t					
			1F _{5/2}	0,078								
			1F _{7/2}	0,268								

$${}^a S_{FRESKO} = (-1)^{J_C + J - J_A} S_x = -S_x$$

Хвильові функції зв'язаних станів кластерів (нуклонів) x у системах $A = C + x$ обчислювались стандарним способом методу деформованих хвиль із використанням дійсних потенціалів Вудса – Саксона з підгонкою їх глибин V_x . Для інших параметрів цих потенціалів використовувались такі значення:

$$a_V = 0,65 \text{ фм}; \quad r_V = 1,25 \cdot A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3}) \text{ фм}. \quad (3)$$

МЗКР-перерізи реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ для основних станів ядер ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$ показано на рис. 3 кривими для одноступінчастих передач протона (крива $\langle p \rangle$) і ${}^3\text{He}$ (крива $\langle {}^3\text{He} \rangle$) та двоступінчастих передач $d + {}^3\text{He}$ (крива $\langle d{}^3\text{He} + {}^3\text{He}d \rangle$), $p + d$ (крива $\langle pd + dp \rangle$), $\alpha + {}^3\text{He}$ (крива $\langle \alpha{}^3\text{He} + {}^3\text{He}\alpha \rangle$), $\alpha + t$ (крива $\langle \alpha t + t\alpha \rangle$), $\alpha + n$ (крива $\langle \alpha n + n\alpha \rangle$), $n + d$ (крива $\langle nd + dn \rangle$) і $p + d$ (крива $\langle pd + dp \rangle$). Видно, що в цій реакції домінує передача протона в усьому інтервалі кутів, передача ${}^3\text{He}$ -кластера та двоступінчасті передачі не відіграють помітної ролі. Суцільною кривою на рис. 3 показано когерентну суму МЗКР-перерізів для передач протона і ${}^3\text{He}$. Ця крива практично збігається з кривою МЗКР-перерізів для передачі протона. Видно, що МЗКР-перерізи, отримані з використанням оптичних потенціалів з наведеними в табл. 1 параметрами, задовільно описують експериментальні дані в повному кутовому діапазоні.

На рис. 4 кривими показано МЗКР-перерізи реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ для збуджених станів ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$. Видно, що й у цих випадках домінує передача протона (крива $\langle p \rangle$), передача ${}^3\text{He}$ та двоступінчасті передачі також малоімовірні. Когерентні суми МЗКР-перерізів для передач протона і ${}^3\text{He}$ (суцільні криві $\Sigma_{p+{}^3\text{He}}$) практично збігаються з МЗКР-перерізами для передачі протона. Видно, що експериментальні дані реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ для збуджених станів ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^8\text{Li}$ в усіх випадках також задовільно описуються МЗКР-перерізами.

Ізобаричні ефекти в реакціях ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$

На рис. 6 представлено диференціальні перерізи реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ (темні точки й суцільна крива) і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ (світлі точки й пунктирна крива) для основних станів ядер вихідних каналів при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$. Видно, що абсолютні величини перерізів цих реакцій значно відрізняються. Ця різниця не може бути обумовлена енергетичною залежністю перерізів реакцій, оскільки для каналу ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ енергія $E_{\text{с.ч.м.}} = 21,35 \text{ MeV}$, а для каналу ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$ - $E_{\text{с.ч.м.}} = 19,32 \text{ MeV}$, тобто різниця кінетичних енергій продуктів цих реакцій становить лише $\sim 2 \text{ MeV}$, що недостатньо для наявної різниці перерізів даних реакцій. Цією різницею енергій у вихідних каналах реакцій можна пояснити лише відносний зсув осциляцій кутових розподілів перерізів та різницю середнього нахилу їх. Абсолютна величина перерізів цих реакцій залежить значною мірою від добуток спектроскопічних амплітуд $A_{12\text{B}+8\text{Be}} = S_{12\text{B} \rightarrow 11\text{B}+n} \cdot S_{9\text{Be} \rightarrow 8\text{Be}+n} \approx 1,35$ та $A_{12\text{C}+8\text{Li}} = S_{12\text{C} \rightarrow 11\text{B}+p} \cdot S_{9\text{Be} \rightarrow 8\text{Li}+p} \approx 1,04$, а також від енергій зв'язку нейтрона в системах ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ ($E_n = 3,370 \text{ MeV}$) і ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ ($E_n = 1,665 \text{ MeV}$) та протона в системах ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + p$ ($E_p = 15,957 \text{ MeV}$) і ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li} + p$ ($E_p = 16,887 \text{ MeV}$). Таким чином, більшої імовірності реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ відносно реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ сприяє як $A_{12\text{B}+8\text{Be}} > A_{12\text{C}+8\text{Li}}$, так і менші значення енергій зв'язку нейтрона в ядрах ${}^{12}\text{B}$ і ${}^9\text{Be}$ порівняно з такими ж енергіями протона в ядрах ${}^{12}\text{C}$ і ${}^9\text{Be}$. Тобто при взаємодії ядер спектроскопічно й енергетично вигіднішою є передача нейтрона порівняно з передачею протона.

Для більш детального розгляду відмінностей диференціальних перерізів реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ на рис. 7 темними точками та суцільною кривою показано їх відносну різницю (асиметрію)

$$D_1(\theta) = \frac{\sigma_{12\text{B}}(\theta) - \sigma_{12\text{C}}(\theta)}{\sigma_{12\text{B}}(\theta) + \sigma_{12\text{C}}(\theta)}. \quad (4)$$

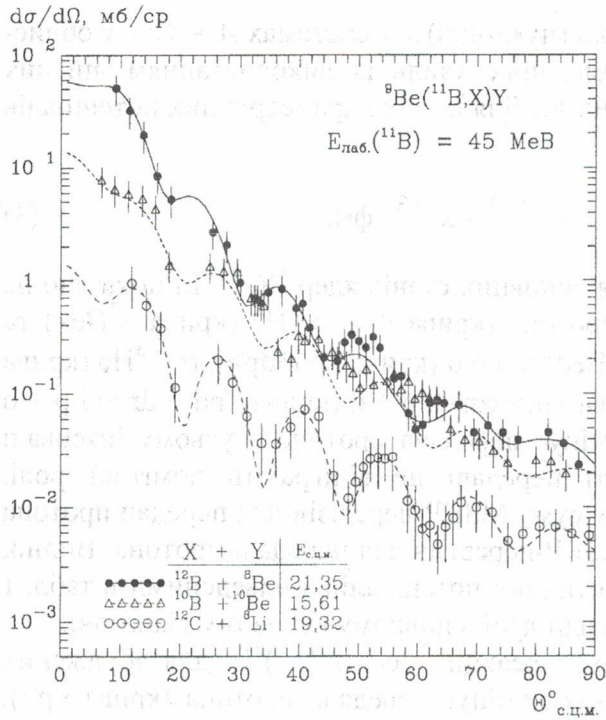


Рис. 6. Диференціальні перерізи реакцій $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{10}\text{Be}$, $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для основних станів ядер вихідних каналів. Криві – МЗКР-перерізи.

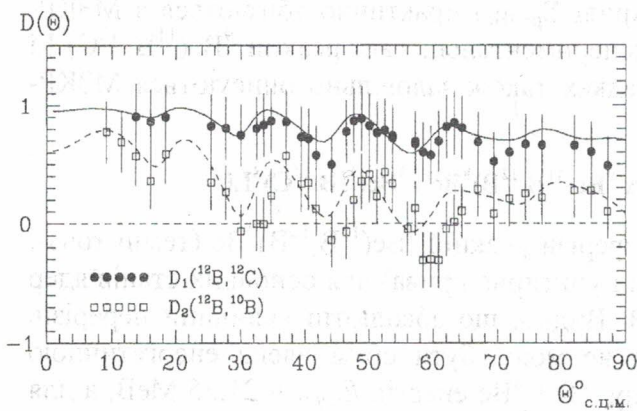


Рис. 7. Кутова залежність асиметрій $D_1(\theta)$ перерізів реакції $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$ (темні точки й суцільна крива) та $D_2(\theta)$ диференціальних перерізів реакцій $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{10}\text{Be}$ (світлі точки і штрихова крива) при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для основних станів ядер вихідних каналів реакцій. Криві D_1 і D_2 – асиметрії МЗКР-перерізів.

Як видно з рис. 7, асиметрія D_1 має осциляційний вигляд, що відповідає відносному зміщенню осциляцій у кутових розподілах перерізів реакцій $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$. Абсолютне значення асиметрії $D_1 \approx 1$.

З табл. 1 видно, що оптичні потенціали для каналів $^{12}\text{B} + ^8\text{Be}$ та $^{12}\text{C} + ^8\text{Li}$ відрізняються незначно лише значеннями параметра W_S ($W_S = 7$ МеВ для $^{12}\text{B} + ^8\text{Be}$ і $W_S = 5$ МеВ для $^{12}\text{C} + ^8\text{Li}$), тобто ізобаричні ефекти реакцій $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$ слабо виражені в оптичних потенціалах їх вихідних каналів.

Підсумовуючи розгляд ізобаричних ефектів у реакціях $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ, робимо висновок, що дані реакції є одним з ефективних засобів дослідження оболонкової структури ядер, від якої, як було видно вище, сильно залежать абсолютні значення диференціальних перерізів реакцій.

Ізотопічні ефекти в реакціях $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ і $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{10}\text{Be}$

Диференціальні перерізи даних реакцій при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ показано на рис. 6. Видно, що перерізи цих реакцій незначно відрізняються при кутах $\theta_{\text{с.ц.м.}} > 25^\circ$, хоча різниця кінетичних енергій становить 5,74 МеВ. Цією різницею енергій можна пояснити відміну диференціальних перерізів даних реакцій на малих кутах.

Незначну відмінність диференціальних перерізів реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ можна пояснити тим, що більше значення добутку спектроскопічних амплітуд $A_{10\text{B}+10\text{Be}} \approx 1,89$ для реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ порівняно з аналогічним добутком $A_{12\text{B}+8\text{Be}} \approx 1,35$ для реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ може компенсувати більші енергії зв'язку нейтрона в системах ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{B} + n$ ($E_n = 11,454$ MeV), ${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^9\text{Be} + n$ ($E_n = 6,812$ MeV) порівняно з такими ж енергіями в системах ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ ($E_n = 3,370$ MeV), ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ ($E_n = 1,665$ MeV).

На рис. 7 показано асиметрію

$$D_2(\theta) = \frac{\sigma_{12\text{B}}(\theta) - \sigma_{10\text{B}}(\theta)}{\sigma_{12\text{B}}(\theta) + \sigma_{10\text{B}}(\theta)} \quad (5)$$

диференціальних перерізів реакцій ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$ MeV. Осциляції цієї асиметрії відображають кутове зміщення осциляцій диференціальних перерізів реакцій, обумовлене різницею кінетичних енергій вихідних каналів даних реакцій. Цією ж різницею пояснюється й ріст асиметрії $D_2(\theta)$ на малих кутах.

Як видно з табл. 1, оптичні потенціали каналів ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ і ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{Be}$ помітно відрізняються лише глибинами дійсної та уявної частин.

Основні результати та висновки

Уперше отримано експериментальні дані для диференціальних перерізів реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$ MeV.

Дані цієї реакції проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій із використанням одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів. Установлено, що основним механізмом даної реакції є передача протона.

З аналізу диференціальних перерізів реакції отримано параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$.

Досліджено ізобаричні ефекти в реакціях ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$ MeV. Установлено, що дані реакції можна ефективно використовувати для дослідження оболонкової структури ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{B}$ і ${}^{12}\text{C}$. Показано, що в структурі ядра ${}^9\text{Be}$ домінуючою є компонента ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$ порівняно з компонентою ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li} + p$.

Досліджено ізотопічні ефекти в реакціях ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$ MeV. Показано, що наявні ізотопічні ефекти обумовлені, в основному, різницею кінетичних енергій у вихідних каналах цих реакцій і різницею глибин дійсних та уявних частин оптичних потенціалів взаємодії ядер ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ і ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{Be}$.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Кир'ячук В.М., Рудчик А.Т., Будзановські А. та ін. Механізми реакції ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних дослід. - 2004. - № 1(12). - С. 16 - 22.
2. Kyryanchuk V.M., Rudchik A.T., Budzanowski A. et al. One-nucleon transfer reaction ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ and optical potential for the ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{B}$ interaction // Nuclear physics A. - 2003. - Vol. 726. - P. 231 - 247.
3. Becchetti F.D., Liu W.Z., Ashktorab K. et al. Systematics of ${}^8\text{Li}$ -induced radioactive beam reactions: $E = 13 - 20$ MeV // Phys. Rev. C. - 1993. - Vol. 48, No. 1. - P. 308 - 318.
4. Smith R.J., Kolata J.J., Lamkin K. et al. Elastic and inelastic scattering of ${}^8\text{Li}$ from ${}^{12}\text{C}$ // Phys. Rev. C. - 1991. - Vol. 43, No. 5. - P. 2346 - 2352.
5. Rudchik A.T., Kyryanchuk V.M., Budzanowski A. et al. Mechanism of large angle enhancement of ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ scattering // Nucl. Phys. A. - 2003. - Vol. 714. - P. 391 - 411.
6. Чернівецький В.К., Русек К., Будзановські А. та ін. Експериментальна установка для дослідження ядерних реакцій на Варшавському циклотроні U-200P // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних дослід. - 2002. - № 2(8). - С. 216 - 224.
7. Kowalczyk M. SMAN: Oprogramowanie zberania danych dla pomiarów wieloparametrycznych w standardzie CAMAC. - Warszawa, 1997. - P. 1- 32.

8. *Thompson I.J.* Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // *Comp. Phys. Rev.* - 1988. - Vol. 7, - P. 167 - 212.
9. *Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M.* Cluster spectroscopic factors for the *p*-shell nuclei // *Phys. Rev. C.* - 1977. - Vol. 15, No. 1. - P. 84 - 93.
10. *Рудчик А.Т., Чувильський Ю.М.* Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1р-оболочки (программа DESNA). - Киев, 1982. - 27 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-82-12).
11. *Рудчик А.Т., Чувильський Ю.М.* Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1р-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // *УФЖ.* - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
12. *Бояркина А.Н.* Структура ядер 1р-оболочки. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973. - 62 с.

ИЗОБАРИЧЕСКИЕ И ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ

${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$

В. Н. Кирьянчук, А. Т. Рудчик, А. Будзановски, Б. Чех, Т. Чосныка, Л. Гловацка, С. Кличевски, Е. І. Коший, С. Ю. Межевич, Г. В. Мохнач, К. Русек, С. Б. Сакута, Р. Сюдак, І. Сквирчиньска, А. Щурек

Исследованы изобарические и изотопические эффекты в дифференциальных сечениях реакций ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ при энергии $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МэВ. Для реакций ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ использованы ранее полученные нами экспериментальные данные, а для реакции ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ измерены дифференциальные сечения при энергии $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МэВ для переходов в основные состояния ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^8\text{Li}$, а также на уровни 4,439 МэВ (2^+) ядра ${}^{12}\text{C}$ и 0,981 МэВ (1^+), 2,261 МэВ (3^+), 3,21 МэВ (1^+), 5,4 МэВ (2^+) ядра ${}^8\text{Li}$. Экспериментальные данные проанализированы по методу связанных каналов реакций. Обнаружена заметная разница (изобарический эффект) в дифференциальных сечениях реакций ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$. Исследованы изотопические эффекты в дифференциальных сечениях реакций ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ при энергии $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$ МэВ. Анализируются изобарические и изотопические эффекты в оптических потенциалах взаимодействия ядер ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$.

ISOBARIC AND ISOTOPIC EFFECTS IN THE

${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ REACTIONS

V. M. Kyryanchuk, A. T. Rudchik, A. Budzanowski, B. Czech, T. Czosnyka, L. Glowacka, S. Kliczewski, E. I. Koshchy, S. Yu. Mezhevych, A. V. Mokhnach, K. Rusek, S. B. Sakuta, R. Siudak, I. Skwirczyńska, A. Szczurek

Isobaric and isotopic effects were investigated in the angular distributions of the ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ reactions at the energy $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 45$ MeV. The experimental data of the ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ reactions measured earlier, were used. The angular distribution of the ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ reaction were measured at $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 45$ MeV for the transitions to the ground states of ${}^{12}\text{C}$ i ${}^8\text{Li}$ and to the 4,439 MeV (2^+) state of ${}^{12}\text{C}$ and 0,981 MeV (1^+), 2,261 MeV (3^+), 3,21 MeV (1^+), 5,4 MeV (2^+) states of ${}^8\text{Li}$. The data were analyzed within the coupled-reaction-channels method. It was found existence of considerable difference (isobaric effect) in the angular distributions of the ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^8\text{Li}$ reactions. The isotopic effects in the angular distributions of the ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{Be}$ reactions at the energy $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 45$ MeV were investigated. The isotopic and isobaric effects in the optical potentials of the ${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C} + {}^8\text{Li}$ nuclear interactions were analyzed.

Надійшла до редакції 08.07. 04,
після доопрацювання – 01.10.04.