

**МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЙ ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$
ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$**

**В. О. Романишин¹, А. Т. Рудчик¹, Є. І. Кошій², О. А. Понкратенко¹, С. Клічевскі³,
А. Будзановскі³, К. Русек⁴, Л. Гловацка⁵, С. Ю. Межевич¹, Вал. М. Пірнак¹, А. А. Рудчик¹,
І. Сквірчинська³, Р. Сюдак³, Я. Хоїньскі⁶, Б. Чех³, А. Щурек³**

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Харківський національний університет, Харків

³Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

⁴Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

⁵Інститут прикладної фізики військово-технічного університету, Варшава, Польща

⁶Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ (21,0 МеВ у с.ц.м.) для основних та збуджених станів ${}^8\text{Be}$. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) для одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів. Виконано також МЗКР-аналіз відомих з літератури даних реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24$ МеВ (14,12 МеВ у с.ц.м.). Отримано відомості про основні механізми реакцій, визначено параметри потенціалу взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Be}$ та досліджено їх енергетичну залежність.

Вступ

Як відомо, прямі ядерні реакції з важкими іонами широко використовуються як для вивчення структури ядер, так і для отримання відомостей про потенціали ядро-ядерної взаємодії та механізми ядерних процесів. Усі ці три аспекти використання ядерних реакцій тісно пов'язані між собою. Зокрема, ядерні реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ та ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ можна успішно застосувати для визначення параметрів потенціалу взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ та їх структури. Цього неможливо досягти в безпосередніх експериментах при зіткненні цих ядер, зважаючи на нестабільність ядра ${}^8\text{Be}$. Параметри ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу визначаються шляхом підгонки теоретичних перерізів реакції до її експериментальних даних варіацією параметрів потенціалу вихідного каналу реакції. При цьому для вхідного каналу реакції використовується ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ -потенціал, отриманий з аналізу експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер. Достовірність визначення параметрів потенціалу взаємодії ядер у вихідному каналі реакції таким методом значно залежить від достовірності значень спектроскопічних амплітуд (СА) нуклонів і кластерів в ядрах, які використовуються у теоретичних розрахунках. Тому методам обчислень СА необхідно приділяти належну увагу.

У даній праці містяться результати дослідження реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ, диференціальні перерізи якої було поміряно одночасно із вимірюваннями пружного й непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ [1, 2]. Аналіз даних реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ проведено за методом зв'язаних каналів реакцій

(МЗКР), використавши для вхідного каналу реакції ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ -потенціал, отриманий з аналізу експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер [1,2], та спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів, обчислені в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТІМО) методом Смірнова - Чувільського [3], який знайшов успішне застосування у багатьох дослідженнях ядер 1р-оболонки.

У даній праці виконано також МЗКР-аналіз єдино відомих даних реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24$ МеВ [4]. Ці дані в роботі [4] досліджувались у рамках статистичної моделі Хаузера - Фешбаха. Проте, зважаючи на велике додатне значення $Q = 10,668$ МеВ для даної реакції, помітну роль можуть відігравати також прямі одно- і двоступінчасті процеси. Ці механізми й досліджувались у даній роботі в рамках МЗКР.

Методика експерименту та експериментальні дані

Вимірювання диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ проводилось на Варшавському циклотроні С-200Р при енергії пучка іонів $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ з використанням мішені літїю природного ізотопного вмісту (${}^7\text{Li}$ - 92,5 %, ${}^6\text{Li}$ - 7,5 %) товщиною ~ 600 мкг/см². Розкид енергії пучка іонів ${}^{10}\text{B}$ на мішені становив $\sim 0,5$ %.

Для реєстрації продуктів реакцій ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, X)$ використовувались ΔE -Е-спектрометри з кремнієвим ΔE -детектором товщиною 67 мкм та іонізаційною камерою [5] в ролі ΔE -детектора. В обох типах спектрометрів застосовувались кре-

мнієві E -детектори товщиною ~ 1 мм. Робочим газом в іонізаційній камері служив протічний аргон при тиску ~ 200 мм рт. ст., енергетичні втрати продуктів реакцій в якому дорівнювали втратам у кремнієвому ΔE -детекторі товщиною ~ 15 мкм.

Для аналізу та накопичення сигналів від детекторів застосовувалась типова електронна система швидко-повільних збігів, зібрана з електронних блоків стандарту САМАС. Спектрометрична інформація накопичувалась та сортувалась у вигляді $\Delta E(E)$ -спектрів у персональному комп'ютері за допомогою програмної системи SMAN [6].

Типовий $\Delta E(E)$ -спектр продуктів реакцій ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ з кремній-кремнієвого ΔE -Е-спектрометра показано на рис. 1. Видно, що дана методика забезпечувала надійне розділення ізоотопів ${}^{10}\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$ і ${}^7\text{Be}$.

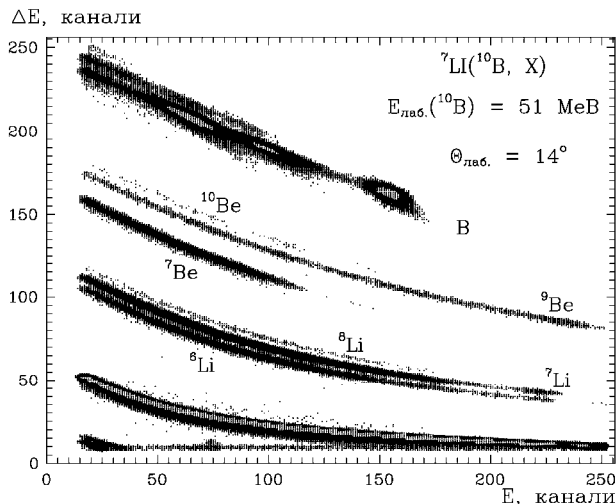


Рис. 1. Типовий $\Delta E(E)$ -спектр продуктів реакцій ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, X)$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ.

На рис. 2 показано типовий зареєстрований спектр ${}^9\text{Be}$ з реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ з неперервним фоном виходу ${}^9\text{Be}$ з реакцій типу ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be})\alpha\alpha$ (ліва панель) та цей же спектр після вилучення даного фону (права панель). Неперервний фон наближався асиметричними сігмоїдальними функціями, а піки, що відповідають основному та збудженому станам ${}^8\text{Be}$, - сумою симетричних функцій Гаусса

$$N(E) = \sum_{i=1}^n N_{oi} \exp \left[-\frac{(E - E_{oi})^2}{h_i^2} \right], \quad (1)$$

параметри яких N_{oi} підганялись за методом найменших квадратів, а параметри E_{oi} дорівнювали відповідним кінетичним енергіям ядер ${}^9\text{Be}$ з даної реакції. Напівширини h_i покладались рівни-

ми або ширинам ізольованих піків, що відповідають рівням з малою шириною, або природним ширинам станів 2,94 та 11,4 МеВ ядра ${}^8\text{Be}$.

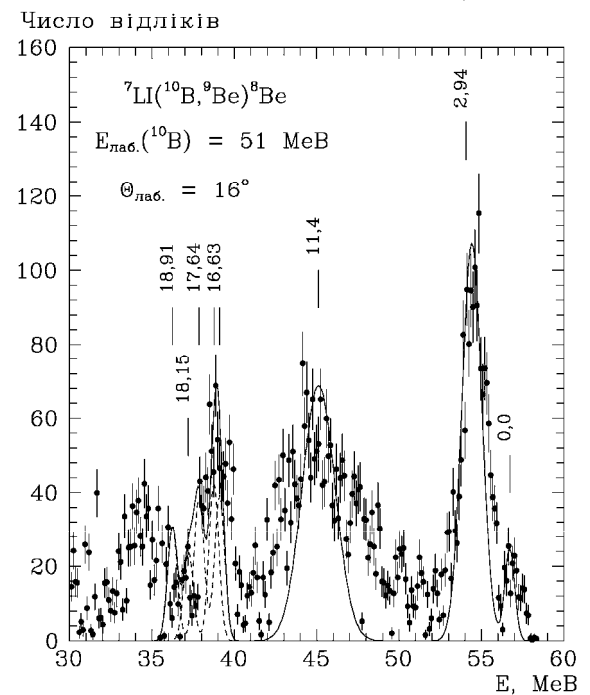
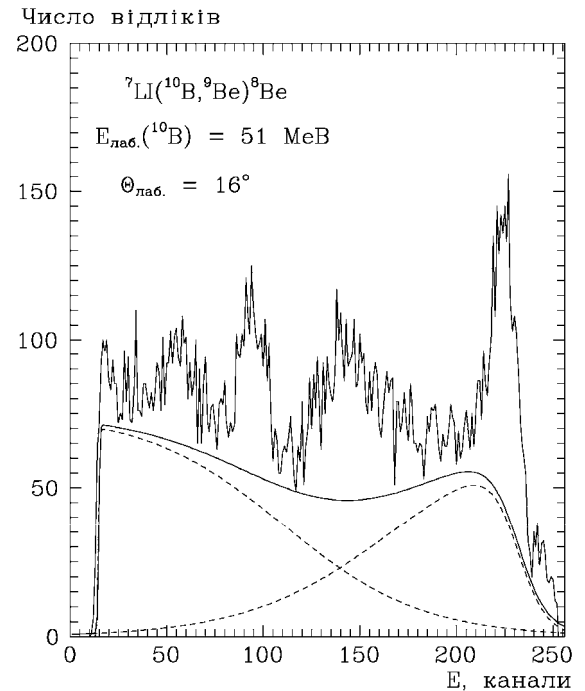


Рис. 2. Типовий спектр ${}^9\text{Be}$ з реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ, зареєстрований в експерименті з наявним неперервним фоном від багаточастинкових реакцій типу ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be})\alpha\alpha$ (зліва) та отриманий після вилучення даного фону (справа). Криві - наближення фону та піків спектра відповідними функціями (пояснення в тексті).

Як видно з рисунка, в енергетичних спектрах ${}^9\text{Be}$ з реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ спостерігаються піки, що відповідають основному та збудженому станам ядра ${}^8\text{Be}$ аж до рівнів з енергією більше

16 МеВ. За площами піків, наближених гауссіанами, обчислювались диференціальні перерізи даної реакції.

Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$

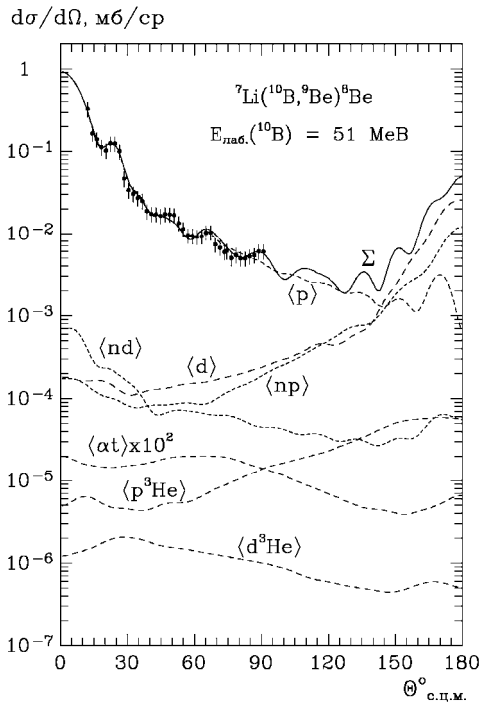


Рис. 3. Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для основних станів ядер ${}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}$. Штрихові криві – МЗКР-перерізи окремих передач (див. діаграми на рис. 8), суцільна крива Σ – когерентна сума всіх механізмів.

при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для основних станів ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^8\text{Be}$ показано на рис. 3, а для збуджених станів ядра ${}^8\text{Be}$ – на рис. 4 - 7.

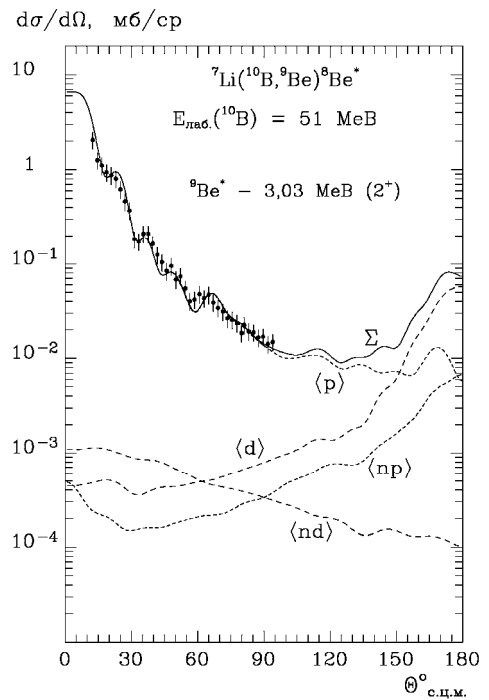


Рис. 4. Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}^*$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для збудженого стану 3,03 МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$. Криві – МЗКР-перерізи. Позначення такі ж, як на рис. 3.

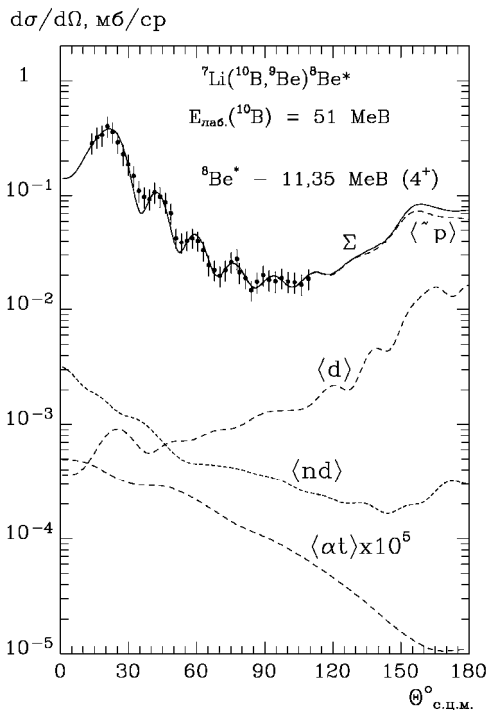


Рис. 5. Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}^*$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для збудженого стану 11,4 МеВ (4^+) ядра ${}^8\text{Be}$. Криві – МЗКР-перерізи. Позначення такі ж, як на рис. 3.

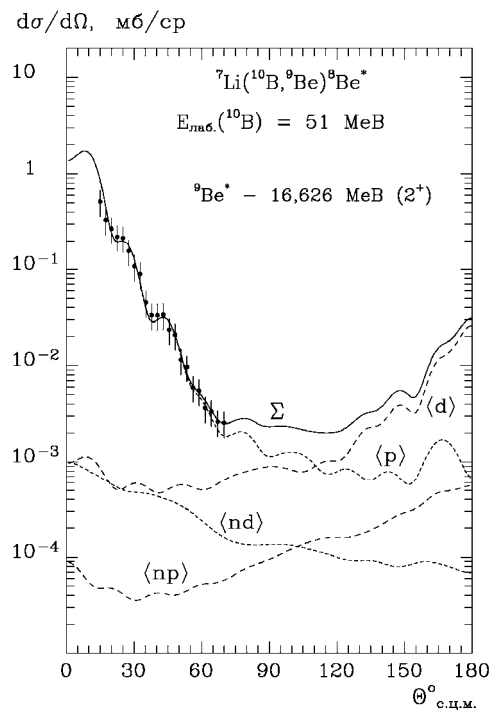


Рис. 6. Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}^*$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для збудженого стану 16,626 МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$. Криві – МЗКР-перерізи. Позначення такі ж, як на рис. 3.

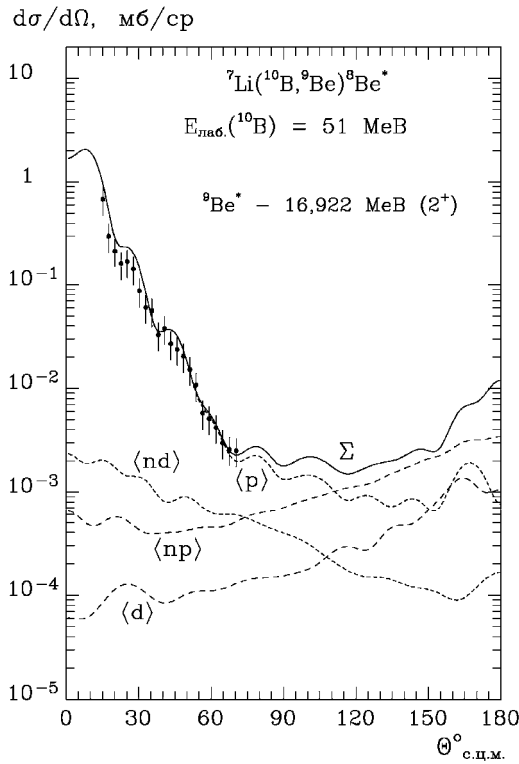


Рис. 7. Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для збудженого стану $16,922$ МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$. Криві – МЗКР-перерізи. Позначення такі ж, як на рис. 3.

Аналіз експериментальних даних

Експериментальні дані реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ і ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ аналізувались за методом зв'язаних каналів реакцій із використанням для вхідних та вихідних каналів реакції ядро-ядерних потенціалів типу Вудса - Саксона

$$U(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1} + iW_S \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1} \quad (2)$$

та кулонівських потенціалів взаємодії рівномірно заряджених куль

$$V_C(r) = \begin{cases} Z_P Z_T e^2 (3 - r^2 / R_C^2) / 2R_C, & r \leq R_C, \\ Z_P Z_T e^2 / r, & r > R_C, \end{cases} \quad (3)$$

де $R_i = r_i(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$ ($i = V, W, C$); A_p, A_T і Z_p, Z_T – маси і заряди ядер вхідного та вихідного каналів реакції; e - заряд електрона.

МЗКР-розрахунки здійснювались за допомогою програми FRESKO [7]. У схему зв'язку каналів включались пружне і непружне розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ та реакції одно- та двоступінчас-

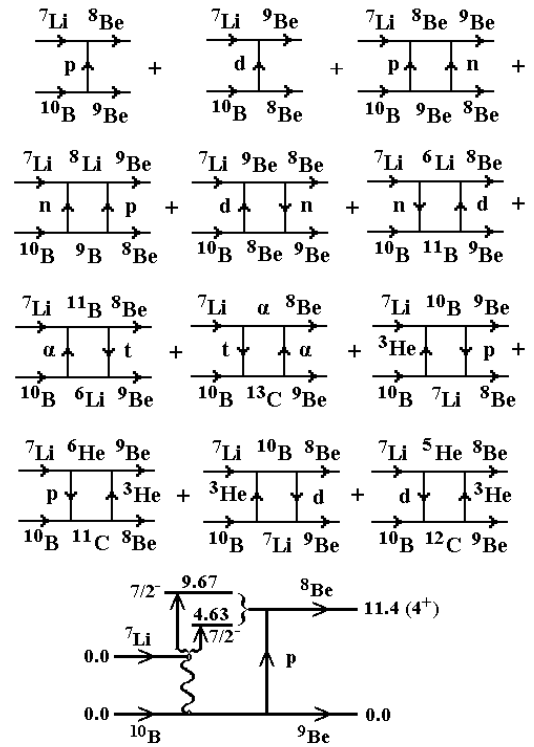


Рис. 8. Діаграми механізмів реакцій ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ та ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^8\text{Be}){}^9\text{Be}$.

тих передач, діаграми яких представлено на рис. 8.

У МЗКР-розрахунках перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ для вхідного каналу використовувався ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ -потенціал, параметри якого, як зазначалось вище, визначено з аналізу даних пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ [1, 2]. Параметри ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу знайдено шляхом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції. Значення параметрів оптичних потенціалів наведено у табл. 1. В усіх МЗКР-розрахунках використовувався параметр $r_C = 1,25$ фм.

Хвильові функції зв'язаних станів нуклонів і кластерів обчислювались стандартним способом шляхом підгонки параметра V дійсного потенціалу Вудса - Саксона для отримання відповідного значення енергії зв'язку нуклона чи кластера x у системах $A = C + x$ при значеннях параметрів $a_V = 0,65$ фм та $r_V = 1,25A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3})$ фм.

Потрібні для МЗКР-розрахунків перерізів реакцій спектроскопічні амплітуди S_x кластерів та нуклонів x у системах $A = C + x$

$$S_x = \left(\frac{A}{x}\right)^{1/2} \langle \Psi_A | \Psi_C \Psi_x; \varphi_{x,C} \rangle \quad (4)$$

було обчислено в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТІМО) [3] за допомо-

гою програми DESNA [8, 9] із використанням таблиць хвильових функцій роботи [10]. У виразі (4) Ψ_A, Ψ_C, Ψ_x – хвильові функції внутрішніх станів ядер A, C, x відповідно, а $\varphi_{xС}$ – хвильова

функція руху кластера x відносно серцевини C ядра A . Спектроскопічні амплітуди S_x подано у табл. 2.

Таблиця 1. Параметри ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ - та ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалів

Система ядер	$E_{\text{с.п.м.}}$, МеВ	Набір параметрів	V_0 , МеВ	r_V , фм	a_V , фм	W_S , МеВ	r_W , фм	a_W , фм	Література
${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$	14,12		150,0	0,790	0,660	11,0	1,250	0,660	[1, 2]
	21,00		189,9	0,790	0,660	14,5	1,250	0,660	[1, 2]
${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$	24,79	A ₁	192,4	0,788	0,715	9,9	1,600	0,715	
		B ₁	192,4	0,788	0,715	4,0	1,600	0,715	
${}^8\text{Be}^*_{2,94} + {}^9\text{Be}$	31,67		171,4	0,788	0,760	11,0	1,600	0,760	
			21,85	A ₂	193,4	0,788	0,678	9,0	1,600
${}^8\text{Be}^*_{11,4} + {}^9\text{Be}$	28,73		175,9	0,788	0,760	11,0	1,600	0,760	
			13,39	B ₂	193,4	0,788	0,678	5,0	1,600
${}^8\text{Be}^*_{16,626} + {}^9\text{Be}$	20,27		151,2	0,788	0,642	6,5	1,613	0,642	
			15,04	B ₃	151,2	0,795	0,642	2,0	1,613
${}^8\text{Be}^*_{16,922} + {}^9\text{Be}$	14,76		187,9	0,788	0,660	8,5	1,550	0,660	
			178,3	0,789	0,660	7,0	1,600	0,660	
			178,3	0,789	0,660	7,0	1,600	0,660	

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

A	C	x	nL_J	S_x	A	C	x	nL_J	S_x
${}^7\text{Li}$	${}^4\text{He}$	t	$2P_{3/2}$	-1,091	${}^9\text{B}$	${}^8\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	0,866
${}^7\text{Li}$	${}^5\text{He}$	d	$2S_1$	-0,674 ^a	${}^9\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{2,94}$	p	$1P_{1/2}$	-0,573 ^a
			$1D_1$	-0,121 ^a				$1P_{3/2}$	0,573
			$1D_3$	0,676 ^a	${}^9\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{16,626}$	p	$1P_{1/2}$	-0,265 ^a
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{He}$	p	$1P_{3/2}$	0,805	${}^9\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{16,922}$	p	$1P_{1/2}$	0,484 ^a
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	-0,657				$1P_{3/2}$	0,968
			$1P_{3/2}$	-0,735 ^a	${}^{10}\text{B}$	${}^6\text{Li}$	α	$2D_2$	-0,125
${}^8\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	0,478	${}^{10}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	${}^3\text{He}$	$2P_{3/2}$	0,419
${}^8\text{Be}$	${}^4\text{He}$	α	$3S_0$	1,225				$1F_{5/2}$	-0,104 ^a
${}^8\text{Be}$	${}^5\text{He}$	${}^3\text{He}$	$2P_{3/2}$	-1,102 ^a				$1F_{7/2}$	-0,347
${}^8\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	d	$2S_1$	1,217	${}^{10}\text{B}$	${}^8\text{Be}$	d	$1D_3$	0,811
${}^8\text{Be}^*_{2,94}$	${}^6\text{Li}$	d	$1D_1$	0,455	${}^{10}\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{2,94}$	d	$2S_1$	-0,130
			$1D_2$	-0,588 ^a				$1D_1$	0,200
			$1D_3$	0,696				$1D_2$	-0,633 ^a
${}^8\text{Be}^*_{11,4}$	${}^6\text{Li}$	d	$1D_3$	0,544				$1D_3$	0,981
${}^8\text{Be}^*_{16,626}$	${}^6\text{Li}$	d	$1D_1$	-0,633	${}^{10}\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{11,4}$	d	$1D_1$	0,475
			$1D_2$	-0,272 ^a				$1D_2$	-0,457 ^a
			$1D_3$	0,644				$1D_3$	0,303
${}^8\text{Be}^*_{16,922}$	${}^6\text{Li}$	d	$2S_1$	-1,089	${}^{10}\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{16,626}$	d	$2S_1$	0,475
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{3/2}$	1,234 ^a				$1D_1$	0,198
${}^8\text{Be}^*_{2,94}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	-0,730				$1D_2$	-0,376 ^a
			$1P_{3/2}$	-0,730 ^a	${}^{10}\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{16,922}$	d	$1D_1$	-0,219
${}^8\text{Be}^*_{11,4}$	${}^7\text{Li}^*_{4,63}$	p	$1P_{1/2}$	-0,873				$1D_2$	0,231 ^a
			$1P_{3/2}$	-0,738 ^a				$1D_3$	0,179
${}^8\text{Be}^*_{11,4}$	${}^7\text{Li}^*_{9,67}$	p	$1P_{1/2}$	-0,873	${}^{10}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	1,185
			$1P_{3/2}$	-0,738 ^a	${}^{10}\text{B}$	${}^9\text{B}$	n	$1P_{3/2}$	-1,185
${}^8\text{Be}^*_{16,626}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	0,338	${}^{11}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	α	$3S_0$	-0,638
${}^8\text{Be}^*_{16,922}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	0,390				$2D_2$	-0,422
			$1P_{3/2}$	-0,781 ^a	${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Be}$	t	$2P_{3/2}$	0,641
${}^9\text{Be}$	${}^6\text{He}$	${}^3\text{He}$	$2P_{3/2}$	-0,236	${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{11,4}$	t	$1F_{5/2}$	0,578 ^a
${}^9\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	t	$1P_{1/2}$	-0,192				$1F_{7/2}$	-0,431

<i>A</i>	<i>C</i>	<i>x</i>	<i>nL_J</i>	<i>S_x</i>	<i>A</i>	<i>C</i>	<i>x</i>	<i>nL_J</i>	<i>S_x</i>
${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	d	$1P_{3/2}$	-0,215 ^a	${}^{11}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	d	$2S_1$	-0,607 ^a
			$2S_1$	-0,226 ^a				$1D_1$	-0,109 ^a
			$1D_1$	0,111 ^a				$1D_3$	0,610
			$1D_3$	-0,624 ^a				$1P_{3/2}$	-1,347 ^a
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	-0,375 ^a	${}^{11}\text{B}$	${}^{10}\text{B}$	n	$1P_{3/2}$	-1,347 ^a
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	0,866	${}^{11}\text{C}$	${}^8\text{Be}$	${}^3\text{He}$	$2P_{3/2}$	0,641
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}^*_{2,94}$	n	$1P_{1/2}$	-0,573 ^a	${}^{11}\text{C}$	${}^{10}\text{B}$	p	$1P_{3/2}$	-1,347 ^a
			$1P_{3/2}$	0,573	${}^{12}\text{C}$	${}^9\text{Be}$	${}^3\text{He}$	$2P_{3/2}$	1,224 ^a
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}^*_{16,626}$	n	$1P_{1/2}$	-0,265 ^a	${}^{12}\text{C}$	${}^{10}\text{B}$	d	$1D_3$	1,780
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}^*_{16,922}$	n	$1P_{1/2}$	0,484 ^a	${}^{13}\text{C}$	${}^9\text{Be}$	α	$2D_2$	0,504 ^a
			$1P_{3/2}$	0,968	${}^{13}\text{C}$	${}^{10}\text{B}$	t	$1F_{5/2}$	0,108 ^a
								$1F_{7/2}$	0,747

$${}^a S_{\text{FRESKO}} = (-1)^{J_c + J - J_A} S_x = -S_x.$$

Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для основних станів ядер ${}^8\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}$ представлено на рис. 3. Кривими $\langle x \rangle$ та $\langle xy \rangle$ показано МЗКР-перерізи для одноступінчастих передач нуклонів і кластерів $x = \{p, d\}$ та когерентних сум двоступінчастих передач нуклонів і кластерів $(x + y) + (y + x) = \{(n + p) + (p + n), (n + d) + (d + n), \dots\}$. Видно, що для кутів $\theta_{\text{с.п.м.}} < 90^\circ$ у даній реакції домінує передача протона. Виліт ядер ${}^9\text{Be}$ на великі кути обумовлений, в основному, передачею дейтрона та послідовною передачею протона й нейтрона, а одноступінчаста передача протона відіграє меншу роль. Інші двоступінчасті передачі нуклонів і кластерів не мають суттєвого значення в даній реакції. Суцільною кривою Σ на рисунку показано когерентну суму МЗКР-перерізів усіх процесів. Видно, що сумарний МЗКР-переріз задовільно описує експериментальні дані.

Як видно на рис. 4, схожа ситуація спостерігається в даній реакції і при переході ядра ${}^8\text{Be}$ у збуджений стан 3,03 МеВ (2^+): на кутах $\theta_{\text{с.п.м.}} < 90^\circ$ домінує передача протона, а на великих кутах – передача дейтрона й у меншій мірі передача протона. Усі двоступінчасті передачі нуклонів та кластерів не відіграють суттєвої ролі. Суцільною кривою Σ на рисунку показано сумарний МЗКР-переріз всіх процесів. Видно, що МЗКР-переріз задовільно описує експериментальні дані.

Передача протона в даній реакції для переходу ядра ${}^8\text{Be}$ у збуджений стан 11,4 МеВ (4^+) неможлива, оскільки для системи ${}^8\text{Be}^*_{11,4}(4^+) = {}^7\text{Li}(3/2^-) + p$ спектроскопічна амплітуда $S_p = 0$. Передача дейтрона та двоступінчасті передачі нуклонів і кластерів для даного збудженого стану ядра ${}^8\text{Be}$, як видно на рис. 5, не можуть описати експериментальні дані. Тому в даному випадку для опису реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}^*_{11,4}$ використано двоступінчастий механізм, діаграма якого показана в нижній частині рис. 8: при зі-

ткненні іонів ${}^{10}\text{B}$ з ядрами ${}^7\text{Li}$ спочатку відбувається перехід ядра ${}^7\text{Li}$ у збуджений стан 4,63 МеВ ($7/2^-$) або 9,67 МеВ ($7/2^-$), а потім завдяки передачі протона з ${}^{10}\text{B}$ до ядра ${}^7\text{Li}$ у збуджених станах утворюється ядро ${}^8\text{Be}$ у збудженому стані 11,4 МеВ (4^+) як одна із систем ${}^8\text{Be}^*_{11,4}(4^+) = {}^7\text{Li}^*_{4,63}(7/2^-) + p$ або ${}^8\text{Be}^*_{11,4}(4^+) = {}^7\text{Li}^*_{9,67}(7/2^-) + p$. Спектроскопічні амплітуди протонів для даних систем містяться в табл. 2. Цей механізм передачі протона у збуджені стани ядра ${}^7\text{Li}$ показано на рис. 5 кривою $\langle p \rangle$. Видно, що даний механізм домінує в реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}^*_{11,4}$ з переходом ядра ${}^8\text{Be}$ у збуджений 11,4 МеВ (4^+) стан та задовільно пояснює експериментальні дані.

Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}^*$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для збуджених станів 16,626 МеВ (2^+) та 16,922 МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$ представлено на рис. 6 і 7 відповідно. Як і в попередніх випадках, кривими показано МЗКР-перерізи, обчислені при параметрах ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Be}^*_{16,626}$ та ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Be}^*_{16,922}$ потенціалів, наведених у табл. 1, та з використанням відповідних спектроскопічних амплітуд нуклонів і кластерів, наведених у табл. 2. Видно, що в обох випадках виліт ядер ${}^9\text{Be}$ на кути $\theta_{\text{с.п.м.}} < 90^\circ$ обумовлений передачею протона (криві $\langle p \rangle$), на великі кути – передачею дейтрона для стану 16,626 МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$ (крива $\langle d \rangle$ на рис. 6) та послідовними передачами нейтрона й протона при збудженні 16,922 МеВ (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$ (крива $\langle np \rangle$ на рис. 7). Сумарні МЗКР-перерізи (криві Σ) задовільно описують експериментальні дані в обох випадках.

Отримані в результаті МЗКР-аналізу експериментальних даних реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ набори параметрів $X = \{X_i\} = \{V, W_S, r_V, a_V, r_W, a_W\}$ для потенціалу взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Be}$ в основному та збуджених станах ядра ${}^8\text{Be}$ (див. табл. 1) показано точками на рис. 9 залежно від кінетичної енергії $E_{\text{с.п.м.}}$ ядра ${}^9\text{Be}$. Ці X_i -набори парамет-

рів апроксимувались за методом найменших квадратів параметризованими функціями $X_i(E, Y_i)$, залежними від енергії $E = E_{с.ц.м}$ ядра ${}^9\text{Be}$ та параметрів $Y_i = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta_{X_i}\}$ [1, 11]:

$$X_i(E) = \begin{cases} X_i^{\max} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = V_0, W_S, a_V, a_W, \\ X_i^{\min} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = r_V, r_W, \end{cases} \quad (5)$$

де

$$g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_{X_i}}{\Delta E_{X_i}}\right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

X_i^{\min}, X_i^{\max} - мінімальне та максимальне значення параметра X_i відповідно; $E_{X_i}, \Delta E_{X_i}$ - положення точки перегину функції $g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i})$ та напівширина цього перегину відповідно.

При апроксимації $V(E)$ -набору враховувалось дисперсійне співвідношення між дійсною $V(r, E)$ та уявною $W(r, E)$ частинами ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Be}$ -потенціалу [12]

$$\begin{aligned} V(r, E) &= V_0(E) + \Delta V(r, E) = \\ &= V_0(E) + \frac{P}{\pi} \int_0^\infty \frac{W(r, E')}{E' - E} dE' \end{aligned} \quad (7)$$

(P вказує на головне значення інтеграла). При $r = 0$ ці співвідношення виражають зв'язок між параметрами глибин дійної та уявної частин потенціалу розсіяння.

Отримані в результаті підгонки значення па-

раметрів $Y_i = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta_{X_i}\}$ енергетичної залежності ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу наведено в табл. 3, а графіки відповідних функцій – на рис. 9 (суцільні криві). На цьому ж рисунку енергетичні залежності параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу порівнюються з відповідними залежностями параметрів потенціалів взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ [11] (криві $\langle {}^{13}\text{C} \rangle$) та ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ [13] (криві $\langle {}^{15}\text{N} \rangle$). Видно, що найбільш відрізняються ці потенціали параметрами своїх уявних частин та дифузностей. Дещо також різні енергетичні залежності параметра V , що може бути обумовлено відмінністю дисперсійних складових $\Delta V(r, E)$ даних потенціалів та кулонівських бар'єрів.

Таблиця 3. Параметри енергетичної залежності потенціалу взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$

Y_i	X_i					
	$V_0,$ МеВ	$W_S,$ МеВ	$r_V,$ фм	$r_W,$ фм	$a_V,$ фм	$a_W,$ фм
X_i^{\min}	50,0	5,0	0,788	1,593	0,653	0,653
X_i^{\max}	220,0	11,6	0,910	1,830	0,764	0,764
$E_{X_i},$ МеВ	11,0	19,3	8,900	9,200	24,271	24,271
$\Delta_{X_i},$ МеВ	2,0	5,3	1,600	1,300	1,726	1,726

Для дослідження механізмів реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ та параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу важливим доповненням є реакція ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при тій же енергії $E_{с.ц.м}$ для вхідного каналу. У такому випадку були б відомі диференціальні перерізи в повному кутовому діапазоні. Проте відомі лише єдині дані реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{с.ц.м} = 14$ МеВ ($E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24$ МеВ) [4], меншій від енергії $E_{с.ц.м} = 21$ МеВ ($E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ) досліджуваної нами реакції. При низькій енергії вхідного каналу в реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ може значну роль відігравати процес утворення складеного ядра [4]. У даній праці ми оцінили роль прямих процесів в реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії

$E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24$ МеВ [4]. Для цього було розраховано набори параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу для енергій $E_{с.ц.м} = 24,79; 21,85$ і $13,39$ МеВ на основі відповідних енергетичних залежностей параметрів цього потенціалу, отриманих з аналізу даних реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ. У табл. 1 ці набори параметрів вміщено під назвами A_1, A_2 і A_3 . Обчислені на основі цих наборів параметрів МЗКР-перерізи показано на рис. 10 кривими $\langle A_1 \rangle, \langle A_2 \rangle$ і $\langle A_3 \rangle$ відповідно. Видно, що ці перерізи менші експериментальних даних. Щоб задовільно описати дані реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24$ МеВ у рамках прямих механізмів довелося суттєво зменшити глибину уявної

частини ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу. Ці набори містяться в табл. 2 під назвами V_1 , V_2 і V_3 , а відповідні МЗКР-перерізи показано на рис. 10 кривими $\langle B_1 \rangle$, $\langle B_2 \rangle$ і $\langle B_3 \rangle$ відповідно. Видно, що прямими механізмами також можна пояснити

експериментальні дані реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24 \text{ MeV}$. Остаточні висновки про механізм даної реакції можна зробити лише при наявності диференціальних перерізів у повному кутовому діапазоні.

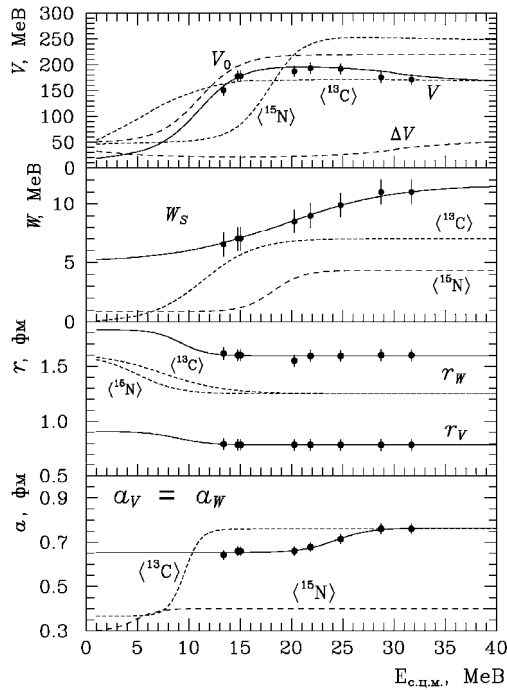


Рис. 9. Енергетичні залежності параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу в порівнянні з відповідними залежностями ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ - і ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ -потенціалів (криві $\langle {}^{13}\text{C} \rangle$ і $\langle {}^{15}\text{N} \rangle$ відповідно).

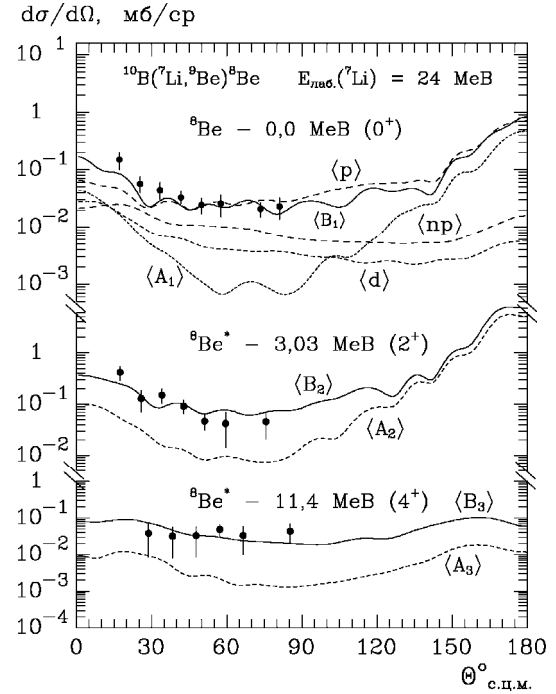


Рис. 10. Диференціальні перерізи реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24 \text{ MeV}$ [4]. Криві – МЗКР-перерізи для наборів параметрів A_i та B_i (криві $\langle A_i \rangle$ та $\langle B_i \rangle$).

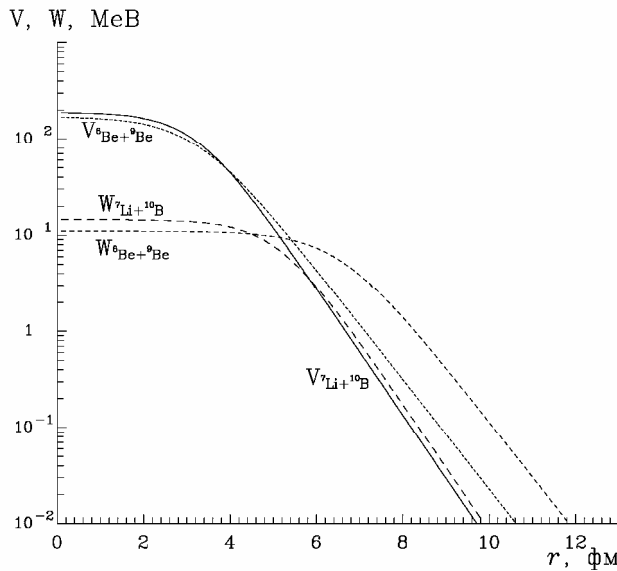


Рис. 11. Потенціали взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ та ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$.

На закінчення аналізу даних реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ наведемо порівняння потенціалів її вхідного та вихідного каналів. Це показано на рис. 11 для потенціалів взаємодії ядер

${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ та ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ в основних станах при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51 \text{ MeV}$.

Видно, що, в основному, ці потенціали відрізняються своїми радіусами та дифузністю. При цьому уявна частина ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу в периферійній області переважає над дійсною, що може свідчити про значну ймовірність процесів розвалу цих ядер у потенціальному полі.

Основні результати та висновки

У даній праці представлено результати вимірювання диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51 \text{ MeV}$, проведеного на Варшавському циклотроні С-200Р для основних станів ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^8\text{Be}$ та збуджених станів 3,03 MeV (2^+), 11,35 MeV (4^+), 16,626 MeV (2^+) та 16,922 MeV (2^+) ядра ${}^8\text{Be}$. В експерименті використовувалась ΔE - E -методика для ідентифікації продуктів реакції.

У рамках методу зв'язаних каналів реакцій досліджено механізми даної реакції. МЗКР-розрахунки проводились із використанням параметрів ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{B}$ -потенціалу, визначених на

основі експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер [1, 2], та спектроскопічних амплітуд нуклонів і кластерів, обчислених методом, що базується на трасляційно-інваріантній моделі оболонки. Параметри ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу визначались шляхом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції.

Установлено, що передача протона є основним механізмом реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ для вильоту ядер ${}^9\text{Be}$ на кути $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 120^\circ$, а вихід ${}^9\text{Be}$ на великі кути згідно з теоретичними розрахунками може бути обумовлений сумою передач протонів, дейтронів та послідовних передач нейтронів і протонів. Перехід ядра ${}^8\text{Be}$ у збуджений стан 11,35 МеВ (4^+), в основному, обумовлений двоступінчастим процесом з початковим переходом ядра ${}^7\text{Li}$ у збуджені стани 4,63 МеВ ($7/2^-$) або 9,67 МеВ ($7/2^-$) та наступною передачею протона.

У реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 24$ МеВ (14 МеВ у с.ц.м.) [4] спосте-

рігається зворотна картина ролі окремих механізмів на малих і великих кутах, ніж у реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$. При даній низькій енергії в реакції ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$, крім прямих механізмів, помітну роль може відігравати також процес утворення складеного ядра, як стверджується в роботі [4]. Це може бути причиною, тому що визначені нами значення параметра W_S мають малі значення.

Двоступінчасті передачі важких кластерів в обох реакціях мають другорядне значення.

Отримано набори параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу для основних та збуджених станів цих ядер. Досліджено енергетичну залежність параметрів потенціалу з урахуванням дисперсійного співвідношення між його дійсною та уявною частинами. Отримано параметри цієї енергетичної залежності. Установлено, що енергетична залежність параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу помітно відрізняється від аналогічних залежностей ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ - та ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ -потенціалів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Rudchik A. T., Romanyshyn V. O., Koshchy E. I. et al. Isotopic effects in the ${}^7\text{Li} + {}^{10,11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering // Eur. Phys. J. A. - 2007. - Vol. 33. - P. 317 - 325.
2. Рудчик А. Т., Романишин В. О., Кошций Є. І. та ін. Пружне та непружне розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{10,11}\text{B}$ // Ядерна фізика та енергетика - 2007. - 1(19). - С. 72 - 82.
3. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. Cluster spectroscopic factors for the p-shell nuclei // Phys. Rev. C. - 1977. - Vol. 15. - P. 84 - 93.
4. Kohler W., Gruber G., Steinhauser A., Bethge K. Nuclear reaction of 24 MeV ${}^7\text{Li}$ on ${}^{10}\text{B}$ // Nucl. Phys. A. - 1977. - Vol. 290. - P. 233 - 252.
5. Чернієвський 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.
6. Kowalczyk M., SMAN: A Code for Nuclear Experiments: Report/Warsaw University. - Warsaw, 1998. - 32 p.
7. Thompson I. J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
8. Рудчик А. Т., Чувицький Ю. М. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1p-оболочки (программа DESNA). - Киев, 1982. - 27 с. - (Препр. /АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-82-12).
9. Рудчик А. Т., Чувицький Ю. М. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1p-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // УФЖ. - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
10. Бояркина А. Н. Структура ядер 1p-оболочки. - М.: Изд-во Москов. ун-та, 1973. 62 с.
11. Rudchik A. T., Motyuk O. A., Budzanowski A. et al. Energy dependence of the ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ interaction // Nucl. Phys. A. - 1999. - Vol. 660. - P. 267 - 279.
12. Mahaux C., Ngô H., Satchler G. R. Casuality and the threshold anomaly of the nucleus-nucleus potential // Nucl. Phys. A. - 1986. - Vol. 449. - P. 354 - 394.
13. Rudchik A. A., Rudchik A. T., Budzanowski A. et al. Mechanism of the ${}^{12}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{N}){}^8\text{Be}$ reaction and ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ optical-model potential // Eur. Phys. J. A. - 2005. - Vol. 23. - P. 445 - 452.

МЕХАНИЗМИ РЕАКЦІЙ ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ І ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЙМОДІЙСТВІЯ ЯДЕР ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$

В. О. Романишин, А. Т. Рудчик, Е. І. Кошций, О. А. Понкратенко, С. Кличевски, А. Будзановски, К. Русек, Л. Гловацка, С. Ю. Межевич, Вал. М. Пирнак, А. А. Рудчик, І. Сквирчинська, Р. Сюдак, Я. Хоньски, Б. Чех, А. Шурек

Получены новые экспериментальные данные дифференциальных сечений реакции ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при энергии $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ МеВ (21,0 МеВ в с.ц.м.) для основных и возбужденных состояний ${}^8\text{Be}$. Экспериментальные данные проанализированы по методу связанных каналов реакций (МСКР) для одно- и двухступенчатых пере-

дач нуклонов и кластеров. Выполнен также МСКР-анализ известных из литературы экспериментальных данных реакции ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ при энергии $E_{\text{лаб}}({}^7\text{Li}) = 24$ MeV (14,12 MeV в с.ц.м.). Получены сведения об основных механизмах реакций, определены параметры потенциала взаимодействия ядер ${}^9\text{Be} + {}^8\text{Be}$ и исследована их энергетическая зависимость.

MECHANISM OF ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ REACTIONS AND ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -POTENTIAL

V. O. Romanyshyn, A. T. Rudchik, E. I. Koshchy, O. A. Ponkratenko, S. Kliczewski, A. Budzanowski, K. Rusek, L. Glowacka, S. Yu. Mezhevych, Val. M. Pirnak, A. A. Rudchik, I. Skwirczyńska, R. Siudak, J. Choiński, B. Czech, A. Szczurek

Angular distributions of the ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ were measured at the energy $E_{\text{лаб}}({}^{10}\text{B}) = 51$ MeV (21 MeV c.m.) for the ground and excited states of ${}^8\text{Be}$. The experimental data were analyzed within the coupled-reaction-channels (CRC) method for one- and two-step transfers of nucleons and clusters. The ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ reaction data at the energy $E_{\text{лаб}}({}^7\text{Li}) = 24$ MeV (14,12 MeV c.m.) known from the literature, were included in the CRC-analysis also. Mechanism of the reactions was determined, the parameters of the ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -potential were deduced and energy dependence of the parameter was studied.

Надійшла до редакції 16.04.08,
після доопрацювання – 29.07.08.