

МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$
ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$

© 2011 А. Т. Рудчик¹, Ю. М. Степаненко¹, А. А. Рудчик¹, О. А. Понкратенко¹, Є. І. Кошій², С. Клічевскі³, К. Русек⁴, А. Будзановскі³, С. Ю. Межевич¹, Вал. М. Пірнак¹, І. Сквірчинська³, Р. Сюдак³, Б. Чех³, А. Щурек³, Я. Хоїньскі⁵, Л. Гловацка⁶

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

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

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

⁵ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

⁶ Інститут прикладної фізики Військово-технічного університету, Варшава, Польща

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ для переходів в основні та збуджені стани ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^{16}\text{N}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МеВ. Експериментально реакцію досліджено вперше. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) для одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів. У МЗКР-розрахунках для вхідного каналу реакції використано оптичний потенціал, отриманий з аналізу даних пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$, та спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів, які були обчислені за оболонковою моделлю. Визначено оптичний потенціал взаємодії нестабільного ядра ${}^{16}\text{N}$ із стабільним ядром ${}^9\text{Be}$ на основі експериментальних даних реакції. Досліджено внески найпростіших одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів у реакцію ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$.

Ключові слова: ядерні реакції, оптична модель, метод зв'язаних каналів реакцій, фолдінг-модель, спектроскопічні амплітуди, оптичні потенціали, механізми реакцій.

Вступ

Як відомо, властивості ядро-ядерної взаємодії та структури нестабільних ядер можна досліджувати як в експериментах з радіоактивними пучками важких іонів (прямі експерименти), так і з використанням пучків стабільних іонів за допомогою ядерних реакцій з виходом нестабільних ядер. Особливо важливим є останній метод для вивчення властивостей нестабільних ядер з часом життя менше мікросекундного діапазону та ядер у незв'язаних станах, пучки іонів яких практично неможливо використати для проведення експериментів.

У цій роботі представлено результати дослідження властивостей структури нестабільного ядра ${}^{16}\text{N}$ та його взаємодію з ядром ${}^9\text{Be}$ за допомогою реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МеВ. Відомостей про експериментальне дослідження цієї реакції іншими авторами в літературі немає.

Експериментальні дані диференціальних перерізів цієї реакції для основних та збуджених станів ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^{16}\text{N}$ аналізувались за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) для одно- й двоступінчастих передач нуклонів та найпростіших кластерів, спектроскопічні амплітуди яких обчислювались у рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонок (ТІМО). Використовуючи в МЗКР-розрахунках ці амплітуди та оптичний потенціал взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$, отриманий попередньо з аналізу пружного розсіяння

цих ядер при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МеВ [1], було визначено параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$ з аналізу даних реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$.

Методика експерименту

Вимірювання диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ проводилось одночасно з пружним і непружним розсіянням ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ на Варшавському циклотроні С-200Р, використовуючи пучок іонів ${}^{18}\text{O}$ з енергією $E_{\text{лаб}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МеВ [1]. Розкид енергії пучка іонів на мішені не перевищував 0,5 %. В експерименті використовувалась самопідтримна (без підкладки) мішень природного літію (${}^7\text{Li}$ - 92,5 %) товщиною ~ 900 мкг/см².

Продукти реакцій реєструвались ΔE -спектрометром з кремнієвими ΔE - і E -детекторами з товщинами 67 мкм і 1 мм відповідно. В експерименті використовувалась електроніка стандарту САМАС та комп'ютерна система SMAN [2] для накопичення й візуалізації одновимірних ΔE - і E -спектрів та двовимірних $\Delta E(E)$ -спектрів продуктів реакцій. Детальний опис експериментальної установки міститься в роботі [3].

Типовий двовимірний $\Delta E(E)$ -спектр продуктів реакцій ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, X)$ показано на рис. 1. Видно, що експериментальна методика забезпечувала надійну ідентифікацію ізоотопів азоту ${}^{14}, {}^{15}, {}^{16}, {}^{17}\text{N}$ (α) та ізоотопів берилію ${}^9, {}^{10}\text{Be}$ (β).

На рис. 2 показано типові енергетичні спектри

^{16}N та ^9Be з вилученими неперервними компонентами (фонами) від багаточастинкових реакцій та неперервних спектрів важких домішок у мішені. Методи наближення та віднімання фону з експериментальних енергетичних спектрів описані в роботі [4]. Кривими на рис. 2 показано наближення спектрів гауссіанами, площа яких використовувалась для обчислення диференціаль-

них перерізів реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$

$$N(E) = \sum_i N_i \exp\left(-0,5 \frac{(E - E_i)^2}{h_i^2}\right), \quad (1)$$

де E_i , N_i , h_i - положення, амплітуда та середньоквадратичне відхилення i -го піка.

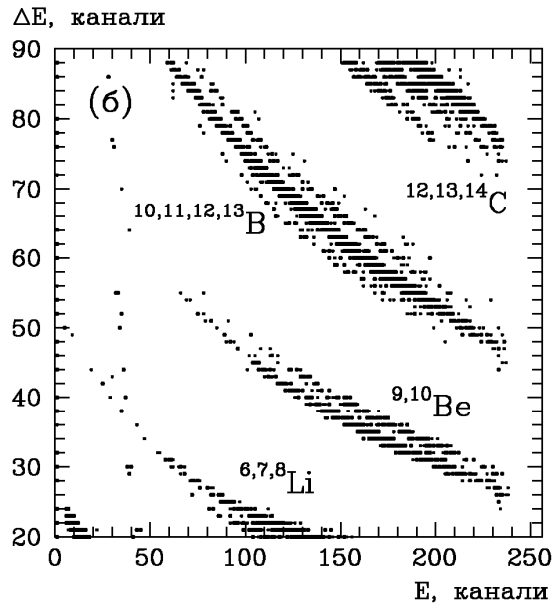
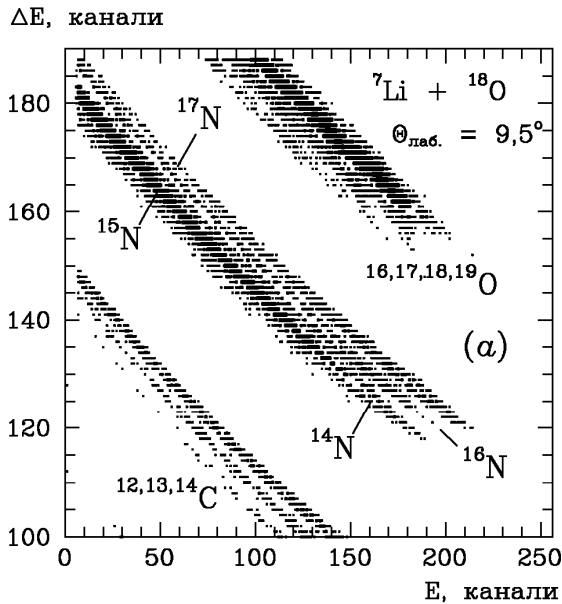


Рис. 1. Фрагменти типових двовимірних $\Delta E(E)$ -спектрів - продуктів реакцій $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, X)$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{18}\text{O}) = 114$ МеВ із локусами ізоотопів азоту $^{14,15,16,17}\text{N}$ (а) та ізоотопів берилію $^9,^{10}\text{Be}$ (б).

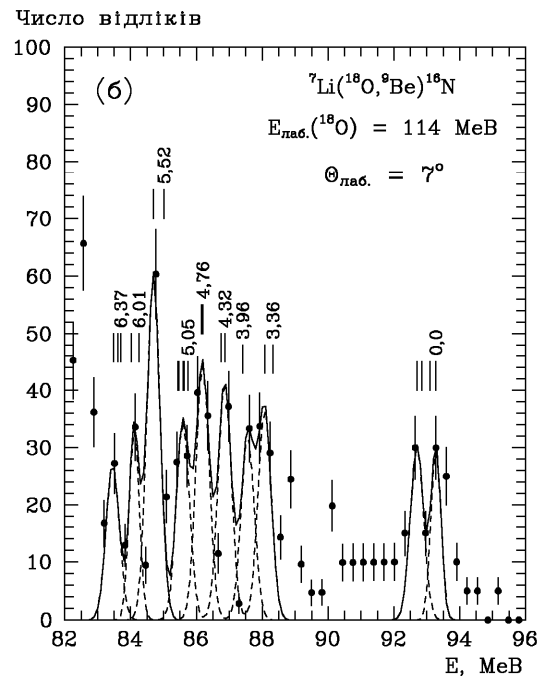
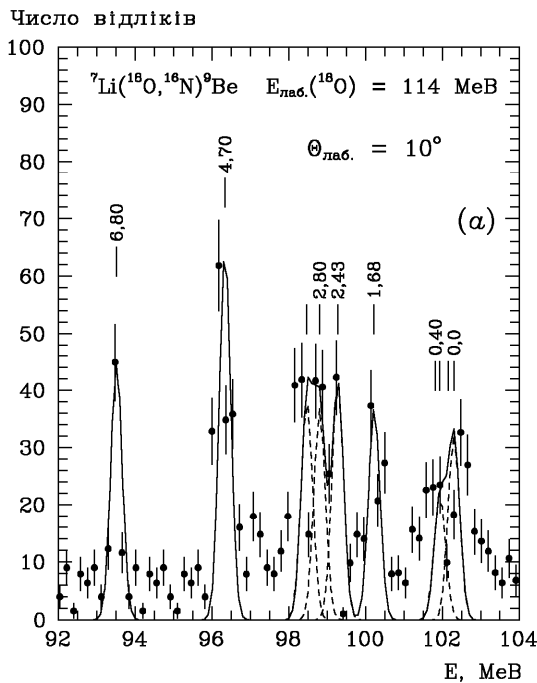


Рис. 2. Типові енергетичні спектри ядер ^{16}N (а) та ^9Be (б) з реакцій $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$ та $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{18}\text{O}) = 114$ МеВ. Криві - гауссіани.

Похибки в обчисленні площ ізольованих гауссіанів не перевищували 20 %, а частково перекритих - 30 - 40 %. Для нормування диференціальних перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ використовувався такий же множник нормування, як і для пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ [1].

Похибка абсолютизації перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ становила 20 %.

Експериментальні диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МеВ показано на рис. 3 - 8.

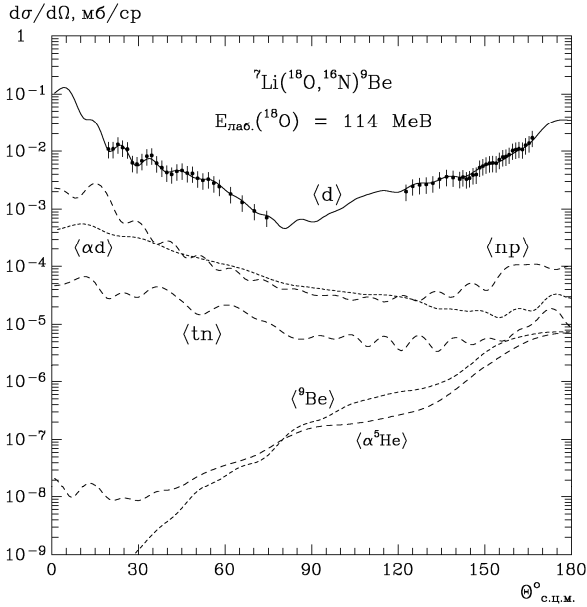


Рис. 3. Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МеВ для основних станів ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^{16}\text{N}$. Криві - МЗКР-розрахунки для різних типів передач нуклонів і кластерів.

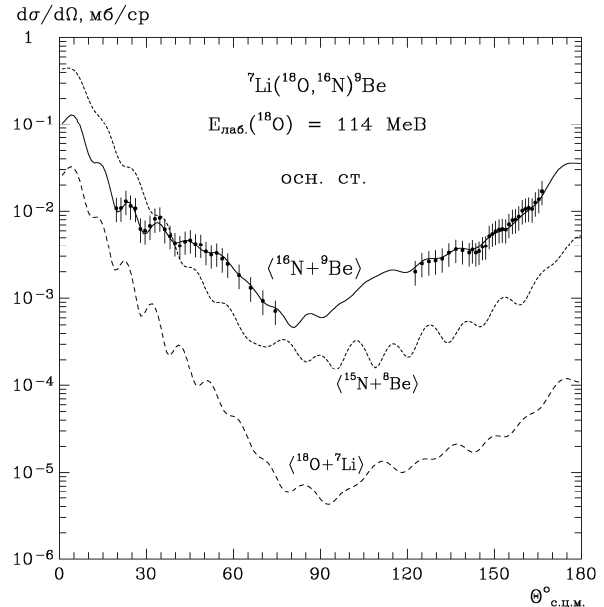


Рис. 4. Те ж саме, що на рис. 3, але для МЗКР-розрахунків передачі d-кластера з наборами параметрів потенціалів взаємодії ядер ${}^{16}\text{N} + {}^9\text{Be}$, ${}^{17}\text{N} + {}^8\text{Be}$ та ${}^{18}\text{O} + {}^7\text{Li}$.

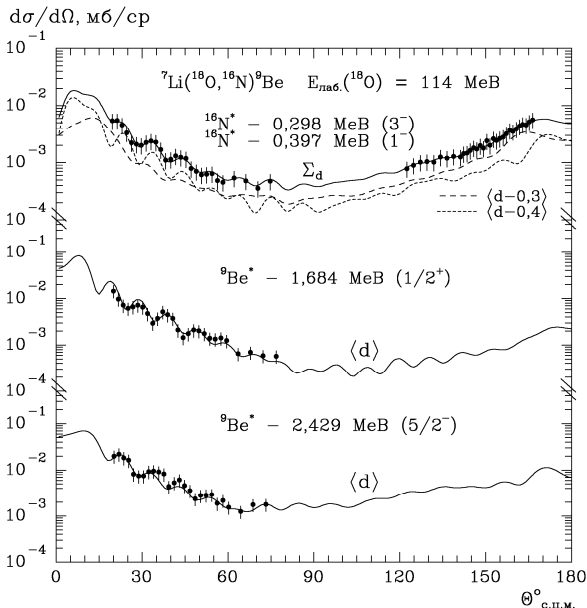


Рис. 5. Диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МеВ для збуджених станів ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^{16}\text{N}$. Криві - МЗКР-розрахунки для передач d-кластерів.

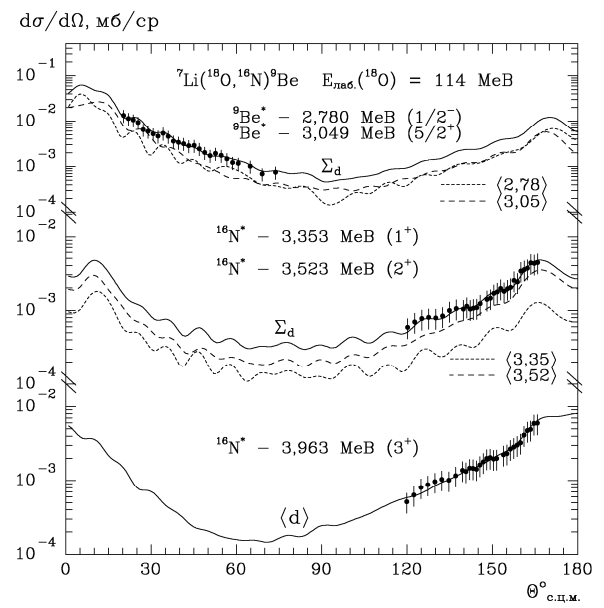


Рис. 6. Те ж саме, що на рис. 5, але для інших збуджених станів ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^{16}\text{N}$.

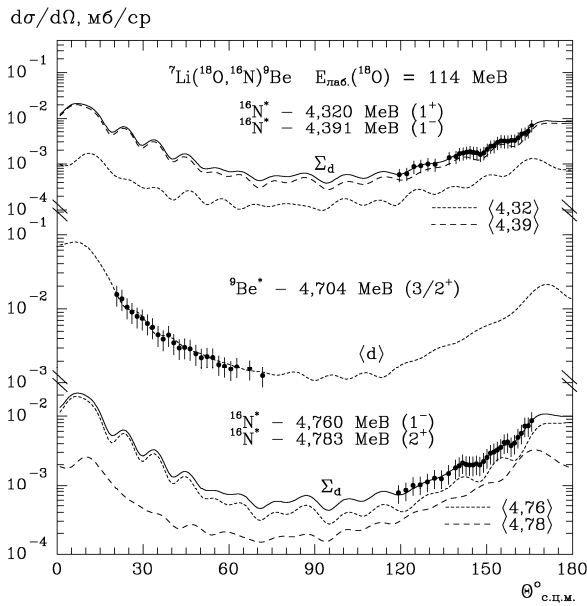


Рис. 7. Те ж саме, що на рис. 5, але для інших збуджених станів ядер ${}^9\text{Be}$ та ${}^{16}\text{N}$.

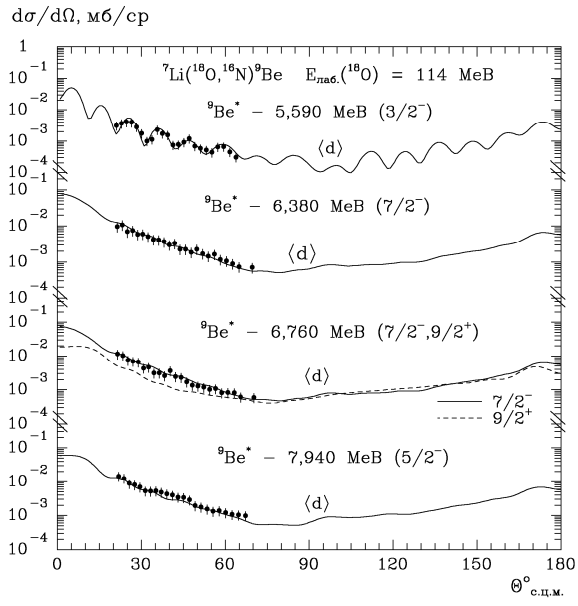


Рис. 8. Те ж саме, що на рис. 5, але для інших збуджених станів ядер ${}^9\text{Be}$.

Аналіз експериментальних даних

Методи розрахунків

Експериментальні дані реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб}}({}^{18}\text{O}) = 114$ MeV аналізувались за МЗКР. При цьому визначались внески в МЗКР-перерізи цієї реакції одно- й двоступінчасті передачі нуклонів і кластерів, діаграми яких показано на рис. 9. У схему зв'язку включались, крім пружного розсіювання та реакцій передач, також канали непружного розсіювання іонів ${}^{18}\text{O}$ ядрами ${}^7\text{Li}$ згідно із схемами переходів ядер ${}^7\text{Li}$ та ${}^{18}\text{O}$ у збуджені стани, представлені в роботі [4].

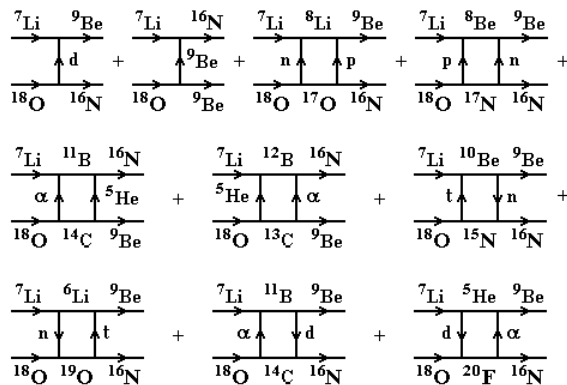


Рис. 9. Діаграми одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів у реакціях ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ та ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$.

У МЗКР-розрахунках для вхідного та вихідного каналів реакції використовувались оптичні потенціали Вудса - Саксона з об'ємними поглинаннями

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

та кулонівські потенціали рівномірно зарядженої кулі

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

де $R_i = r_i (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ ($i = V, W, C$); A_p, Z_p і A_t, Z_t - маси і заряди іона ${}^{18}\text{O}$ (або ядра ${}^{16}\text{N}$) та ядра мішені ${}^7\text{Li}$ (або ядра ${}^9\text{Be}$); e - заряд електрона. У всіх розрахунках параметр $r_c = 1,25$ фм.

Для вхідного каналу реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ використовувався оптичний потенціал, параметри якого були отримані з аналізу даних пружного й непружного розсіювання ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ [1]. Ці параметри подано в табл. 1.

Необхідні для МЗКР-розрахунків перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ спектроскопічні амплітуди переданих у реакції нуклонів і кластерів обчислювались методом Смірнова - Чувільського за ПІМО [5]. Ці спектроскопічні амплітуди S_x нуклонів і кластерів подано в табл. 2.

Єдиним необхідним для МЗКР-розрахунків перерізів даної реакції залишався невизначеним потенціал вихідного каналу реакції ${}^{16}\text{N} + {}^9\text{Be}$. Для підгонки параметрів цього потенціалу використовувались експериментальні дані реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ для основних та збуджених станів

Таблиця 1. Параметри оптичних потенціалів

Система ядер	$E_{\text{с.п.м.}}$, MeB	V_0 , MeB	r_V , фМ	a_V , фМ	W_S , MeB	r_W , фМ	a_W , фМ	Літ.
${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$	31,92	174,5	0,806	0,900	13,0	1,47	0,900	[1]
${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$	29,02	174,5	0,800	0,900	5,0	1,25	0,900	

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

A	C	x	nL_j	S_x	A	C	x	nL_j	S_x
${}^7\text{Li}$	${}^5\text{He}$	d	$2S_1$	-0,674 ^(a)	${}^{12}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	${}^5\text{He}$	$2D_{3/2}$	-0,078
			$1D_1$	-0,121 ^(a)				$2D_{5/2}$	-0,031 ^(a)
			$1D_3$	0,676 ^(a)				$1G_{5/2}$	0,163 ^(a)
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	-0,657	${}^{13}\text{C}$	${}^9\text{Be}^{\sim}$	α	$2D_2$	0,504
			$1P_{3/2}$	-0,735 ^(a)				${}^{14}\text{C}$	${}^9\text{Be}$
${}^8\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	0,478	${}^{16}\text{N}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	$2D_{3/2}$	-0,394 ^(a)
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{3/2}$	1,234 ^(a)				$4P_{3/2}$	-0,125 ^(a)
${}^9\text{Be}$	${}^5\text{He}$	α	$3S_0$	-0,810	${}^{16}\text{N}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{Be}$	$3F_{1/2}$	-0,117
			$2D_2$	-0,536				$3F_{5/2}$	0,145
${}^9\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	t	$2P_{1/2}$	-0,192	${}^{16}\text{N}$	${}^{11}\text{B}$	${}^5\text{He}$	$3F_{7/2}$	-0,067 ^(a)
			$2P_{3/2}$	-0,215				$2H_{5/2}$	-0,050
${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	d	$2S_1$	-0,226 ^(a)	${}^{16}\text{N}$	${}^{11}\text{B}$	${}^5\text{He}$	$2H_{7/2}$	-0,080 ^(a)
			$1D_1$	0,111 ^(a)				$3P_{3/2}$	-0,125 ^(a)
			$1D_3$	-0,624 ^(a)				$2F_{1/2}$	-0,117
${}^9\text{Be}^*_{1,684}$	${}^7\text{Li}$	d	$2P_1$	0,571	${}^{16}\text{N}$	${}^{11}\text{B}$	${}^5\text{He}$	$2F_{5/2}$	0,145
			$1F_1$	0,064				$2F_{7/2}$	-0,067 ^(a)
			$1F_2$	0,192 ^(a)				$1H_{5/2}$	-0,050
${}^9\text{Be}^*_{2,429}$	${}^7\text{Li}$	d	$1D_1$	0,454	${}^{16}\text{N}$	${}^{12}\text{B}$	α	$1H_{7/2}$	-0,080 ^(a)
			$1D_2$	0,369 ^(a)				$3P_1$	0,384 ^(a)
			$1D_3$	0,132				$2P_2$	0,380
${}^9\text{Be}^*_{2,780}$	${}^7\text{Li}$	d	$2S_1$	-0,286	${}^{16}\text{N}$	${}^{14}\text{C}$	n	$1D_{3/2}$	-0,270
			$1D_1$	-0,176	${}^{16}\text{N}$	${}^{15}\text{N}$	n	$1D_{3/2}$	-1,008
			$1D_2$	-0,527 ^(a)	${}^{17}\text{N}$	${}^{16}\text{N}$	p	$1P_{1/2}$	-0,512
${}^9\text{Be}^*_{3,049}$	${}^7\text{Li}$	d	$1F_1$	0,454	${}^{17}\text{O}$	${}^{16}\text{N}$	p	$1P_{3/2}$	0,137 ^(a)
			$1F_2$	0,369 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{13}\text{C}$	${}^5\text{He}$	$3D_{1/2}$	-0,394 ^(a)
			$1F_3$	0,132	${}^{18}\text{O}$	${}^{14}\text{C}$	α	$4S_0$	-0,802
${}^9\text{Be}^*_{4,704}$	${}^7\text{Li}$	d	$2P_1$	-0,226 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{15}\text{N}$	t	$3P_{1/2}$	0,261 ^(a)
			$1F_1$	0,111 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}$	d	$2P_2$	-1,304
			$1F_3$	-0,624 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{0,297}$	d	$1F_3$	-0,891
${}^9\text{Be}^*_{5,590}$	${}^7\text{Li}$	d	$2S_1$	0,452 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{0,397}$	d	$2P_1$	-0,583
			$1D_1$	-0,040 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{3,353}$	d	$1D_1$	-0,583
			$1D_3$	0,227 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{3,523}$	d	$1D_2$	-0,753
${}^9\text{Be}^*_{6,380}$	${}^7\text{Li}$	d	$1D_2$	0,313	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{3,963}$	d	$1D_3$	-0,891
			$1D_3$	0,383 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{4,320}$	d	$1D_1$	-0,583
			$1F_3$	0,235	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{4,391}$	d	$2P_1$	-1,010
${}^9\text{Be}^*_{6,760}$	${}^7\text{Li}$	d	$1D_1$	0,454	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{4,760}$	d	$2P_1$	-1,010
			$1D_2$	0,369 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}^*_{4,783}$	d	$1D_2$	-0,753
			$1D_3$	0,132	${}^{18}\text{O}$	${}^{17}\text{N}$	p	$1P_{1/2}$	1,198 ^(a)
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	-0,375 ^(a)	${}^{18}\text{O}$	${}^{17}\text{O}$	n	$1D_{5/2}$	1,265 ^(a)
			$1P_{3/2}$	0,866	${}^{18}\text{O}$	${}^9\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	$4S_{3/2}$	0,853 ^(a)
${}^{10}\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	t	$2P_{3/2}$	0,392 ^(a)	${}^{19}\text{O}$	${}^{16}\text{N}$	t	$1D_{3/2}$	0,564 ^(a)
${}^{10}\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	1,406				$4P_{1/2}$	0,200
${}^{11}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	α	$3S_0$	-0,638	${}^{19}\text{O}$	${}^{16}\text{N}$	t	$4P_{3/2}$	0,107 ^(a)
			$2D_2$	-0,422				$3F_{5/2}$	0,385
${}^{11}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	d	$2S_1$	-0,607 ^(a)	${}^{19}\text{O}$	${}^{18}\text{O}$	n	$3F_{7/2}$	0,157 ^(a)
			$1D_1$	-0,109 ^(a)				$1D_{5/2}$	-0,882
${}^{12}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	${}^5\text{He}$	$1D_3$	0,610 ^(a)	${}^{20}\text{F}$	${}^{16}\text{N}$	α	$4P_1$	-0,274 ^(a)
			$3S_{3/2}$	0,059	${}^{20}\text{F}$	${}^{18}\text{O}$	d	$3F_3$	-0,683 ^(a)
			$2D_{1/2}$	0,062 ^(a)				$2D_2$	0,380

^(a) $S_{\text{FRESCO}} = (-1)^{l_c + j - j_A} S_x = -S_x$.

ядер ^{16}N і ^9Be . Цей метод визначення параметрів нестабільних ядер, як зазначалося вище, є альтернативним до методу підгонки параметрів оптичних потенціалів за даними пружного розсіяння радіоактивних (вторинних) пучків іонів ядрами та єдиним практично можливим способом визначення параметрів ядро-ядерних потенціалів для ядер з коротким часом життя (менше мікросекундного діапазону). Параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$, отримані за експериментальними даними реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$, подано в табл. 1.

Хвильові функції зв'язаних станів частинок x у системах $A = C + x$ обчислювались стандартним способом - підгонкою параметра V дійсного потенціалу Вудса - Саксона при значеннях параметрів $a_V = 0,65$ фм та $r_V = 1,25A^{1/3}/(C^{1/3} + x^{1/3})$ фм, використовуючи експериментальні значення енергії зв'язку частинок x у цих системах.

Для розрахунків спектроскопічних амплітуд нуклонів і кластерів в ядрах використовувалась програма DESNA [6, 7], а МЗКР-розрахунки проводились за допомогою програми FRESKO [8].

Механізми реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$

Експериментальні диференціальні перерізи реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{18}\text{O}) = 114$ МеВ для основних станів ядер ^9Be та ^{16}N представлено на рис. 3. Кривими $\langle x \rangle$ та $\langle xy \rangle$ на рисунку показано МЗКР-перерізи передачі частинок x та послідовні передачі частинок $x + y$ і $y + x$. Перерізи двох типів послідовних передач когерентно додавались. Видно, що передача передачі дейтрона (крива $\langle d \rangle$) домінує в усьому діапазоні кутів. Серед двоступінчастих передач найбільші МЗКР-перерізи мають послідовні передачі нуклонів $n + p$ і $p + n$ (крива $\langle np \rangle$) та передачі кластерів $\alpha + d$ і $d + \alpha$ (крива $\langle \alpha d \rangle$). Проте вклади цих передач у перерізи реакції дуже незначні. Така ж ситуація спостерігалась і для виходу ядер ^{16}N і ^9Be у збуджених станах.

Домінування лише одного механізму передачі кластерів полегшило визначення параметрів потенціалу взаємодії ядер $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ за даними реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$. Для визначення параметрів цього потенціалу спочатку було проведено МЗКР-розрахунки перерізів реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$ для передачі d-кластера з використанням параметрів потенціалу вхідного каналу $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$ (див. табл. 1) для потенціалу вихідного каналу. Ці МЗКР-розрахунки показано на рис. 4 кривою $\langle ^{18}\text{O} + ^7\text{Li} \rangle$. Видно, що МЗКР-перерізи, обчислені з цими параметрами $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ -потенціалу, значно відрізняються від експериментальних даних реакції. Тоді було проведено під-

гонку параметрів уявної частини $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ -потенціалу із збереженням значень параметрів його дійсної частини таких же, як і параметри потенціалу вхідного каналу із незначною зміною лише значення параметра r_V . У результаті було отримано МЗКР-перерізи, показані на рис. 4 кривою, які задовільно описують експериментальні дані реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$. Визначені таким способом параметри $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ -потенціалу подано у табл. 1, а дійсну та уявну частини цього потенціалу в порівнянні з $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$ -потенціалом показано на рис. 10. Суцільною кривою на цьому рисунку показано дійсні частини потенціалів взаємодії ядер $^{18}\text{O} + ^7\text{Li}$ та $^{16}\text{N} + ^9\text{Be}$, які практично однакові, а штриховими кривими $\langle ^{18}\text{O} + ^7\text{Li} \rangle$ і $\langle ^{16}\text{N} + ^9\text{Be} \rangle$ - їх уявні частини відповідно. Видно, що уявні частини цих потенціалів значно відрізняються як глибиною у внутрішній області взаємодії, так і різницею з дійсними частинами цих потенціалів у периферійній області.

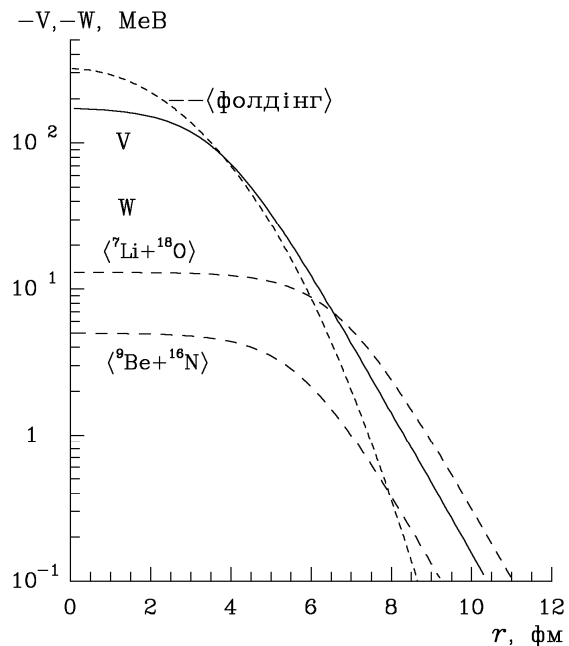


Рис. 10. Потенціали взаємодії ядер $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ і $^7\text{Li} + ^{18}\text{O}$ та фолдінг-потенціал взаємодії ядер $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$.

Диференціальні перерізи реакції $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{18}\text{O}) = 114$ МеВ було поміряно також для виходів ядра ^{16}N у збуджених станах від 0,298 до 4,783 МеВ та ядра ^9Be у збуджених станах від 1,684 до 7,94 МеВ. Усі ці дані показано на рис. 5 - 8 разом з відповідними МЗКР-розрахунками для передачі d-кластера, оскільки внески інших передач нуклонів і кластерів у МЗКР-перерізи цієї реакції незначні. Для нерозділених в експерименті станів ядер ^9Be і ^{16}N на рис. 5 - 8 кривими Σ_d показано некогерентні

суми МЗКР-перерізів d-передач для відповідних індивідуальних станів ядер. МЗКР-розрахунки перерізів реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ для виходу ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^{16}\text{N}$ у збуджених станах було проведено з набором параметрів ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$ -потенціалу для основних станів цих ядер. Як видно на рис. 5 - 8, МЗКР-перерізи передач d-кластера задовільно описують усі експериментальні дані для переходів ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^{16}\text{N}$ у збуджені стани при використанні в розрахунках наборів параметрів потенціалів вхідного і вихідного каналів, представлених у табл. 1, та залежних від структури ядер спектроскопічних амплітуд нуклонів і кластерів, поданих у табл. 2.

Крім оптичних потенціалів, отриманих із підгонки їхніх параметрів з використанням відповідних експериментальних даних, на рис. 10 показано також фолдінг-потенціал взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$, обчислений за моделлю подвійної згортки (double folding)

$$V(r) = \int \rho_p(r_p) \rho_T(r_T) v(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_p|) d^3r_p d^3r_T, \quad (4)$$

де $\rho_p(r_p)$, $\rho_T(r_T)$ - розподіли густини нуклонів у ядрах ${}^{16}\text{N}$ і ${}^9\text{Be}$ відповідно; \vec{r}_p , \vec{r}_T - координати розподілу густини нуклонів у налітаючому ядрі та мішені; $v(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_p|) = v(s)$ - нуклон-нуклонний потенціал; \vec{r} - відстань між центрами ядер. У розрахунках використовувався потенціал нуклон-нуклонної взаємодії МЗУ Рейда (Reid) з обмінним псевдопотенціалом

$$v(s) = 7999 \frac{e^{-4s}}{4s} - 2134 \frac{e^{-2,5s}}{2,5s} - 276 (1 - 0,005 \frac{E_{\text{лаб.}}}{A}) \frac{\delta(s)}{s}, \quad (5)$$

де $E_{\text{лаб.}}$ і A - кінетична енергія та маса налітаючого іона відповідно.

При обчисленні потенціалу $V(r)$ взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$ використовувались розподіли гус-

тин нуклонів в ядрах ${}^9\text{Be}$ та ${}^{16}\text{N}$, отримані з розподілів зарядів у цих ядрах [9]. Фолдінг-потенціал взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$ обчислювався за допомогою програми DFROT [10, 11].

На рис. 10 видно, що в інтервалі $r \approx 3 - 6$ фм, де в основному відбуваються ядерні процеси (поверхнева взаємодія ядер), фолдінг-потенціал незначно відрізняється від дійсної частини потенціалу ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$, параметри якого визначено на основі даних реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$. Різниця, що спостерігається між дійсною частиною цього потенціалу та фолдінг-потенціалом при більших значеннях відстані між центрами ядер, може бути обумовлена відмінністю реального розподілу густини нуклонів в ядрі ${}^{16}\text{N}$ від отриманого на основі розподілу заряду в 1p-оболонковому ядрі ${}^{15}\text{N}$, оскільки на відміну від ${}^{15}\text{N}$ один із нейтронів ізотопу ${}^{16}\text{N}$ належить до 2s-1d-оболонки.

Основні результати та висновки

Піріяно диференціальні перерізи реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{18}\text{O}) = 114$ MeV для переходів в основні та збуджені стани ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^{16}\text{N}$. Експериментально цю реакцію досліджено вперше.

Експериментальні дані реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ проаналізовано за МЗКР із включенням у схему зв'язку каналів пружного і непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ та найбільш імовірні реакції передач. Досліджено внески різних механізмів передач нуклонів і кластерів. Установлено, що в цій реакції домінує передача дейтрона.

Визначено параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$ за експериментальними даними реакції ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$. Для цього в МЗКР-розрахунках для вхідного каналу реакції було використано оптичний потенціал взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$, параметри якого одержані з аналізу пружного розсіяння цих ядер, а також спектроскопічні амплітуди, обчислені за ТІМО.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Rudchik A. A., Rudchik A. T., Kliczewski S. et al. Elastic and inelastic scattering of ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ versus ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ // Nucl. Phys. A. - 2007. - Vol. 785. - P. 293 - 306.
2. Kowalczyk M. SMAN: A Code for Nuclear Experiments. - Warsaw, 1998. - 32 p. (Report/ Warsaw University).
3. 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 досл. - 2002. - № 2 (8). - С. 216 - 224.
4. Rudchik A. T., Stepanenko Yu. M., Kemper K. W. et al. ${}^8\text{Li}$ optical potential from ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^8\text{Li}$ reaction analysis // Nucl. Phys. A. - 2009. - Vol. 831. - P. 139 - 149.
5. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. Cluster spectroscopic factors for the p-shell nuclei // Phys. Rev. C. - 1977. - Vol. 15. - P. 84 - 93.
6. Рудчик А. Т., Чувильський 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).
7. Рудчик А. Т., Чувильський Ю. М. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1p-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // УФЖ. - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.

8. *Thompson I. J.* Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // *Comp. Phys. Rep.* - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
9. *De Vries H., De Jager C. W., De Vries C.* Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // *Atomic data and nuclear data tables.* - 1987. - Vol. 36 - P. 495 - 536.
10. *Cook J.* DFPOT - a program for the calculation of double folded potentials // *Comp. Phys. Com.* -1982. - Vol. 25, Is. 2. - P. 125 - 139.
11. *Cook J.* DFPOT - a program for the calculation of double folded potentials // *Ibid.* - 1984. - Vol. 35. - P. C - 775.

МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЙ ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ І ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЙМОДІЙСТВІЯ ЯДЕР ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$

**А. Т. Рудчик, Ю. М. Степаненко, А. А. Рудчик, О. А. Понкратенко, Е. І. Кошій, С. Кличевски,
К. Русек, А. Будзановски, С. Ю. Межевич, І. Сквирчинська, Р. Сюдак, Б. Чех, А. Щурек,
Я. Хойнські, Л. Гловацка**

Получены новые экспериментальные данные дифференциальных сечений реакции ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ для переходов в основные и возбужденные состояния ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{16}\text{N}$ при энергии $E_{\text{лаб.}}({}^{18}\text{O}) = 114$ МэВ. Экспериментально реакция исследована впервые. Экспериментальные данные проанализированы по методу связанных каналов реакции (МСКР) для одно- и двухступенчатых передач нуклонов и кластеров. В МСКР-расчетах для входного канала реакции использован оптический потенциал, полученный из анализа данных упругого рассеяния ядер ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$, и спектроскопические амплитуды нуклонов и кластеров вычислены в рамках оболочечной модели. Определен оптический потенциал взаимодействия нестабильного ядра ${}^{16}\text{N}$ со стабильным ядром ${}^9\text{Be}$, используя экспериментальные данные реакции. Исследованы вклады наиболее простых одно- и двухступенчатых передач нуклонов и кластеров в сечения реакции ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$.

Ключевые слова: ядерные реакции, оптическая модель, метод связанных каналов реакций, фолдинг-модель, спектроскопические амплитуды, оптические потенциалы, механизмы реакций.

THE ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{O}){}^8\text{Li}$ REACTION AND THE ${}^{17}\text{N} + {}^8\text{Be}$ -POTENTIAL

**A. T. Rudchik, Yu. M. Stepanenko, A. A. Rudchik, O. A. Ponkratenko, E. I. Koshchy, S. Kliczewski,
K. Rusek, A. Budzanowski, S. Yu. Mezhevych, I. Skwirczyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek,
J. Choiński, L. Głowacka**

The new data of the angular distributions of ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ reaction were obtained for the transitions to the ground and excited states of ${}^8\text{Be}$ and ${}^{17}\text{N}$ at the energy $E_{\text{lab}}({}^{18}\text{O}) = 114$ MeV. The angular distributions of the reaction were measured for the first time. Data were analyzed with coupled-reaction-channels method for one- and two-step transfers of nucleons and clusters. In the analysis, the ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ potential deduced in the analysis of the elastic ${}^7\text{Li} + {}^{18}\text{O}$ -scattering data as well as shell-model spectroscopic amplitudes of transferred nucleons and clusters were used. The parameters of the ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$ potential were deduced using the reaction data. The contributions of different one- and two-step transfers in the ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{N}){}^9\text{Be}$ reaction cross-section was studied.

Keywords: nuclear reactions, optical model, coupled-reaction-channels method, folding-model, spectroscopic amplitudes, optical potentials, reaction mechanisms.

Надійшла до редакції 01.11.10,
після доопрацювання - 10.03.11.