

А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, Р. М. Зелінський<sup>1</sup>, В. А. Плюйко<sup>2</sup>, А. П. Ільїн<sup>1</sup>, Вал. М. Пірнак<sup>1</sup>,  
О. А. Понкратенко<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, В. В. Улещенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

## ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ РОЗСІЯННЯ ЯДЕР ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ ТА ІЗОТОПІЧНІ ВІДМІННОСТІ ПОТЕНЦІАЛІВ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^6,{}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

Проаналізовано відомі з літератури експериментальні дані пружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при енергіях  $E_{\text{с.ц.м.}} = 3,27 - 36,8$  МеВ за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів реакцій з включенням у схему зв'язку каналів пружного й непружного розсіяння цих ядер, реорієнтації спіна ядра  ${}^6\text{Li}$  та найпростіших реакцій передач. Визначено параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при різних енергіях та їхню енергетичну залежність із врахуванням дисперсійної залежності між дійсною та уявною частинами потенціалу. Визначено внески процесу реорієнтації спіна ядра  ${}^6\text{Li}$ , найпростіших реакцій передач та потенціального розсіяння в пружний канал розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при різних енергіях. Дійсна частина потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  порівнюється з відповідним фолдінг-потенціалом, обчисленим за розподілами зарядів у цих ядрах. Виявлено й досліджено ізотопічні відмінності потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  та  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ .

*Ключові слова:* пружне розсіяння важких іонів, оптична модель, метод зв'язаних каналів реакцій, спектроскопічні амплітуди, оптичні потенціали, механізми реакцій.

### Вступ

Дані пружного розсіяння ядер є експериментальною базою для вивчення ядро-ядерної взаємодії. Оптичні потенціали, які отримуються з аналізу цих даних за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР), використовуються в теоретичних розрахунках перерізів інших ядерних процесів при різних енергіях. Тому важливо дослідити в рамках цих моделей усю сукупність відомих експериментальних даних пружного розсіяння ядер у широкому діапазоні енергій, щоб отримати набори оптичних потенціалів ядро-ядерної взаємодії та проаналізувати їхню енергетичну залежність. Такі дослідження важливі ще й тому, що можуть суттєво зменшити відомі неоднозначності підготовочних параметрів оптичних потенціалів.

У даній роботі проведено дослідження енергетичної залежності параметрів потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  за ОМ та МЗКР з урахуванням дисперсійної залежності між дійсною та уявною частинами потенціалу, використовуючи відомі експериментальні дані пружного розсіяння цих ядер при енергіях  $E_{\text{с.ц.м.}} = 3,27 - 36,8$  МеВ [1 - 10]. Отриманий енергетично-залежний  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ -потенціал можна ефективно використовувати в теоретичних дослідженнях реакцій  ${}^6\text{Li}({}^{16}\text{O}, X)$  при різних енергіях з виходом екзотичних пар ядер  ${}^{17}\text{O} + {}^5\text{Li}$ ,  ${}^{15}\text{O} + {}^7\text{Li}$ ,  ${}^{15}\text{N} + {}^7\text{Be}$ , потенціали взаємодії яких визначаються за експериментальними даними реакцій.

У даній роботі досліджуються також ізотопічні відмінності оптичних потенціалів взаємодії ядер  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  [11] і  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ , що має важливе значення для вивчення залежності властивостей оптичних потенціалів від структури ядер.

### Аналіз експериментальних даних Методи розрахунків

В ОМ- та МЗКР-розрахунках для вхідного й вихідних каналів розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  використовувались ядерний потенціал Вудса - Саксона з об'ємним і поверхневим поглинаннями

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

$$+ iW_S \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_{W_S}}{a_{W_S}}\right) \right]^{-1} +$$

$$+ i4W_D \exp\left(\frac{r - R_{W_D}}{a_{W_D}}\right) \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_{W_D}}{a_{W_D}}\right) \right]^{-2} \quad (1)$$

та кулонівський потенціал рівномірно зарядженої кулі

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

де

$$R_i = r_i (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad i = V, W, C; \quad (3)$$

$Z_P, A_P$  та  $Z_T, A_T$  - заряди й маси іона  $P$  та ядра мішені  $T$  відповідно. При цьому в усіх розрахунках використовувалось значення параметра  $r_C = 1,25$  фм.

Спочатку експериментальні дані пружного розсіяння ядер  $^{16}\text{O} + ^6\text{Li}$  для кожної енергії аналізувались за ОМ. Проводилось наближення експериментальних даних ОМ-перерізами за  $\chi^2$ -критерієм методом підгонки параметрів ядерного потенціалу  $X_i(E) = \{V_0, r_V, a_V, W_S, r_{W_S}, a_{W_S}, W_D, r_{W_D}, a_{W_D}\}$ . Знайдений оптимальний набір параметрів  $X_i(E)$  далі використовувався як початковий для наступної підгонки параметрів у МЗКР. При цьому в основному уточнювались параметри потенціалу поглинання.

У МЗКР-розрахунках у систему зв'язаних каналів включались пружне й непружне розсіяння ядер  $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$  для збуджених станів цих ядер,

схеми переходів до яких показано на рис. 1, а також найпростіші реакції передачі, діаграми яких представлено на рис. 2.

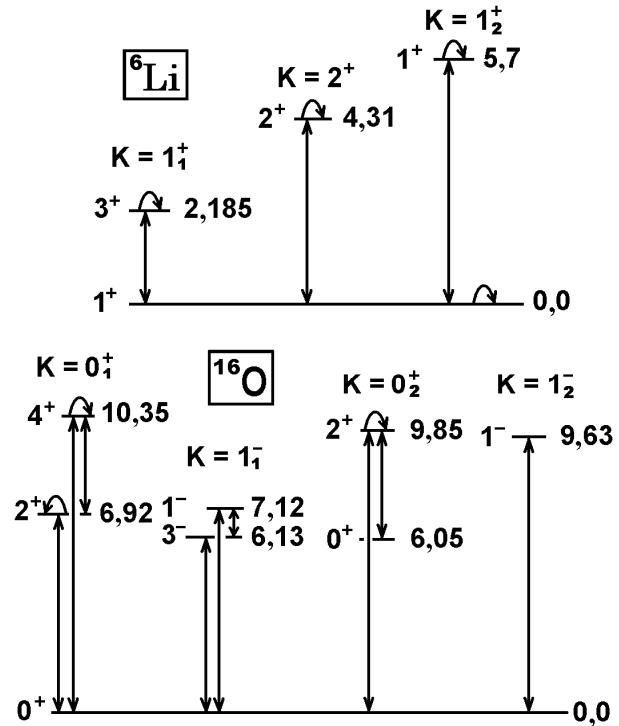


Рис. 1. Схеми переходів ядер  $^6\text{Li}$  та  $^{16}\text{O}$  у збуджені стани.

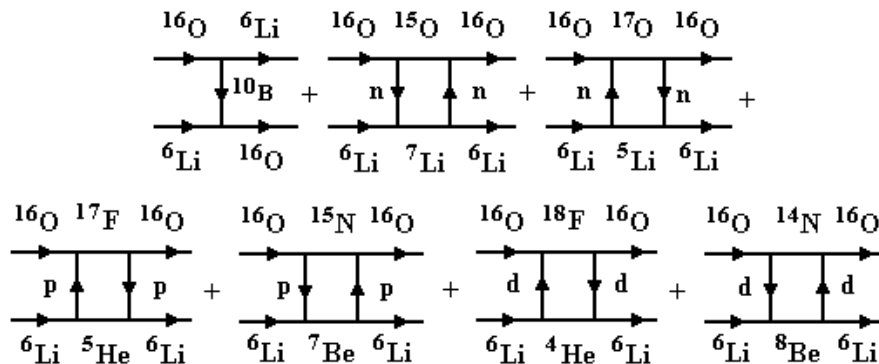


Рис. 2. Діаграми найпростіших одно- й двоступінчастих передач при розсіянні ядер  $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$ .

Дугами на рис. 1 показано квадрупольні переходи ( $L = 2$ ) процесів реорієнтації спінів ядер. У МЗКР-розрахунках вважалось, що низькоенергетичні збуджені стани ядер мають колективну природу (ротаційну або вібраційну). При обчисленні матричних елементів переходів  $E_i(J_i^\pi) \rightarrow E_f(J_f^\pi)$  ядер у збуджені стани

$$\langle E_f, J_f^\pi | V_\lambda(r) | E_i, J_i^\pi \rangle \quad (4)$$

використовувались форм-фактори

$$V_\lambda(r) = -\frac{\delta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{dU(r)}{dr}, \quad (5)$$

де  $\delta_\lambda$  - параметр деформації ядра  $\lambda$ -мультипольності ( $\lambda = L$ ). Перерізи процесів реорієнтації ядер  $E_i(J_i^\pi) \rightarrow E_f(J_f^\pi)$  обчислювались за допомогою матричних елементів квадрупольних переходів

$$\langle E_i, J_i^\pi | V_2(r) | E_f, J_f^\pi \rangle. \quad (6)$$

У МЗКР-розрахунках непружного розсіяння ядер  $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$  використовувались параметри деформації цих ядер, подані в табл. 1.

Необхідні для МЗКР-розрахунків перерізів реакцій передачі спектроскопічні амплітуди  $S_x$  нуклонів і кластерів  $x$  у системах  $A = C + x$

$$S_x = \left( \frac{A}{x} \right)^{1/2} \langle \Psi_A | \Psi_C \Psi_x; \phi_{xC} \rangle \quad (7)$$

обчислювались за трансляційно-інваріантною моделлю оболонки (ТМО) методом Смірнова - Чувільського [12] з використанням таблиць Бояркіної [13] для хвильових функцій 1р-оболонки  $\Psi_A, \Psi_C, \Psi_x$ . Квантові характеристики хвильових функцій  $\phi_{xC} = |nLJ\rangle$  руху кластера  $x$  відносно кора  $C$  обчислювались за законами збереження енергії та моменту кількості руху ( $n$  – спектроскопічне квантове число,  $L$  – орбітальний момент,  $J$  – повний момент відносного руху кластера  $x$ ,  $J = L + s_x$ , де  $s_x$  – спин кластера). Для обчислення спектроскопічних амплітуд нуклонів і кластерів використовувалась програма DESNA [14, 15]. Спектроскопічні амплітуди  $S_x$  нуклонів і кластерів подано в табл. 2.

Таблиця 1. Параметри деформації ядра  ${}^6\text{Li}$

$E_{зб.}, \text{MeV}$	$J^\pi$	$\lambda$	$\delta_\lambda^2, \text{фм}$	$\beta_\lambda$	Літ.
0,000	$1^+$	2	-0,78	-0,36	[7]
2,185	$3^+$	2	-1,54	-0,72	[7]
		4	1,00	0,47	
4,310	$2^+$	2	-1,54	-0,72	[7]
5,700	$1^+$	2	-1,54	-0,72	[7]

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

$A$	$C$	$x$	$nL_j$	$S_x$
${}^6\text{Li}$	${}^5\text{He}$	p	$1P_{1/2}$	-0,596 <sup>(a)</sup>
			$1P_{3/2}$	0,667
${}^6\text{Li}$	${}^5\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	0,596 <sup>(a)</sup>
			$1P_{3/2}$	-0,667
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	-0,657
			$1P_{3/2}$	-0,735 <sup>(a)</sup>
${}^7\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	-0,657
			$1P_{3/2}$	-0,735 <sup>(a)</sup>
${}^8\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	d	$2S_1$	1,217
${}^{16}\text{O}$	${}^6\text{Li}$	${}^{10}\text{B}$	$2D_1$	-0,658
${}^{16}\text{O}$	${}^{15}\text{N}$	p	$1P_{1/2}$	-1,461 <sup>(a)</sup>
${}^{16}\text{O}$	${}^{15}\text{O}$	n	$1P_{1/2}$	1,461 <sup>(a)</sup>
${}^{17}\text{O}$	${}^{16}\text{O}$	n	$1D_{5/2}$	0,500
${}^{17}\text{F}$	${}^{16}\text{O}$	p	$1D_{5/2}$	-0,500
${}^{18}\text{F}$	${}^{16}\text{O}$	d	$3S_1$	1,061

<sup>(a)</sup>  $S_{\text{FRESKO}} = (-1)^{J_C + J_A - J_A} \cdot S_x = -S_x$ .

Таблиця 3. Параметри потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

$E_{\text{лаб.}}, \text{MeV}$	$E_{\text{с.п.м.}}, \text{MeV}$	$V, \text{MeV}$	$r_V, \text{фм}$	$a_V, \text{фм}$	$W_S, \text{MeV}$	$r_{WS}, \text{фм}$	$a_{WS}, \text{фм}$	$W_D, \text{MeV}$	$r_{WD}, \text{фм}$	$a_{WD}, \text{фм}$	$J_V, \text{MeV} \cdot \text{фм}^3$	$J_W, \text{MeV} \cdot \text{фм}^3$
4,5	3,27	55	1,360	0,510	4,1	1,560	0,100	0,500	1,387	0,164	528,8	55,5
5,8	4,22	55	1,360	0,520	4,1	1,560	0,100	0,500	1,387	0,164	530,2	55,5
9,0	6,55	68	1,360	0,510	4,1	1,540	0,100	0,550	1,367	0,164	653,8	53,4
13,0	9,45	70	1,290	0,510	5,5	1,515	0,125	0,600	1,340	0,164	578,8	68,3
36,0 <sup>a</sup>	9,82	76	1,290	0,510	6,0	1,510	0,194	0,600	1,340	0,164	628,4	74,2
20,0	14,55	90	1,150	0,570	11,0	1,400	0,313	2,660	1,288	0,177	550,0	110,3

Хвильові функції  $\phi_{xC}$  зв'язаних станів нуклонів і кластерів  $x$  в ядрах  $A$  обчислювались стандартним способом – підгонкою глибини  $V$  дійсного потенціалу Вудса - Саксона з параметрами  $a = 0,65 \text{ фм}$  і  $r_V = 1,25 \cdot A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3})$  у рівнянні Шредінгера до отримання експериментальних значень енергій зв'язку кластерів  $x$  в ядрах  $A$ .

Для аналізу даних за ОМ та підгонки параметрів  $X_i(E)$  використовувалась програма SPIGENOA [16], а для МЗКР-розрахунків - програма FRESKO [17].

### Аналіз даних пружного розсіяння ядер ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

Параметри  $X_i(E) = \{V_0, r_V, a_V, W_S, r_{WS}, a_{WS}, W_D, r_{WD}, a_{WD}\}$  потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при різних енергіях, отримані з аналізу експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ , подано в табл. 3.

На рис. 3 показано диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}({}^6\text{Li}) = 30 \text{ MeV}$  [3]. Штриховими кривими показано МЗКР-розрахунки для потенціального розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  (крива <pot>), передачі  ${}^{10}\text{B}$ -кластера (крива < ${}^{10}\text{B}$ >), обміну нейтронами (крива <nn>) і протонами (крива <pp>), а також для процесу реорієнтації спіна  ${}^6\text{Li}$ . Кривою  $\Sigma$  показано когерентну суму МЗКР-перерізів усіх процесів. Видно, що при даній енергії в пружному розсіянні ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  домінує потенціальне розсіяння в усьому діапазоні кутів. Процес реорієнтації відіграє помітну роль у цьому розсіянні лише на великих кутах. Внески реакцій передач у канал пружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  дуже малі.

Така ж ситуація спостерігається й для інших енергій, як видно на рис. 4 - 8. На відміну цього раніше в аналізі експериментальних даних пружного розсіяння ядер  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  [11] було виявлено, що потенціальне розсіяння домінує лише в області малих та середніх кутів (за винятком енергій  $E_{\text{с.п.м.}} < 9 \text{ MeV}$ , де основним є потенціальне розсіяння в усьому діапазоні кутів), а на великих кутах основну роль відіграє процес реорієнтації спіна ядра  ${}^7\text{Li}$ .

$E_{\text{лаб.}}$ , МеВ	$E_{\text{с.ц.м.}}$ , МеВ	$V$ , МеВ	$r_V$ , фм	$a_V$ , фм	$W_S$ , МеВ	$r_{WS}$ , фм	$a_{WS}$ , фм	$W_D$ , МеВ	$r_{WD}$ , фм	$a_{WD}$ , фм	$J_V$ , МеВ·фм <sup>3</sup>	$J_W$ , фм <sup>3</sup>
22,8	16,58	115	0,990	0,670	12,5	1,300	0,458	3,000	1,260	0,187	492,6	104,1
25,7	18,69	130	0,900	0,732	12,7	1,250	0,526	3,700	1,220	0,217	454,4	96,5
29,8	21,67	172	0,870	0,790	13,5	1,200	0,557	4,800	1,180	0,333	577,6	92,4
32,0	23,27	180	0,808	0,790	13,5	1,100	0,600	5,000	1,150	0,354	507,5	73,9
36,0	26,18	174	0,782	0,790	13,5	1,100	0,650	5,500	0,974	0,450	454,8	75,7
48,0	34,91	170	0,780	0,790	13,5	1,100	0,700	9,200	0,890	0,670	441,7	77,6
50,6	36,80	165	0,780	0,790	13,5	1,100	0,700	9,200	0,876	0,670	428,7	77,6

<sup>a</sup> Пучок іонів <sup>16</sup>O.

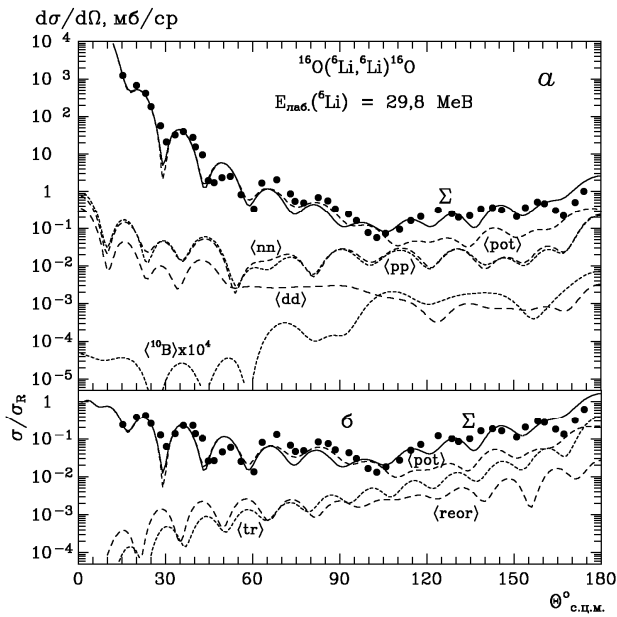


Рис. 3. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер <sup>16</sup>O + <sup>6</sup>Li при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^6\text{Li}) = 29,8$  МеВ [3]. Криві – МЗКР-розрахунки для різних процесів. Крива  $\Sigma$  – когерентна сума всіх процесів, а крива  $\langle tr \rangle$  – когерентна сума всіх реакцій передач.

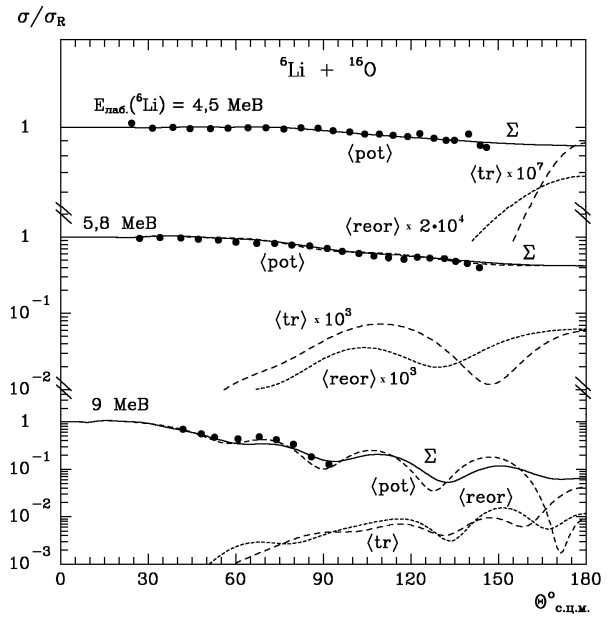


Рис. 4. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер <sup>16</sup>O + <sup>6</sup>Li при енергіях  $E_{\text{лаб.}}(^6\text{Li}) = 4,5, 5,8$  і  $9$  МеВ [5]. Криві – МЗКР-розрахунки (позначення такі ж, як на рис. 3).

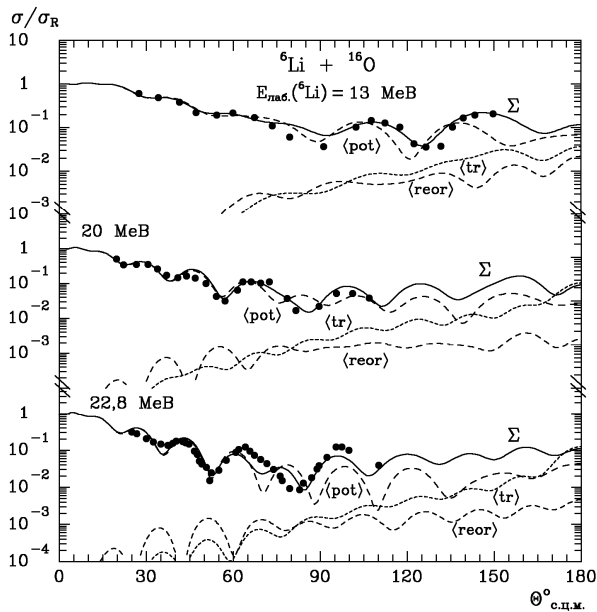


Рис. 5. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер <sup>16</sup>O + <sup>6</sup>Li при енергіях  $E_{\text{лаб.}}(^6\text{Li}) = 13$  МеВ [5],  $20$  МеВ [1] і  $22,8$  МеВ [9]. Криві – МЗКР-розрахунки (позначення такі ж, як на рис. 3).

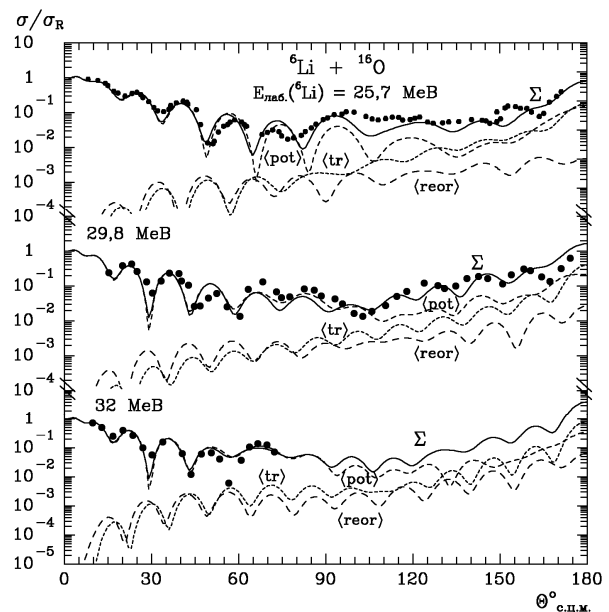


Рис. 6. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер <sup>16</sup>O + <sup>6</sup>Li при енергіях  $E_{\text{лаб.}}(^6\text{Li}) = 25,7$  МеВ [5],  $29,8$  МеВ [1] і  $32$  МеВ [8]. Криві – МЗКР-розрахунки (позначення такі ж, як на рис. 3).

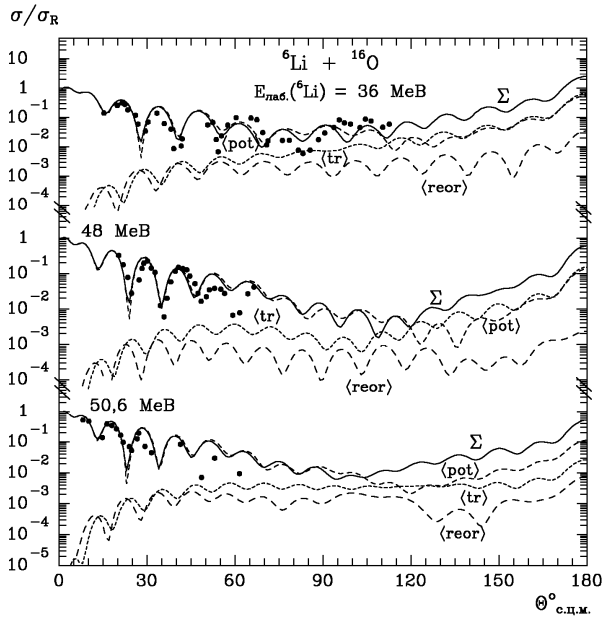


Рис. 7. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер  $^{16}\text{O} + ^6\text{Li}$  при енергіях  $E_{\text{лаб.}}(^6\text{Li}) = 36$  MeB [4], 48 MeB [6] і 50,6 MeB [10]. Криві – МЗКР-розрахунки (позначення такі ж, як на рис. 3).

### Енергетична залежність потенціалу взаємодії ядер $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$

Енергетичні залежності параметрів  $X_i(E)$  потенціалу взаємодії ядер  $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$  при різних енергіях

$$X_i(E) = \begin{cases} X_i^{\max} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = V_0, W_S, a_{V_S}, a_{W_S}, W_D, a_{V_D}, a_{W_D}, \\ X_i^{\min} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = r_V, r_{W_S}, r_{W_D}, \end{cases} \quad (8)$$

де  $X_i^{\min}$  і  $X_i^{\max}$  - мінімальні та максимальні значеннями параметрів  $X_i(E)$  відповідно,

$$g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{E - E_{X_i}}{\Delta E_{X_i}}\right) \right]^{-1}, \quad (9)$$

$E_{X_i}$  і  $\Delta E_{X_i}$  - положення середин і напівширин інтервалів порогових енергій  $E(X_i) = E_{\text{с.ц.м.}}^i(X_i)$ . При цьому враховувалась дисперсійна залежність між дійсною  $V(r, E)$  та уявною  $W(r, E)$  частинами оптичного потенціалу [19]

$$V(r, E) = V_0(r, E) - \Delta V_W(r, E), \quad (10)$$

де

$$\Delta V_W(r, E) = \frac{P}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE'. \quad (11)$$

Літера P у виразі (11) указує на основне значення інтеграла. При  $r = 0$  формули (10) і (11) виражають співвідношення між глибинами дійсної та уявної частин оптичного потенціалу.

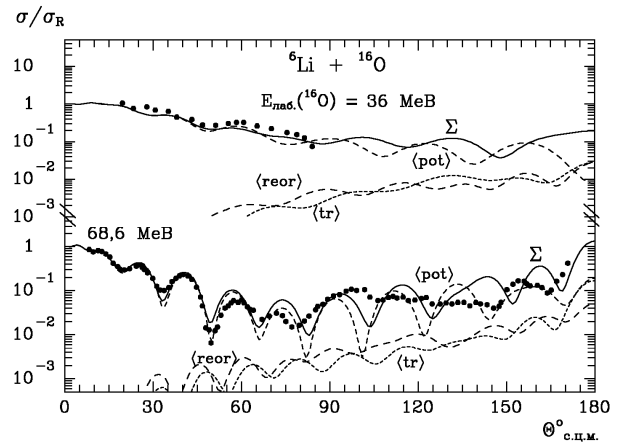


Рис. 8. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер  $^{16}\text{O} + ^6\text{Li}$  при енергіях  $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 36$  MeB [4] і 68,6 MeB [7]. Криві – МЗКР-розрахунки (позначення такі ж, як на рис. 3).

(див. табл. 3) показано на рис. 9. Кривими на рисунку показано наближення цих параметрів залежними від енергії параметризованими функціями [18]

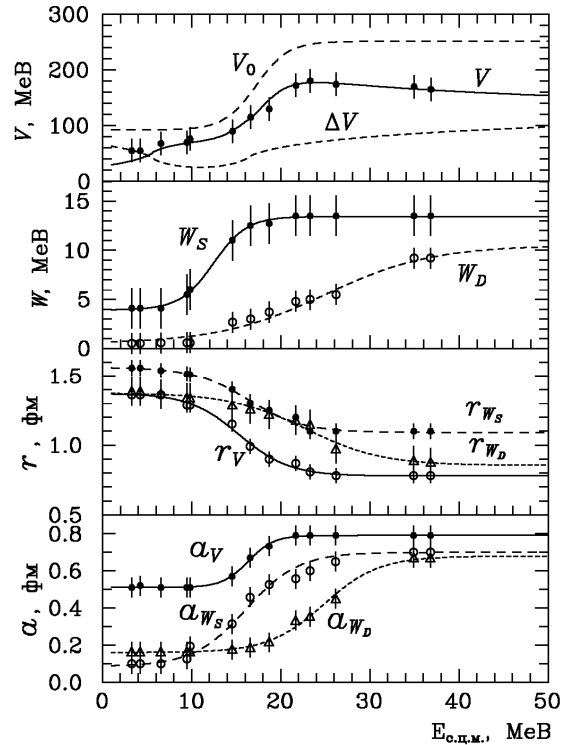


Рис. 9. Енергетичні залежності параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер  $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$ .

Наближення параметрів  $X_i(E)$  потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  функціями (8) і (10) здійснювалось за допомогою підгонки параметрів

$Y_i = \{X_i^{min}, X_i^{max}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}\}$  цих функцій. Отримані набори параметрів  $Y_i$  для  $X_i$ -параметрів  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ -потенціалу подано в табл. 4.

Таблиця 4. Параметри енергетичної залежності потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

$Y_i$	$X_i$								
	$V_0$ , MeB	$r_V$ , фм	$a_V$ , фм	$W_S$ , MeB	$r_{WS}$ , фм	$a_{WS}$ , фм	$W_D$ , MeB	$r_{WD}$ , фм	$a_{WD}$ , фм
$X_i^{min}$	92,2	0,780	0,511	3,9	1,092	0,086	0,5	0,855	0,161
$X_i^{max}$	251,2	1,371	0,791	13,4	1,564	0,699	10,5	1,374	0,678
$E_{X_i}$ , MeB	17,2	15,319	16,356	12,4	16,296	16,108	25,0	22,856	24,832
$\Delta E_{X_i}$ , MeB	1,8	2,815	1,449	1,9	3,079	2,953	6,0	4,271	3,099

Коротко зупинимось на фізичному обґрунтуванні енергетичних залежностей параметрів ядро-ядерної взаємодії, показаних на рис. 9 та поданих у табл. 3. Передусім це необхідно зробити для малих енергій, при яких важливу роль відіграє кулонівське відштовхування ядер, що обумовлює їхнє мінімальне зближення. Унаслідок короткодійності ядерних сил ядро-ядерна взаємодія в основному обумовлюється нуклонами області перекриття ядер при мінімальному зближенні їх, дозволеному кулонівськими силами відштовхування ядер. При цьому радіус ефективного ядро-ядерного потенціалу залежить від мінімальної відстані між центрами ядер, а параметр дифузності – від ширини області перекрит-

тя їхніх поверхонь. При низьких енергіях мінімальна відстань між ядрами значна, область перекриття ядер вузька, число взаємодіючих нуклонів ядер незначне. Тому значення параметрів глибин потенціалу  $V_0$ ,  $W$  та дифузностей  $a_V$ ,  $a_W$  малі, а параметри радіусів потенціалу  $r_V$  і  $r_W$  великі. Із ростом енергії область перекриття поверхонь ядер розширюється, досягаючи максимального значення, допустимого принципом Паулі, відстань між ядрами зменшується до мінімального значення, а тому відповідно збільшуються значення параметрів потенціалу  $V_0$ ,  $W$ ,  $a_V$ ,  $a_W$  та зменшуються параметри  $r_V$  і  $r_W$ , досягаючи своїх асимптотичних значень. При цьому параметр  $V$  визначається за формулою (10).

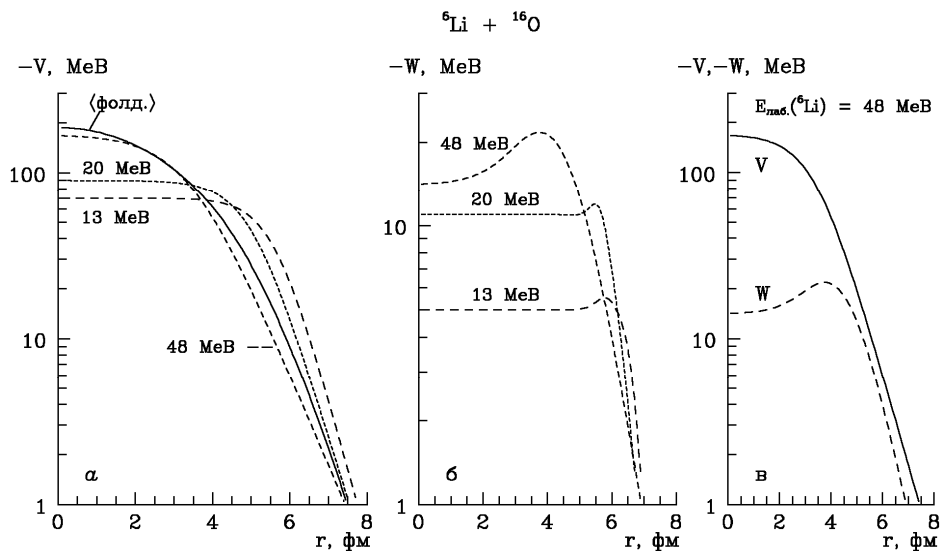


Рис. 10. Дійсні та уявні частини потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при різних енергіях  ${}^6\text{Li}$ . Крива <фолд.> - фолдінг-потенціал взаємодії цих ядер.

На рис. 10 і 11 показано радіальні залежності дійсної та уявної частин потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при енергіях  $E_{\text{лаб.}}({}^6\text{Li}) = 13, 30$  і  $48$  MeB. На рис. 10 показано також фолдінг-потенціал взаємодії цих ядер, обчислений за моделлю подвійної згортки

$$V_f(r) = \int \rho_p(r_p) \rho_T(r_T) v(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_p|) d^3r_p d^3r_T, \quad (12)$$

де  $\rho_p(r_p)$ ,  $\rho_T(r_T)$  - розподіли густин нуклонів в іоні  $P$  та в ядрі мішені  $T$  відповідно;  $v(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_p|) = v(s)$  - нуклон-нуклонний потенціал;  $\vec{r}$  - відстань між центрами ядер. У розрахунках потенціалу  $V_f(r)$  використовувався потенціал нуклон-нуклонної взаємодії МЗУ Рейда (Reid)

$$v(s) = 7999 \frac{e^{-4s}}{4s} - 2134 \frac{e^{-2,5s}}{2,5s} - 276 (1 - 0,005 \frac{E_P}{A_P}) \frac{\delta(s)}{s^2}, \quad (13)$$

де  $A_P$  і  $E_P$  - маса й енергія іона  $P$  в лабораторній системі;  $\rho_T(r_T)$  і  $\rho_P(r_P)$  - розподіли нуклонів, обчислені за розподілами зарядів (протонів) в ядрах  ${}^6\text{Li}$  і  ${}^{16}\text{O}$  [23]. Для обчислення фолдінг-потенціалу використовувалась програма DFROT [24].

Як видно на рис. 10, лише при енергії  $E_{\text{лаб.}}({}^6\text{Li}) = 48 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{с.ц.м.}} = 34,9 \text{ MeV}$ ), більший за верхню межу порогової області енергій, дійсна частина потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  задовільно узгоджується з фолдінг-потенціалом. При нижчих енергіях відстань максимального зближення ядер завдяки кулонівському відштовхуванню більша за прогнозовану фолдінг-потенціалом.

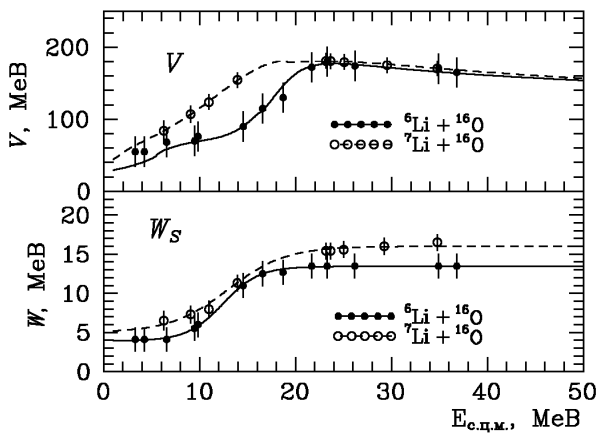


Рис. 11. Порівняння енергетичних залежностей параметрів  $V$  і  $W_S$  потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  і  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ .

На рис. 11 видно, що уявна частина потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  має максимум у периферійній області, який із ростом енергії збільшується та наближується до центра потенціалу, відображаючи зростання перерізів непружних ядерних процесів та зміщення локалізації їх у напрямку центральної області взаємодії ядер.

### Порівняння потенціалів взаємодії ядер ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ та ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

Енергетичні залежності параметрів  $V$  і  $W_S$  потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  та  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  [11, 20] порівнюються на рис. 11. Видно, що глибини  $V$  дійсних частин цих потенціалів суттєво відрізняються лише при низьких енергіях. Це може бути обумовлене різним числом нуклонів в ядрах  ${}^6\text{Li}$  і  ${}^7\text{Li}$  у периферійних областях, де в основному відбувається взаємодія ядер при низьких енергіях, а також, зважаючи на зв'язок дійсної та уявної частин оптичного потенціалу, відмінністю непружних процесів при взаємодії цих пар ядер, зокрема відмінністю порогів реакцій

передач (порогові ефекти). При енергіях  $E_{\text{с.ц.м.}} > 25 \text{ MeV}$  глибини дійсних частин потенціалів взаємодії цих пар ядер однакові. На рис. 11 видно, що глибини  $W_S$  уявних частин потенціалів взаємодії цих пар ядер незначно відрізняються в усьому дослідженому діапазоні енергій.

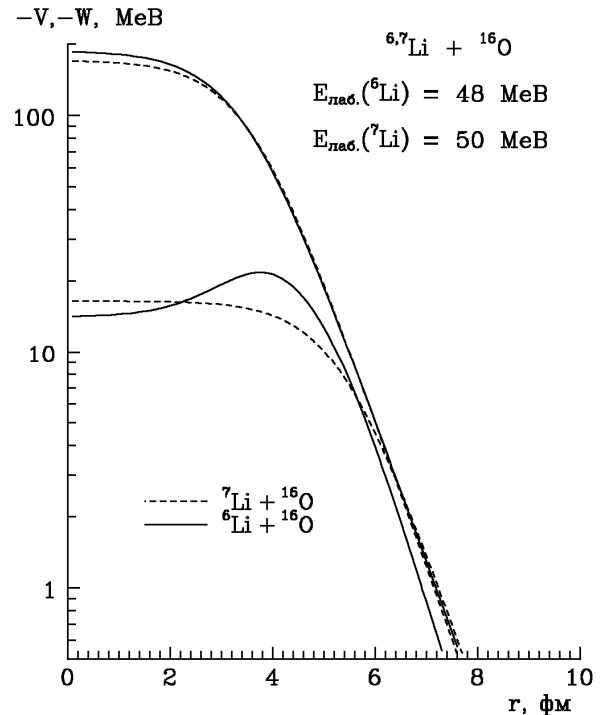


Рис. 12. Порівняння потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  і  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при енергіях  $E_{\text{лаб.}}({}^6\text{Li}) = 48 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{с.ц.м.}} = 34,91 \text{ MeV}$ ) та  $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 50 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{с.ц.м.}} = 34,78 \text{ MeV}$ ) [11, 20].

На рис. 12 показано радіальні залежності потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  та  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при енергіях  $E_{\text{лаб.}}({}^6\text{Li}) = 48 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{с.ц.м.}} = 34,91 \text{ MeV}$ ) та  $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 50 \text{ MeV}$  ( $E_{\text{с.ц.м.}} = 34,78 \text{ MeV}$ ) [11, 20] з метою більш детального порівняння їхніх форм. Видно, що дійсні частини потенціалів взаємодії цих пар ядер незначно відрізняються лише у вузькій центральній області, яка може відігравати важливу роль в ядерних процесах лише при високих енергіях. Відмінності між уявними частинами цих потенціалів спостерігаються в периферійній області ( $r \approx 3 \div 5 \text{ fm}$ ), де в основному відбуваються ядерні процеси при невисоких енергіях. Отже, незважаючи на незначні відмінності нуклонного складу ядер  ${}^6\text{Li}$  і  ${}^7\text{Li}$ , потенціали взаємодії їх з ядром  ${}^{16}\text{O}$  не є ідентичними.

### Основні результати та висновки

Відомі з літературних джерел експериментальні дані пружного розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при

енергіях  $E_{с.ц.м.} = 3,27 - 36,8$  МеВ проаналізовано за ОМ та МЗКР з метою визначення енергетичної залежності оптичних потенціалів взаємодії цих ядер. У розрахунках використовувались потенціали типу Вудса-Саксона з об'ємним та поверхневим поглинаннями. У схему зв'язку каналів включались пружне й непружне розсіяння ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ , реорієнтація спіна ядра  ${}^6\text{Li}$  та найпростіші реакції передач. Установлено, що при низьких енергіях основну роль відіграє потенціальне розсіяння в усьому діапазоні кутів. При енергіях  $E_{с.ц.м.} > 10$  МеВ помітну роль у пружному розсіянні цих ядер на великі кути відіграють також процес реорієнтації  ${}^6\text{Li}$  та реакції передач (в основному обміни нуклонами).

Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  та їхню енергетичну залежність з урахуванням дисперсійної залежності між дійсною та уявною частинами потенціалу. Енергетичні залежності отриманих параметрів цього потенціалу апроксимуються аналітичними функціями, залежними від енергії  $E_{с.ц.м.}$ . Виявлено ізотопічні відмінності енергетичних залежностей для параметрів потенціалів взаємодії ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  і  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ . При енергіях  $E_{с.ц.м.} > 25$  МеВ дійсні частини потенціалів взаємодії даних ядер відрізняються незначно. Спостерігаються ізотопічні відмінності форми уявних частин цих потенціалів.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Bethge K., Fou C.M., Zurmühle R.W.* Elastic scattering of lithium nuclei // *Nucl. Phys. A.* - 1969. - Vol. 123. - P. 521 - 530.
2. *Orloff J., Daehnick W.W.* Elastic scattering of  ${}^{16}\text{O}$  by  ${}^{48}\text{Ti}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , and  ${}^6\text{Li}$  // *Phys. Rev. C.* - 1971. - Vol. 3. - P. 430 - 438.
3. *Давыдов В.В., Новацкий Б.Г., Оглоблин А.А. и др.* Исследование упругого рассеяния ионов  ${}^6\text{Li}$  // *Изв. АН СССР.* - 1971. - Т. 35, № 11. - С. 2399 - 2405.
4. *Schumacher P., Ueta N., Duhm H.H. et al.* Lithium elastic and inelastic scattering and lithium-induced single nucleon transfer reactions // *Nucl. Phys. A.* - 1973. - Vol. 212. - P. 573 - 599.
5. *Poling J.E., Norbeck E., Carlson R.R.* Elastic scattering of lithium by  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , and  ${}^{28}\text{Si}$  from 4 to 63 MeV // *Phys. Rev. C.* - 1976. - Vol. 13. - P. 648 - 660.
6. *Cook J., Dennis L.C., Kemper K.W. et al.* Large-angle enhancements in the  ${}^{16}\text{O}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{18}\text{F}$  reaction at 48 MeV // *Nucl. Phys. A.* - 1984. - Vol. 415. - P. 114 - 126.
7. *Vineyard M.F., Kemper K.W., Cook J.* Excitation of  ${}^6\text{Li}$  by  ${}^{16}\text{O}$  at  $E_{cm} = 18.7$  MeV // *Phys. Lett. B.* - 1984. - Vol. 142. - P. 249 - 252.
8. *Anantaraman N., Fulbright H.W., Stwertka P.M.* Variation of ground-state  $\alpha$ -particle for  $sd$ - and  $fp$ -shell nuclei // *Phys. Rev. C.* - 1980. - Vol. 22. - P. 501 - 506.
9. *Van Verst S.P., Sanderson D.P., Trcka D.E. et al.* Vector polarized  ${}^6\text{Li}$  scattering from  ${}^{12}\text{C}$  and  ${}^{16}\text{O}$  // *Phys. Rev. C.* - 1989. - Vol. 39. - P. 853 - 864.
10. *Chua L.T., Becchetti F.D., Janecke J., Milder F.I.*  ${}^6\text{Li}$  elastic scattering on  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{74}\text{Ge}$ ,  ${}^{124}\text{Sn}$ ,  ${}^{166}\text{Er}$  and  ${}^{208}\text{Pb}$  at  $E({}^6\text{Li}) = 50.6$  MeV // *Nucl. Phys. A.* - 1976. - Vol. 273. - P. 243 - 252.
11. *Rudchik A.T., Kemper K.W., Rudchik A.A. et al.* Tensor analyzing power and energy dependence of the  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  interaction // *Phys. Rev. C.* - 2007. - Vol. 75. - P. 024612 (8).
12. *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.
13. *Бояркина А.Н.* Структура ядер  $1p$ -оболочки. - М.: Изд-во Москов. ун-та, 1973. - 62 с.
14. *Рудчик А.Т., Чувильский 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).
15. *Рудчик А.Т., Чувильский Ю.М.* Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах  $1p$ -оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // *УФЖ.* - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
16. *Nilsson B.S.* SPI-GENOA: an Optical Model Search Code. - 1976 (Report / A Niels Bohr Institute).
17. *Thompson I.J.* Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // *Comp. Phys. Rep.* - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
18. *Rudchik A.T., Momotyuk 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.
19. *Mahaux C., Ngô H., Satchler G.R.* Causality and the Threshold Anomaly of the Nucleus-Nucleus Potential // *Nucl. Phys. A.* - 1986. - Vol. 449. - P. 354 - 394.
20. *Рудчик А.А., Рудчик А.Т., Кемпер К.В. та ін.* Енергетична залежність взаємодії ядер  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  // *Ядерна фізика та енергетика.* - 2006. - № 1 (17). - С. 9 - 15.
21. *Cook J., Kemper K.W., Drumm P.V. et al.*  ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{16}\text{N}$  reaction at 50 MeV // *Phys. Rev. C.* - 1984. - Vol. 30. - P. 1538 - 1544.
22. *Kemper K.W., Hall G.A., Van Verst S.P. et al.* Failure of finite-range distorted-wave Born approximation and coupled-channels Born approximation to describe ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ) single particle transitions // *Phys. Rev. C.* - 1988. - Vol. 38. - P. 2664 - 2669.
23. *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.
24. *Cook J.* DFPOOT - a program for the calculation of double folded potentials // *Comp. Phys. Com.* - 1982. - Vol. 25, Issue 2. - P. 125 - 139.



**А. Т. Рудчик, Р. М. Зелинский, В. А. Плюйко, А. П. Ильин,  
Вал. М. Пирнак О. А. Понкратенко, А. А. Рудчик В. В. Улещенко**

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАССЕЙЯНИЯ ЯДЕР  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$   
И ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ОТЛИЧИЯ ПОТЕНЦИАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{16}\text{O}$**

Известные из литературы экспериментальные данные упругого рассеяния ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при энергиях  $E_{\text{с.ц.м.}} = 3,27 - 36,8$  МэВ проанализированы по оптической модели и методу связанных каналов реакций с включением в схему связи каналов упругого и неупругого рассеяний этих ядер, реориентации спина ядра  ${}^6\text{Li}$  и простейших реакций передач. Определены параметры оптического потенциала взаимодействия ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при разных энергиях и энергетическая зависимость их с использованием дисперсионной зависимости между действительной и мнимой частями потенциала. Определены вклады процесса реориентации спина ядра  ${}^6\text{Li}$ , простейших реакций передач и потенциального рассеяния в упругий канал рассеяния ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  при разных энергиях. Действительная часть потенциала взаимодействия ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  сравнивается из соответствующим фолдинг-потенциалом, вычисленным по распределению зарядов в этих ядрах. Обнаружены и исследованы изотопические отличия потенциалов взаимодействия ядер  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  и  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ .

*Ключевые слова:* упругое рассеяние тяжелых ионов, оптическая модель, метод связанных каналов реакций, спектроскопические амплитуды, оптические потенциалы, механизмы реакций.

**A. T. Rudchik, R. M. Zelinskyi, V. A. Plujko, A. P. Ilyin,  
Val. M. Pirnak, O. A. Ponkratenko, A. A. Rudchik, V. V. Uleschenko**

**ENERGY DEPENDENCE OF THE  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  SCATTERING  
AND ISOTOPIC DIFFERENCES BETWEEN POTENTIALS OF THE  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  INTERACTIONS**

Experimental data of the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  elastic scattering at  $E_{\text{с.м.}} = 3.27 - 36.8$  MeV known from literature, were analyzed within the optical model and coupled-reaction-channels method. The  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  elastic and inelastic scattering as well as the reorientation of  ${}^6\text{Li}$  and simplest transfer reactions were included in the coupled-channels-scheme. The  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  potential parameters at different energies as well as their energy dependence were deduced accounting dispersion relation between real and imaginary parts of the potential. Contributions of the  ${}^6\text{Li}$  reorientation and transfer reactions to the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  elastic scattering data were estimated at different energies. Real part of the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  deduced potential and the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  folding-potential are compared. The isotopic differences between the  ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  and  ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$  were studied.

*Keywords:* heavy-ion elastic scattering, optical model, coupled-reaction-channels method, folding-model, spectroscopic amplitudes, optical potentials, reaction mechanisms.

Надійшла 29.03.2012  
Received 29.03.2012