

ПРУЖНЕ ТА НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ЯДЕР ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$

А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, А. Будзановські³, Л. Гловацка⁴, К. В. Кемпер⁷,
С. Клічевські³, Є. І. Коший², Г. М. Козерацька¹, С. Ю. Межевич¹, О. А. Понкратенко¹,
К. Русек⁵, Р. Сюдак³, І. Сквірчинська³, Я. Хоїнські⁶, Б. Чех³, Т. Чосника⁶, А. Щурек³

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Харківський національний університет, Харків

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

⁴ Військово-технічний університет, Варшава, Польща

⁵ Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

⁶ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

⁷ Університет штату Флориди, Таллахассі, Флорида, США

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44$ МеВ для переходів в основні та збуджені стани цих ядер. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій. Пружне та непружне розсіяння, процеси переорієнтації ядер в основних і збуджених станах, а також найбільш вагомні реакції передач включались у схему зв'язку. Проаналізовано також відомі з літературних джерел дані пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ МеВ. Отримано значення параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ в основних і збуджених станах, а також параметри деформації цих ядер. Оцінено внески реакцій одно- та двоступінчастих передач у диференціальні перерізи цього пружного розсіяння. Досліджено енергетичну залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li}^{(*)} + {}^{11}\text{B}^{(*)}$ в основних і збуджених станах.

Вступ

Пружне та непружне розсіяння ядер, крім традиційного застосування для дослідження ядро-ядерної взаємодії, структури ядер і природи їх збуджених станів, у даний час викликає підвищений інтерес ще у зв'язку із використанням прямих ядерних реакцій для вивчення властивостей нестабільних (екзотичних) ядер, продуктованих у цих реакціях. В основі даного методу дослідження екзотичних ядер – варіація параметрів вихідного каналу реакції при незмінності параметрів вхідного каналу, отриманих з аналізу експериментальних даних розсіяння. При цьому реакції з виходом екзотичних ядер досліджуються в рамках методу зв'язаних каналів реакцій (МЗКР), в якому враховуються зв'язки між каналами ядерних процесів, серед яких важливу роль відіграють канали пружного та непружного розсіяння.

Дана робота присвячена дослідженню пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$, при взаємодії яких у бінарних реакціях передач продукуються нестабільні ядра ${}^8\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$, ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{B}$ та інші, які будуть предметом наступних досліджень. У даній роботі основна увага зосереджувалась на дослідженні пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ з метою отримання параметрів оптичного потенціалу взаємодії цих ядер в основних і збуджених станах, їх енергетичної залежності, макроскопічних характеристик форми ядер та внесків різноманітних процесів у диференціальні перерізи цього розсіяння. Як відомо з літературних джерел, раніше пружне та непружне розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ досліджувалось лише при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ МеВ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 20,78$ МеВ) [1, 2]. Звичайно, цих даних обмаль для виконання в повній мірі вищезазначених завдань. Тому для розширення експериментальної бази даних нами проведено експеримент із вимірювання диференціальних перерізів ядерних процесів, у тому числі пружного та непружного розсіяння, при взаємодії іонів ${}^{11}\text{B}$ з ядрами ${}^7\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44$ МеВ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 17,11$ МеВ).

Отримані нові експериментальні дані пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ разом з даними інших авторів проаналізовано за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій з включенням у схему зв'язку каналів різноманітних процесів з вагомими внесками в канал пружного розсіяння. Зокрема, оцінено внески багатьох одно- та двоступінчастих передач і процесів переорієнтації (реорієнтації) спінів ядер. Ці

процеси важливі для опису експериментальних даних розсіяння на великих кутах. Велику увагу при аналізі даних приділено дослідженню енергетичної залежності оптичних потенціалів та їх особливостей для ядер у збуджених станах.

Дана робота є складовою частиною комплексного дослідження реакцій ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, X)$ з виходом як стабільних, так і нестабільних ядер.

1. Методика експерименту

Диференціальні перерізи пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ вимірювались на циклотроні С-200Р Лабораторії важких іонів Варшавського університету при енергії пучка іонів ${}^{11}\text{B}$ $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44 \text{ MeV}$ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 17,11 \text{ MeV}$). Розкид енергії іонів на виході з циклотрону не перевищував 1 %. Цей пучок горизонтально відхилявся магнітом на $\sim 30^\circ$ і спрямовувався до реакційної камери. При цьому зростав горизонтальний розмір його поперечного перерізу до $\sim 20 \times 10 \text{ мм}$ унаслідок 1 %-ної дисперсії енергії. Вирізана з цього перерізу за допомогою триміліметрового діафрагмування ділянка пучка, що попадала в реакційну камеру на мішень, мала менший розкид енергії (до $\sim 0,5 \%$). Цим розкидом ($\sim 0,25 \text{ MeV}$), в основному, зумовлювалась енергетична роздільна здатність методики.

В експерименті використовувалась самопідтримна мішень літію природного ізотопного складу (${}^7\text{Li} - 92,5 \%$, ${}^6\text{Li} - 7,5 \%$) товщиною $\sim 0,8 \text{ мг/см}^2$.

Продукти реакцій ресструвались ΔE - E_1 - E_2 -спектрометром, в якому ΔE -детектором була іонізаційна камера [3]. Як робочий газ у камері використовувався регульований потік аргону при тиску $\sim 200 \text{ мм рт. ст.}$ При цьому втрати енергії продуктів реакцій ΔE в іонізаційній камері дорівнювали відповідним втратам при проходженні кремнієвого детектора товщиною $\sim 15 \text{ мкм}$. На виході іонізаційної камери було встановлено кремнієві E_1 - і E_2 -детектори товщиною $\sim 500 \text{ мкм}$ і $\sim 2 \text{ мм}$ відповідно. Для ідентифікації продуктів реакцій із зарядами $Z > 2$ використовувався ΔE - E_1 -спектрометр, а для частинок із $Z < 3$ - E_1 - $E_2 \equiv \Delta E_2$ -спектрометр. Сигнали в ΔE - E_1 -каналі пропускалися лише при відсутності сигналу з E_2 -детектора, що значно зменшувало завантаження в цьому каналі.

В експерименті застосовувалась електроніка стандарту САМАС. Спектрометрична інформація за допомогою програмної системи SMAN [4] накопичувалась у персональному комп'ютері в несортованому вигляді та у вигляді двовимірних $E_1 \times \Delta E$ - і $E_2 \times E_1$ -спектрів розміром 256×256 , зразки яких представлено на рис. 1. Видно, що експериментальна методика

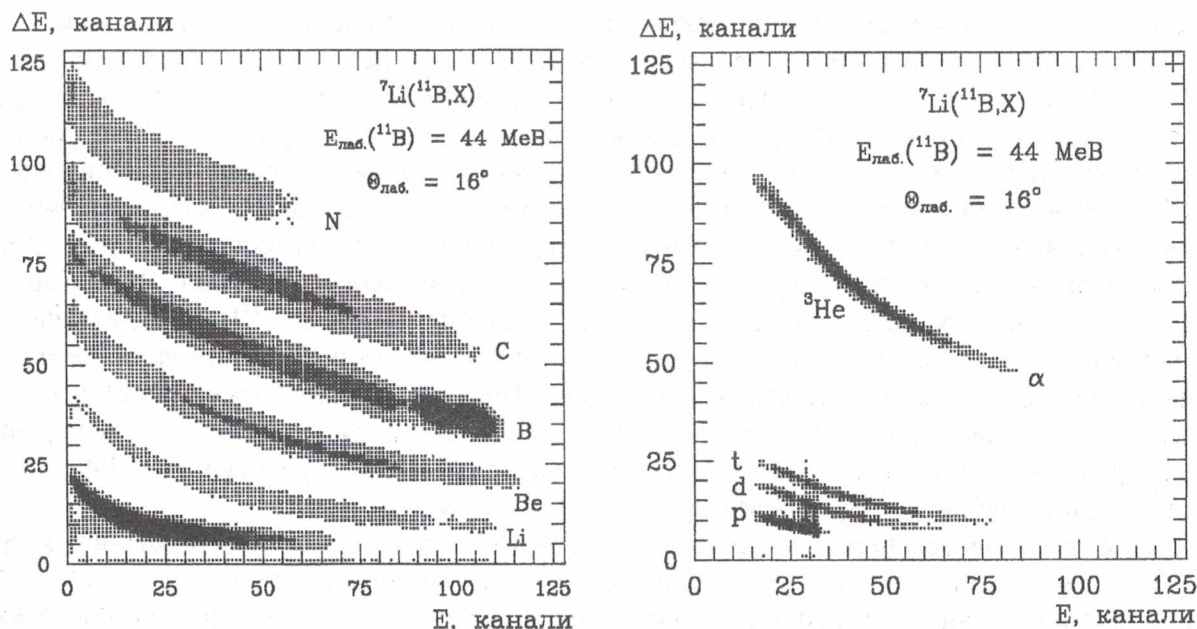


Рис. 1. Типові $E_1 \times \Delta E$ - та $E_2 \times E_1$ -спектри продуктів реакцій ${}^7\text{Li}({}^{11}\text{B}, X)$ при енергії пучка іонів ${}^{11}\text{B}$ $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44 \text{ MeV}$ для кута $\theta_{\text{лаб.}} = 16^\circ$.

забезпечувала надійну ідентифікацію важких продуктів реакцій від літію до азоту за зарядами (ліва панель) та легких продуктів за зарядами й масами (права панель). Вихід ^3He з розпаду компаунд-ядра ^{18}O та з реакції $^7\text{Li}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{C})^3\text{He}$ був незначним, а тому відповідна смуга на двовимірному спектрі $E_2 \times E_1$ малопомітна.

Для прикладу на рис. 2 показано двовимірні $E_1 \times \Delta E$ -спектри для кутів $\theta_{\text{лаб.}} = 26^\circ$ і 17° та отримані з них енергетичні спектри ізоотопів бору та літію. Кривими на двовимірних спектрах зазначено області ізоотопів ^{11}B і ^7Li . Поза цими областями з меншими інтенсивностями спостерігаються ділянки двовимірних спектрів ізоотопів ^{12}B , ^{10}B (зліва) та ^8Li , ^6Li (справа). Нижче двовимірних спектрів представлено відповідні енергетичні спектри ^{11}B і ^7Li , одержані шляхом проектування на E -осі зазначених на рисунку ділянок $E_1 \times \Delta E$ -спектрів. На E -осях одновимірних спектрів подано кінетичні енергії ізоотопів ^{11}B і ^7Li . Спектр бору показано без фізичного фону, обумовленого багаточастинковими реакціями. На енергетичних спектрах зазначено рівні ядер ^{11}B і ^7Li , а також положення кінетичних енергій для

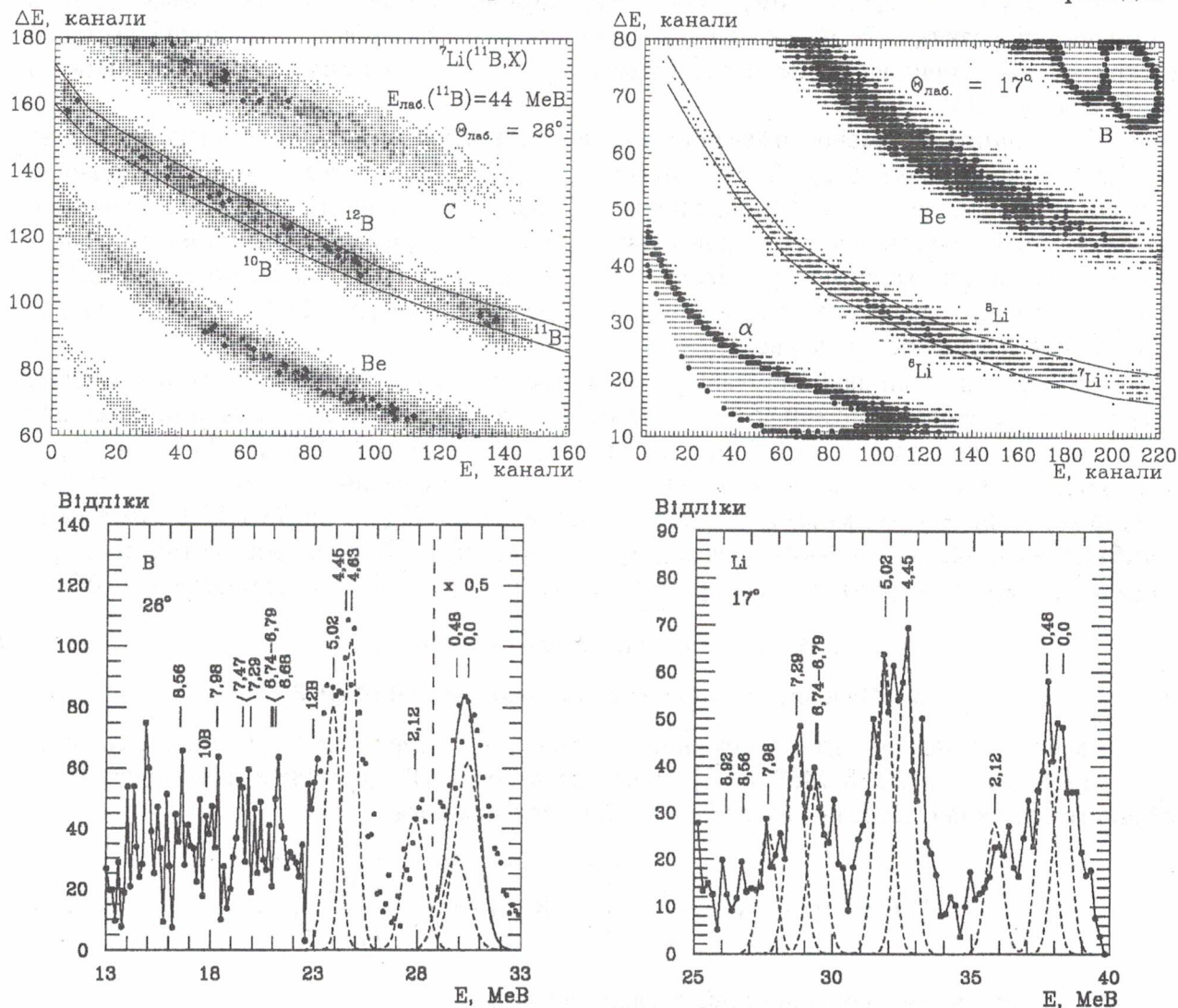


Рис. 2. Типові енергетичні спектри ізоотопів бору (зліва) та літію (справа) – продуктів реакцій $^7\text{Li}(^{11}\text{B}, \text{B})\text{Li}$ і $^7\text{Li}(^{11}\text{B}, \text{Li})\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 44$ MeV для кутів $\theta_{\text{лаб.}} = 26^\circ$ і 17° відповідно. Криві – симетричні функції Гаусса.

основних станів ізоотопів ^{10}B і ^{12}B з реакцій $^7\text{Li}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^8\text{Li}$ (мітка „10B”) та $^7\text{Li}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^6\text{Li}$ (мітка „12B”). Кінетична енергія ^8Li знаходиться за нижньою енергетичною межею досліджуваних станів ^{11}B і ^7Li , а енергія ізоотопу ^6Li – поблизу енергії ^7Li для збудженого рівня 4,445 MeV ^{11}B . Вклади ізоотопів ^{10}B , ^{12}B і ^6Li в досліджувані енергетичні спектри бору та літію незначні, але відповідні їм піки враховувались при обробці спектрів.

Енергетичні спектри наближувались сумою гаусіанів

$$N(E) = \sum_{i=1}^n N_{0i} \exp \left[-0,5 \frac{(E - E_{0i})^2}{h_i^2} \right], \quad (1)$$

де N_{0i} , E_{0i} та h_i – параметри висоти, положення та півширини i -го піка. Наближення енергетичних спектрів параметризованими функціями (1) проводилось за методом найменших квадратів (МНК), використовуючи відому програму PEAKFIT. При цьому параметри E_{0i} покладались рівними відповідним значенням кінетичних енергій рівнів продуктів реакцій і були фіксованими. Параметри півширин h_i піків, як правило, брались однаковими, рівними середньому значенню $\bar{h}$ ізольованих піків у спектрах ізотопів бору з розсіяння $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, \text{B})$, досліджуваного в даному експерименті. Тобто параметри h_i також фіксувались. Підганялись лише параметри N_{0i} . При такому способі наближення спектрів підвищувався ступінь однозначності розкладу їх на складові компоненти. Похибка обчислення площ частково перекритих піків при цьому не перевищувала 20 %. Для повністю перекритих піків ця похибка сягала 50 %.

У результаті отримано диференціальні перерізи пружного та непружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 44 \text{ MeV}$ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 17,11 \text{ MeV}$) для переходів в основні та збуджені стани ядер ^7Li і ^{11}B в широкому діапазоні кутів та енергій збудження. Диференціальні перерізи для кутів фронтальної напівсфери отримано з аналізу енергетичних спектрів бору, а для зворотного розсіяння – із спектрів літію. Кутові залежності диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 44 \text{ MeV}$ показано на рис. 5, 7 – 9.

Експериментальні дані нормувались на малих кутах ($\theta_{\text{с.ц.м.}} < 30^\circ$) до диференціальних перерізів, обчислених за оптичною моделлю (ОМ), в якій використано оптичний потенціал пружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^7\text{Li}) = 34 \text{ MeV}$ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 20,78 \text{ MeV}$) [2]. Оскільки на малих кутах домінує кулонівське розсіяння, то невеликі відмінності параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 20,78$ і $17,11 \text{ MeV}$ мало впливають на значення множника для нормування перерізів. Похибка абсолютизації диференціальних перерізів пружного та непружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ не перевищує 10 %.

2. Аналіз експериментальних даних

2.1. Основні положення аналізу даних за ОМ і МЗКР

Експериментальні дані пружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 17,11 \text{ MeV}$ та $20,78 \text{ MeV}$ [1, 2] проаналізовано за ОМ та МЗКР з використанням оптичного потенціалу Вудса - Саксона з об'ємним поглинанням

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

та кулонівського потенціалу 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 , A_T та Z_P , Z_T – масові та зарядові числа налітаючого іона та мішені відповідно.

Розрахунки за ОМ та пошуки наборів параметрів оптичного потенціалу $\{X_i\} = \{V_0, r_V, a_V, W_S, r_W, a_W\}$ проводились за допомогою програми GENOA-SPI [5]. При

цьому для кулонівського потенціалу (3) використовувалось значення параметра $r_C = 1,25$ фм, а підгонка параметрів $\{X_i\}$ проводилась на базі експериментальних даних пружного розсіяння для кутів $\theta_{с.ц.м.} < 90^\circ$, де ОМ найбільш успішна.

Оптимальний набір параметрів $\{X_i\}_{\text{опт.}}$, отриманий з аналізу даних пружного розсіяння, використовувався як стартовий в МЗКР-розрахунках. При цьому для каналу пружного розсіяння уточнювався лише параметр W_S , а для вихідних каналів непружного розсіяння підганялись всі параметри оптичного потенціалу з метою врахування їх енергетичної залежності та можливої зміни при збудженні форми ядра (параметри a_V і a_W) і його поглинальної здатності (W_S).

При підборі значення параметра r_V враховувалось, що згідно з принципом Паулі ядра при зіткненні не можуть повністю перекриватись без утворення компаунд-ядра. Тому мінімальна відстань між взаємодіючими ядрами $A_P + A_T$ обмежувалась радіусом їх компаунд-ядра:

$$R_{\text{comp}} \approx 1,25 \cdot (A_P + A_T)^{1/3} \leq R_V = r_V (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad (4)$$

звідки

$$r_V \geq 1,25 \cdot (A_P + A_T)^{1/3} / (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}). \quad (5)$$

Згідно з формулою (5) для розсіяння ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ $r_V \geq 0,792$ фм.

Для значення параметра a_W обмежувалось нерівністю $a_W \leq a_V$, щоб гарантувати виконання умови

$$W(r) = W_S f(r, R_W, a_W) \leq V(r) = V_0 f(r, R_V, a_V), \quad (6)$$

де

$$f(r, R_i, a_i) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Умова (6) означає, що непружні процеси не можуть відбуватись при відсутності пружного розсіяння.

Аналізуючи експериментальні дані за МЗКР, у схему зв'язку включались канали пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ для переходів, показаних на рис. 3, процеси просторової переорієнтації цих ядер в основних і збуджених станах (дуги на рис. 3), а також реакції одно- та двоступінчастих передач, діаграми яких представлено на рис. 4.

Ми вважали, що низькоенергетичні збудження ядер обумовлені, в основному, обертовими та вібраційними колективними рухами деформованих ядер. В обчисленнях матричних елементів цих переходів $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$

$$\langle E_f, J_f^\pi | V_\lambda(r) | E_i, J_i^\pi \rangle \quad (8)$$

використовувались форм-фактори

$$V_\lambda(r) = -\frac{\delta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{dU(r)}{dr}, \quad (9)$$

де δ_λ - довжина деформації ядра λ -мультипольності в розкладі форми ядра за сферичними функціями Y_λ^0 :

$$R = R_0 + \sum_{\lambda \neq 0} \delta_\lambda Y_\lambda^0(\hat{R}). \quad (10)$$

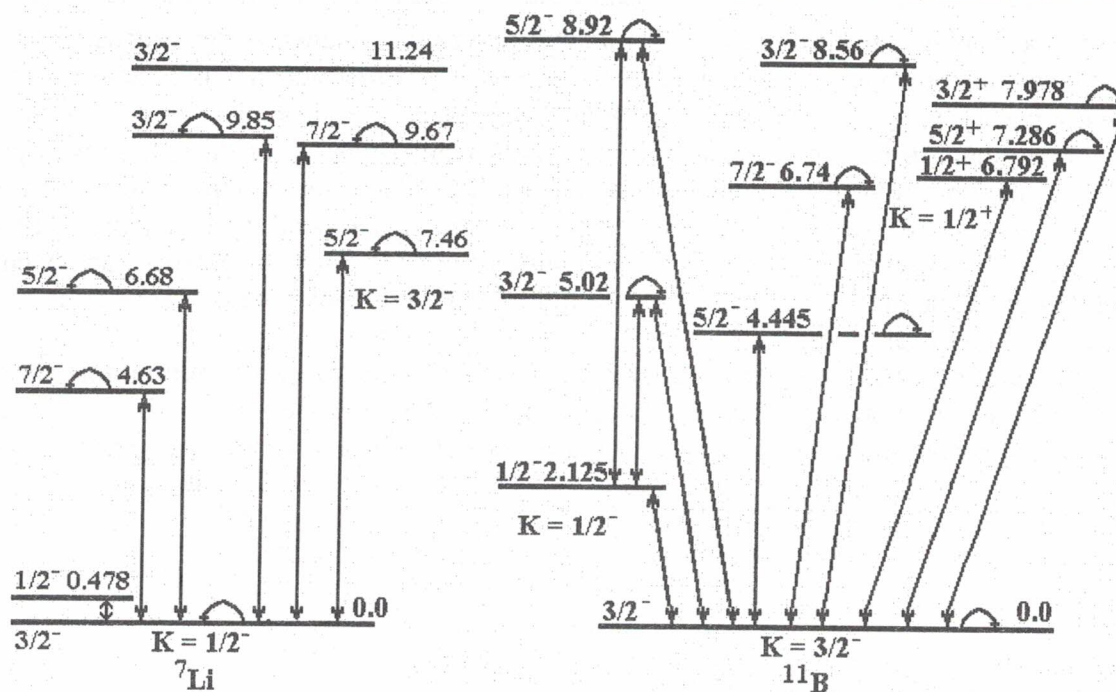


Рис. 3. Схеми переходів на збуджені рівні ядер ${}^7\text{Li}$ та ${}^{11}\text{B}$.

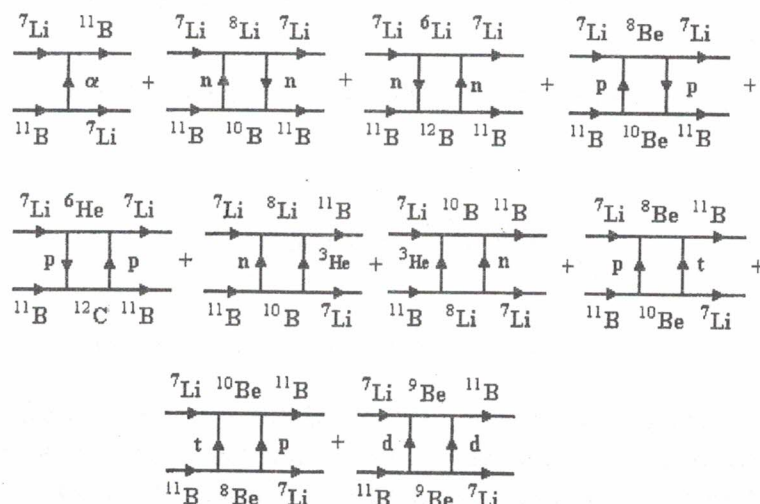


Рис. 4. Діаграми одно- та двоступінчастих передач у розсіянні ядер ${}^7\text{Li}$ та ${}^{11}\text{B}$.

Переорієнтація ядер обчислювалась як квадрупольний перехід

$$\langle E_i, J_i^\pi | V_2(r) | E_i, J_i^\pi \rangle. \quad (11)$$

Параметри деформації ядер, що використовувались в МЗКР-обчисленнях, подано в табл. 1. Частина з них було отримано в даній роботі.

Як зазначалось вище, у схему зв'язку каналів включались одно- та двоступінчасті реакції передач, внески яких в експериментальні дані каналів розсіяння були найбільш вагомими. Діаграми досліджуваних реакцій передач подано на рис. 4.

Необхідні для МЗКР-розрахунків реакцій $A(c, a)C$ спектроскопічні амплітуди S_x нуклонів і кластерів x , які в процесі реакцій передавались із зв'язаних систем $A = C + x$ у системи $a = c + x$ або навпаки, обчислювались у рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (TIMO) [7] за допомогою програми DESNA [8, 9] з використанням таблиць

хвильових функцій ядер 1р-оболонки [10]. При цьому стани ядер A , C і x описувались осциляторними хвильовими функціями

$$\Psi_i = |N_i[f_i](\lambda_i\mu_i)\alpha_i L_i S_i J_i T_i\rangle$$

($i = A, C, x$) з $(\lambda_i\mu_i)$ -симетрією $SU(3)$ -групи (орбітальна L_i -компонента S_x) та симетрією схем Юнга $[f_i]$ $SU(4)$ -групи (спін-ізоспінова ST -компонента S_x). Спектроскопічні амплітуди S_x виражаються через хвильові функції співвідношенням [6]

$$S_x = \left(\frac{A}{x}\right)^{1/2} \langle \Psi_A | \Psi_C \Psi_x; \varphi_{xC} \rangle, \quad (12)$$

де $\varphi_{xC} = |nL_j\rangle$ – хвильова функція руху кластера x відносно кору C ; N_i – квантове число внутрішньої енергії i -ядра; α_i – набір решти квантових чисел; n – квантове число кінетичної енергії руху кластера x у зв'язаній системі; $\vec{J}_i = \vec{L}_i + \vec{S}_i$.

Спектроскопічні амплітуди S_x наведено в табл. 2.

Хвильові функції зв'язаних станів кластерів x обчислювались стандартним способом методу деформованих хвиль (МДХ) – шляхом підгонки глибин V_b потенціалу Вудса

- Саксона з параметрами $a_b = 0,65$ фм і $r_{V_b} = 1,25 \cdot A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3})$ до експериментальних значень енергій зв'язку цих кластерів у системах $A = C + x$.

МЗКР-обчислення виконувались за допомогою програми FRESKO [11].

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
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{He}$	p	$1P_{3/2}$	0,805	${}^{11}\text{B}^*_{4,445}$	${}^7\text{Li}$	α	$2D_2$	-0,049 ^a
${}^7\text{Li}^*_{0,478}$	${}^6\text{He}$	p	$1P_{1/2}$	0,805				$1G_4$	-0,192 ^a
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	-0,657	${}^{11}\text{B}^*_{5,020}$	${}^7\text{Li}$	α	$3S_0$	-0,638
			$1P_{3/2}$	-0,735 ^a				$2D_2$	-0,422
${}^8\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	0,478	${}^{11}\text{B}^*_{6,743}$	${}^7\text{Li}$	α	$2D_2$	0,104
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{3/2}$	1,234 ^a				$1G_4$	0,124
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Li}^*_{0,478}$	p	$1P_{1/2}$	0,873 ^a	${}^{11}\text{B}^*_{6,793}$	${}^7\text{Li}$	α	$2D_2$	0,596 ^a
${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	d	$2S_1$	-0,226 ^a	${}^{11}\text{B}^*_{7,286}$	${}^7\text{Li}$	α	$2D_2$	-0,049 ^a
			$1D_1$	0,111 ^a				$1G_4$	-0,192 ^a
			$1D_3$	0,624 ^a	${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Li}$	${}^3\text{He}$	$1P_{1/2}$	0,160 ^a
${}^{10}\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	t	$2P_{3/2}$	0,392 ^a				$1F_{5/2}$	0,218 ^a
${}^{10}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	${}^3\text{He}$	$1P_{3/2}$	0,419				$1F_{7/2}$	0,214
			$1F_{5/2}$	0,104 ^a	${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Be}$	t	$2P_{3/2}$	0,641
			$1F_{7/2}$	0,347	${}^{11}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	d	$2S_1$	-0,607 ^a
${}^{11}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	α	$3S_0$	-0,638				$1D_1$	-0,109 ^a
			$2D_2$	-0,422				$1D_3$	0,610 ^a

Таблиця 1. Параметри деформації δ_λ і β_λ ядер ${}^7\text{Li}$ та ${}^{11}\text{B}$

Ядра	$E_{зб.}, \text{MeV}$	J^π	λ	$\delta_\lambda, \text{фм}$	β_λ^*	Літ.
${}^7\text{Li}$	0,0	$3/2^-$	2	2,0	0,84	[2]
	0,478	$1/2^-$	2	2,0	0,84	[2]
	4,630	$7/2^-$	2	2,0	0,84	
			4	1,0	0,42	
	6,680	$5/2^-$	2	2,0	0,84	
			4	1,0	0,42	
	7,460	$5/2^-$	2	2,0	0,84	
			4	1,0	0,42	
	9,670	$7/2^-$	2	2,0	0,84	
			4	1,0	0,42	
	9,850	$3/2^-$	2	2,0	0,84	
			2	1,2	0,43	[6]
${}^{11}\text{B}$	2,125	$1/2^-$	2	1,2	0,43	[6]
	4,445	$5/2^-$	2	1,2	0,43	[6]
			4	1,0	0,36	[6]
	5,020	$3/2^-$	2	1,2	0,43	[6]
	6,743	$7/2^-$	2	1,2	0,43	[6]
			4	1,0	0,36	[6]
	6,792	$1/2^+$	1	1,0	0,36	[6]
	7,286	$5/2^+$	1	1,0	0,36	[6]
			3	1,2	0,43	[6]
	7,978	$3/2^+$	1	1,0	0,36	[6]
			3	1,2	0,43	[6]
	8,560	$3/2^-$	2	1,8	0,65	[6]
	8,920	$5/2^-$	2	1,2	0,43	[6]
			4	1,0	0,36	

$$^*\beta_\lambda = \delta_\lambda/R, R = 1,25A^{1/3} \text{ фм.}$$

A	C	x	nL_j	S_x	A	C	x	nL_j	S_x
^{11}B	$^7\text{Li}^*_{0,478}$	α	$2D_2$	$-0,422^a$	^{11}B	^{10}Be	p	$1P_{3/2}$	$0,699$
^{11}B	$^7\text{Li}^*_{4,63}$	α	$2D_2$	$0,362$	$^{11}\text{B}^*_{2,125}$	^{10}Be	p	$1P_{1/2}$	$0,699$
			$1G_4$	$0,429$	^{11}B	^{10}B	n	$1P_{3/2}$	$-1,347^a$
^{11}B	$^7\text{Li}^*_{6,68}$	α	$2D_2$	$0,148^a$	^{12}B	^{11}B	n	$1P_{1/2}$	$-0,142^a$
			$1G_4$	$0,575^a$				$1P_{3/2}$	$-0,127$
^{11}B	$^7\text{Li}^*_{9,67}$	α	$2D_2$	$0,362$	^{12}C	^{11}B	p	$1P_{3/2}$	$-1,706^a$
			$1G_4$	$0,429$	^{12}C	$^{11}\text{B}^*_{2,125}$	p	$1P_{1/2}$	$-1,206^a$
^{11}B	$^7\text{Li}^*_{9,85}$	α	$3S_0$	$-0,638$	^{12}C	$^{11}\text{B}^*_{5,020}$	p	$1P_{3/2}$	$-1,706^a$
			$2D_2$	$-0,422$	^{12}C	$^{11}\text{B}^*_{6,793}$	p	$1P_{1/2}$	$-1,206^a$
$^{11}\text{B}^*_{2,125}$	^7Li	α	$2D_2$	$0,596^a$					

$$^a S_{\text{FRESCO}} = (-1)^{J_C + J - J_A} \cdot S_x = -S_x$$

2.2. Пружне розсіяння

Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 44 \text{ MeV}$ представлено на рис. 5. Наближення експериментальних даних ОМ-перерізами, обчисленими з використанням наведених у табл. 3 параметрів оптичного потенціалу, показано кривою $\langle \text{OM} \rangle$. Видно, що на малих кутах ОМ задовільно описує експериментальні дані, тобто домінує потенціальне розсіяння. Розсіяння на великі кути обумовлено, в основному, процесами переорієнтації ядер ^7Li і ^{11}B (крива $\langle \text{geor} \rangle$).

Незначні внески в області середніх та великих кутів дають процеси передачі α -кластера (крива $\langle \alpha \rangle$) та послідовної передачі протонів (крива $\langle \text{pp} \rangle$). Внесок потенціального розсіяння на великі кути співрозмірний з внесками α - і pp -передач. Внески інших двоступінчастих процесів в експериментальні дані мізерні.

Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^7\text{Li}) = 34 \text{ MeV}$ [1, 2] показано на рис. 6. Роль різноманітних процесів у пружному розсіянні в даному випадку така ж, як і в попередньому.

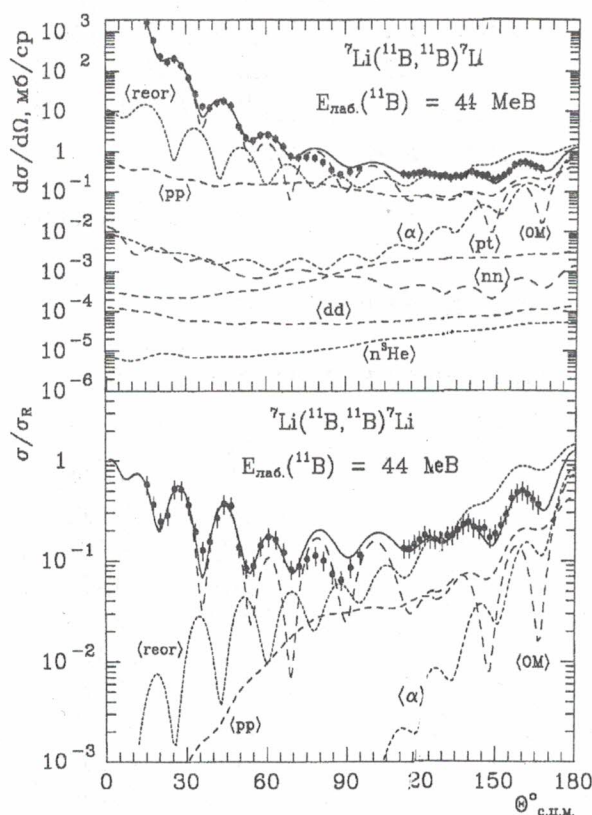


Рис. 5. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 44 \text{ MeV}$. Криві – перерізи ОМ (криві $\langle \text{OM} \rangle$) та МЗКР для переорієнтації ядер ^7Li і ^{11}B (криві $\langle \text{geor} \rangle$) та одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів (у дужках: <назва>).

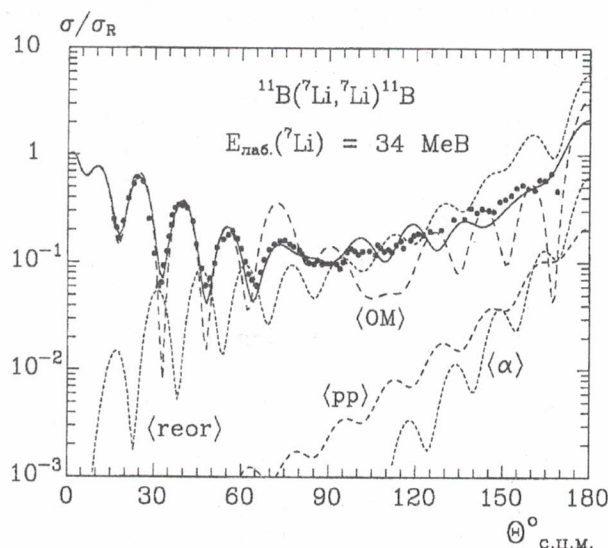


Рис. 6. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^7\text{Li}) = 34 \text{ MeV}$ [1, 2]. Позначення такі ж, як на рис. 5.

Отримані з аналізу цих експериментальних даних параметри оптичного потенціалу для енергії $E_{с.ц.м} = 20,78$ MeV наведено в табл. 3.

Таблиця 3. Параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$

Система	$E_{с.ц.м.}$ MeV	V_0 MeV	r_v фм	a_v фм	W_s MeV	r_w фм	a_w фм
${}^7\text{Li}^*_{9,850} + {}^{11}\text{B}$	7,26	105,3	0,865	0,579	4,5	1,341	0,533
	10,93	143,6	0,830	0,614	6,4	1,299	0,574
${}^7\text{Li}^*_{9,670} + {}^{11}\text{B}$	7,44	107,0	0,863	0,580	4,6	1,340	0,535
	11,11	145,5	0,828	0,616	6,5	1,297	0,576
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{8,920}$	8,19	114,3	0,856	0,587	4,9	1,331	0,542
	11,86	153,4	0,822	0,624	6,9	1,289	0,586
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{8,560}$	8,55	118,0	0,852	0,590	5,1	1,327	0,546
	12,22	157,0	0,819	0,628	7,1	1,286	0,590
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{7,978}$	9,13	124,1	0,847	0,595	5,4	1,320	0,552
	12,80	162,6	0,815	0,634	7,4	1,281	0,597
${}^7\text{Li}^*_{7,467} + {}^{11}\text{B}$	9,64	129,5	0,842	0,601	5,7	1,314	0,558
	13,31	167,2	0,812	0,639	7,7	1,277	0,603
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{7,286}$	9,82	131,5	0,840	0,602	5,8	1,311	0,560
	13,49	168,8	0,811	0,641	7,8	1,275	0,604
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{6,793}$	10,31	136,8	0,835	0,608	6,1	1,306	0,566
	13,98	172,8	0,808	0,645	8,1	1,272	0,609
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{6,743}$	10,36	137,4	0,835	0,608	6,1	1,305	0,567
	14,03	173,2	0,808	0,645	8,1	1,272	0,610
${}^7\text{Li}^*_{6,680} + {}^{11}\text{B}$	10,43	138,1	0,834	0,609	6,1	1,304	0,568
	14,10	173,7	0,807	0,646	8,1	1,271	0,611
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{5,021}$	12,09	155,7	0,820	0,627	7,1	1,287	0,588
	15,76	184,3	0,800	0,658	8,9	1,263	0,625
${}^7\text{Li}^*_{4,630} + {}^{11}\text{B}$	12,48	159,6	0,817	0,631	7,3	1,283	0,593
	16,15	186,2	0,799	0,660	9,0	1,261	0,627
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{4,445}$	12,66	161,3	0,816	0,633	7,4	1,282	0,595
	16,33	187,0	0,798	0,661	9,1	1,261	0,628
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*_{2,125}$	14,98	179,9	0,803	0,653	8,5	1,266	0,619
	18,65	192,1	0,793	0,671	9,8	1,255	0,639
${}^7\text{Li}^*_{0,478} + {}^{11}\text{B}$	16,63	188,2	0,797	0,663	9,2	1,260	0,630
	20,30	191,1	0,792	0,674	10,1	1,253	0,644
${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$	17,11	189,8	0,796	0,665	9,4	1,258	0,633
	20,78	191,1	0,792	0,675	10,2	1,252	0,644

2.3. Непружне розсіяння

Диференціальні перерізи непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44$ MeV для переходів на збуджені рівні цих ядер представлено на рис. 7. Там же кривими показано МЗКР-перерізи для ротаційних переходів, обчислені з використанням матричних елементів (8) і форм-факторів (9). МЗКР-перерізи, як звичайно, нормувались до експериментальних даних на малих кутах шляхом варіації довжин деформації δ_L ядер. Отримані таким чином значення параметрів деформації ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^{11}\text{B}$ подано в табл. 1. Частина з них збігається з відповідними параметрами деформації, відомими з праць [2, 6].

Для опису диференціальних перерізів непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ в повному кутовому діапазоні для кожного переходу проводилась підгонка параметрів оптичних потенціалів взаємодії цих ядер у збуджених станах з врахуванням відповідних вкладів реакцій передач. При цьому за стартовий використовувався набір параметрів оптичного потенціалу вхідного каналу. Отримані набори параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ у збуджених станах подано в табл. 3, а відповідні МЗКР-перерізи показано на рис. 7 суцільними кривими.

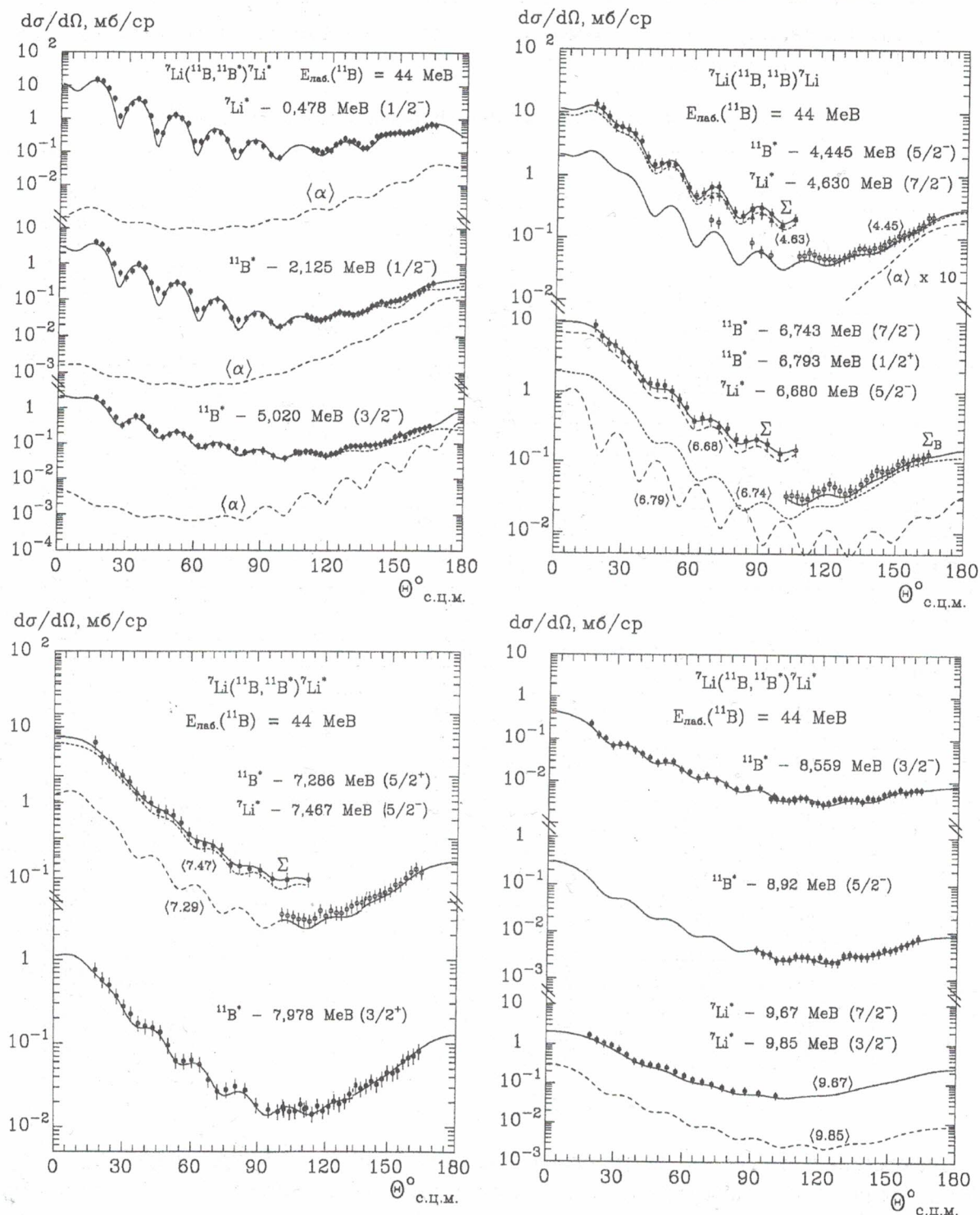


Рис. 7. Диференціальні перерізи непружного розсіювання ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44$ MeV для переходів на збуджені рівні ядер ${}^7\text{Li}$ та ${}^{11}\text{B}$. Криві – МЗКР-перерізи (позначення такі ж, як на рис. 5). Криві Σ – неогерентні суми МЗКР-перерізів.

Як і в пружному розсіянні, внески в експериментальні дані непружного розсіювання реакцій передач, діаграми яких представлено на рис. 4, виявились незначними. Диференціальні перерізи найбільш вагливих з цих реакцій – передачі α -кластерів та протонів – показано на рис. 7 кривими $\langle\alpha\rangle$ та $\langle pr\rangle$ відповідно.

Диференціальні перерізи непружного розсіювання ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ MeV представлено на рис. 8.

З аналізу експериментальних даних [2] отримано такі ж параметри деформації ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^{11}\text{B}$, як і з аналізу даних при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44$ MeV (див. табл. 1). Знайдені шляхом під-

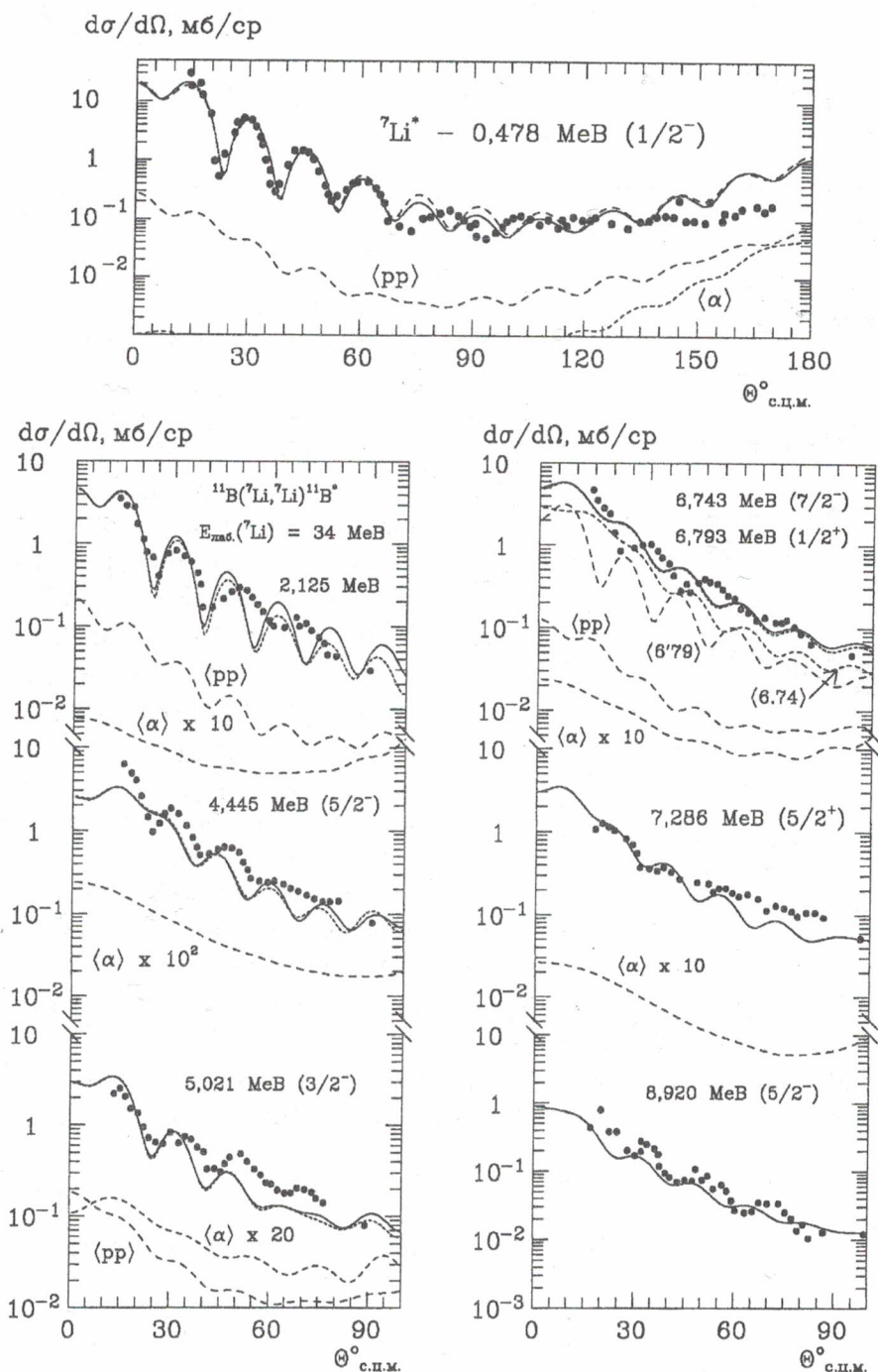


Рис. 8. Диференціальні перерізи непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34 \text{ MeV}$ для переходів на рівень $0,478 \text{ MeV}$ ($1/2^-$) ядра ${}^7\text{Li}$ (вверху) та на збуджені рівні ядра ${}^{11}\text{B}$ (внизу). Криві – МЗКР-перерізи (позначення такі ж, як на рис. 5).

гонки параметри оптичного потенціалу взаємодії цих ядер у збудженому стані подано в табл. 3. Як і в попередньому випадку, при даній енергії реакції передачі відіграють також несуттєву роль у непружному розсіянні ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$.

2.4. Енергетична залежність параметрів оптичного потенціалу

Отримані з аналізу даних набори параметрів $\{X_i\} = \{V_0, r_V, a_V, W_S, r_W, a_W\}$ оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ в основних та збуджених станах подано в табл. 3 та представлено на рис. 9 точками.

Показані на цьому рисунку похибки параметрів X_i оцінювались на основі критерію, згідно з яким мінімальна відносна різниця між величинами $\chi^2(X_i \pm \Delta X_i)$ і $\chi^2(X_i)$ становила $\sim 100\%$:

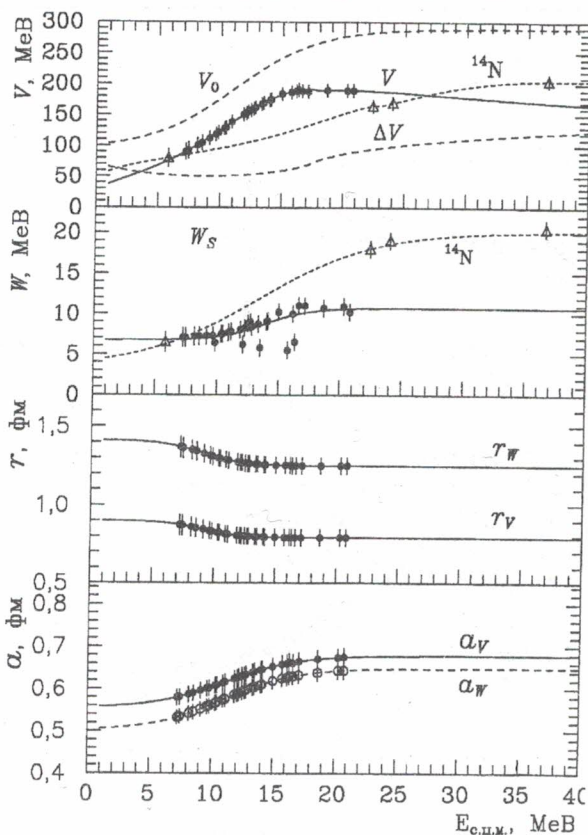


Рис. 9. Енергетична залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ в основних та збуджених станах.

окремих детальних теоретичних досліджень. Крім того, може виявитись, що цей ефект обумовлений великою ймовірністю фрагментації ${}^{11}\text{B}$ у вищевказаних станах, подібно до того, як це спостерігається для слабкозв'язаних легких ядер.

Енергетичні залежності параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ в основних та збуджених станах наближувалась параметричними функціями [12]

$$X_i(E) = \begin{cases} X_i^{\max} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = V_0, W_S, a_V, a_W, \\ X_i^{\min} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = r_V, r_W, \end{cases} \quad (15)$$

де

$$g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_{X_i}}{\Delta E_{X_i}}\right) \right]^{-1}, \quad (16)$$

$\{H_{X_i}\} = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}\}$ - підгоночні параметри енергетичної залежності.

Додатково для глибини V дійсної частини оптичного потенціалу враховувався зв'язок її з глибиною W уявної частини [13]:

$$V(r, E) = V_0(r, E) + \Delta V_W(r, E), \quad (17)$$

де

$$\Delta V_W(r, E) = \frac{P}{\pi} \int_0^\infty \frac{W(r, E')}{E' - E} dE' \quad (18)$$

$$\frac{\min\{\chi^2(X_i - \Delta X_i), \chi^2(X_i + \Delta X_i)\}}{\chi^2(X_i)} \approx 1, \quad (13)$$

де

$$\chi^2(X_i) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[\frac{\sigma_e(\theta_k) - \sigma_t(\theta_k, X_i)}{\Delta \sigma_e(\theta_k)} \right]^2, \quad (14)$$

$\sigma_e(\theta_k)$ та $\Delta \sigma_e(\theta_k)$ - експериментальні диференціальні перерізи та їх похибки; $\sigma_t(\theta_k)$ - теоретичні перерізи.

Уже при першому погляді на енергетичну залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ звертають на себе увагу малі значення параметра W_S для станів ядра ${}^{11}\text{B}$ з енергією збудження 4,445 MeV ($5/2^-$), 5,021 MeV ($3/2^-$) та 7,286 MeV ($5/2^-$). Ці значення знаходяться поза плавною загальною тенденцією зменшення W_S при зменшенні енергії. Поки що важко пояснити таку поведінку параметра W_S без детального аналізу можливих внесків в експериментальні дані інших, не врахованих у даній роботі, механізмів переходів на ці стани, зокрема одночастинкових збуджень. Це потребує

(Р вказує на головне значення інтеграла). Цей інтеграл обчислювався методом [13], в якому функція (15) для $W(E)$ наближувалась ламаною лінією

$$W(E) = \begin{cases} W^{\max} & \text{при } E > E_b, \\ \frac{W^{\max}(E - E_a)}{E_b - E_a} & \text{при } E_a \leq E \leq E_b, \\ 0 & \text{при } E < E_a. \end{cases} \quad (19)$$

При цьому [13]

$$\Delta V_W(E) = \frac{W^{\max}(E)}{\pi} \left\{ \frac{E - E_a}{\Delta E_W} \ln \left| \frac{E - E_a}{\Delta E_W} \right| - \frac{E - E_b}{\Delta E_W} \ln \left| \frac{E - E_b}{\Delta E_W} \right| \right\}. \quad (20)$$

Лінія (19) проходить через точку $W(E_W) = W\left(\frac{E_a + E_b}{2}\right)$.

Наближення параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ функціями (15) показано на рис. 9 кривими. Ці криві отримано при значеннях параметрів $\{H_{X_i}\} = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}, E_a, E_b\}$ функцій (15) і (19), представлених у табл. 4.

Таблиця 4. Параметри енергетичної залежності оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$

H_{X_i}	X_i					
	V_0 MeB	W_s MeB	r_V фм	r_W фм	a_V фм	a_W фм
$X_i^{\min}$	93,1	6,7	0,792	1,250	0,554	0,501
$X_i^{\max}$	289,3	10,7	0,899	1,412	0,679	0,649
E_{X_i} , MeB*	11,1	13,9	9,044	8,970	11,162	11,014
ΔE_{X_i} , MeB*	3,4	1,9	1,490	1,633	2,900	2,920

* Для всіх X_i .

На рис. 9 порівнюються енергетичні залежності параметрів W_s та V для розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{14}\text{N}$ [14] (пунктирні криві ${}^{14}\text{N}$ і значки Δ) та ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$. Енергетичну залежність цих параметрів для ${}^7\text{Li} + {}^{14}\text{N}$ отримано з аналізу незначного числа експериментальних даних, але загальна тенденція цієї залежності може бути близькою до реалістичної. Видно, що поглинання (W_s) при взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{14}\text{N}$ значно більше, ніж при зіткненні ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$. Крім того, для ${}^7\text{Li} + {}^{14}\text{N}$ -взаємодії криві енергетичної залежності цих параметрів зміщені відносно відповідних кривих ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ -взаємодії в напрямку збільшення енергії, що можна пояснити різницею потенціальних бар'єрів взаємодії цих пар ядер. Раніше подібний ефект спостерігався для взаємодіючих пар ядер ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ та ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ [15].

2.5. Основні результати та висновки

Поміряно диференціальні перерізи пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44$ MeB для переходів на основні та збуджені рівні 0,478 – 9,85 MeB ядра ${}^7\text{Li}$ та 2,125 – 8,92 MeB ядра ${}^{11}\text{B}$. З літературних джерел було відомо експериментальні дані такого розсіяння лише при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ MeB.

Експериментальні дані розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при обох енергіях було проаналізовано за ОМ та МЗКР із включенням у схему зв'язку каналів потенціального розсіяння, ротаційних переходів на збуджені рівні ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^{11}\text{B}$, процесів переорієнтації цих ядер в основних та збуджених станах, а також найбільш вагомих реакцій передач.

Установлено, що серед реакцій передач найбільш важливими є передача α -кластера та послідовна передача протонів. Проте їх внески в експериментальні дані пружного та непружного розсіювання незначні.

У пружному розсіюванні на кути фронтальної напівсфери основну роль відіграє потенціальне розсіювання, а на великих кутах – процес переорієнтації ядер. З аналізу даних цього каналу при обох енергіях отримано набори параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$.

У каналах непружного розсіювання домінують прямі ротаційні переходи. З аналізу даних отримано параметри деформації ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^{11}\text{B}$ та набори параметрів оптичних потенціалів взаємодії цих ядер у збуджених станах. Виявилось, що глибина W_S уявної частини оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}^*$ для збуджень 4,445 MeV ($5/2^-$), 5,021 MeV ($3/2^-$) та 7,286 MeV ($5/2^-$) ядра ${}^{11}\text{B}$ значно менша, ніж для інших станів цього ядра. Пояснення цього ефекту потребує подальших досліджень непружного розсіювання ядер ${}^{11}\text{B}$ при взаємодії їх з легкими ядрами при близьких енергіях.

Установлено енергетичну залежність параметрів оптичного потенціалу для взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ в основних та збуджених станах. При цьому виявлено помітну різницю в енергетичних залежностях цих параметрів для взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ та ${}^7\text{Li} + {}^{14}\text{N}$, частково пов'язану з відмінністю потенціальних бар'єрів для даних систем взаємодіючих ядер.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Cook J., Stephens M. N., Kemper K. W. Elastic scattering and single nucleon transfer reactions for ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ and ${}^7\text{Li} + {}^{13}\text{C}$ at 34 MeV // Nuclear Physics A. - 1987. - Vol. 466. - P. 168 - 188.
2. Cook J., Abdallah A. K., Stephens M. N., Kemper K. W. Target and projectile excitation of ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ // Physical Review C. - 1987. - Vol. 35, No. 1. - P. 126 - 136.
3. Чернієвський В. К., Русек К., Будзановський А. та ін. Експериментальна установка для дослідження ядерних реакцій на Варшавському циклотроні U-200P // 36. наук. праць Ін-ту ядерних дослід. - 2002. - № 2(8). - С. 216 - 224.
4. Kowalczyk M. SMAN: Oprogramowanie zbierania danych dla pomiarów wieloparametrycznych w standardzie CAMAC (a Code for Nuclear Experiments) // Warszawa: Uniwersytet Warszawski, 1997. - P. 1 - 32.
5. Nilsson B. S. SPI-GENOA: an Optical Model Search Code. - 1976 // (Report / A Niels Bohr Institute).
6. Rudchik A. T., Kyryanchuk V. M., Budzanowski A et al. Mechanism of large angle enhancement of the ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ scattering // Nucl. Phys. A. - 2003. - Vol. 714. - P. 391 - 411.
7. 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.
8. Рудчик А. Т., Чувильский Ю. М. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1р-оболочки (программа DESNA). - Киев, 1982. - 27 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исследований; КИЯИ-82-12).
9. Рудчик А. Т., Чувильский Ю. М. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1р-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // УФЖ. - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
10. Бояркина А. Н. Структура ядер 1р-оболочки. - М.: Изд-во Москов. ун-та, 1973. - 62 с.
11. Thompson I. J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
12. Rudchik A. T., Budzanowski A., Chernievsky V. K et al. The ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ elastic and inelastic scattering at $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 49$ MeV and energy dependence of the ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ interaction // Nucl. Phys. A. - 2001. - Vol. 695. - P. 51 - 68.
13. 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.
14. Rudchik A. T., Pirnak Val. M., Budzanowski A. et al. Direct versus exchange processes in the reactions ${}^7\text{Li}({}^{14}\text{N}, {}^{14,15}\text{N})$ at 110 MeV // Nuc. Phys. A. - 2002. - Vol. 700. - P. 25 - 41.
15. 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.

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЯДЕР ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$

А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик, А. Будзановски, Л. Гловацка, К. В. Кемпер, С. Кличевски,
Е. И. Коший, Г. М. Козерацка, С. Ю. Межевич, О. А. Понкратенко, К. Русэк, Р. Сюдак,
И. Сквирчиньска, Я. Хоиньски, Б. Чех, Т. Чосныка, А. Щурек

Получены новые экспериментальные данные дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при энергии $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 44$ МэВ для переходов в основные и возбужденные состояния этих ядер. Экспериментальные данные проанализированы по оптической модели и методу связанных каналов реакций. Упругое и неупругое рассеяние, процессы переориентации ядер в основных и возбужденных состояниях, а также наиболее важные реакции передач были включены в схему связи. Проанализированы также известные из литературных источников данные упругого и неупругого рассеяния ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ при энергии $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ МэВ. Получены значения параметров оптического потенциала взаимодействия ядер ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ в основных и возбужденных состояниях, а также параметры деформации этих ядер. Оценены вклады реакций передач в экспериментальные данные этого рассеяния. Исследована энергетическая зависимость параметров оптического потенциала взаимодействия ядер ${}^7\text{Li}^{(*)} + {}^{11}\text{B}^{(*)}$ в основных и возбужденных состояниях.

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$

A. A. Rudchik, A. T. Rudchik, A. Budzanowski, L. Głowacka, K. W. Kemper, S. Kliczewski,
E. I. Koshchy, G. M. Kozieratska, S. Yu. Mezhevych, O. A. Ponkratenko, K. Rusek, R. Siudak,
I. Skwirszyńska, J. Choiński, B. Czech, T. Czosnyka, A. Szczurek

Angular distributions of the ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering were measured at $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 44$ MeV for the transitions to the ground and excited states of ${}^7\text{Li}$ and ${}^{11}\text{B}$. These data and those known from literature only at $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li}) = 34$ MeV were analyzed within the optical model and coupled-reaction-channels method. The elastic and inelastic scattering, reorientations of ${}^7\text{Li}$ and ${}^{11}\text{B}$ in ground and excited states as well as the prominent one- and two-step transfers were included in the channels-coupling-scheme. The ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ optical potential parameters for ground and excited states of ${}^7\text{Li}$ and ${}^{11}\text{B}$ as well as deformation parameters of these nuclei were deduced. The energy dependence of ${}^7\text{Li}^{(*)} + {}^{11}\text{B}^{(*)}$ optical potential parameters was studied.

Надійшла до редакції 09.02.05,
після доопрацювання – 27.04.05.