

О. В. Бабак, В. П. Вербицький, О. Д. Григоренко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

ПОТЕНЦІАЛИ ЯДЕРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ДЕЙТРОНІВ  
З ВАЖКИМИ ЯДРАМИ В МОДЕЛІ ОДНОКРАТНОЇ ЗГОРТКИ

Побудовано потенціал взаємодії дейтронів з важкими ядрами при підбар'єрних енергіях у рамках моделі однократної згортки з використання комплексного потенціалу динамічної поляризованості. Показано, що врахування скінченності розмірів налітаючої частинки приводить до значного посилення ядерної взаємодії в периферійній області. Розраховано перерізи пружного розсіяння дейтронів ядрами свинцю при енергії 7, 7,3 та 8 МеВ. Результати розрахунків порівнюються з експериментальними даними. Обчислення перерізів виконувалося без варіації будь-яких параметрів.

*Ключові слова:* дейтрон,  $^{208}\text{Pb}$ , пружне розсіяння, поляризація дейтрона.

Дослідження взаємодії дейтронів з важкими атомними ядрами при підбар'єрних енергіях показали суттєвий вплив поляризованості та розвалу цих частинок на формування перерізів пружного розсіяння [1, 2]. Причому в той час, коли вибування налітаючих частинок з пружного каналу на передніх кутах розсіяння практично повністю описується при врахуванні поляризації та розвалу в кулонівському полі ядра мішені, на кутах, більших  $90^\circ$ , відхилення перерізів від резерфордівських є суттєво більшим і не описується теорією. Спроби опису одержаних експериментальних даних методом підгонки параметрів потенціалу стандартної оптичної моделі приводили до нефізичних значень указаних параметрів.

## Основи теоретичного підходу

Для пояснення специфічної поведінки перерізів пружного розсіяння було розроблено просту фізичну модель цього процесу. Припускалося, що при русі по кулонівській траєкторії дейтрон, маючи асиметричний розподіл заряду та маси, взаємодіє з електричним полем ядра і переходить зі свого стаціонарного стану в деякий квазістаціонарний, в якому він є поляризованим і з якого він може розпастися на складові частинки. При цьому, не дивлячись на те що класичні кулонівські точки повороту дейтрона за вказаних енергій знаходяться далеко за областю ядерної взає-

модії, скінчені розміри та поляризація дейтрона електричним полем ядра призводить до того, що нейтрон може проникати під бар'єр, де на нього діють ядерні сили (рис. 1). У роботі зроблено спробу описати цей процес шляхом конструювання потенціалу взаємодії дейтрона з ядром у моделі однократної згортки. Для цього потенціали взаємодії окремих нуклонів дейтрона з мішенню [3] згорталися разом з густинами розподілу матерії дейтрона, які розраховувалися на основі хвильових функцій його стану в зовнішньому полі [2] та їхніх аналітичних представлень [4]. Подібний підхід було запропоновано в роботі [5], але для більших енергій дейтронів. Ефекти розвалу та поляризованості враховувалися в рамках розвинутої раніше адіабатичної теорії [2].

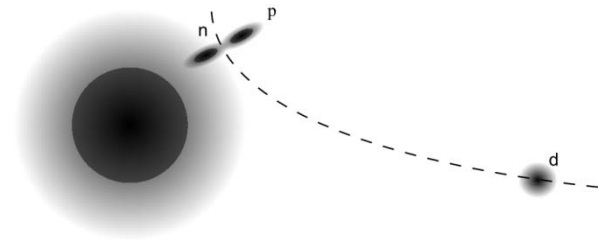


Рис. 1. Поляризація дейтрона при розсіянні на ядрі.

Процес розсіяння дейтрона ядром мішенню в координатах  $\vec{R}$  та  $\vec{r}$  описується загальним тричастинковим рівнянням

$$\left[ E - \hat{K}_{\vec{R}} - \hat{K}_{\vec{r}} - V_n(\vec{r}_n) - V_p(\vec{r}_p) - V_C(\vec{r}_p) - V_{np}(r) \right] \Psi(\vec{R}, \vec{r}) = 0, \quad (1)$$

де  $\vec{R}$  - радіус-вектор центра маси дейтрона;  $r_n = |\vec{R} + \vec{r}/2|$  - координата нейтрона;  $r_p = |\vec{R} - \vec{r}/2|$  - координата протона;  $\vec{r}$  - внутрішня координата дейтрона;  $E = E_d - \epsilon_0$  - повна та  $E_d$  - кінетична енергія дейтрона в системі центра мас відповід-

но;  $\epsilon_0 = \hbar^2 \alpha^2 / 2\mu$  - енергія зв'язку вільного дейтрона;  $\hat{K}_{\vec{R}}$  - оператор кінетичної енергії центра мас дейтрона;  $\hat{K}_{\vec{r}}$  - оператор внутрішньої кінетичної енергії дейтрона;  $V_C$  - кулонівський по-

тенціал;  $\Psi(\vec{R}, \vec{r})$  - повна хвильова функція дейтрона;  $V_n$  та  $V_p$  - потенціали ядерної взаємодії нейтрона і протона з ядром мішенню відповідно;  $V_{np}$  - потенціал взаємодії нуклонів у дейтроні.

В адіабатичному наближенні для повної хвильової функції [2]

$$\Psi(\vec{R}, \vec{r}) \approx \chi_d(\vec{R}) \phi_{\vec{R}}(\vec{r}), \quad (2)$$

де  $\chi_d(\vec{R})$  - хвильова функція відносного руху дейтрона;  $\phi_{\vec{R}}(\vec{r})$  - функція внутрішнього стану дейтрона в зовнішньому електричному полі, яка задовольняє рівняння

$$\left[-\epsilon_{\vec{R}} - \hat{K}_r - \Delta V(\vec{R}, \vec{r}) - V_{np}(r)\right] \phi_{\vec{R}}(\vec{r}) = 0, \quad (3)$$

де  $\epsilon_{\vec{R}} = \epsilon_0 - \delta V(R)$ ,  $\delta V(R)$  - мала порівняно з  $\epsilon_0$  комплексна добавка, а

$$\Delta V(\vec{R}, \vec{r}) = \frac{Z_T e^2}{R} - \frac{Z_T e^2}{r_p}.$$

Рівняння (3) описує квазістаціонарний стан налітаючого дейтрона в полі ядра. Цей стан має певну ширину, залежну від уявної частини  $\delta V(R)$ , є поляризованим і може розпадатися з утворенням незв'язаної n-p пари. У наближенні нульового радіуса дії  $V_{np}$  розв'язок рівняння (3) є пропорційним кулонівській функції Гріна  $G_C(E_p, \vec{R}, \vec{r})$  [2] і може бути представленим у вигляді

$$\phi_{\vec{R}}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{\alpha_0}{2\pi}} \frac{1}{r} [\partial/\partial \rho_1 - \partial/\partial \rho_2] \{H_0^+(\rho_1) F_0(\rho_2)\}, \quad (4)$$

де  $H_0^+ = G_0 + iF_0$ ,  $F_0$  і  $G_0$  - регулярна та іррегулярна в нулі кулонівські функції комплексного аргумента;

$$\rho_{1,2} = (q/2) (R + r_p \pm |\vec{r}_p - \vec{R}|);$$

$q^2 = (2m_p/\hbar^2) E_p$ ;  $m_p$  - маса протона,

$$E_p = 2 \left( \frac{Z_T e^2}{R} - \epsilon_R \right).$$

Спосіб розрахунку  $\phi_{\vec{R}}(\vec{r})$  та її основні властивості досліджено в [2, 4]. У цих роботах показано, що  $\phi_{\vec{R}}(\vec{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \phi_0(r)$ , де  $\phi_0(r)$  - хвильова функція основного стану дейтрона, яка є розв'язком рівняння

$$\left[-\epsilon_0 - \hat{K}_r - V_{np}(r)\right] \phi_0(r) = 0$$

і у наближенні нульового радіуса дії  $V_{np}$  має вигляд  $\phi_0(r) = \sqrt{\alpha/2\pi} e^{-\alpha r}/r$  [6 - 8].

Для розв'язання поставленої в роботі задачі було виконано проектування рівняння (1) за допомогою функцій (4) з урахуванням наближення (2). У результаті одержано таке рівняння:

$$\left[E_d - \hat{K}_{\vec{R}} - \bar{V}_N(R) - \delta V(R) + V_C(R)\right] \chi_d(\vec{R}) = 0, \quad (5)$$

де  $\bar{V}_N(R) = N \langle \phi_{\vec{R}}(r) | V_n(r_n) + V_p(r_p) | \phi_{\vec{R}}(r) \rangle$  - потенціал ядерної взаємодії дейтрона з ядром-мішенню в моделі однократної згортки [5]. З метою спрощення розрахунків у даній роботі використано наближене аналітичне представлення для  $\phi_{\vec{R}}(\vec{r})$ , що одержано в роботі [4]

$$\phi_{\vec{R}}(r) = \sqrt{\alpha/2\pi} r^{-1} e^{-\alpha r} \left[ 1 - \beta (\vec{n}_R \cdot \vec{n}_r) (\alpha r)^2 \right], \quad (6)$$

де  $\beta \approx F_R / (8\alpha\epsilon_0)$ ,  $F_R = Z_T e^2 / R^2$  - зовнішня сила, що діє на дейтрон;  $\vec{n}_R$  та  $\vec{n}_r$  - орти, що визначають напрями відповідних векторів.

Для розрахунків вибрано потенціали взаємодії вільних нуклонів дейтрона з ядром-мішенню [3]. Насправді ж дейтрон є зв'язаною частинкою і реальна взаємодія його складових частинок з ядрами послаблюється - і це відома проблема. Тому вводиться нормувальний коефіцієнт  $N$ , який повинен урахувати цю особливість. У даних розрахунках коефіцієнт  $N = 1$ , але в роботі [9] показано, що для слабкозв'язаних частинок  $N < 1$ .

Рівняння (1) описує процес розсіяння складеної зарядженої частинки з масою 2, який моделюється сумою потенціалів  $V = \bar{V}_N + \delta V + V_C$  і враховує скінченність розмірів дейтрона, можливість вибування дейтронів з пружного каналу в результаті процесів кулонівського розвалу та поляризованості.

### Результати розрахунків. Порівняння з експериментом

Для порівняння розрахунків за вказаним теоретичним підходом з результатами експерименту були використані дані вимірювання перерізів пружного розсіяння дейтронів при енергії 7, 7,3 та 8 МеВ на ядрах  $^{208}\text{Pb}$ , взяті з роботи [10].

Результати розрахунків потенціалів взаємодії наведено на рис. 2 - 5. Дійсну та уявну частини потенціалів ядерної взаємодії представлено на рис. 2 і 3. Прості оцінки показують, що за вказаної енергії для даної системи взаємодіючих частинок класична кулонівська точка повороту зна-

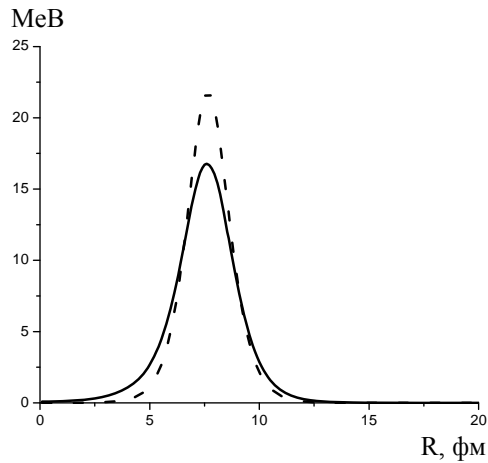


Рис. 2. Уявна частина суми оптичних потенціалів протона і нейтрона. Суцільною лінією показано потенціал у моделі згортки, штриховою – потенціал у наближенні точкового дейтрона.

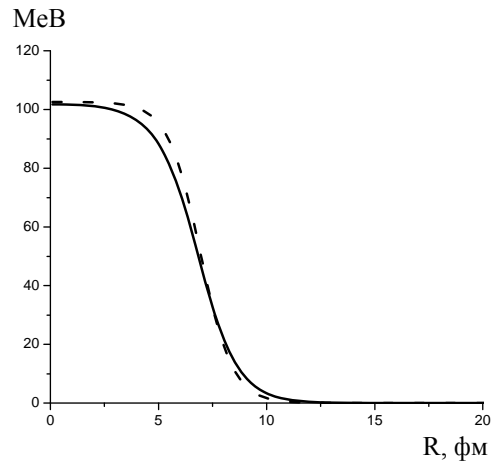


Рис. 3. Те ж саме, що й на рис. 2, для дійсної частини потенціалів.

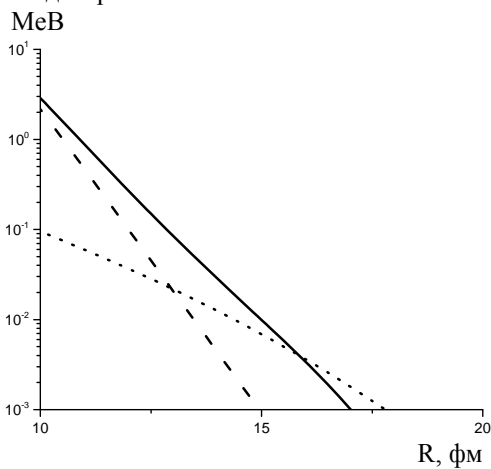


Рис. 4. Те ж саме, що й на рис. 2, у логарифмічному масштабі. Пунктирна лінія – потенціал поляризованості та розвалу дейтрона  $\delta V(R)$ .

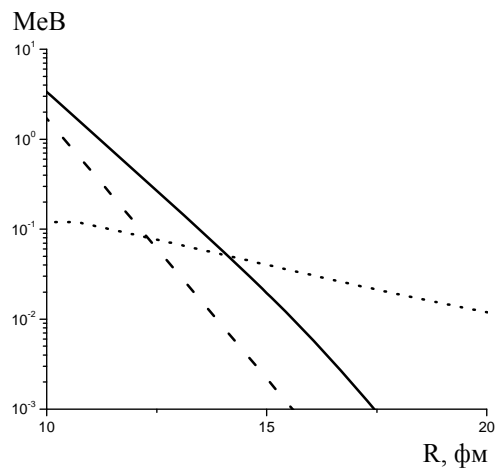


Рис. 5. Те ж саме, що й на рис. 4, для дійсної частини потенціалів.

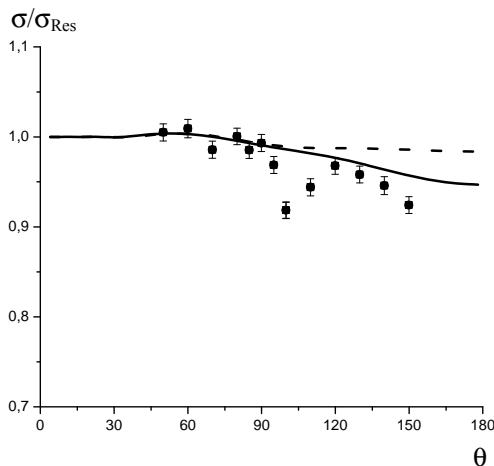


Рис. 6. Переріз пружного розсіяння дейтрона за енергії 7,3 МеВ ядрами свинцю, віднесений до резерфордівського, у порівнянні з експериментальними даними [10]. Штриховою лінією показано розрахунки лише з урахуванням впливу поляризації та розвалу дейтрона, суцільною лінією – з ядерними оптичними потенціалами.

ходиться на відстані  $\sim 16$  фм. Легко побачити, що процедура згортки приводить до суттєвого посилення ядерних потенціалів (як дійсної, так і уявної частин) у периферійній області взаємодії. Особливо наочно це показано на рис. 4 і 5, де наведено чисельні значення потенціалів у зовнішній області в логарифмічному масштабі.

Розрахунки перерізів пружного розсіяння виконувалися в рамках оптичної моделі з комплексним потенціалом за програмою GENOA [11]. Параметри потенціалів не підганялися. Результати цих обчислень наведено на рис. 6 - 8. З рисунків видно, що поляризація та розвал суттєво впливають на формування перерізів пружного

розсіяння, але навіть за таких малих енергій значний вклад вносить також і ядерна взаємодія. На рис. 8 наведено також результат розрахунку диференціального перерізу пружного розсіяння

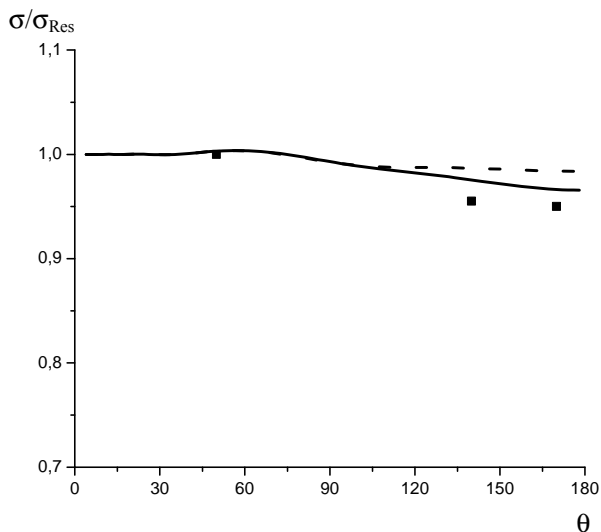


Рис. 7. Те ж саме, що й на рис. 6, для енергії дейтрона 7 MeV.

дейтронів ядрами свинцю з ядерними оптичними потенціалами протона і нейтрона у припущенні точкового розміру дейтрона.

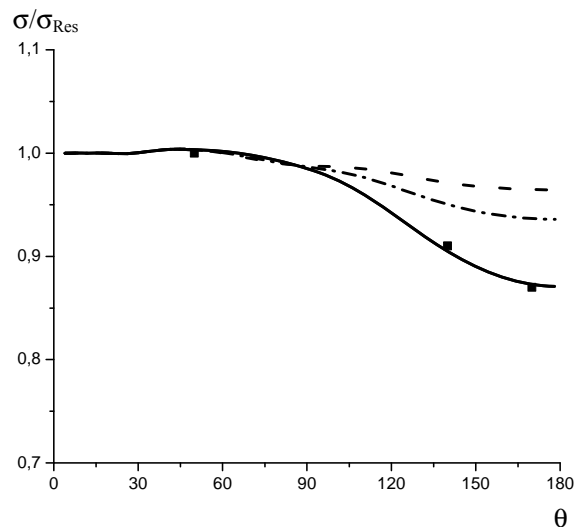


Рис. 8. Те ж саме, що й на попередніх рисунках, для енергії дейтрона 8 MeV. Штрих-пунктирною лінією показано розрахунок з ядерним оптичним потенціалом без процедури згортки.

### Висновки

У роботі розраховано перерізи пружного розсіяння дейтронів при енергії 7, 7,3 та 8 MeV на ядрах  $^{208}\text{Pb}$ . Потенціал взаємодії у цій системі ядер конструювався в рамках моделі однократної згортки з використанням комплексного потенціалу динамічної поляризованості. Показано, що враху-

вання скінченності розмірів налітаючої частинки приводить до значного посилення потенціалів взаємодії в периферійній області, що у свою чергу дає змогу значно покращити узгодження розрахункових диференціальних перерізів пружного розсіяння з експериментальними. Обчислення перерізів виконувалося без варіації будь-яких параметрів.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ситенко А.Г., Абелишвили Т.Л. Электрическая поляризация дейтрона при рассеянии в кулоновском поле // 1961. - УФЖ. - Т. 4, № 1. - С. 3 - 11.
2. Вербицкий В.П., Теренецкий К.О. Подбарьерное рассеяние слабосвязанных нейтронно-избыточных легких ионов // 1992. - ЯФ. - Т. 55, вып. 2. - С. 363 - 367.
3. Perey C.M., Perey F.G. Compilation of Phenomenological Optical-Model Parameters 1969 - 1972 // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1974. - Vol. 13. - P. 297.
4. Вербицкий В.П., Жукалюк Л.Я., Теренецкий К.О. Квазистационарный стан слабкозв'язаної частинки у зовнішньому електричному полі // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2001. - № 3(5). - С. 24 - 29.
5. Nishida Y. Elastic scattering of deuterons by heavy nuclei // Progr. Theoret. Phys. - 1958. - Vol. 19, No. 4. - P. 389 - 403.
6. Хьюльтен Л., Сугавара М. Проблема взаимодействия двух нуклонов. Строение атомного ядра. - М.: ИЛ, 1959. - 640 с.
7. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. - М.: Наука, 1971.
8. Hansen P.G., Jonson B. // Europhys. Lett. - 1987. - Vol. 4. - P. 409.
9. Satchler G.R., Lowe W.G. Folding model potential from realistic interactions for heavy-ion scattering // Phys. Rep. - 1979. - Vol. 55. - P. 183.
10. Pavlenko Yu.N., Terenetsky K.O., Verbitsky V.P. et al. Deuteron interaction with nuclei  $^{208}\text{Pb}$  at sub-barrier energies // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - Т. 11, № 4. - С. 400 - 404.
11. Nilsson B.S. SPI-GENOA: an Optical Model Search Code: Report / The Niels Bohr Institute. - 1976.

**О. В. Бабак, В. П. Вербицкий, О. Д. Григоренко**

**ПОТЕНЦИАЛЫ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ В МОДЕЛИ ОДНОКРАТНОЙ СВЕРТКИ**

Построен потенциал взаимодействия дейтронов с тяжелыми ядрами при подбарьерных энергиях в рамках модели однократной свертки с использованием комплексного потенциала динамической поляризуемости. Показано, что учет конечного размера падающей частицы приводит к значительному усилению потенциалов взаимодействия в периферийной области. Получены сечения упругого рассеяния дейтронов ядрами свинца при энергиях 7, 7,3 и 8 МэВ. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Расчет сечений выполнялся без вариации каких-либо параметров.

*Ключевые слова:* дейтрон,  $^{208}\text{Pb}$ , упругое рассеяние, поляризация дейтрона.

**O. V. Babak, V. P. Verbytskyi, O. D. Grygorenko**

**DEUTERON NUCLEAR INTERACTION POTENTIAL  
WITH HEAVY NUCLEI IN SINGLE FOLDING MODEL**

Deuteron interaction potential with heavy nuclei at sub-barrier energies has been constructed in the framework of single folding model using the complex dynamic polarization potential. It is shown that the account of finite deuteron size leads to significant increasing of nuclear potential in outer region of interaction. Cross sections of deuteron elastic scattering on  $^{208}\text{Pb}$  at energy 7, 7.3 and 8 MeV were calculated and compared with experiment data. Calculations were performed without any variations of parameters.

*Keywords:* deuteron,  $^{208}\text{Pb}$ , elastic scattering, deuteron polarization.

Надійшла 08.07.2013

Received 08.07.2013