

ЯДЕРНО-ЯДЕРНИЙ ПОТЕНЦІАЛ ІЗ ВІДШТОВХУВАЛЬНИМ КОРОМ І ПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ. ЧАСТИНА 1. ПОТЕНЦІАЛ ЯДЕРНО-ЯДЕРНОЇ ВЗАЄМОДІЇ

© 2010 О. І. Давидовська, В. Ю. Денисов, В. О. Нестеров

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Детально обговорюються різноманітні підходи для розрахунків потенціалів ядерно-ядерної взаємодії. Показано, що врахування антисиметризації між нуклонами, що належать різним ядрам, і принципу Паулі дає суттєвий внесок до ядерно-ядерного потенціалу на відстанях, за яких ядра починають помітно перекриватися, та приводить до появи суттєвого відштовхувального кора в ядерно-ядерній взаємодії на малих відстанях між ядрами.

Ключові слова: потенціал ядерно-ядерної взаємодії, антисиметризація між нуклонами, принцип Паулі, відштовхувальний кор.

Вступ

Для розрахунків різних характеристик ядерних реакцій необхідно знати потенціальну енергію взаємодії між ними. Тому величина й радіальна залежність потенціалу взаємодії ядер між ними є принципово важливими [1, 2]. Енергія взаємодії ядер пов'язана з кулонівською взаємодією протонів і ядерною взаємодією всіх нуклонів, з яких складаються ядра, що зіштовхуються. Якщо ми розглядаємо випадок сферичних ядер, потенціал взаємодії між ними може бути представлений у вигляді суми трьох доданків, що залежать лише від відстані між ядрами: кулонівської, ядерної та відцентрової складових потенціалу

$$V(R) = V_N(R) + V_{COUL}(R) + V_l(R). \quad (1)$$

Кулонівська взаємодія між ядрами відома достатньо добре, у той час як взаємодія між ядрами, обумовлена ядерними нуклон-нуклонними силами, досліджена значно менше. Тому на даний час запропоновано велику кількість різних наближень для розрахунку цієї взаємодії [1 - 3]. Обертальний доданок потенціалу взаємодії ядер зазвичай задається в точковому наближенні й у даній роботі детально не розглядається.

Для визначення величини ядерно-ядерної взаємодії бажано використовувати найбільш точні методи, що розроблені для опису енергії взаємодії ядер, властивостей ядер та ядерної матерії. Деякі з цих методів будемо обговорювати й у даній роботі, метою якої є з'ясування впливу на ядерно-ядерний потенціал урахування принципу Паулі, діючого між нуклонами ядер, а також їхньої кінетичної енергії. Зокрема, ми застосуємо підхід густини енергії з використанням модифікованого методу Томаса - Фермі [4 - 11] та двоцентрової оболонкової моделі [12], а також метод подвійної згортки [3, 13 - 21]. Слід зазначити, що підхід густини енергії з використанням модифікованого методу Томаса - Фермі та метод

подвійної згортки використовують «заморожені» густини розподілу нуклонів у ядрах [1 - 11, 13 - 21]. Це наближення дуже часто використовується при обчисленні ядерно-ядерної взаємодії [1 - 11, 13 - 21], а знайдені таким чином ядерно-ядерні потенціали є достатньо обґрунтованими.

Відзначимо, що ядерна частина потенціалу взаємодії, яка параметризована потенціалом Вудса - Саксона [1 - 3] і використовує потенціал подвійної згортки [3, 13 - 21], є притягальною на будь-яких відстанях між ядрами. На відміну від цього потенціал «проксиміті» [22] або потенціали, що спираються на підхід густини енергії з використанням модифікованого методу Томаса - Фермі [4 - 11], є притягальними на великих та середніх відстанях між взаємодіючими ядрами, але відштовхувальними на малих відстанях, коли ядра сильно перекриваються. Таке відштовхування пов'язане з високим коефіцієнтом нестисливості ядерної матерії, внеском кінетичної енергії в потенціал, урахуванням принципу Паулі та антисиметризації [11].

Велика кількість експериментальних даних була проаналізована, використовуючи потенціал Вудса - Саксона або потенціал подвійної згортки [1 - 3, 13 - 21]. Проте дуже мало реакцій було розглянуто, використовуючи потенціал із відштовхувальним кором на малих відстанях [23 - 30]. Тому цікаво розглянути вплив відштовхувального кора на реакції пружного розсіяння між різноманітними ядрами. Для цього ми запропонували прості феноменологічні параметризації ядерно-ядерної взаємодії, що мають відштовхувальний кор [27 - 30]. Параметри цих потенціалів знаходяться шляхом підгонки експериментальних даних по кутовому розподілу ядерної реакції пружного розсіювання в рамках оптичної моделі.

Мета даної роботи – детально розглянути мікроскопічні причини появи відштовхувального кора на малих відстанях між ядрами (частина 1), а також дослідити вплив відштовхувального кора на кутовий розподіл пружного розсіювання в ра-

мках оптичної моделі, що буде розглянуто в наступній частині [31].

**Потенціал ядерно-ядерної взаємодії
Наближення густини енергії
для ядерно-ядерного потенціалу**

У наближенні густини енергії [4 - 11] потенціал ядерно-ядерної взаємодії являє собою різницю між енергією системи двох ядер на скінченній $E_{12}(R)$ та нескінченній $E_1 + E_2$ відстанях між ними:

$$V_N(R) = E_{12}(R) - E_1 - E_2. \quad (2)$$

Відповідні енергії зв'язку можна знайти, знаючи густину розподілу нуклонів у ядрах та функціонал густини енергії ядер

$$E_{12}(R) = \int \varepsilon[\rho_{1p}(\vec{r}) + \rho_{2p}(\vec{r}, R), \rho_{1n}(\vec{r}) + \rho_{2n}(\vec{r}, R)] d\vec{r}, \quad (3)$$

$$E_{1(2)} = \int \varepsilon[\rho_{1(2)p}(\vec{r}), \rho_{1(2)n}(\vec{r})] d\vec{r}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} v_{sk} = & \frac{1}{2} t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right) \rho^2 - \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \times (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] + \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_3 \right) \rho^2 - \left(x_3 + \frac{1}{2} \right) \times (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] + \\ & + \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \tau \rho + \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) - t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right] \times \\ & \times (\tau_n \rho_n + \tau_p \rho_p) + \frac{1}{16} \left[3 t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) - t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] (\nabla \rho)^2 - \\ & - \frac{1}{16} \left[3 t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) + t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \right] \times \left((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2 \right) + \\ & + \frac{1}{2} W_0 [J \nabla \rho + J_n \nabla \rho_n + J_p \nabla \rho_p]. \end{aligned} \quad (6)$$

Величини $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3, \alpha, W_0$ – параметри взаємодії Скірма. Доданки, пропорційні t_0 та t_3 , відповідають силам нульового радіуса дії. Доданок, пропорційний t_0 , пов'язаний з притяганням, на той час як доданок з t_3 задає відштовхування і зростає зі збільшенням густини ядерної речовини. Це запобігає колапсу ядерних систем. Доданки, пропорційні t_1 та t_2 , вносять поправку на скінченність радіуса дії ядерних сил. При збільшенні величини нуклонної густини внесок цих членів до загальної енергії зростає. Константи x_0, x_1, x_2 та x_3 описують обмінні ефекти й пов'язані зі спіною та ізоспіною асиметріями, W_0 є константою спин-орбітальної взаємодії.

Густина кінетичної енергії з точністю до членів другого порядку по \hbar має вигляд $\tau = \tau_{TF} + \tau_2$, де, у свою чергу, $\tau = \tau_p + \tau_n$ – сума густин кінетичних енергій протонів і нейтронів [4 - 11]. Тут

$$\tau_{TF, n(p)} = k \rho_{n(p)}^{5/3} \quad (7)$$

де

$$\varepsilon[\rho_p(\vec{r}), \rho_n(\vec{r})] = \tau[\rho_p(\vec{r})] + \tau[\rho_n(\vec{r})] + v_{sk}[\rho_p(\vec{r}), \rho_n(\vec{r})] \quad (5)$$

– густина енергії, а $\rho_{1n}(\vec{r})$ та $\rho_{1p}(\vec{r})$ – нейтронна й протонна густини першого ядра на відстані \vec{r} від центра першого ядра, $\rho_{2n}(\vec{r}, R)$ і $\rho_{2p}(\vec{r}, R)$ – нуклонні густини другого ядра на відстані $|\vec{r} - R|$ від центра другого ядра, R – відстань між центрами мас ядер. Відзначимо, що функціонал густини енергії містить члени, пов'язані як з кінетичною, так і з потенціальною енергіями нуклонів. У даній роботі використовуємо сили Скірма [32], що дає змогу одержати вирази для густини енергії та відповідно ядерно-ядерний потенціал у наближенні густини енергії. Густина потенційної енергії за використання сил Скірма має такий вигляд:

є густиною кінетичної енергії нейтронів (протонів) у наближенні Томаса - Фермі, $k = \frac{5}{3} (3\pi^2)^{2/3}$, а τ_2 – повний вираз для градієнтної поправки другого порядку по \hbar :

$$\begin{aligned} \tau_{2q} = & b_1 \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} + b_2 \nabla^2 \rho_q + b_3 \frac{(\nabla f_q \nabla \rho_q)}{f_q} + \\ & + b_4 \rho_q \frac{\nabla^2 f_q}{f_q} + b_5 \rho_q \left(\frac{\nabla f_q}{f_q} \right)^2 + b_6 h_m^2 \rho_q \left(\frac{\vec{W}_q}{f_q} \right)^2, \end{aligned} \quad (8)$$

де $b_1 = 1/36$, $b_2 = 1/3$, $b_3 = 1/6$, $b_4 = 1/6$, $b_5 = -1/12$ та $b_6 = 1/2$ – числові коефіцієнти, $h_m = \hbar^2 / 2m$, останній доданок у формулі (8) пов'язаний з урахуванням спин-орбітальної взаємодії. Також уведено такі позначення:

$$\bar{W}_q = \frac{\delta \varepsilon(r)}{\delta \bar{J}_q(r)} = \frac{W_0}{2} \nabla (\rho + \rho_q),$$

$$f_q = 1 + \frac{2m}{\hbar^2} \left[\frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \rho + \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) - t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right] \rho_q \right]. \quad (9)$$

Тут W_0 є константою спін-орбітальної взаємодії і залежить від вибору параметризації сил Скірма. Внесок доданка Томаса - Фермі є домінуючим, особливо в об'ємі ядра, але на поверхні ядра градієнтні поправки починають відігравати суттєву роль. Доданок, пропорційний b_1 , є так званою поправкою Вайзекера. Сам коефіцієнт b_1 часто використовувався як параметр підгонки з метою компенсувати нехтування частиною членів у розкладі кінетичної енергії з точністю до \hbar^2 або \hbar^4 , але це призводить до неможливості одночасного опису енергій зв'язку та густин розподілу нуклонів. Роль доданків, пропорційних b_3 , b_4 , b_5 , розглянемо при описі результатів числових розрахунків, де враховувалися всі члени розкладу кінетичної енергії з точністю до \hbar^2 . Доданки, що містять градієнтні члени, відіграють значну роль на поверхні, тоді як перший член дає основний внесок в об'ємі ядра.

Відзначимо, що потенціал у наближенні густини енергії (2) - (5) має два доданка, пов'язаних з кінетичною енергією нуклонів $V_T(R)$ та нуклон-нуклонної взаємодією $V_{nn}(R)$

$$V_N(R) = V_T(R) + V_{nn}(R), \quad (10)$$

де

$$V_T(R) = \int \tau \left[\rho_{1p}(\vec{r}) + \rho_{2p}(\vec{r}, R), \rho_{1n}(\vec{r}) + \rho_{2n}(\vec{r}, R) \right] d\vec{r} - \int \tau \left[\rho_{1p}(\vec{r}), \rho_{1n}(\vec{r}) \right] d\vec{r} - \int \tau \left[\rho_{2p}(\vec{r}), \rho_{2n}(\vec{r}) \right] d\vec{r}, \quad (11)$$

$$V_{nn}(R) = \int v_{sk} \left[\rho_{1p}(\vec{r}) + \rho_{2p}(\vec{r}, R), \rho_{1n}(\vec{r}) + \rho_{2n}(\vec{r}, R) \right] d\vec{r} - \int v_{sk} \left[\rho_{1p}(\vec{r}), \rho_{1n}(\vec{r}) \right] d\vec{r} - \int v_{sk} \left[\rho_{2p}(\vec{r}), \rho_{2n}(\vec{r}) \right] d\vec{r}. \quad (12)$$

Внесок кінетичної енергії нуклонів у потенціал є дуже важливим, оскільки він ураховує принцип Паулі та антисиметризацію нуклонів в ядрах, що зіштовхуються.

Відзначимо, що внесок кінетичної енергії нуклонів в ядерно-ядерний потенціал є аналогічним по своїй суті внеску кінетичної енергії електронів до потенціалу міжмолекулярної взаємодії [33], який ураховується з 50-х років минулого століття [33, 34] при розрахунках різноманітних характеристик зіткнень атомів та молекул.

Наближення потенціалу подвійної згортки

Потенціали подвійної згортки широко використовуються останнім часом [2, 3]. Для обрахунку потенціалу ядерно-ядерної взаємодії в рамках методу подвійної згортки необхідно задати потенціал нуклон-нуклонної взаємодії V та розподіли нуклонних густин основного стану $\rho_{1(2)}$ у ядрах, що зіштовхуються:

$$V_{DF}(R) = N \cdot G(E) \cdot \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho_1(\vec{r}_1) F(\rho_1(\vec{r}_1) + \rho_2(\vec{r}_2)) \cdot V(R + \vec{r}_2 - \vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2). \quad (13)$$

Тут \vec{r}_1 і \vec{r}_2 – радіус-вектори, що задають положення взаємодіючих нуклонів у системах координат, пов'язаних із центрами мас ядер, а R – відстань між центрами мас ядер. Функції $F(\rho)$ та $G(E)$ [13, 14] описують залежність нуклон-нуклонної взаємодії від величини нуклонних густин та енергії зіткнення, а множник N зазвичай підбирається для кращого опису даних розсіювання. Зазначимо, що густини розподілу нуклонів у ядрах можуть бути отримані в рамках різних підходів, різними можуть бути й сили, що діють між нуклонами. У цій роботі використовуємо сучасні модифікації методу подвійної згортки та сучасні набори параметрів взаємодії. Використовуються, зокрема, нуклон-нуклонні сили DDM3Y та DDM3Y-Raid, залежні від розподілу густини нуклонів у ядрах, а також від енергії зіткнення. Відповідно до [13, 14]

$$G(E) = 1 - 0,002 \cdot E, \quad (14)$$

$$F(\rho) = C(1 + \alpha \cdot e^{-\beta \rho}), \quad (15)$$

де E – енергія зіткнення, MeV; ρ – густина розподілу нуклонів; C , α та β – параметри, що визначаються з підгонки даних розсіювання.

Внесок внутрішньої кінетичної енергії нуклонів $V_T(R)$, який безпосередньо враховувався при розгляді ядерно-ядерного потенціалу в наближенні густини енергії (10) - (12), ігнорується в стандартному методі подвійної згортки, див. рівняння (13) - (15). Тому потенціали, одержані в рамках стандартного методу подвійної згортки [13, 14], є дуже глибокими. Потенціал подвійної згортки використовує "заморожені" густини ос-

новного стану ядер. На малих відстанях між ядрами ядерні густини суттєво перекриваються і, унаслідок принципу Паулі, значно змінюється внутрішня кінетична енергія нуклонів у ядрах.

Наближення потенціалу подвійної згортки з урахуванням внутрішньої кінетичної енергії нуклонів

Внесок внутрішньої кінетичної енергії нуклонів у потенціал подвійної згортки для певного розподілу нуклонів у координатному просторі можна розрахувати в стандартному або модифікованому наближенні Томаса - Фермі. У результаті можна визначити потенціал методу подвійної згортки з урахуванням внеску внутрішньої кінетичної енергії як [11]

$$V_{Df-kin}(R) = V_T(R) + V_{DF}(R). \quad (16)$$

Тут $V_T(R)$ - внесок внутрішньої кінетичної енергії нуклонів у потенціал, який визначається виразом в рамках підходу густини енергії (7 - 8), а $V_{DF}(R)$ – звичайний потенціал подвійної згортки, що описується рівнянням (13), який пов'язаний лише з нуклон-нуклонною взаємодією. Потенціал подвійної згортки (13) пов'язаний з "замороженими" густинами основних станів ядер [2, 3, 13, 14], тому при розрахунках внеску внутрішньої кінетичної енергії нуклонів у формулі (16) також потрібно використовувати відповідні "заморожені" густини.

Спроби реалізувати в методі подвійної згортки врахування внеску кінетичної енергії нуклонів мали місце й раніше в [15]. Однак у цій роботі для "заморожених" нуклонних густин передбачалася істотна зміна імпульсного розподілу нуклонів на малих відстанях між ядрами. Внесок кінетичної енергії нуклонів при дослідженні властивостей ядерної матерії враховувався в роботі [14], однак у наступних роботах тих же авторів при розрахунках ядерно-ядерної взаємодії внесок кінетичної енергії нуклонів ігнорувався.

Нуклон-нуклонні сили, що зазвичай вибираються для розрахунків потенціалу в наближенні подвійної згортки, не залежать від швидкості, тому при розрахунках внутрішньої кінетичної енергії нуклонів ефективна маса m^* [4, 5] збігається зі звичайною масою m . Однак при використанні нуклон-нуклонних сил, що залежать від густини, при розрахунках внеску кінетичної енергії нуклонів у потенціал необхідно врахувати, що m^* може і не збігатися з m .

Ядерно-ядерний потенціал у рамках двоцентрової оболонкової моделі

При розрахунках ядерно-ядерного потенціалу використовуються також і моделі, засновані на

уявленнях про оболонкову структуру ядра. Прикладом такої моделі є двоцентрова оболонкова модель [12], що використовує сили Скірма. Ядерно-ядерний потенціал у цьому випадку також визначається підходом густини енергії з використанням розподілу густини нуклонів, знайденого для кожної відстані між ядрами в рамках двоцентрової оболонкової моделі. Перевагою цієї моделі є те, що в ній має місце точне врахування принципу Паулі за рахунок повної антисиметризації хвильової функції по змінних нуклонів, що належать до обох ядер.

Макроскопічний підхід для розрахунку взаємодії між ядрами

У потенціалі короткодійних сил («проксіміті») розглядається не взаємодія нуклонів ядер [22], що зіштовхуються, а взаємодія двох близько розташованих поверхонь, між якими діють короткодійні сили

$$U = \int_S e(s) ds. \quad (17)$$

Тут S – поверхні ядер, s – відстань між елементами поверхонь, $e(s)$ – енергія взаємодії на одиницю поверхні між двома площинами, що відстоять одна від одної на відстані s . Необхідні для розрахунків величини, такі, як радіуси половинної густини розподілу нуклонів, дифузності поверхневого шару та коефіцієнти поверхневого натягу, у цьому підході вводять на основі експериментальних даних.

Ядерно-ядерний потенціал та наближення до густин нуклонів

Зазначимо, що на відміну від ядерно-ядерних потенціалів, описаних раніше та пов'язаних із "замороженими" густинами ядер, потенціал, обчислений у двоцентровій оболонковій моделі, визначається на основі густин нуклонів, характерних для певної відстані між ядрами. Тобто потенціал, що обчислюється в рамках двоцентрової оболонкової моделі ядра, відповідає повільним зіткненням, коли для кожної відстані між ядрами встигає відбуватися релаксація нуклонної густини. Отже, ядерно-ядерний потенціал, який обчислюється в рамках двоцентрової оболонкової моделі ядра, є адіабатичним. На відміну від цього потенціали, описані вище, пов'язані із "замороженими" нуклонними густинами й можуть застосовуватися в умовах більш швидких зіткнень, коли густина нуклонів у ядрах не встигає помітно змінитися при зіткненні.

**Обговорення потенціалів,
отриманих у рамках різноманітних підходів**

Нуклонна густина обчислювалася в рамках двоцентрової оболонкової моделі у двох наближеннях: з урахуванням та без урахування антисиметризації між нуклонами взаємодіючих ядер. Крім того, кінетична енергія нуклонів у ядрах розраховувалася як точно, так і за допомогою наближення Томаса - Фермі.

В якості протонних густин використовувалися експериментальні зарядові густини [35], а також розрахункові густини розподілу протонів, отримані в рамках наближення Хартрі - Фока, модифікованого методу Томаса - Фермі та оболонкової моделі.

Використовувані нами теоретичні розподіли нуклонів було отримано на основі сил Скірма, що залежать від густини. Ці густини представлені на рис. 1, а. Залежність ядерної частини потенціалу взаємодії двох ядер ^{16}O від вибору густини розподілу нуклонів у ядрах в рамках методу густини енергії показано на рис. 1, б. Верхня група кривих відповідає потенціалам, одержаним з урахуванням внеску кінетичної енергії. Нижня крива ($V_{ETF}(\rho_{ETF}, \tau = 0)$) відповідає потенціалу, розрахованому з густиною розподілу нуклонів модифікованого методу Томаса - Фермі без урахування внеску кінетичної енергії $\tau_p = \tau_n = \tau = 0$. З рис. 1, б видно, що на великих відстанях потенціал швидко спадає, зі зменшенням відстані виникає притягання між ядрами, а на малих відстанях між ядрами виникає сильне відштовхування (кор). Бачимо, що потенціал суттєво залежить від особливостей поведінки нуклонних густин.

Розрахунки ядерної частини потенціалу для системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ в рамках методу подвійної згортки проводилися з параметризаціями нуклон-нуклонних сил DDM3Y (рис. 2, а) та M3Y - Raid (рис. 2, б), що містять залежність від енергії. Верхня група кривих відповідає потенціалам, отриманим з урахуванням внеску кінетичної енергії. Нижня група кривих відповідає потенціалам, отриманим без урахування внеску кінетичної енергії $\tau_p = \tau_n = \tau = 0$: потенціал для сил DDM3Y-Raid з використанням густин нуклонів модифікованого методу Томаса - Фермі ($V_{Df-kin}(\rho_{ETF})$) та методу Хартрі - Фока ($V_{Df-kin}(\rho_{HF})$). Видно, що потенціали взаємодії ядер, зображені на рис. 2, незначно залежать від деталей поведінки нуклонних густин, однак сильно залежать від вибору нуклон-нуклонної взаємодії.

Глибини потенціалу було порівняно за своїми величинами з глибиною потенціалу, розрахованого в рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі без урахування внеску кінетичної

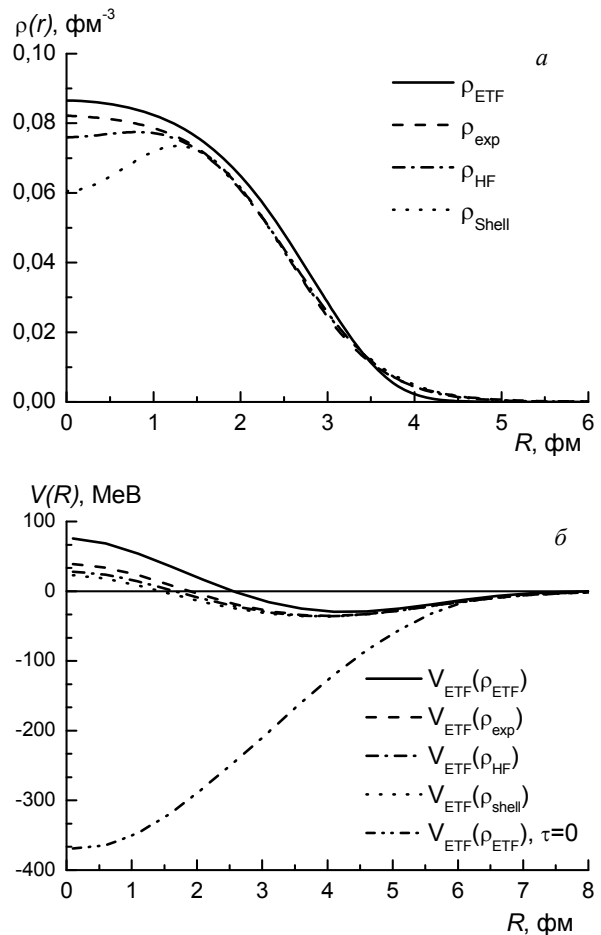


Рис. 1. Густина розподілу нуклонів для ядра ^{16}O модифікованого методу Томаса - Фермі ρ_{ETF} , експериментальна ρ_{exp} , методу Хартрі - Фока ρ_{HF} та оболонкової моделі ρ_{shell} (а) та потенціали взаємодії ядер ^{16}O у методі густини енергії з використанням розподілів нуклонів модифікованого методу Томаса - Фермі ($V_{ETF}(\rho_{ETF})$), експериментального ($V_{ETF}(\rho_{Exp})$) [10], методу Хартрі - Фока із силами Скірма ($V_{ETF}(\rho_{HF})$) та оболонкової моделі ($V_{ETF}(\rho_{shell})$) (б).

енергії $\tau_p = \tau_n = \tau = 0$ (див. рис. 1, б та рис. 2). Уведення до взаємодії явної залежності від густини (сили DDM3Y) суттєво зменшує глибину потенціалу.

Внесок внутрішньої кінетичної енергії нуклонів в ядерно-ядерний потенціал кардинально змінює потенціал подвійний згортки, який з притягального $V_{DF}(R)$ стає відштовхувальним $V_{Df-kin}(R)$ на малих відстанях, що видно з рис. 2.

На рис. 3 наводяться результати розрахунку потенціалу ядерно-ядерної взаємодії системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ в рамках двоцентрової оболонкової моделі. Порівнюючи криві на рис. 3, можна зробити такі висновки:

потенціал на великих відстанях слабо залежить від наближення, в якому обчислюється кінетична енергія (точний квантово-механічний розрахунок або наближення Томаса - Фермі), однак при малих відстанях між ядрами кінетична

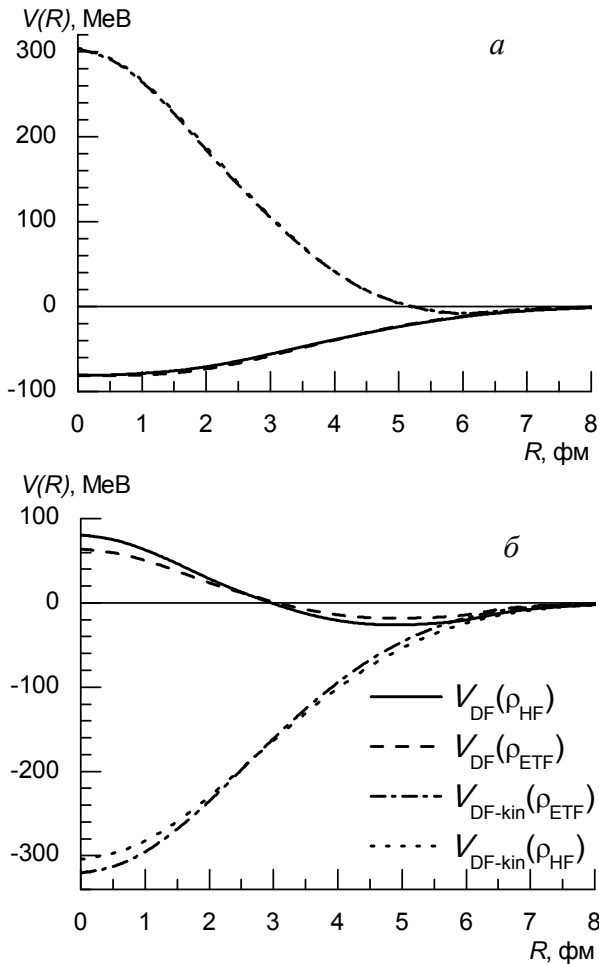


Рис. 2. *a* – потенціали подвійної згортки системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, одержані для сил DDM3Y-Raid із використанням розподілів нуклонів модифікованого методу Томаса - Фермі ($V_{DF}(\rho_{ETF})$) та методу Хартрі - Фока ($V_{DF}(\rho_{HF})$); *b* – потенціали подвійної згортки, одержані для сил DDM3Y для тих самих густин та наближень, як і в (*a*).

енергія, отримана в наближенні Томаса - Фермі, виявляється менше знайденої у точному квантово-механічному розрахунку;

урахування антисиметризації між нуклонами ядер дуже важливе для визначення потенціалу, тому що без урахування антисиметризації потенціал виходить невиправдано глибоким;

потенціал, розрахований з урахуванням внеску внутрішньої кінетичної енергії нуклонів та антисиметризації нуклонів на малих відстанях, має відштовхувальний кор, на той час як потенціал, отриманий без урахування внутрішньої кінетичної енергії нуклонів, не має кора на малих відстанях і є сильно притягальним.

Нагадаємо, що потенціали, отримані в моделі подвійної згортки та у наближенні густини енергії, обчислюються з використанням «заморожених» густин, тому має сенс порівняти їх. Порівнюючи потенціали (див. рис. 1 і 2), отримані в

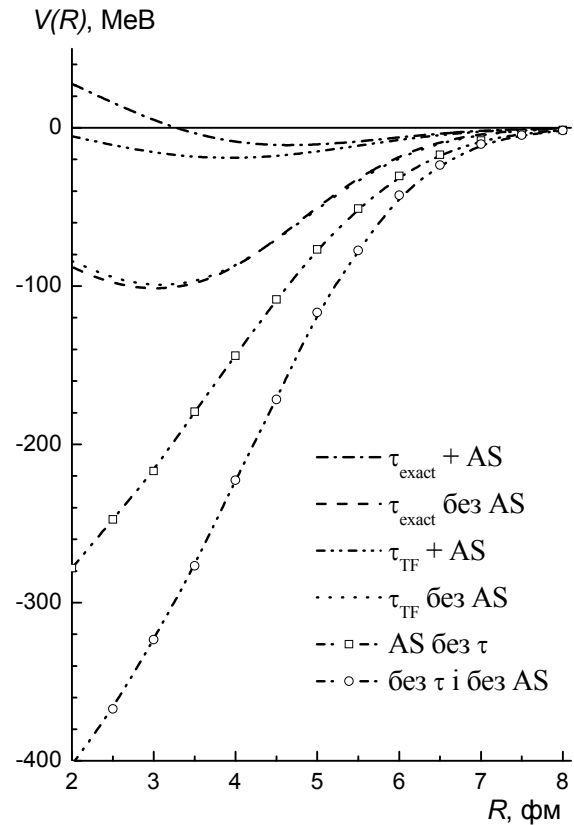


Рис. 3. Потенціал взаємодії системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ в рамках двоцентрової оболонкової моделі у випадку повної антисиметризації та точного урахування кінетичної енергії ($\tau_{exact} + AS$), з точним значенням кінетичної енергії, але без урахування антисиметризації (τ_{exact} без AS), з кінетичною енергією у наближенні Томаса - Фермі та з урахуванням антисиметризації ($\tau_{TF} + AS$), з кінетичною енергією в наближенні Томаса - Фермі, але без урахування антисиметризації (τ_{TF} без AS). Крім того, наведено потенціали з урахуванням (AS без τ) та без урахування (без τ і без AS) антисиметризації, одержані без кінетичного внеску.

рамках моделі подвійної згортки та моделі густини енергії, відзначимо, що потенціали подвійної згортки є всюди притягальними, у той час як потенціали моделі густини енергії мають відштовхувальний кор. У випадку нехтування внеском кінетичної енергії нуклонів потенціал моделі густини енергії стає близьким до потенціалу подвійної згортки з силами DDM3Y, тобто дуже глибоким при малих значеннях R . І навпаки, при врахуванні внеску кінетичної енергії нуклонів потенціали подвійної згортки з силами DDM3Y та густини енергії стають подібними (див. рис. 1, 2).

Порівнюючи потенціали, обчислені з використанням «заморожених» густин (див. рис. 1 і 2) та знайдених за допомогою двоцентрової оболонкової моделі (див. рис. 3), можна побачити, що потенціали, отримані за допомогою двоцентрової оболонкової моделі, є менш відштовхуючими на малих відстанях між ядрами.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Hodgson P.E.* Nuclear heavy-ion reactions. - Oxford: Clarendon Press, 1978.
2. *Bass R.* Nuclear reactions with heavy ions. - Berlin: Springer-Verlag, 1980.
3. *Satchler G.R., Love W.G.* Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering // *Phys. Rep.* - 1979. - Vol. 55, No. 3 - P. 183 - 254.
4. *Brack M., Guet C., Hakanson H.-B.* Selfconsistent semiclassical description of average nuclear properties - a link between microscopic and macroscopic models // *Phys. Rep.* - 1985. - Vol. 123. - P. 275 - 364.
5. *Brack M., Bhaduri R.K.* Semiclassical Physics. - Addison-Wesley. - 1997.
6. *Денисов В.Ю., Нестеров В.А.* Энергии связи и распределения плотности ядер в нелокальном модифицированном приближении Томаса - Ферми // *ЯФ.* - 2002. - Т. 65, № 5. - С. 814 - 823.
7. *Денисов В.Ю., Нестеров В.А.* Потенциал взаимодействия ядер и распределение плотности нуклонов в ядрах // *ЯФ.* - 2006. - Т. 69, № 9. - С. 1507 - 1519.
8. *Brueckner K.A., Buchler J.R., Kelly M.M.* New theoretical approach to nuclear heavy-ion scattering // *Phys. Rev.* - 1968. - Vol. 173, No. 4. - P. 944 - 949.
9. *Denisov V.Yu.* Interaction potential between heavy ions // *Phys. Lett.* - 2002. - Vol B. 526. - P. 315 - 321.
10. *Denisov V.Yu., Norenberg W.* Entrance channel potentials in the synthesis of the heaviest nuclei // *Eur. Phys. J.* - 2002. - Vol. A. 15. - P. 375 - 388.
11. *Denisov V.Yu., Nesterov V.A.* Influence of pauli principle on nucleus-nucleus interaction potential // *Phys. Atom. Nucl.* - 2010. - Vol. 73. - July issue, in press.
12. *Brink D.M., Stancu F.* Interaction potential between the ^{16}O nuclei derived from the Skyrme interaction // *Nucl. Phys.* - 1975. - Vol. A 243. - P. 175 - 188; *Stancu F., Brink D.M.* The real part of the nucleus-nucleus interaction // *Nucl. Phys.* - 1976. - Vol. A 270. - P. 236 - 254.
13. *Khoa Dao T., von Oertzen W., Bohlen H.G.* Double folding model for heavy-ion optical potential: revised and applied to study ^{12}C and ^{16}O elastic scattering // *Phys. Rev.* - 1994. - Vol. C 49. - P. 1652 - 1668.
14. *Khoa Dao T., von Oertzen W.* A nuclear matter study using the density dependent M3Y interaction // *Phys. Lett.* - 1993. - Vol. B 304. - P. 8 - 16.
15. *Soubbotin V. B. et al.* Pauli distorted double folded potential // *Phys. Rev.* - 2001. - Vol. C 64. - P. 014601.
16. *Satchler G. R.* Direct Nuclear Reactions. - Oxford: Oxford University, 1983.
17. *Frobrich P., Lipperheide R.* Theory of Nuclear Reactions. - Oxford: Clarendon Press, 1996.
18. *Ogloblin A.A., Khoa Dao T., Kondo Y. et al.* Pronounced Airy structure in elastic $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ scattering at $E_{\text{lab}} = 132\text{MeV}$ // *Phys. Rev.* - 1998. - Vol. C 57, No 4. - P. 1797 - 1802.
19. *Ogloblin A.A., Glukhov Yu.A., Trzaska W.H. et al.* New measurement of refractive, elastic $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ scattering at 132, 170, 200, 230 and 260 MeV incident energies // *Phys. Rev.* - 2000. - Vol. C 62. - P. 044601.
20. *Brandan M.E., Satchler G.R.* The interaction between heavy-ions and what it tell us // *Phys. Rep.* - 1997. - Vol. 285. - P. 143 - 283; *Khoa Dao T., W. von Oertzen, Bohlen H.G., Ohkubo S.* Nuclear rainbow scattering and nucleus-nucleus potential // *J. Phys.* - 2007. - Vol. G. 34. - R111 - R164; *Brandan M.E.* Unambiguous imaginary potential in the optical-model description of light heavy-ion elastic scattering // *Phys. Rev. Lett.* - 1988. - Vol. 60, No. 9. - P. 784 - 787.
21. *Khoa Dao T., W. von Oertzen, Bohlen H.G., Nuoffer F.* Study of diffractive and refractive structure in elastic $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ scattering at incident energies ranging from 124 to 1120 MeV // *Nucl. Phys.* - 2000. - Vol. A 672. - P. 387 - 416.
22. *Blocki J. et al.* Proximity forces // *Ann. Phys. (N.Y.)* - 1977. - Vol. 105. - P. 427 - 462.
23. *Misicu S., Esbensen H.* Signature of shallow potentials in deep sub-barrier fusion reactions // *Phys. Rev.* - 2007. - Vol. C 75. - P. 034606.
24. *Izumoto T., Krewald S., Faessler A.* Nuclear matter approach to the heavy-ion optical model // *Nucl. Phys.* - 1980. - Vol. A 341. - P. 319 - 344.
25. *Hossain S., Abdullah M.N.A., Hasan K.M. et al.* Shallow folding potential for $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ elastic scattering // *Phys. Lett.* - 2006. - Vol. B 636. - P. 248 - 252.
26. *Гриднев К.Я., Родионова Е.Е., Фадеев С.Н.* Description of elastic scattering in the $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ and $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ systems // *ЯФ.* - 2008. - Т. 71. - С. 1290 - 1294.
27. *Denisov V.Yu., Davidovskaya O.I.* Elastic scattering of heavy nuclei and nucleus-nucleus potential with repulsive core // *ЯФ.* - 2010. - Т. 73, № 3. - С. 429 - 437.
28. *Denisov V.Yu., Davidovskaya O.I.* Repulsive core potential and elastic heavy-ion collisions // *УФЖ.* - 2009. - Т. 54, № 7. - С. 669 - 677.
29. *Денисов В.Ю., Давидовская О.И.* Упругое рассеяние тяжелых ионов и ядерно-ядерный потенциал с отталкивающим кором // *Изв. РАН Сер. физ.* - 2010. - Т. 74, № 4. - С. 611 - 615.
30. *Давидовская О.И., Денисов В.Ю.* Пружне розсіяння $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ і ядерно-ядерний потенціал із відштовхувальним кором. - Прийнято до друку в *УФЖ* (2010).
31. *Давидовська О.І., Денисов В.Ю., Нестеров В.О.* Ядерно-ядерний потенціал із відштовхувальним кором і пружне розсіяння. Частина 2. Перерізи пружного розсіяння з урахуванням і без урахування кора // *Ядерна фізика та енергетика.* - 2010. - Т. 11, № 1. - С. 33 - 40.
32. *Skyrme T.H.R.* The effective nuclear potential // *Nucl. Phys.* - 1959. - Vol. 9. - P. 615 - 634.
33. *Каплан И.Г.* Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий - М.: Наука, 1982. - 311 с.
34. *Фирсов О.Б.* // *ЖЭТФ.* - 1958. - Т. 32. - С. 447.
35. *de Vries H., de Jager C.W., de Vries C.* Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // *At. Data Nucl. Data Tabl.* - 1987. - Vol. 36. - P. 495 - 536.

**ЯДЕРНО-ЯДЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ С ОТТАЛКИВАЮЩИМ КОРОМ И УПРУГОЕ РАССЕЙАНИЕ.
ЧАСТЬ 1. ПОТЕНЦИАЛ ЯДЕРНО-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

О. И. Давидовская, В. Ю. Денисов, В. А. Нестеров

Детально обсуждаются различные подходы для расчетов потенциалов ядерно-ядерного взаимодействия. Показано, что учет антисимметризации между нуклонами, которые принадлежат разным ядрам, и принципа Паули дает существенный вклад в ядерно-ядерный потенциал на расстояниях, при которых ядра начинают заметно перекрываться, и приводит к появлению существенного отталкивающего кора в ядерно-ядерном взаимодействии на малых расстояниях между ядрами.

Ключевые слова: потенциал ядерно-ядерного взаимодействия, антисимметризация между нуклонами, принцип Паули, отталкивающий кор.

**NUCLEUS-NUCLEUS POTENTIAL WITH REPULSIVE CORE AND ELASTIC SCATTERING.
PART 1. NUCLEUS-NUCLEUS INTERACTION POTENTIAL**

O. I. Davidovskaya, V. Yu. Denisov, V. O. Nesterov

Various approaches for nucleus-nucleus interaction potential evaluation are discussed in details. It is shown that the antisymmetrization of nucleons belonging to different nuclei and the Pauli principle give the essential contribution into the nucleus-nucleus potential at distances, when nuclei are strongly overlapping, and lead to appearance of the repulsive core of nucleus-nucleus interaction at small distances between nuclei.

Keywords: nucleus-nucleus interaction potential, antisymmetrization of nucleons, Pauli principle, repulsive core.

Надійшла до редакції 22.03.10,
після доопрацювання - 23.04.10.