

ПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ ${}^6\text{He}$ НА ЯДРАХ ${}^{58}\text{Ni}$ ТА ${}^{209}\text{Bi}$
ПРИ БІЛЯБАР'ЄРНИХ ЕНЕРГІЯХ

В. П. Вербицький, В. О. Романишин, К. О. Теренецький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Експериментальні перерізи пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{58}\text{Ni}$ та ${}^{209}\text{Bi}$ при енергіях 10 MeV та 14,7, 16,2, 17,8, 19,1, 22 MeV відповідно аналізуються в рамках оптичної моделі з використанням електричного оптичного потенціалу, що ефективно враховує можливість поляризації і розвалу налітаючої частинки в полі ядра мішені. Показано істотну роль кулонівського розвалу у формуванні перерізів пружного розсіяння ${}^6\text{He}$ досить важкими ядрами при білябар'єрних енергіях, що може бути прямим доказом існування динейтронної конфігурації в цьому екзотичному ядрі.

Легкі нейтронадлишкові ядра є найпростішими об'єктами, в яких ядерна матерія існує у своїх екстремальних станах, і вивчення їх властивостей дає можливість тестувати сучасні ядерні моделі. У цьому плані питання кластерної динаміки в ядрах з двонейтронним гало (${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$) зараз широко дискутуються [1]. Аномально великі перерізи електромагнітної дисоціації таких ядер, за припущенням, можна пояснити або збудженням у низьколежачий резонансний стан 1^- з наступним розпадом, або прямим розвалом в електричному полі.

Як було запропоновано нами [6], безпосереднім методом перевірки цих теоретичних припущень може бути експеримент з пружного розсіяння ядер ${}^6\text{He}$ важкими ядрами мішеней при підбар'єрних енергіях. Зазначена область енергій у випадку ядер з асиметричним розподілом заряду та маси (${}^6\text{He}$) цікава тим, що в ній можуть яскраво проявитися індивідуальні внутрішні динамічні властивості налітаючої частинки (поляризованість, електричний розвал, різке збільшення ймовірності злиття тощо). Результатом прояву цих ефектів має бути значне відхилення перерізів пружного розсіяння від резерфордівського та великі перерізи вильоту α -частинок. При цьому прояв внутрішніх ступенів свободи ядра мішені невеликий, що значно спрощує аналіз.

Останнім часом з'явилися роботи [2, 3], у яких отримано експериментальні дані з пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{58}\text{Ni}$ і ${}^{209}\text{Bi}$ при лабораторних енергіях 10 MeV та 14,7, 16,2, 17,8, 19,1, 22 MeV відповідно і зроблено спроби теоретичної інтерпретації цих даних [2 - 4]. На жаль, малі інтенсивності вторинних пучків ${}^6\text{He}$ та інші технічні труднощі не дають змоги отримати достатню кількість експериментальних точок (особливо на початку відхилення перерізів від резерфордівського) і досягти великої їхньої точності. Мала кількість експериментальних точок при досить широкому діапазоні кутів не дозволяє судити, чи мають ці перерізи структуру. Підгонка ж плавних кривих за традиційною багато-параметричною оптичною моделлю, що не враховує специфічних особливостей поведінки слабкозв'язаних нейтронадлишкових дейтроноподібних іонів (ДІ) у потужних електричних полях, приводить до суттєвих фізичних неоднозначностей параметрів потенціалів, які використовувалися для теоретичної інтерпретації цих даних [3, 4]. Однак, незважаючи на ще невисоку якість даних, уже можна зробити певні висновки про структурні особливості та основні механізми взаємодії цього екзотичного радіоактивного ядра.

З метою вивчення взаємодії легких ДІ з важкими ядрами мішеней при малих енергіях нами раніше було розроблено адіабатичну модель [5, 6], у рамках якої можна єдиним чином розглядати пружне розсіяння, поляризованість і розвал налітаючої частинки в електричному полі ядра мішені. В основі моделі лежить припущення про двокластерну структуру

налітаючої частинки (динейтрон + α -частинка) та квазістаціонарність внутрішнього стану досліджуваного іона в зовнішньому полі. У процесі розсіяння, через малу енергію зв'язку і неспівпадання центрів маси і заряду, частинка може поляризуватися й розвалитися. Ця зміна внутрішнього стану приводить до того, що переріз розсіяння таких частинок, навіть при істотно підбар'єрних енергіях, може значно відрізнятись від резерфордівського. Запропонована модель дає змогу розрахувати електричний оптичний потенціал (ЕОП - $V_{ЕОП}(R)$), який моделює вищезазначені ефекти й не містить вільних параметрів. ЕОП є розв'язком задачі на власні значення для рівняння стану квазідейтрона в зовнішньому полі [6] і в дипольному наближенні може бути представлений аналітично

$$V_{ЕОП}(R) = -\frac{1}{4} D \varepsilon_0 \beta(R) \left[\frac{1}{4} \beta(R) + i \exp\left(-\frac{4}{3\beta(R)}\right) \right],$$

$$\beta(R) = -\frac{m_n}{m_p} \frac{1}{\varepsilon_0 \alpha} \frac{dV_C(R)}{dR},$$

де R - координата центра мас налітаючої частинки; D - фіксований нормувальний коефіцієнт, що враховує скінченність радіуса дії ядерних сил у квазідейтроні й імовірність кластеризації досліджуваного ядра (цю ймовірність у розрахунках покладаємо рівною одиниці, тобто оцінюємо максимально можливий ефект); $\varepsilon_0 = \hbar^2 \alpha^2 / 2\mu$ - енергія зв'язку квазідейтрона; $\mu = m_n m_p / (m_n + m_p)$ - його зведена маса; m_n , m_p - маси нейтрального та зарядженого кластерів у квазідейтроні відповідно; V_C - кулонівський потенціал.

Модель було успішно застосовано до аналізу пружного розсіяння дейтронів підбар'єрних енергій важкими ядрами мішеней [5]. Процедура розрахунків ЕОП і дослідження властивостей відповідних хвильових функцій ДІ описано в роботі [7].

У цій роботі автори застосували описану вище модель до аналізу експериментальних даних робіт [2, 3]. Так як у цих випадках енергія налітаючих часток є вже білябар'єрною, то природно очікувати поряд з кулонівськими ефектами проявів впливу ядерної взаємодії. Тому виникає питання про вибір ядерного оптичного потенціалу (ЯОП) для наступного використання в розрахунках перерізів пружного розсіяння ${}^6\text{He}$. У роботі замість підгонки параметрів ЯОП, як це робилося в [3], чи конструювання дійсної частини ЯОП у моделі фолдинга для ${}^6\text{Li}$ з наступною підгонкою параметрів уявної частини [4] скористалися таким прийомом. Добре відомо [8], що для різних пар взаємодіючих ядер при різних енергіях, але із співпадаючими точками повороту для лобового зіткнення в кулонівському полі перерізи пружного розсіяння будуть практично однаковими. Стосовно до нашого випадку це означає, що для частинок з однаковими відношеннями (енергія в системі центра мас/заряд налітаючої частинки) перерізи будуть близькими. Тому, припускаючи, що основним процесом у зазначеній області енергій буде пружне розсіяння, за ЯОП для систем ${}^6\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ та ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ було обрано глобальні комплексні ЯОП для ${}^6\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ та ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ при відповідних енергіях [9]. Радіальні залежності дійсної частини локальної енергії для лобового зіткнення ($V_{\text{еф}}(R) - E$), де $V_{\text{еф}}$ є сумою кулонівського потенціалу та ЯОП при енергії 17,8 МеВ (суцільна крива), та уявної частини (крапки) цих потенціалів у порівнянні з відповідними ЕОП для системи ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ показано на рис. 1. Тут варто відмітити, що дійсна частина глобального ЯОП в області ефективності (область бар'єра і зовнішня область) дуже близька до використаної у роботі [3]. Радіальну залежність ЯОП вибрано у формі Вудса - Саксона. Параметри глобального ЯОП, що використовувався в розрахунках, наведено в таблиці.

Параметри ЯОП для розсіяння іонів ${}^6\text{He}$

Мішень	V_0 (MeV)	R_V (Фм)	a_V (Фм)	W_0 (MeV)	R_W (Фм)	a_W (Фм)
${}^{58}\text{Ni}$	109,5	5,133	0,811	41,66	5,938	0,884
${}^{209}\text{Bi}$	109,5	7,869	0,811	22,37	9,103	0,634

Далі припускаємо, що особливості внутрішньої структури ${}^6\text{He}$, що можуть проявитися в процесі розсіяння, повинні в основному ефективно враховуватися ЕОП.

Результати чисельних розрахунків ЕОП для ядер ${}^6\text{He}$, що розсіюються ядрами ${}^{209}\text{Bi}$, наведено на рис. 1, де показано радіальну залежність дійсної та уявної частин ЕОП (пунктирна і штрих-пунктирні криві) від положення центра маси ${}^6\text{He}$. Як видно з рисунка, малі за абсолютною величиною компоненти цього потенціалу мають дальнодіючий характер порівняно з ЯОП і можуть істотно впливати на пружне розсіяння ${}^6\text{He}$ в області енергій поблизу кулонівського бар'єра.

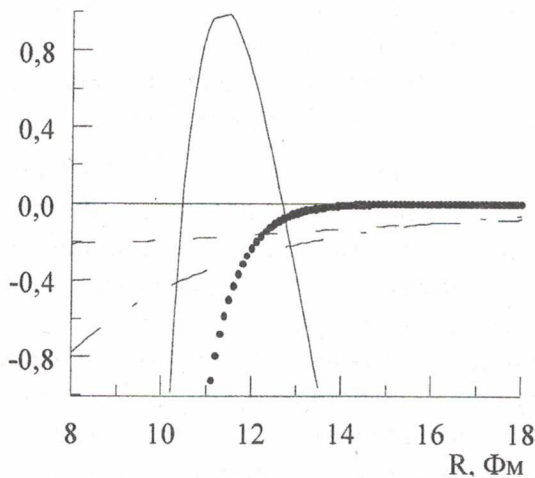


Рис. 1. Радіальна залежність дійсної (пунктир) та уявної (штрих-пунктир) частин ЕОП у порівнянні з ефективною локальною енергією (суцільна крива) та $\text{Im}V_{ef}(R)$ (крапки) при $E_{{}^6\text{He}} = 17,8$ MeV. По осі ординат відкладено енергію, MeV.

Результати розрахунків перерізів пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ на ядрах ${}^{58}\text{Ni}$ і ${}^{209}\text{Bi}$ показано на рис.2 і 3. У випадку ядра мішені ${}^{209}\text{Bi}$ ми допустили невелику варіацію параметра дифузності уявної частини ЯОП, визначивши його для найбільшої енергії (22 MeV), і зафіксували для інших. Ніякі інші параметри не варіювалися.

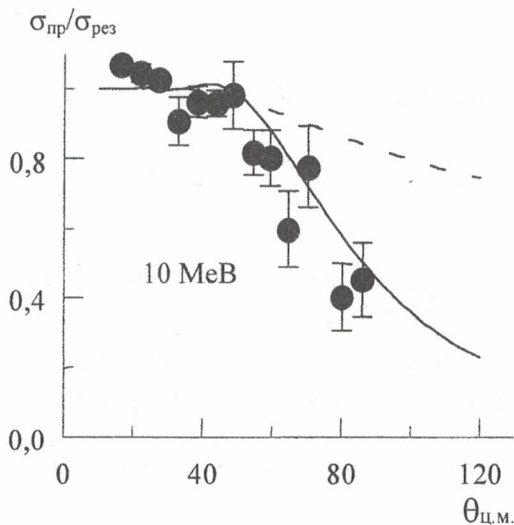


Рис. 2. Диференціальний переріз пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{58}\text{Ni}$: $\sigma_{пр}$ – переріз пружного розсіяння; $\sigma_{рез}$ – резерфордівський переріз. Крапки – експериментальні дані, пунктирна крива – розрахунок ЕОП, суцільна крива – розрахунок з ЕОП + ЯОП. Енергію наведено у лабораторній системі.

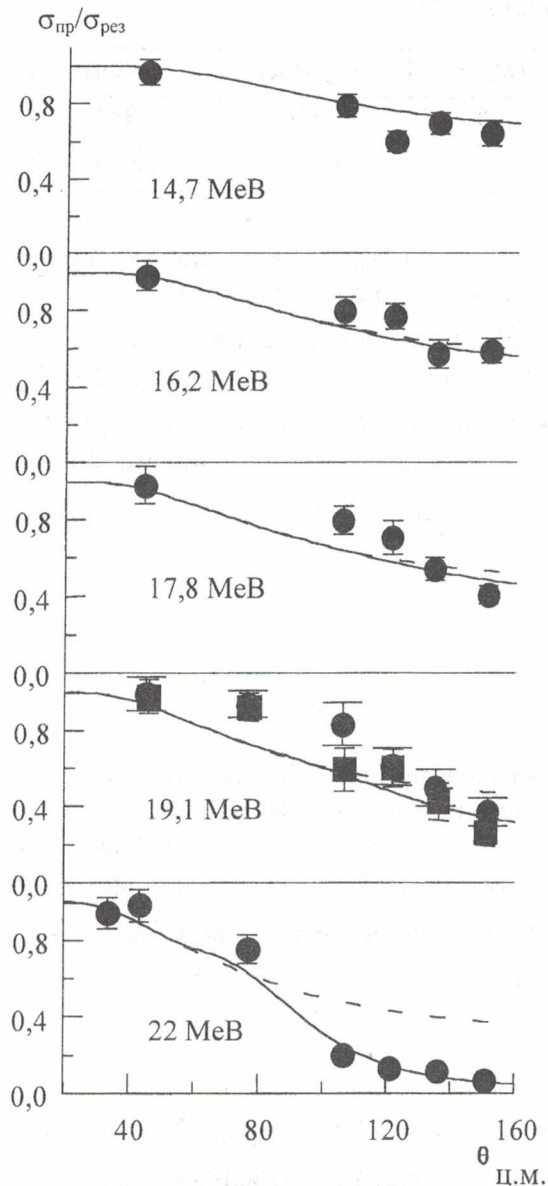


Рис. 3. Диференціальні перерізи пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{209}\text{Bi}$. Позначення такі ж, як і на рис. 2.

Як видно з рисунків, отримано досить хороше узгодження розрахованих перерізів пружного розсіяння з експериментально вимірними (суцільні криві) без варіації параметрів. Пунктирна крива показує внесок процесів розвалу та поляризованості (ЕОП) у формування перерізів (для верхніх графіків ці криві співпадають між собою). Легко побачити, що відхилення перерізів від резерфордівських в області малих і середніх кутів в обох випадках обумовлено головним чином електричним розвалом налітаючих іонів ${}^6\text{He}$ у полі ядра мішені. Останній факт і пояснює причину великого виходу α -частинок, що спостерігався в експериментах [3]. Вплив дійсної частини ЕОП на перерізи пружного розсіяння малий, тому що малий і сам цей потенціал порівняно з кулонівським у всьому просторі.

Таким чином, проведений аналіз експериментальних даних з вимірювання кутових перерізів пружного розсіяння іонів ${}^6\text{He}$ на ядрах ${}^{58}\text{Ni}$ та ${}^{209}\text{Bi}$ при білябар'єрних енергіях свідчить про досить велику ймовірність існування динейтронної конфігурації в основному стані цього ядра.

Підвищення точності експериментальних даних з пружного розсіяння ДІ при підбар'єрних енергіях та розширення діапазону кутів їх спостереження дасть змогу зробити більш певні висновки про особливості внутрішньої структури та її вплив на динаміку взаємодії цих іонів з важкими ядрами мішеней.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Forssen C., Efros V. D., Zhukov M. V. Analytical E1 strength function of two – neutron halo nuclei: the ${}^6\text{He}$ example // Nucl. Phys. – 2002. – Vol. A697. – P. 639.
2. Warner R. E., Becchetti F. D., Janecke J. W. et al. Elastic scattering of 10 MeV ${}^6\text{He}$ from ${}^{12}\text{C}$, ${}^{nat}\text{Ni}$, and ${}^{197}\text{Au}$ // Phys. Rev. – 1995. – Vol. C51. – P. 178.
3. Aguilera E. F., Kolata J. J., Becchetti F. D et al. Elastic scattering and transfer in the ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ system below the Coulomb barrier // Phys. Rev. – 2001. – Vol. C63. – P. 061603-1.
4. Mohr P. Folding potential for system ${}^{209}\text{Bi} - {}^6\text{He}$ // Phys. Rev. – 2000. – Vol. C62. – P. 061601-1.
5. Вербицкий В. П., Теренецкий К. О. Динамические эффекты в упругом рассеянии дейтронов тяжелыми ядрами // УФЖ - 1990. – Т. 35. – С. 515.
6. Вербицкий В. П., Теренецкий К. О. Подбарьерное рассеяние слабосвязанных нейтроноизбыточных легких ионов // ЯФ - 1992. – Т. 55. – С. 362.

7. *Verbitsky V. P., Zhukalyuk L. Ya., Terenetsky K. O.* Weakly bound particle in the electric field of nuclei // УФЖ – 2002. – Vol. 47. – P. 10.
8. *Frahn W. E.* Wave mechanics of heavy – ion collisions // Ann. Phys. – 1972. – Vol. 72. – P. 524.
9. *Cook J.* Global optical – model potentials for the elastic scattering of ${}^{6,7}\text{Li}$ projectiles // Nucl. Phys. – 1982. – Vol. A388. – P. 153.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ИОНОВ ${}^6\text{He}$ НА ЯДРАХ ${}^{58}\text{Ni}$ И ${}^{209}\text{Bi}$ ПРИ ОКОЛОБАРЬЕРНЫХ ЭНЕРГИЯХ

В. П. Вербицкий, В. О. Романишин, К. О. Теренецкий

Экспериментальные сечения упругого рассеяния ионов ${}^6\text{He}$ ядрами ${}^{58}\text{Ni}$ и ${}^{209}\text{Bi}$ при энергиях 10 МэВ и 14,7, 16,2, 17,8, 19,1, 22 МэВ соответственно анализируются в рамках оптической модели с использованием электрического оптического потенциала, который эффективно учитывает возможность поляризуемости и развала налетающей частицы в поле ядра мишени. Показана важная роль кулоновского развала в формировании сечений упругого рассеяния ${}^6\text{He}$ тяжелыми ядрами при околобарьерных энергиях, что может служить прямым доказательством существования динейтронной конфигурации в этом экзотическом ядре.

ELASTIC SCATTERING OF ${}^6\text{He}$ IONS BY ${}^{58}\text{Ni}$ AND ${}^{209}\text{Bi}$ NUCLEI NEAR THE COULOMB BARRIER

V. P. Verbitsky, V. O. Romanyshyn, K. O. Terenetsky

Experimental elastic scattering cross sections of ${}^6\text{He}$ ions by ${}^{58}\text{Ni}$ and ${}^{209}\text{Bi}$ nuclei at 10 MeV and 14,7, 16,2, 17,8, 19,1, 22 MeV, respectively, are analyzed in the framework of optical model with electric optical potential using. This potential allows to take into account the polarizability and breakup of ${}^6\text{He}$ projectile in the field of target nucleus by the effective way. The considerable influence of projectile breakup on elastic scattering cross sections formation near the Coulomb barrier is shown. The last fact is the direct evidence of dineutron configuration subsistence in the ground state in this exotic nucleus.

Надійшла до редакції 13.02.02,
після доопрацювання – 03.04.02.