

В. І. Ковальчук*

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

*Відповідальний автор: sabkiev@gmail.com

ІНКЛЮЗИВНІ РЕАКЦІЇ ЗРИВУ ТА ФРАГМЕНТАЦІЇ ЛЕГКИХ КЛАСТЕРНИХ ЯДЕР ПРИ ПРОМІЖНИХ ЕНЕРГІЯХ

У рамках ейконального наближення та моделі подвійного фолдінгу запропоновано формалізм обчислення інклюзивних спектрів частинок із реакцій зриву та розвалу за участю легких кластерних ядер. Описано переріз реакції $^{12}\text{C}(^3\text{He}, d)^{13}\text{N}$ при енергії падаючих частинок 81,4 MeV та спектри протонів із реакції розвалу дейтронів з енергією 56 MeV ядрами ^{12}C та ^{27}Al . Розраховані величини задовільно узгоджуються з відповідними експериментальними даними.

Ключові слова: інклюзивна реакція, ейкональне наближення, модель подвійного фолдінгу.

1. Вступ

В області проміжних енергій особливо великий внесок у повний переріз ядерних процесів дають прямі ядерні реакції – такі реакції, в яких падаюча частинка взаємодіє з ядром-мішенню протягом характерного ядерного часу без утворення складеного ядра. Експериментально прямі ядерні реакції були відкриті у 50-х роках ХХ ст., першими з них були виявлені реакції дейтронно-го зриву та підхоплення за участю легких ядер. У подальшому було відкрито реакції передачі декількох нуклонів, вибивання нуклонів, дейтронів, альфа-частинок тощо [1]. Прямі ядерні реакції використовуються для вивчення спектрів ядерних рівнів, кластерної структури периферійної зони ядер-мішеней, а також для одержання інформації про взаємодію нестабільних елементарних частинок та екзотичних нуклон-надлишкових ядер з ядрами. Уперше на можливість одержання спектроскопічних ядерних даних за допомогою реакції дейтронного зриву було вказано Батлером [2], який надалі запропонував теорію реакції зриву для дейтронів проміжних енергій [3, 4], що дало змогу розраховувати кутові розподіли продуктів такої реакції. Результати робіт Батлера, незважаючи на грубість введених початкових припущень, задовільно узгоджувалися з експериментальними даними. Згодом теорія Батлера була розвинута і уточнена [5 - 9], крім того, було запропоновано інші методи розрахунків перерізів реакції дейтронного зриву. На теперішній час наближення DWBA (наближення Борна спотворених хвиль) є найбільш популярною моделлю, що застосовується експериментаторами при опису реакцій передачі нуклона. Ця модель, як зазначалося у [10], поступово витісняється більш сучасними підходами, такими як

CDCC (метод дискретних зв'язаних каналів у континуумі) [11, 12], ADWA (адіабатичне наближення спотворених хвиль) [13], а також CRC (метод зв'язаних каналів реакцій) і CCBA (метод зв'язаних каналів у борнівському наближенні) [14, 15].

Окремим випадком є інклюзивна реакція дейтронного зриву, теорія для якої була вперше запропонована Сербером [16] для бездифузійних напівпрозорих ядер-мішеней. Надалі формалізм інклюзивної реакції (d, N) для проміжних енергій було розвинено в роботах Ахієзера і Ситенка [17 - 21] на основі дифракційної ядерної моделі, а його різноманітні аспекти у подальшому досліджувалися і покращувалися іншими авторами (див. [10, 22] і посилання там). Зауважимо, що загальні формули для перерізу та поляризації нуклонів [21] є дуже незручними для аналізу і безпосереднього чисельного розрахунку, тому для практичних цілей їх зазвичай модифікують, вводячи додаткові спрощені умови та обмеження. Матриця густини реакції [21] є п'ятикратним інтегралом лише формально, оскільки функції профілю (від яких вона залежить) у мікроскопічному підході визначаються також через багатократні інтеграли, отже у цілому ми маємо справу з досить складною обчислювальною задачею. Проте, зазначений інтеграл може бути цілком перетворений до загального аналітичного виразу, якщо підінтегральні функції розкласти в ряд по гауссоїдальному базису

$$\Psi(x) = \sum_{j=1}^N a_j |\psi_j\rangle = \sum_{j=1}^N a_j \exp(-b_j x^2).$$

Оскільки базис $|\psi_j\rangle$ є повним, то довільну квадратично інтегровану в деякій області функцію можна розкласти в цій же області з довільним

ступенем точності. Відзначимо, що подібний підхід достатньо широко використовується у варіаційному підході при описі зв'язаних станів [23 - 25], для параметризації зарядових густин основного стану ядер [26, 27], а також у задачах розсіяння [28], дейтронного зриву [29 - 31] і розвалу легких іонів [32].

2. Формалізм

Усі нижченаведені розрахунки виконувались у системі центра мас та із застосуванням системи одиниць $\hbar = c = 1$. Спін частинок та кулонова взаємодія не враховувалися.

Не обмежуючи загальності, розглянемо реакцію дейтронного зриву. Двічі диференціальний переріз реакції, одержаний у дифракційному наближенні [21, 22], має вигляд

$$d\sigma_1 = B(\vec{k}_1) \frac{d\vec{k}_1}{(2\pi)^3}, \quad (1)$$

$$B(\vec{k}_1) = \int d^{(2)}\vec{b}_2 (1 - |S_2|^2) \left| \int d^{(3)}\vec{r}_1 \exp(-i\vec{k}_1 \vec{r}_1) S_1 \varphi_0(\vec{r}) \right|^2. \quad (2)$$

Тут \vec{k}_1 – імпульс нейтрона (1-й кластер дейтрона), що звільнюється внаслідок реакції; \vec{b}_2 – параметр удару протона (2-й кластер); $S_j = 1 - \omega_j$ ($j = 1, 2$) – спектроскопічний фактор; ω_j – кластер-ядерні функції профілю; $\varphi_0(\vec{r})$ – хвильова функція дейтрона ($\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$).

Якщо під знаком інтеграла в (2) стоять гауссівські функції, то матрицю густини $B(\vec{k}_1)$ можна обчислити в явному вигляді [29 - 32]. Розкладемо функції $\omega_j(b_j)$ і $\varphi_0(\vec{r})$ у гауссоїдальному базисі

$$\omega_j(b_j) = \sum_{i=1}^N \alpha_{ij} \exp(-b_j^2 / \beta_{ij}), \quad (3)$$

$$\varphi_0(\vec{r}) = \sum_{j=1}^N c_j \exp(-d_j |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^2), \quad (4)$$

де $\beta_{ij} = R_{rms}^2 / j$, R_{rms} – середньоквадратичний радіус ядра-мішені.

Результат аналітичного інтегрування у (2) з функціями (3) і (4) наведено у Додатку А.

Щоб знайти кутовий розподіл нейтронів, що виникають у реакції дейтронного зриву, вираз (1) слід проінтегрувати за поздовжніми компонентами вектора \vec{k}_1 . Нехай $\vec{k}_1 = \{ \vec{k}_1, (\vec{k} / k) k_{1z} \}$, де \vec{k}_1

– поперечна компонента імпульсу нейтрона, \vec{k} – імпульс падаючого дейтрона. Значення κ_1 і k_{1z} зв'язані з енергією нейтрона T_1 та кутом його вильоту Θ_1 у лабораторній системі відліку співвідношеннями [22]

$$\kappa_1 = (k / 2 + k_{1z}) \tan \Theta_1, \quad (5)$$

$$k_{1z} = \sqrt{m/T} (T_1 - T / 2), \quad (6)$$

де m – маса нуклона; T_1 – початкова енергія дейтрона. Виражаючи $d\vec{k}_1$ у компонентах циліндричної системи координат, з урахуванням виразу (9) для перерізу реакції зриву одержимо [29 - 31]

$$\sigma(\Theta_1) = \frac{1}{(2\pi \cos \Theta_1)^3} \int_{-\infty}^{\infty} (k / 2 + k_{1z})^2 B(\kappa_1, k_{1z}) dk_{1z}. \quad (7)$$

Для перетворення перерізів (7) і кутів Θ_1 у відповідні величини в системі центра мас використовувались кінематичні співвідношення з [33].

3. Результати розрахунків та їх аналіз

Формалізм попереднього розділу було успішно застосовано для опису експериментальних перерізів реакцій дейтронного зриву з неполяризованими [29] та поляризованими [30, 31] дейтронами. Функції профілю $\omega_j(b_j)$, що розкладалися у ряд (3), було спочатку обчислено в ейнмановому наближенні (Додаток Б) з використанням табульованих розподілів густин ядермішеней із [26].

Описаний вище підхід загалом придатний також для розрахунку перерізів інклюзивних реакцій зриву та розвалу інших легких кластерних ядер (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$ тощо). «Інклюзивність» цих реакцій означає [34, 35], що один з фрагментів падаючої частинки видаляється з неї і бере участь у підпроцесі між ним і мішенню, який не спостерігається і може бути довільним – від непружного розсіяння до злиття з ядром (справді, вираз для матриці густини (2) містить всю інформацію про вхідний канал і лише частково про вихідний).

Щоб описати, наприклад, інклюзивний переріз реакції $A(B, b_1)A'$, де b_1 – один з кластерів ядра B , треба модифікувати вираз для фази (Б.5). Експериментальний (чи модельний) розподіл нуклонної густини падаючого ядра розкладається в ряд по гауссоїдальному базису (Б.4), при цьому вважаємо, що відстань між кластерами 1 і 2 дорівнює подвоєній відстані від центра мас (як і для дейтрона). Розподіли нуклонних густин

ядра-мішені А та кластерів b_1, b_2 візьемо з таблиць [26] і розкладемо в гауссоїдальному базисі, формула (Б.5) після цього набуває вигляду

$$\phi_n(s_n) = N_W \pi^2 \bar{\sigma}_{NN,n} \sum_{i=1}^K \sum_{j=1}^K \frac{\rho_{ni}(0) \rho_{Tj} a_{ni}^3 a_{Tj}^3}{a_{ni}^2 + a_{Tj}^2 + r_0^2} \times \exp \left[-\frac{s_n^2}{a_{ni}^2 + a_{Tj}^2 + r_0^2} \right], \quad (8)$$

де $n=1, 2$ – номер кластера; $\rho_{ni}(0)$, a_{ni} та ρ_{Tj} , a_{Tj} – коефіцієнти розкладу типу (Б.4) для кластерів ядра В та мішені відповідно.

Двічі диференціальний переріз (1) з урахуванням (5) і (6) матиме вигляд (у лабораторній системі відліку)

$$\sigma^{(2)}(\Theta_1, E_1) \equiv \frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 dE_1} = \sqrt{\frac{A_1 m_0}{2E_1}} \frac{(A_1 k / A_i + k_{1z})^2}{(2\pi)^3 \cos^3 \Theta_1} B(\kappa_1, k_{1z}), \quad (9)$$

де A_1 , E_1 і Θ_1 – масове число, енергія та кут вильоту 1-го кластера; A_i – масове число падаючого ядра; $B(\kappa_1, k_{1z})$ – величина (А.1). Диференціальний переріз реакції $A(B, b_1)A'$ є інтегралом

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1} = \int_0^{T-\varepsilon_{12}} \sigma^{(2)}(\Theta_1, E_1) dE_1, \quad (10)$$

де T – енергія падаючого ядра; ε_{12} – енергія зв'язку кластерів 1 і 2.

На рис. 1 представлено розрахований переріз реакції зриву $^{12}\text{C}(^3\text{He}, d)^{13}\text{N}$ при енергії ядер ^3He 81,4 МеВ (суцільна крива). При описі цього експерименту не вдалося одержати узгодження за умови варіювання лише одного підгінного параметра N_W , значення якого не може перевищувати одиницю. Тому величина N_W була зафіксована ($N_W = 1$), а сам переріз довелося нормувати зі сталою $N_\sigma = 0,08$. Для порівняння на цьому ж рисунку наведено переріз з роботи [36], обчислений за DWBA-методом (використано оптичний потенціал з 7 параметрами).

З рисунка можна бачити, що суцільна крива добре описує експеримент у діапазоні кутів вильоту дейтрона ($20^\circ \div 70^\circ$). В області кутів, менших за 20° , крива проходить нижче, оскільки тут переважний внесок у переріз дає кулонова взаємодія.

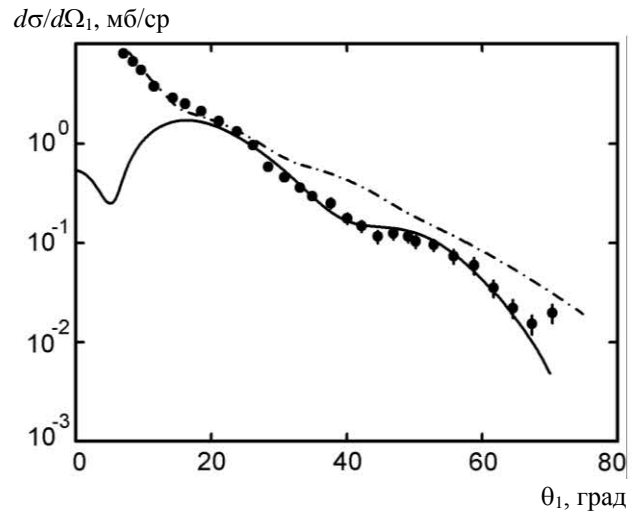


Рис. 1. Диференціальний переріз реакції $^{12}\text{C}(^3\text{He}, d)^{13}\text{N}$ при енергії ядер ^3He 81,4 МеВ. Пояснення типів кривих – у тексті. Експериментальні дані з [36].

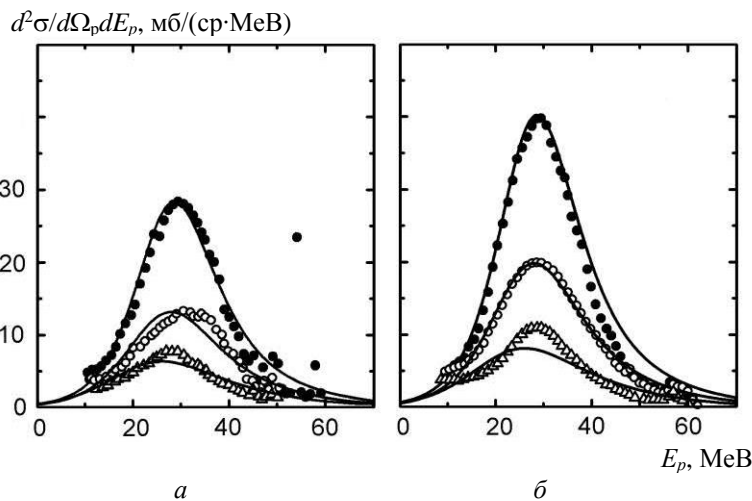


Рис. 2. Інклюзивні спектри протонів із реакції розвалу дейтронів з енергією 56 МеВ ядрами ^{12}C (а) та ^{27}Al (б). Куты вильоту протона: $9,5^\circ$ (●), $13,5^\circ$ (○), 20° (△). Експериментальні дані з [37, 38].

На рис. 2 наведено результати обчислень двічі диференціального перерізу (9) фрагментації дейтронів з енергіями 56 MeV ядрами ^{12}C та ^{27}Al . У розрахунках використано розподіли нуклонних густин та значення величин R_{rms} з [26], значення N_w становили для ^{12}C – 0,14 ($\theta = 9,5^\circ$); 0,11 ($13,5^\circ$); 0,14 (20°); для ^{27}Al – 0,13 ($\theta = 9,5^\circ$); 0,11 ($13,5^\circ$); 0,12 (20°). З рис. 2 можна бачити, що й у цьому випадку досягається непогане узгодження з експериментами, особливо для малих кутів вильоту протона.

4. Висновки

У рамках ейконального наближення та моделі подвійного фолдінгу узагальнено розвинутий у [29 - 31] підхід для опису спостережуваних величин у реакції дейтронного зриву. Показано, що формалізм, розвинутий у цих роботах для реакції (d, N), може бути застосований також до інклюзивних реакцій зриву та розвалу за участю легких кластерних ядер, що свідчить про єдиний механізм цих процесів. На нашу думку, викладений у даній роботі підхід може виявитися корисним також при аналізі відповідних реакцій за участю нейтроннадлишкових та екзотичних гіперядер, які останнім часом інтенсивно досліджуються.

Додаток А

У цьому додатку представлено результат аналітичного інтегрування в (2) з функціями (3) і (4). Матриця густини (2) має вигляд

$$B(\vec{k}_1) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N c_i c_j Y(\lambda, \kappa_1, k_{1z}), \quad (\text{A.1})$$

$$Y(\lambda, \kappa_1, k_{1z}) = t(\lambda, k_{1z}) (y^{(1)}(\lambda, \kappa_1) - y^{(2)}(\lambda, \kappa_1)), \quad (\text{A.2})$$

$$y^{(1)} = 4(y_{11} - 2y_{12} + y_{13}), \quad (\text{A.3})$$

$$y^{(2)} = y_{21} - 4y_{22} + y_{23}. \quad (\text{A.4})$$

Величини в правих частинах формул (A.3), (A.4) визначаються таким чином:

$$y_{11} = \exp\left(-\frac{\lambda \kappa_1^2}{2}\right) \sum_{i=1}^N \alpha_{2i} \beta_{2i}, \quad (\text{A.5})$$

$$y_{12} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{\alpha_{1i} \beta_{1i} \alpha_{2j} \beta_{2j}}{\lambda + \beta_{1i} + \beta_{2j}} \exp\left(-\frac{\lambda + 2\beta_{1i} + 2\beta_{2j}}{\lambda + \beta_{1i} + \beta_{2j}} \frac{\lambda \kappa_1^2}{4}\right), \quad (\text{A.6})$$

$$y_{13} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{\ell=1}^N \frac{\alpha_{1i} \beta_{1i} \alpha_{1j} \beta_{1j} \alpha_{2\ell} \beta_{2\ell}}{(\lambda + \beta_{1ij})(\lambda + \beta_{1ij} + 2\beta_{2j\ell})} \times \exp\left(-\frac{\beta_{1ij}}{\lambda + \beta_{1ij}} \frac{\lambda \kappa_1^2}{2}\right), \quad (\text{A.7})$$

$$y_{21} = \exp\left(-\frac{\lambda \kappa_1^2}{2}\right) \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \alpha_{2i} \beta_{2i} \beta_{2ij}, \quad (\text{A.8})$$

$$y_{22} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{\ell=1}^N \frac{\alpha_{1i} \beta_{1i} \alpha_{2j} \beta_{2j} \beta_{2j\ell}}{2\lambda + 2\beta_{1i} + \beta_{2j\ell}} \times$$

$$\exp\left(-\frac{\lambda + 2\beta_{1i} + \beta_{2j\ell}}{2\lambda + 2\beta_{1i} + \beta_{2j\ell}} \frac{\lambda \kappa_1^2}{2}\right), \quad (\text{A.9})$$

$$y_{23} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \sum_{\ell=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{\alpha_{1i} \beta_{1i} \alpha_{1j} \beta_{1j} \alpha_{2\ell} \beta_{2\ell} \beta_{2\ell n}}{(\lambda + \beta_{1ij})(\lambda + \beta_{1ij} + \beta_{2\ell n})} \times \exp\left(-\frac{\beta_{1ij}}{\lambda + \beta_{1ij}} \frac{\lambda \kappa_1^2}{2}\right). \quad (\text{A.10})$$

Величина $\lambda = 2/(d_i + d_j)$, функція $t(\lambda, k_{1z})$ в (A.2) має вигляд

$$t(\lambda, k_{1z}) = \pi^4 \lambda^3 \exp\left(-\frac{\lambda k_{1z}^2}{2}\right). \quad (\text{A.11})$$

Крім того,

$$\beta_{ij\ell} = 2\beta_{ij} \beta_{j\ell} / (\beta_{ij} + \beta_{j\ell}), \quad (i = 1, 2; j, \ell = \overline{1, N}). \quad (\text{A.12})$$

Додаток Б

Радіальні частини нуклон-ядерних функцій профілю розраховувались в ейкональному наближенні

$$\omega_i(b_i) = 1 - \exp(-\phi_i(b_i)), \quad i = 1, 2; \quad (\text{B.1})$$

де ϕ_i – фаза розсіяння

$$\phi_i(b_i) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} dz W\left(\sqrt{b_i^2 + z^2}\right). \quad (\text{B.2})$$

Тут v – швидкість налітаючого нуклона; $W(r)$ – уявна частина NN -потенціалу.

У рамках моделі подвійного фолдінгу ейкональна фаза може бути обчислена способом, описаним у [39]. Нехай розподіл ядерної густини нуклона $\rho_i(r)$ і амплітуда NN -взаємодії в пло-

щині параметра удару $f(b)$ визначаються гауссівськими функціями

$$\rho_i(r) = \rho_i(0) \exp(-r^2 / a_i^2),$$

$$f(b) = (\pi r_0^2)^{-1} \exp(-b^2 / r_0^2), \quad (\text{Б.3})$$

де $\rho_i(0) = (a_i \sqrt{\pi})^{-3}$, $a_i^2 = r_0^2 = 2r_{NN}^2 / 3$, а $r_{NN}^2 \cong 0,65 \text{ фм}^2$ – середньоквадратичний радіус NN -взаємодії. Якщо розподіл густини ядрамішені (табульований [26] або модельний) розкласти в ряд по гауссоїдальному базису

$$\rho_T(r) = \sum_{j=1}^N \rho_{Tj} \exp(-r^2 / a_{Tj}^2),$$

$$a_{Tj}^2 = R_{\text{rms}}^2 / j, \quad (\text{Б.4})$$

де R_{rms} – середньоквадратичний радіус ядрамішені, то формулу для ейкональної фази з [39] можна узагальнити [29]

$$\phi_i(b_i) = N_w \sqrt{\pi} \bar{\sigma}_{NN} \sum_{j=1}^N \frac{\rho_{Tj} a_{Tj}^3}{a_{Tj}^2 + 2r_0^2} \exp\left(-\frac{b_i^2}{a_{Tj}^2 + 2r_0^2}\right), \quad (\text{Б.5})$$

де N_w – нормувальний коефіцієнт для уявної частини потенціалу подвійного фолдінгу; $\bar{\sigma}_{NN}$ – ізотопічно усереднений переріз нуклон-нуклонної взаємодії [40].

Формула (Б.5) безпосередньо використовувалася у розрахунках функцій профілю (Б.1), які після цього розкладалися у гауссоїдальному базисі (3).

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. N.K. Glendenning. *Direct Nuclear Reactions* (Singapore, World Scientific, 2004) 396 p.
2. S.T. Butler. On Angular Distributions from (d,p) and (d,n) Nuclear Reactions. *Phys. Rev.* **80** (1950) 1095.
3. S.T. Butler. Angular Distributions from (d,p) and (d,n) Nuclear Reactions. *Proc. R. Soc. Lond. A* **208** (1951) 559.
4. S.T. Butler. Direct nuclear reactions. *Phys. Rev.* **106** (1957) 272.
5. F.L. Friedman, W. Tobocman. An Approximate Wave-Mechanical Description of Deuteron Stripping. *Phys. Rev.* **92** (1953) 93.
6. E. Gerjuoy. Theory of (d,p) and (d,n) Reactions. *Phys. Rev.* **91** (1953) 645.
7. N.C. Francis, K.M. Watson. The Theory of the Deuteron Stripping Reactions. *Phys. Rev.* **93** (1954) 313.
8. M. Tanifuji. Distorted-wave theory of deuteron stripping reactions. *Nucl. Phys.* **58** (1964) 81.
9. C.A. Pearson, J.M. Bang. Tanifuji-Butler Model for Deuteron Stripping Reactions. *Nature* **211** (1966) 577.
10. A.M. Mukhamedzhanov. Theory of deuteron stripping: From surface integrals to a generalized R-matrix approach. *Phys. Rev. C* **84** (2011) 044616.
11. M. Kamimura et al. Chapter I. Projectile Breakup Processes in Nuclear Reactions. *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **89** (1986) 1.
12. N. Austern et al. Continuum-discretized coupled-channels calculations for three-body models of deuteron-nucleus reactions. *Phys. Rep.* **154** (1987) 125.
13. R.C. Johnson, P.J.R. Soper. Contribution of Deuteron Breakup Channels to Deuteron Stripping and Elastic Scattering. *Phys. Rev. C* **1** (1970) 976.
14. I.J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Comp. Phys. Rep.* **7** (1988) 167.
15. G.R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions* (Oxford, Clarendon, 1983) 833 p.
16. R. Serber. The Production of High Energy Neutrons by Stripping. *Phys. Rev.* **72** (1947) 1008.
17. A.I. Akhiezer, A.G. Sitenko. Contribution to the theory of stripping at high energies. *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys.* **6** (1958) 799.
18. A.I. Akhiezer, A.G. Sitenko. Diffractive Scattering of Fast Deuterons by Nuclei. *Phys. Rev.* **106** (1957) 1236.
19. A.G. Sitenko. On the Theory of the Stripping Reaction. *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys.* **4** (1957) 492.
20. A.G. Sitenko. Interaction of deuterons with nuclei. *Sov. Phys. Usp.* **2** (1959) 195.
21. A.G. Sitenko. On the polarization of nucleons in high energy stripping reactions. *Nucl. Phys.* **9** (1958/59) 412.
22. A.G. Sitenko. *Theory of Nuclear Reactions* (Singapore, World Scientific, 1990) 636 p.
23. K. Varga, Y. Suzuki. Precise solution of few-body problems with the stochastic variational method on a correlated Gaussian basis. *Phys. Rev. C* **52** (1995) 2885.
24. V.I. Kukulkin, V.M. Krasnopol'sky. A stochastic variational method for few-body systems. *J. Phys. G* **3** (1977) 795.
25. B.E. Grinyuk, I.V. Simenog. Structural properties of the ^{10}Be and ^{10}C four-cluster nuclei. *Phys. At. Nucl.* **77** (2014) 415.
26. H. De Vries, C.W. De Jager, C. De Vries. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering. *At. Data Nucl. Data Tables* **36** (1987) 495.
27. I. Sick. Model-independent nuclear charge densities from elastic electron scattering. *Nucl. Phys. A* **218** (1974) 509.
28. O.D. Dalkarov, V.A. Karmanov. Scattering of low-energy antiprotons from nuclei. *Nucl. Phys. A* **445** (1985) 579.
29. V.I. Kovalchuk. Deuteron Stripping on Nuclei at Intermediate Energies. *Nucl. Phys. A* **937** (2015) 59.

30. V.I. Kovalchuk. Polarized-deuteron stripping reaction at intermediate energies. *Int. J. Mod. Phys. E* 25 (2016) 1650095.
31. V.I. Kovalchuk. Polarization of Nucleons in the Deuteron Stripping Reaction on Nuclei. *Rus. Phys. J.* 61 (2018) 1109.
32. V.I. Kovalchuk. Microscopic description of diffractive deuteron breakup by ^3He nuclei. *Phys. At. Nucl.* 79 (2016) 335.
33. A.M. Baldin, V.I. Goldanskij, I.L. Rozental. *Kinematik der Kernreaktionen* (Berlin, Akademie-Verlag, 1963) 260 p.
34. G.W. Barry. Inclusive reactions involving nuclei. *Nuovo Cim. A* 19 (1974) 606.
35. H. Utsunomiya. "Stripping" reaction in heavy ion projectile dissociation: Extended Serber model. *Phys. Rev. C* 32 (1985) 849.
36. K. Koyama. $^{12}\text{C}(\tau, d)^{13}\text{N}$ Reaction at 81.4 MeV. *J. Phys. Soc. Japan* 41 (1976) 1445.
37. N. Matsuoka et al. Deuteron break-up in the fields of nuclei at 56 MeV. *Nucl. Phys. A* 345 (1980) 1.
38. H. Sakamoto et al. Polarization transfer in the deuteron break-up reaction at 56 MeV. *Phys. Lett. B* 155 (1985) 227.
39. S.K. Charagi, S.K. Gupta. Coulomb-modified Glauber model description of heavy-ion reaction cross section. *Phys. Rev. C* 41 (1990) 1610.
40. P. Shukla. Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies. [arXiv: nucl-th/0112039](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0112039).

V. I. Kovalchuk*

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: sabkiev@gmail.com

INCLUSIVE REACTIONS OF STRIPPING AND FRAGMENTATION INVOLVING LIGHT CLUSTER NUCLEI AT INTERMEDIATE ENERGIES

In the framework of eiconal approximation and the double folding model, a formalism for calculating inclusive spectra of particles from stripping and fragmentation reactions involving light cluster nuclei is proposed. The cross-section of the $^{12}\text{C}(^3\text{He}, d)^{13}\text{N}$ reaction at an incident particle energy of 81.4 MeV and the proton spectra from the deuteron fragmentation reaction with 56 MeV energies by ^{12}C and ^{27}Al nuclei are described. The calculated values satisfactorily fit the corresponding experimental data.

Keywords: inclusive reaction, eiconal approximation, double folding model.

Надійшла/Received 12.01.2022