

В. І. Ковальчук*

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна**Відповідальний автор: sabkiev@gmail.com**ВЗАЄМОДІЯ ГІПЕРТРИТОНІВ З ЯДРАМИ ПРИ ВИСОКИХ ЕНЕРГІЯХ**

У рамках ейконального наближення та моделі подвійного фолдінгу обчислено повні перерізи взаємодії та кулонівського розвалу гіпертритонів при їхньому зіткненні із середніми та важкими ядрами при енергії снаряда 1,5 ГеВ/нуклон. Аналізуються можливості одержання інформації щодо енергії зв'язку гіпертритона, його структури та Λ -взаємодії.

Ключові слова: гіпертритон, ейкональне наближення, модель подвійного фолдінгу.

1. Вступ

Гіперядра – екзотичні ядерні системи, що складаються з нуклонів і гіперонів – нестабільних частинок, що містять один чи декілька дивних кварків. З моменту відкриття гіперядер у космічних променях пройшло більше 70 років, проте вони досі залишаються маловивченими, оскільки рідко зустрічаються в природі, а створення їх у лабораторії потребує особливих, екстремальних умов. Хоча при зіткненні важких іонів виникає велика кількість гіперядер, дотепер спостерігалися переважно гіпертритони і антигіпертритони. Гіпертритон складається з протона, нейтрона і лямбда-гіперона (Λ), що містить один дивний кварк.

Основним експериментом Великого адронного колайдера, що вивчає взаємодію ультрарелятивістських ядер, є колаборація ALICE [1]. Експериментаторам ALICE вдалося виконати найточніше вимірювання часу життя гіпертритона: воно відповідає середньосвітовому значенню і виявилось близьким до середнього часу життя вільного гіперона. Іншим важливим аспектом фізики зіткнень важких іонів є питання про виникнення легких ядер, зокрема роль коалесценції кварків кінцевого стану в адрони. Легкі гіперядра мають малі енергії зв'язку і через це повинні були б руйнуватися, але в експерименті, як не дивно, спостерігаються великі виходи легких ядер, що ставить під сумнів модель коалесценції [2–4].

Вивчення характеристик народження гіперядер у зіткненнях важких іонів дає змогу дослідити властивості гіперонів у ядерному середовищі, що важливо для розуміння структури та законів еволюції нейтронних зірок [5]. У сильновиродженій нейтронній матерії в центрі нейтронної зірки можливий процес інтенсивного народження гіпе-

ронів у реакціях, що протікають зі зміною дивності [6, 7]. Рівняння стану, яке визначає структуру нейтронної зірки [8], в основному керується сильною взаємодією, проте наявність гіперонів у середовищі зменшує нуклонну енергію Фермі, що в свою чергу обмежує максимальну масу нейтронної зірки. Цей висновок був поставлений під сумнів несподіваним спостереженням нейтронних зірок з масою, вдвічі більшою за масу Сонця [9] (гіперонна загадка – “hyperon puzzle”). Гіперон-нуклонна взаємодія є ключовою для розуміння ролі гіперонів у нейтронних зірках. Численні властивості гіперядер були отримані в експериментах і зіставлені з теоретичними передбаченнями [10]. Але жодна з цих властивостей не є більш важливою, ніж енергія зв'язку, оскільки її визначення дає змогу теоретично обґрунтувати гіперон-нуклонну взаємодію і передбачити інші властивості гіперядер, такі як енергія збудження, їхній розмір і час життя [11, 12]. Гіпертритон ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, найлегший з гіперядер, має значну невизначеність енергії зв'язку B_{Λ} : діапазон відомих значень B_{Λ} становить 72–420 кеВ [13, 14]; разом з тим, з аналізу наявних експериментальних даних випливає, що $B_{\Lambda} = 148 \pm 40$ кеВ [15]. Недавні вимірювання ALICE та STAR показують варіації B_{Λ} від ~ 130 до ~ 410 кеВ, що підкреслює необхідність виконання теоретичних розрахунків для уточнення взаємодій.

Дана робота присвячена дослідженню впливу енергії зв'язку гіпертритона на повні перерізи кулонівського розвалу σ_C та дифракційної взаємодії σ_t ядра ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ з мішенями ${}^{12}\text{C}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{118}\text{Sn}$ та ${}^{208}\text{Pb}$ при енергії падаючих частинок 1,5 ГеВ/нуклон. На сьогодні існує низка опублікованих робіт з аналогічною постановкою задачі (див., наприклад, [11, 16–19] і посилання там),

© Автор, 2025

Стаття опублікована ІЯД НАН України за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC 4.0

проте в цих статтях використовувалися наближені моделі та певні спрощення, що надає якісний характер одержаним результатам. У даній роботі використовуються більш точні розрахунки фаз розсіяння та функцій профілю в рамках дифракційної ядерної моделі: це дає змогу, на наш погляд, отримати більш реалістичні результати, порівняно з результатами зазначених вище робіт.

2. Повний переріз дифракційної взаємодії гіпертритонів з ядрами

Усі нижченаведені розрахунки виконувались із застосуванням системи одиниць $\hbar = c = 1$. Розглядаючи ядро ${}^3_\Lambda\text{H}$ як слабкозв'язану триклас-терну систему, позначимо кластери, що входять до її складу, таким чином: 1 – лямбда-гіперон,

$$\sigma^{(3)} = \frac{1}{\pi} \int d^{(2)}\vec{g} \Phi_{1(23)}(g) u_1(g) \int d^{(2)}\vec{s} \Phi_{23}(|\vec{s} + \vec{g}/2|) u_2(s) u_3(|\vec{s} + \vec{g}|). \quad (4)$$

Тут

$$u_j(q) = \int_0^\infty db b J_0(qb) \omega_j(b), \quad (j=1,2,3), \quad (5)$$

де ω_j – кластер-ядерні функції профіля, а $\Phi_{1(23)}$ та Φ_{23} – структурні формфактори

$$\Phi_{1(23)}(q) \equiv \Phi_{\Lambda d}(q) = \int d\vec{r} |\phi_{\Lambda d}(r)|^2 \exp(-i\vec{q}\vec{r}), \quad (6)$$

$$\Phi_{23}(q) \equiv \Phi_d(q) = \int d\vec{r} |\phi_d(r)|^2 \exp(-i\vec{q}\vec{r}), \quad (7)$$

де $\phi_{\Lambda d}$ – хвильова функція, що описує відносний рух Λ -гіперона і центра мас дейтрона, ϕ_d – дейтронна хвильова функція.

Отже, переріз (1) визначається функціями профілю ω_j і хвильовими функціями $\phi_{\Lambda d}$ і ϕ_d , тобто розподілами нуклонних густин ядра-мішені та гіпертритона. Як випливає з [20, 21], повний переріз σ_t майже не залежить від енергії снаряда у діапазоні значень $\sim 1-10$ ГеВ/нуклон, проте ця величина залежатиме від B_Λ – енергії зв'язку Λ -гіперона і дейтрона – частинок, що утворюють гіпертритон і чий відносний рух у складі гіпертритона описується хвильовою функцією $\phi_{\Lambda d}$. Таким чином, аналіз експериментальних значень повного перерізу дифракційної взаємодії з різними ядрами-мішенями в рамках певного теоретичного підходу дає можливість визначити шукану енергію зв'язку B_Λ . Саме тому побудова залежностей $\sigma_t(B_\Lambda)$ була однією із

2 – нейтрон, 3 – протон. Кластери 2 і 3 утворюють зв'язану підсистему гіпертритона – дейтрон. Повний переріз дифракційної взаємодії гіпертритона з ядрами має вигляд [19]

$$\sigma_t = \sigma^{(1)} + \sigma^{(2)} + \sigma^{(3)}, \quad (1)$$

де

$$\sigma^{(1)} = 4\pi [u_1(0) + u_2(0) + u_3(0)]; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \sigma^{(2)} = & -2 \left[\int d^{(2)}\vec{g} \Phi_{1(23)}(g) \Phi_{23}(g/2) u_1(g) u_2(g) + \right. \\ & \left. + \int d^{(2)}\vec{g} \Phi_{1(23)}(g) \Phi_{23}(g/2) u_1(g) u_3(g) + \right. \\ & \left. + \int d^{(2)}\vec{g} \Phi_{23}(g) u_2(g) u_3(g) \right]; \quad (3) \end{aligned}$$

задач, що розглядалися у роботах, присвячених взаємодії гіпертритонів з ядрами [11, 16–19].

3. Обчислення функцій профілю в ейкональному наближенні

При енергіях, за яких вивчається взаємодія гіперядер з ядрами [1, 13–15], природно розраховувати функції профілю ω_j в ейкональному наближенні [21, 22]. Це дає можливість зменшити до мінімуму кількість підгінних параметрів, або взагалі позбутися їх.

Введемо розподіли густин [22] для кластерів снаряда

$$\rho_j(b) = \rho_j(0) \exp(-b^2/a_j^2), \quad (8)$$

де b – параметр удару, а величини $\rho_j(0)$ і a_j визначаються як [23]

$$\rho_j(0) = (\sqrt{\pi} a_j)^{-3}, \quad a_j = R_N / \sqrt{\ln(2)}. \quad (9)$$

Величина $R_N \cong \sqrt{0,65}$ фм – середньоквадратичний радіус нуклона (вважаємо, що для кластерів гіпертритона їхні середньоквадратичні радіуси приблизно однакові і дорівнюють R_N).

У [22] було показано, що двопараметричну функцію профілю, яка одержується з реалістичного розподілу Фермі в розрахунках перерізів σ_i , можна замінити на гауссівську, узгодивши поведінку цих функцій поблизу поверхні ядра. Відповідний розподіл нуклонної густини матиме вигляд

$$\rho_T(b) = \rho_T(0) \exp(-b^2 / a_T^2), \quad (10)$$

де $\rho_T(0)$ і a_T – параметри, визначені в Таблиці II роботи [22] для ядер з $A = 6 \div 238$.

Представимо кластер-ядерні функції профілю у вигляді [24]

$$\omega_j(b) = 1 - \exp(-\chi_j(b) / 2), \quad (11)$$

де

$$\chi_j(b) = N_w \frac{\pi^2 \bar{\sigma}_{NN}^{(j)} \rho_j(0) \rho_T(0) a_j^3 a_T^3}{a_j^2 + a_T^2 + R_N^2} \times \exp\left(-\frac{b^2}{a_j^2 + a_T^2 + R_N^2}\right) \quad (12)$$

– ейкональна фаза. Тут N_w – параметр нормування уявної частини потенціалу подвійного фолдінгу, а $\bar{\sigma}_{NN}^{(j)}$ – усереднений за ізоспіном повний переріз нуклон-нуклонного розсіяння [21, 22]. У подальших розрахунках вважалося, що $N_w = 1$.

Функції профілю (11), які обчислюються у такий спосіб, не містять підгінних параметрів, оскільки у (12) використовуються одержані з аналізу експериментів табличні значення величин.

4. Хвильові функції і формфактори, що визначають структуру гіпертритона

Для опису відносного руху кластерів у системі Λd використаємо двопараметричну хвильову функцію Хюльгена

$$\phi_{\Lambda d}(\alpha, \beta, r) = \left[\frac{\alpha\beta(\alpha + \beta)}{2\pi(\beta - \alpha)^2} \right]^{1/2} \frac{\exp(-\alpha r) - \exp(-\beta r)}{r}, \quad (13)$$

де $\alpha = \sqrt{2\mu B_\Lambda}$, μ – зведена маса кластерів.

Функція (13) є вдалим вибором для опису слабкозв'язаних систем типу гало-ядер, оскільки вона має правильну асимптотичну поведінку на великих міжкластерних відстанях. Ця поведінка визначається параметром β , значення якого отримуємо з таких міркувань. У роботі [25] було побудовано ΛN -потенціал, на підставі якого для зв'язаної системи Λd із застосуванням стохастичного варіаційного методу, одержана хвильова функція $\psi_{\Lambda d}$. Функція $\psi_{\Lambda d}$ відтворює енергію зв'язку $B_\Lambda^w = 180$ кеВ і вже успішно використовувалася іншими авторами [26] в задачі обчислення виходу гіпертритонів у зіткненнях важких релятивістських іонів. Вважаючи $\psi_{\Lambda d}$ еталонною, зафіксуємо в (13) параметр $\alpha = \sqrt{2\mu B_\Lambda^w}$ і

визначимо значення β , мінімізувавши χ^2 -відхилення

$$\chi^2(\beta) = N^{-1} \sum_{j=1}^N (\psi_{\Lambda d}(r_j) - \phi_{\Lambda d}(\alpha, \beta, r_j))^2. \quad (14)$$

На рис. 1 представлено розподіл густини ядерної речовини в системі Λd , побудований для $B_\Lambda = 180$ кеВ з використанням функції (13) та β , одержаного з (14) (штрих-пунктирна крива). Пунктирна крива – розподіл з роботи [11], отриманий розв'язанням рівняння Шредінгера для зв'язаного стану Λd з модельним потенціалом Вудса - Саксона, глибина якого відповідала енергії зв'язку $B_\Lambda = 200$ кеВ. Суцільна крива відповідає еталонній функції $\psi_{\Lambda d}$ [25]. На рис. 1 видно, що штрих-пунктирна крива має менше відхилення від суцільної кривої, порівняно з пунктирною. Про це ж свідчать й одержані з (14) значення χ^2 -відхилення: $2,728 \cdot 10^{-5}$ та $8,508 \cdot 10^{-5}$ фм⁻³ відповідно.

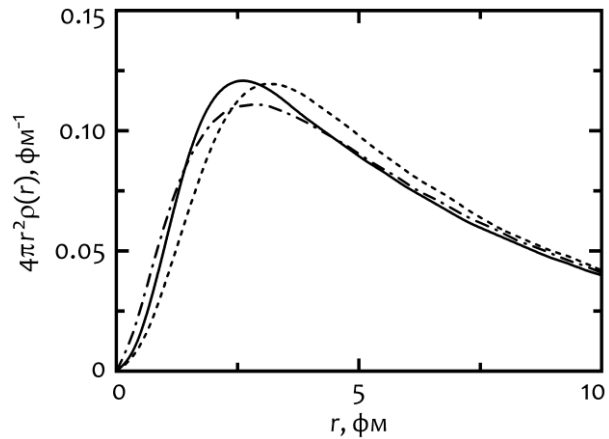


Рис. 1. Розподіли радіальної густини ймовірності ядерної матерії у зв'язаній системі Λd як функція r – відстані Λ -гіперона від центра мас дейтрона: штрих-пунктирна крива побудована з використанням хвильової функції (13), суцільну та пунктирну криву взято з робіт [25] та [11] відповідно.

Щоб дослідити залежність повних перерізів дифракційної взаємодії від енергії зв'язку B_Λ , вважатимемо знайдене значення параметра $\beta = 0,984$ фм⁻¹ сталим, у той час як α визначатиметься B_Λ . Формфактор, що відповідає хвильовій функції (13), має вигляд

$$\Phi_{\Lambda d}(g) = \frac{\beta(\beta + \alpha)}{(\beta - \alpha)^2 \xi} \times \operatorname{atan} \left\{ \frac{(\beta - \alpha)^2 (\beta + \alpha) \xi}{\beta(\beta + \alpha)^2 + \alpha(3\alpha^2 + 2\alpha\beta + 3\beta^2) \xi^2 + 4\alpha^3 \xi^4} \right\}, \quad (15)$$

де $\xi = g / (2\alpha)$.

У таблиці наведено значення V_Λ і параметра α , використані в розрахунках перерізів (1). У третьому рядку таблиці також представлено значення середньоквадратичної відстані між кластерами гіпертритона

$$R_{\Lambda d} = \sqrt{\langle r_{\Lambda d}^2 \rangle}, \quad \langle r_{\Lambda d}^2 \rangle = \int d\vec{r} r^2 |\phi_{\Lambda d}(r)|^2. \quad (16)$$

Значення енергії зв'язку V_Λ , параметра α та середньоквадратичної відстані $R_{\Lambda d}$

V_Λ , кеВ	100	180	250	350	450
α , фМ ⁻¹	0,060	0,080	0,095	0,112	0,127
$R_{\Lambda d}$, фМ	12,920	9,927	8,601	7,452	6,711

Значимо, що для хвильової функції (13) з $V_\Lambda = 180$ кеВ середньоквадратична відстань $R_{\Lambda d} = 9,927$ фМ, що майже збігається з аналогічною величиною (~ 10 фМ) для функції, одержаною варіаційним методом у роботі [25].

Не обмежуючи загальності, за хвильову функцію дейтрона, що входить до системи Λd , виберемо гауссівську залежність

$$\phi_d(r) = \left(\frac{2\lambda}{\pi}\right)^{3/4} \exp(-\lambda r^2) \quad (17)$$

з $\lambda = 0,048$ фМ⁻² [23] та відповідним формфактором

$$\Phi_d(g) = \exp\left(-\frac{g^2}{8\lambda}\right). \quad (18)$$

5. Дифракційний розвал гіпертритона на Λ -гіперон і дейтрон у кулонівському полі ядра-мішені

Інтегральний переріз кулонівського розвалу в полі ядра-мішені падаючого слабкозв'язаного двокластерного ядра (Λd), один з кластерів якого нейтральний, а другий заряджений, у дифракційному наближенні визначатиметься формулою [17, 18, 27, 28]

$$\sigma_C = 8\pi n^2 R_d^2 \int_{q_{\min}}^{\infty} \frac{dq}{q} F(q), \quad (19)$$

$$F(q) = \left[1 - \Phi_{\Lambda d}^2(\gamma q)\right] \left| \int_1^{\infty} d\xi J_1(qR_d \xi) \xi^{2in} \right|^2, \quad (20)$$

де $n = \alpha_f Z / v$ – параметр Зоммерфельда (α_f – стала тонкої структури, Z – заряд ядра-мішені, v – відносна швидкість снаряда), R_d – радіус зарядженого кластера (дейтрона), $\gamma = m_\Lambda / (m_\Lambda + m_d)$, $m_\Lambda(m_d)$ – маса Λ -гіперона (дейтрона). Нижня

границя інтегрування в (19)

$$q_{\min} = V_\Lambda v^{-1} \sqrt{1-v^2} \max(1, 4n), \quad (21)$$

де v – швидкість снаряда, а q_{\min} вимірюється у фМ⁻¹.

Виконуючи у (19) інтегрування по частинах, для релятивістського випадку $q_{\min} \ll 1$ та великих розмірів падаючого ядра $R_{\Lambda d} \gg R_d$ одержимо [17, 27]

$$\sigma_C = \frac{8\pi}{3} n^2 \gamma^2 R_{\Lambda d}^2 \ln \frac{1}{q_{\min} \gamma R_{\Lambda d}}. \quad (22)$$

Значимо, що для кінетичної енергії гіпертритона 4,5 ГеВ згідно з (21), мінімальне значення $q_{\min} = 2,112 \cdot 10^{-4}$ фМ⁻¹ (мішень ¹²C, $V_\Lambda = 100$ кеВ), а максимальне $q_{\min} = 2,465 \cdot 10^{-3}$ фМ⁻¹ (мішень ²⁰⁸Pb, $V_\Lambda = 450$ кеВ), тобто умови $q_{\min} \ll 1$, коли формула (22) є справедливою, виконуються. З іншого боку, умова $R_{\Lambda d} \gg R_d$ є доволі грубим наближенням у деяких випадках, як впливає з порівняння відомого значення $R_d \sim 2$ фМ зі значеннями $R_{\Lambda d}$, наведеними у таблиці для енергії зв'язку гіпертритона 350 і 450 кеВ.

6. Результати розрахунків та їх аналіз

Викладений вище формалізм було застосовано для обчислення інтегральних перерізів ядерної дифракції (1) та кулонівського розвалу (22). Розрахунки ейкональних фаз (12) не містять підгінних параметрів і залежать тільки від значень експериментальних перерізів NN- і ΛN -розсіяння, що становили $\sigma_{nn} = \sigma_{pp} = 46,6$ мб, $\sigma_{np} = 40,8$ мб [20] та $\sigma_{\Lambda N} = 35$ мб відповідно [29]. Результати обчислень представлено на рис. 2.

На рис. 2 видно, що перерізи кулонівського розвалу σ_C для мішеней ¹²C, ³²S і ⁵⁸Ni значно менші за перерізи взаємодії σ_t : наприклад, для $V_\Lambda = 100$ кеВ $\sigma_C \sim 0,1$ –1 б, а $\sigma_t \sim 1$ –2 б для легких мішеней, що узгоджується з порядками величин в [11]. Проте значення σ_C швидко зростають зі збільшенням заряду мішені і для ¹¹⁸Sn та ²⁰⁸Pb вже стають порівняними за порядком величини з перерізами взаємодії, що також узгоджується з результатами роботи [11], де σ_C для подібних мішеней швидко зростає зі збільшенням Z . З цього рисунку також впливає, що переріз кулонівського розвалу є більш чутливим до енергії зв'язку гіпертритона V_Λ , ніж переріз взаємодії σ_t , особливо в області малих значень V_Λ .

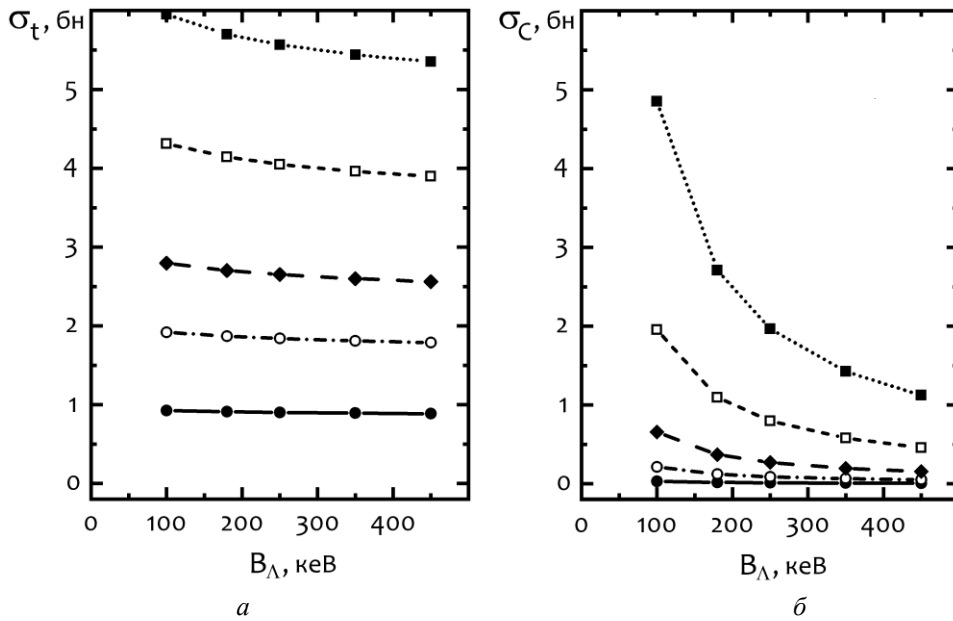


Рис. 2. Інтегральні перерізи дифракційної взаємодії (а) та кулонівського розвалу (б) гіпертритонів при зіткненні їх з ядрами ^{12}C (●), ^{32}S (○), ^{58}Ni (◆), ^{118}Sn (□) і ^{208}Pb (■) як функція енергії зв'язку гіпертритона V_Λ . Енергія падаючих частинок 1,5 ГеВ/нуклон.

Таким чином, визначення з експерименту енергії зв'язку V_Λ з достатньою точністю (особливо, якщо V_Λ виявляється малим) можливе з вимірювань перерізів σ_C .

Обидва перерізи, σ_t і σ_C , як впливає з формалізму розділів 4 і 5, залежать безпосередньо від хвильової функції зв'язаної системи Λd . Отже аналіз експериментальних значень цих перерізів дасть можливість разом із V_Λ отримувати також і наближений розподіл радіальної густини ймовірності ядерної матерії в гіпертритоні.

7. Висновки

У роботі розглянуто можливість використання різних ядер-мішеней для експериментального визначення енергії зв'язку гіпертритона V_Λ та його структури.

Розвинено підхід, що дає змогу підвищити точність обчислень повних перерізів дифракційної взаємодії σ_t падаючих ядер $^3_\Lambda\text{H}$ з ядрами. Підхід засновано на ейкональному наближенні, в якому в рамках моделі подвійного фолдінгу природним чином враховуються розподіли нуклонних густин ядер, що взаємодіють. При цьому використовується єдиний підгінний параметр – параметр нормування уявної частини потенціалу

подвійного фолдінгу N_w . Як приклад, для $N_w = 1$ при енергії снаряда 1,5 ГеВ/нуклон у роботі наведено результати обчислення перерізів σ_t для ряду ядер-мішеней залежно від енергії зв'язку падаючого гіпертритона. Якщо значення σ_t відомі з експерименту, це дає можливість у рамках даного підходу знайти N_w для кожної мішені та визначити V_Λ .

У розрахунках фаз розсіяння та відповідних функцій профілю як приклад використано прості двопараметричні гауссівські залежності (10), (17), проте тут можливе застосування також більш складних, реалістичних розподілів нуклонних густин снаряда та мішені, одержаних з експерименту [30].

Показано, що перерізи кулонівського розвалу гіпертритона σ_C є більш чутливими до енергії його зв'язку V_Λ та заряду мішеней, порівняно з величинами σ_t . Отже, аналіз експериментальних перерізів σ_C може бути додатковим важливим інструментом знаходження шуканих значень V_Λ .

Розвинений у даній роботі формалізм має достатньо загальний характер і може бути застосований для аналізу взаємодії інших гіперядер з ядрами у дифракційному наближенні.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. J. Adam et al. (ALICE Collaboration). $^3_\Lambda\text{H}$ and $^3_\Lambda\bar{\text{H}}$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett. B* 754 (2016) 360.
2. Z. Zhang, C.M. Ko. Hypertriton production in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett. B* 780 (2018) 191.
3. H.H. Gutbrod et al. Final-state interactions in the production of hydrogen and helium isotopes by relativistic heavy ions on uranium. *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 667.

4. K.-J. Sun, L.-W. Chen. Antimatter hypernucleus production and the puzzle in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C* 93 (2016) 064909.
5. J.M. Lattimer, M. Prakash. The physics of neutron stars. *Science* 304 (2004) 536.
6. A. Gal, E.V. Hungerford, D.J. Millener. Strangeness in nuclear physics. *Rev. Mod. Phys.* 88 (2016) 035004.
7. L. Tolos, L. Fabbietti. Strangeness in nuclei and neutron stars. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 112 (2020) 103770.
8. J.M. Lattimer. Neutron stars and the nuclear matter equation of state. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 71 (2021) 433.
9. P.B. Demorest et al. A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay. *Nature* 467 (2010) 1081.
10. A. Feliciello, T. Nagaе. Experimental review of hypernuclear physics: recent achievements and future perspectives. *Rep. Prog. Phys.* 78 (2015) 096301.
11. C.A. Bertulani. Probing the size and binding energy of the hypertriton in heavy ion collisions. *Phys. Lett. B* 837 (2023) 137639.
12. D. Gazda, A. Pérez-Obiol, E. Friedman, and A. Gal. Hypertriton lifetime. *Phys. Rev. C* 109 (2024) 024001.
13. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration). Measurement of the lifetime and Λ separation energy of $^3_\Lambda\text{H}$. *Phys. Rev. Lett.* 131 (2023) 102302.
14. J. Adam et al. (The STAR Collaboration). Measurement of the mass difference and the binding energy of the hypertriton and antihypertriton. *Nat. Phys.* 16 (2020) 409.
15. P. Eckert et al. (A1 Collaboration). Commissioning of the hypertriton binding energy measurement at MAMI. *EPJ Web Conf.* 271 (2022) 01006.
16. M.V. Evlanov, A.M. Sokolov, V.K. Tartakovsky. Integral cross sections of the hypertriton interaction with nuclei at high energies. *JINR Rapid Commun.* 4(78) (1996) 33.
17. M.V. Evlanov et al. Interaction of hypertritons with nuclei at high energies. *Nucl. Phys. A* 632 (1998) 624.
18. М.В. Евланов, А.М. Соколов, В.К. Тартаковский. Изучение взаимодействия легких гиперядер с ядрами при высоких энергиях. *Ядерна фізика та енергетика* 3(5) (2001) 7. / M.V. Evlanov, A.M. Sokolov, V.K. Tartakovsky. Study of light hypernuclei interaction with nuclei at high energies. *Nucl. Phys. At. Energy* 3(5) (2001) 7. (Rus)
19. M.V. Evlanov, A.M. Sokolov, V.K. Tartakovsky. Diffraction scattering of $^3_\Lambda\text{H}$ and $^6_\Lambda\text{He}$ hypernuclei on nuclei with allowance for edge diffuseness, the structure of hypernuclei, and multiple-scattering effects. *Phys. At. Nucl.* 64 (2001) 1812.
20. P.A. Zyla et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020 (2020) 083C01.
21. P. Shukla. Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies. *arXiv: nucl-th/0112039*.
22. S.K. Charagi, S.K. Gupta. Coulomb-modified Glauber model description of heavy-ion reaction cross section. *Phys. Rev. C* 41 (1990) 1610.
23. V.I. Kovalchuk. Inclusive reaction of deuteron fragmentation upon its collision with a target deuteron. *Nucl. Phys. At. Energy* 25 (2024) 13.
24. V.I. Kovalchuk. Deuteron stripping on nuclei at intermediate energies. *Nucl. Phys. A* 937 (2015) 59.
25. H. Nemura et al. Study of light Λ - and $\Lambda\Lambda$ -hypernuclei with the stochastic variational method and effective ΛN potentials. *Prog. Theor. Phys.* 103 (2000) 929.
26. Z. Zhang, C.M. Ko. Hypertriton production in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett. B* 780 (2018) 191.
27. М.В. Евланов и др. О взаимодействии высокоэнергетических пучков гиперядер $^6_\Lambda\text{He}$ с атомными ядрами. *Письма в ЭЧАЯ* 2(105) (2001) 5. / M.V. Evlanov et al. About the interaction of high-energy $^6_\Lambda\text{He}$ hypernuclear beams with atomic nuclei. *Particles and Nuclei Lett.* 2(105) (2001) 5. (Rus)
28. M.V. Evlanov, A.M. Sokolov, V.K. Tartakovsky. Interaction of hypertritons with nuclei at intermediate and high energies. *Phys. At. Nucl.* 60 (1997) 373.
29. D. Bassano et al. Lambda-proton interactions at high energies. *Phys. Rev.* 160 (1967) 1239.
30. 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.

V. I. Kovalchuk*

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: sabkiev@gmail.com

INTERACTION OF HYPERTRITONS WITH NUCLEI AT HIGH ENERGIES

In the framework of the eikonal approximation and the double folding model, the total cross sections of the Coulomb disintegration and diffraction interactions of hypertritons with medium and heavy nuclei at a projectile energy of 1.5 GeV per nucleon are calculated. The possibilities of obtaining information on the hypertriton's binding energy, structure, and Λd -interaction are analyzed.

Keywords: hypertriton, eiconal approximation, double folding model.

Надійшла / Received 25.08.2025