

РОЗРАХУНОК ПЕРЕРІЗУ ЗБІГУ ПРОЦЕСУ ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$
З ВИКОРИСТАННЯМ ДИФРАКЦІЙНОЇ ЯДЕРНОЇ МОДЕЛІ

В. К. Тартаковський^{1,2,3}, О. В. Фурсасв³, Г. Д. Войцеховська³

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ

³ Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Обчислено переріз процесу ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ з урахуванням взаємодії в кінцевому стані з використанням дифракційної ядерної моделі. Одержано задовільне узгодження з експериментом на збіг без використання будь-яких підгінних параметрів. Досліджено вплив ядерної структури та взаємодії, а також варіацій кінематики на поведження перерізу процесу.

Вступ

Опубліковані в 1964 р. результати унікального експерименту [1] на збіг, в якому відбувалося 2-частинкове електророзщеплення геліона ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ із реєстрацією розсіяного електрона та звільненого протона, незважаючи на помітні погрішності й теперішнім часом залишаються незамінним тестом теоретичних моделей механізму процесу, структури малонуклонних систем та NN -взаємодії. Найбільші труднощі при обчисленні диференціального перерізу (ДП) розвалювання ядра ${}^3\text{He}$ ультрарелятивістськими електронами виникають у процесі побудови й використання 3-нуклонної хвильової функції кінцевого стану з неперервного спектра, що відповідає відносному руху звільнених і взаємодіючих конститuent геліона – протона й дейтрона. Тим часом, як хвильова функція зв'язаного початкового стану трьох нуклонів ніяк не корелює, очевидно, з кінематикою експерименту, при побудові хвильової функції незв'язаного кінцевого стану навпаки доводиться виходити з конкретної кінематики. Кінематика експерименту [1] враховувалася в кількох роботах [2] та найбільш послідовним розрахунком ДП процесу ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ був, певно, розрахунок [3] із чисельним розв'язуванням рівнянь Фаддєєва для 2-нуклонних сепарабельних потенціалів. При певних невизначеностях експерименту [1] (див. також [4]) практично у всіх, серед них і в [3], роботах, де теоретично розглядався ДП розвалювання геліона в експерименті [1], розрахований ДП у максимумі виявлявся на 20 - 30 % меншим за вимірний. Лише деякі наближені обчислення ДП з використанням модельних хвильових функцій (наприклад, функції Ірвінга – Ганна в початковому стані й плоскої хвилі, що відповідала відносному руху протона й дейтрона, у кінцевому [2]) виявилися спроможними відтворити максимальне значення ДП.

Через те що енергія відносного руху звільнених протона й дейтрона в значній області кутів вильоту протона \mathcal{P}_p в околі максимуму вимірюваного ДП у [1] була порядку декількох десятків МеВ, у нашій роботі ядерна хвильова функція кінцевого стану реакції ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ будувалася в дифракційному підході. Урахування взаємодії продуктів реакції в дифракційному наближенні навіть без використання вільних підгінних параметрів приведе до задовільного опису експерименту [1] в області максимуму ДП, причому узгодження з вимірним ДП виявиться не гіршим, а в певних деталях кращим, ніж у роботі [3] і у деяких інших роботах (див. [2]). Застосування запропонованого підходу дозволить проводити розрахунки на мікроскопічному рівні й для складніших реакцій з участю більшої кількості нуклонів, коли ефективно використання методу гармонічних поліномів, інтерполяційної моделі та рівнянь Фаддєєва стає практично неможливим.

© В. К. Тартаковський, О. В. Фурсасв, Г. Д. Войцеховська, 2005

Формалізм. Хвильові функції 3-нуклонної системи

Ми використали загальний вираз [2, 5] для ДП процесу ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ у випадку ультрарелятивістського руху електронів та нерелятивістського руху ядерних частинок, усередненого за початковими поляризаціями падаючого електрона та ядра-мішені й просумованого за кінцевими поляризаціями всіх частинок. Тому нижче наводимо в явному вигляді лише просторові модельні ядерні хвильові функції, що використовувалися в розрахунках. Внутрішні нормовані хвильові функції геліона й дейтрона було вибрано гауссіанами

$$\Psi^s = A \exp\left\{-\alpha^2\left(\rho_1^2 + \frac{3}{4}r^2\right)\right\}, \quad A = 3^{3/4} \alpha^3 / \pi^{3/2}, \quad (1)$$

$$\varphi_0 = N \exp\{-\lambda^2 r^2\}, \quad N = 2^{3/4} \lambda^{3/2} / \pi^{3/2}, \quad (2)$$

де $\vec{\rho}_1$ та \vec{r} – координати Якобі, причому $\vec{\rho}_1$ є радіус-вектор, що з'єднує протон, який буде звільнено, з центром мас дейтрона, а \vec{r} є радіус-вектор, який з'єднує нуклони в дейтроні. Усі позначення тут і далі такі ж самі, як і в [2, 5]. Структурні параметри α і λ визначено за допомогою варіаційного принципу та з даних, одержаних при дослідженні пружного розсіяння електронів [2]

$$\alpha = 0,370 \text{ Фм}^{-1}, \quad \lambda = 0,267 \text{ Фм}^{-1}. \quad (3)$$

Як хвильову функцію незв'язаного стану 3-нуклонної системи, що відповідає відносному руху протона й дейтрона, використали функцію, яка впливає з принципу Гюйгенса у дифракційному підході [2, 5]

$$\Psi_{\vec{p}}(\vec{\rho}_1) = e^{i\vec{p}\vec{\rho}_1} + \frac{p}{2\pi i} \int d\vec{r} \varphi_0^2(r) \int d\vec{\rho}'_1 \frac{\exp(-ip|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1|)}{|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1|} \omega_{pd}^*, \quad (4)$$

$$\omega_{pd} = \omega_{pp} \left(\left| \vec{\rho}'_1 - \frac{1}{2} \vec{r}_1 \right| \right) + \omega_{pn} \left(\left| \vec{\rho}'_1 + \frac{1}{2} \vec{r}_1 \right| \right) - \omega_{pp} \left(\left| \vec{\rho}'_1 - \frac{1}{2} \vec{r}_1 \right| \right) \omega_{pn} \left(\left| \vec{\rho}'_1 + \frac{1}{2} \vec{r}_1 \right| \right), \quad (5)$$

де $\hbar = c = 1$, нуклон-нуклонна функція профілю $\omega_{NN'}$ моделює NN' -взаємодію ($N, N' = p, n$) в дифракційному наближенні; $\vec{\rho}_\perp$ та \vec{r}_\perp – нормальні до відносного імпульсу протона й дейтрона \vec{p} складові векторів $\vec{\rho}_1$ та \vec{r} . При великих ρ_1 хвильова функція (4) стає суперпозицією плоскої та сферичної збіжної хвилі. Двовимірне інтегрування за $\vec{\rho}_\perp$ відбувається в площині, що нормальна до імпульсу \vec{p} . Розрахунок проводився з функціями профілю – гауссіанами [5]

$$\omega_{NN'}(\rho) = \frac{\sigma_{NN'}}{8\pi} \left[\frac{1}{b_{NN'}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4b_{NN'}}\right) - i \frac{\gamma_{NN'}}{a_{NN'}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a_{NN'}}\right) \right], \quad (6)$$

чисельні значення параметрів взаємодії яких було знайдено в роботах [6 – 8], де їх було визначено з даних дослідження NN' -розсіяння.

Результати розрахунків та порівняння з експериментом

Розрахунок ДП $\sigma \equiv d^5\sigma/dk_f d\Omega d\Omega_p$ реакції ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ як функції кута \mathcal{G}_p вильоту протона проведено з кінематичними даними експерименту [1], в якому фіксувалися початко-

ва та кінцева енергії електрона $k_i = 550$ MeV та $k_f = 443$ MeV і кут розсіяння електрона $\vartheta = 51,7^\circ$. Закони зберігання при цьому фіксують значення $p = 1,463$ Фм⁻¹ і визначають енергію протона в лабораторній системі $E_p = 9p^2/8M$, яка приймає значення порядку 100 MeV. Результати розрахунків та експериментальні дані наведено на рис. 1, 2 і 3.

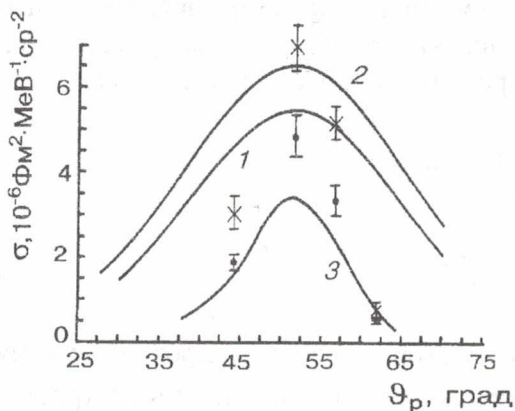


Рис. 1. Переріз збігу процесу ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ із реєстрацією розсіяного електрона та звільненого протона. Експериментальні дані: \times — [1], \bullet — [4].

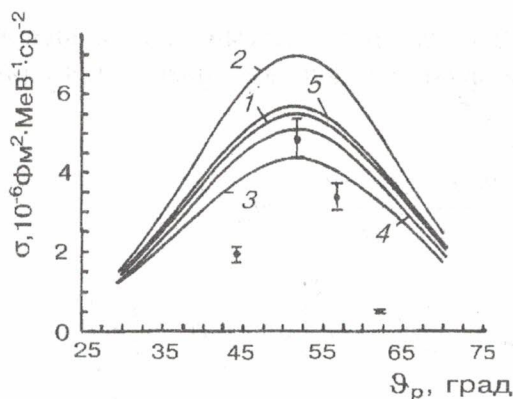


Рис. 2. Те саме, що і на рис. 1. Експериментальні дані з [4].

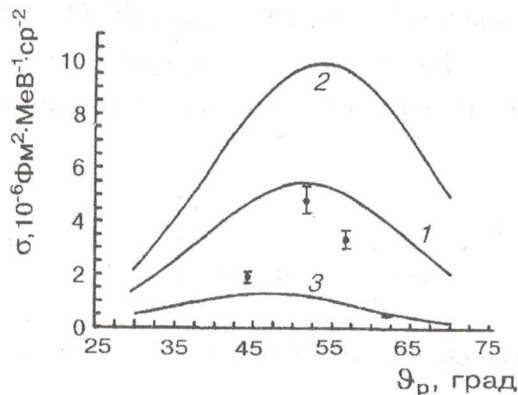


Рис. 3. Те саме, що і на рис. 2.

На рис. 1 представлено як первісні результати [1] вимірювання ДП σ , так і результати більш ретельного аналізу [4] первісних даних. Криві 1 і 2 на рис. 1 показують обчислені залежності ДП σ від кута ϑ_p відповідно з урахуванням взаємодії між звільненим протоном і дейтроном та в плоскохвильовому наближенні, коли функція (4) замінюється експонентою $\exp(i\vec{p}\vec{\rho}_1)$. Видно, що розрахована зі значеннями (3) параметрів α і λ крива 1 краще узгоджується з експериментом. Для порівняння крива 3 показує результати розрахунку [3] з використанням рівнянь Фаддєєва з модельними NV -потенціалами. Урахування станів проміжної симетрії у хвильовій функції ядра ${}^3\text{He}$, як показано в [3], повинно зменшувати ДП в околі його максимуму приблизно на 10%. У цьому разі узгодження з експериментом наших розрахованих залежностей істотно не зміниться через певні невизначеності експериментальних даних, проте погіршиться узгодження з дослідними даними кутових залежностей ДП, обчисленими в роботі [3]. Слід зазначити, що виконання точніших вимірювань ДП σ стимулювало б розрахунки з реалістичнішими 3-нуклонними та дейтронними хвильовими функціями.

Вплив варіювання структурних параметрів α і λ на залежності ДП σ від кута ϑ_p показано на рис. 2. Усі криві на рис. 2 розраховано з хвильовою функцією (4), тобто з урахуванням взаємодії протона й дейтрона після електродеінтеграції геліона. Крива 1 збігається з кривою 1 на рис. 1. Кривим 2 і 3 відповідають значення (3) дейтронного параметра λ та, відповідно, значення $\alpha = 0,33$ Фм⁻¹ і $\alpha = 0,41$ Фм⁻¹, що на 10% відхиляються від оптимального значення (3). Видно, що кутові залежності ДП σ помітно реагують на зміну структури ядра ${}^3\text{He}$ — при практично тотожній формі кривих істотно змінюється величина ДП в області максимуму.

Варіювання в тому ж діапазоні ($\pm 10\%$) параметра λ при фіксованому значенні (3) параметра α значно слабкіше відбивається на величині ДП σ , що можна побачити з

кривих 4 ($\lambda = 0,240 \text{ Фм}^{-1}$) та 5 ($\lambda = 0,294 \text{ Фм}^{-1}$). Форма кутових залежностей при цьому не змінюється зовсім. Таким чином, із збільшенням параметра α у межах 20 % від $\lambda = 0,240 \text{ Фм}^{-1}$ до $\alpha = 0,41 \text{ Фм}^{-1}$ (зменшенням розмірів ядра ${}^3\text{He}$) ДП σ зменшується в околі максимуму приблизно на 40 %, а із збільшенням дейтронного параметра λ на ті ж самі 20 % (від $\lambda = 0,240 \text{ Фм}^{-1}$ до $\lambda = 0,294 \text{ Фм}^{-1}$) ДП, навпаки, збільшується, але менше ніж на 10 %. Чутливість ДП в області максимуму до значення структурного параметра α у разі точніших вимірювань і розрахунків може бути використана для уточнення його величини. У нашому випадку найкраще узгодження з експериментом [1] досягається при $\alpha = 0,39 \text{ Фм}^{-1}$, що, у свою чергу, узгоджується з даними роботи [9], де досліджувалися електромагнітні формфактори 3-нуклонних ядер.

Опріч ядерної структури на ДП σ як функцію кута ϑ_p впливають порівняно невеликі варіації (збільшення або зменшення кута розсіяння ϑ електрона та його кінцевого хвильового числа k_f на величину $\leq 1\%$) кінематики процесу ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$. Навіть незначні похибки величини ϑ та k_f при вимірюванні ДП істотно змінюють величину σ . Підтвердженням цього висновку може служити рис. 3, де крива 1 та сама, що і криві 1 на рис. 1 та 2 ($\vartheta = 51,7^\circ$), а параметри кривих 2 і 3 відрізняються від параметрів кривої 1 лише значеннями кута $\vartheta = 36,7^\circ$ та $66,7^\circ$ відповідно. Видно, що із збільшенням ϑ величина ДП швидко зменшується, тобто збільшення ϑ навіть на 1° узгоджувало б результати наших розрахунків з експериментом [1, 4]. Аналогічні зміни ДП σ спостерігаються також при варіюванні значення k_f .

Отже, запропонований нами порівняно нескладний підхід без введення будь-яких підгінних вільних параметрів надає можливість досягти задовільного опису експерименту [1, 4], у якому відбувається 2-частинкове електророзщеплення 3-нуклонного ядра ${}^3\text{He}$. Можливі й інші підходи [10]. На відміну від розглянутих залежностей ДП σ від взаємодії у кінцевому стані, ядерної структури та кінематичних умов він, як показують наші розрахунки, слабо змінюється ($\sim 1\%$) при помірних варіаціях у (6) у межах експериментальних похибок ($\sim 10\%$) значень параметрів NN -взаємодії. Досліджуваний ДП також вельми слабо залежить від одночасного розсіяння звільненого протона на обох нуклонах дейтрона, що пов'язано з останнім доданком $\omega_{pp}\omega_{pn}$ у виразі (5).

Висновки

1. Запропоновано метод урахування взаємодії ядерних продуктів реакції ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ із використанням дифракційного наближення.
2. За допомогою запропонованого методу розраховано ДП процесу ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$, який задовільно узгоджується з даними експерименту на збіг із реєстрацією розсіяного електрона та звільненого протона.
3. Досліджено залежності ДП процесу як функції кута вильоту протона від взаємодії в кінцевому стані, ядерної структури, NN -взаємодії та варіації кінематичних змінних.
4. Виявлено помітну чутливість ДП до малих змін структурних параметрів, що дає змогу уточнення їх числових значень.
5. Запропонований метод може бути використано для дослідження складніших процесів із участю ядер, що мають число нуклонів більше за три, а також процесу повного (3-частинкового) електророзщеплення ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$. Деякі відповідні модельні хвильові функції таких ядерних систем і вирази для перерізів різних процесів електророзщеплення ядер можна знайти в монографії [2].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Johansson Arne* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. 136, No. 4B. - P. B1030 - B1035.
2. *Ахиезер А.И., Ситенко А.Г., Тартаковский В.К.* Электродинамика ядер. - Киев: Наук. думка, 1989. - 432 с.
3. *Heimbach C.R., Lehman D.R., O'Connell J.S.* // Phys. Lett. - 1977. - Vol. 66B, No. 1. - P. 1 - 4.
4. *Gibson B.F., West G.B.* // Nucl. Phys. - 1967. - Vol. B1, No. 7. - P. 349 - 361.
5. *Тартаковский В.К.* // ЯФ. - 1973. - Т. 18, вып. 4. - С. 795 - 800.
6. *Ситенко А.Г.* // ЭЧАЯ. - 1973. - Т. 4, вып. 2. - С. 546 - 584.
7. *Исмаатов Е.И., Сайлер К.Г., Тартаковский В.К., Чередниченко В.А.* // Вест. Киев. ун-та. Физика. - 1982. - Вып. 23. - С. 53 - 57.
8. *Фурса А.Д., Волошин Н.И.* // Матеріали щорічної наукової конференції ІЯД (Зб. доп.). - Київ, 1997. - С. 4 - 7.
9. *Schiff L.I.* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. 133, No. 3B. - P. B802 - B812.
10. *Тартаковский В.К., Малярж Е.М.* // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2004. - № 1 (12). - С. 38 - 42.

**РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ НА СОВПАДЕНИЕ ПРОЦЕССА ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИФРАКЦИОННОЙ ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ**

В. К. Тартаковский, А. В. Фурсаев, А. Д. Войцеховская

Рассчитано сечение процесса ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ с учетом взаимодействия в конечном состоянии в рамках дифракционной ядерной модели. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом на совпадение без использования каких-либо подгоночных параметров. Исследовано влияние ядерной структуры и взаимодействия, а также кинематических изменений на поведение сечения процесса.

**CALCULATION OF COINCIDENCE CROSS-SECTION OF ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ PROCESS
USING THE DIFFRACTION NUCLEAR MODEL**

V. K. Tartakovsky, A. V. Fursayev, A. D. Voytsekhovskaya

The cross-section of ${}^3\text{He}(e, e'p){}^2\text{H}$ process is calculated with the regard to the interaction in the final state in terms of diffraction nuclear model. The satisfactory agreement with coincidence experiment is obtained without using any adjusting parameters. The influence of nuclear structure and interaction as well as kinematics changes on the cross-section behaviour is investigated.

Надійшла до редакції 08.09.04,
після доопрацювання – 19.01.05.