

ПРО НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНЕ ДВОЧАСТИНКОВЕ ФОТОРОЗЩЕПЛЕННЯ ТРИНУКЛОННИХ ЯДЕР

І. В. Козловський¹, О. М. Малярж², В. К. Тартаковський²

¹ *Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ*

² *Київський національний університет імені Тараса Шевченка*

Проведено розрахунки диференціальних перерізів двочастинкового фоторозщеплення ядер ${}^3\text{H}$ і ${}^3\text{He}$. Використовуються як хвильові функції інтерполяційної моделі, так і запропонована в роботі хвильова функція системи нуклон - дейтрон, побудована за аналогією з точним розв'язком рівнянь Фаддєєва. Для обох функцій досягається добре узгодження з експериментом лише за формою. Наближене врахування мезонних обмінних струмів дозволяє узгодити розрахункові та спостережні перерізи також і за величиною.

Реакції двочастинкового фоторозщеплення тринуклонних ядер ${}^3\text{He}$ і ${}^3\text{H}$ завжди становили і продовжують становити неабиякий інтерес. Незважаючи на значну кількість відповідних робіт, все ще залишається нез'ясованою ціла низка питань. Деякі експериментальні дані досить добре узгоджуються і поміж собою і з теоретичними розрахунками, інші ж – ні. Існує і проблема калібрування відповідних вимірів.

Вже в ранніх роботах [1] з використанням феноменологічної хвильової функції основного стану ${}^3\text{He}$ і рівнянь Фаддєєва в сепарабельному наближенні (з потенціалом Ямагучі) для одержання хвильової функції кінцевого стану (p - d розсіяння) було вказано на важливість врахування взаємодії в кінцевому стані, що призводило до значного (~ 25 %) збільшення перерізу в області піка. Уточненню та доповненню результатів [1] присвячено роботи [2, 3]. У [2] розглянуто електричні квадрупольні переходи (E2) і показано що їхній внесок до перерізу є дуже малим (~ 1 – 2 %); у [3] враховано тензорну взаємодію, ефекти близькосязного відштовхування й оцінено внесок D-станів у хвильовій функції ${}^3\text{He}$. У наступній роботі [4] на основі рівнянь Фаддєєва і також з використанням потенціалу типу Ямагучі розраховано перерізи фоторозщеплення ${}^3\text{He}$ і ${}^3\text{H}$, але на відміну від [1] тут і хвильова функція основного стану знаходилась із розв'язку рівнянь Фаддєєва. Можливо саме цим пояснюється краще узгодження з експериментом у [4] (див. рис. 2). У нещодавній роботі [5] реакції фоторозщеплення тринуклонних ядер було досліджено на основі рівнянь Альта – Грассбергера - Сандхаса з напівреалістичним потенціалом Малфлі - Тьона і реалістичними паризьким та боннським потенціалами. Вивчалась залежність перерізів від вибору потенціалу, врахування мезонних обмінних струмів (МОС) на основі теореми Зігерта та ін. Було показано, що енергетичні залежності диференціального перерізу реакції при куті вильоту $\theta = 90^\circ$ суттєвим чином залежать від вибору потенціалу.

У даній роботі розглядаються низькоенергетичні процеси двочастинкового фоторозщеплення тринуклонних ядер. При розрахунках диференціальних перерізів було використано хвильові функції тринуклонних систем, розраховані в роботі із застосуванням методу К-гармонік для заданих прямокутних NN-потенціалів, що залежать від спінів та ізоспінів. Відносний рух дейтрона і нез'язаного з ним нуклона описувався як хвильовими функціями Ψ_B інтерполяційної моделі [6 - 9], так і функціями Ψ_F , знайденими приблизно, виходячи з рівнянь Фаддєєва з одночасним застосуванням розкладу по К-гармоніках (див. нижче). Остання хвильова функція системи дейтрон - нуклон є більш коректною, ніж відповідна функція інтерполяційної моделі Ψ_B . Зокрема, функція Ψ_F і функція зв'язаного стану всіх трьох нуклонів Ψ_0 є ортогональними одна до одної, в той час як функції Ψ_B і

Ψ_0 ортогональні лише приблизно. За допомогою побудованої нами наближеної хвильової функції фаддєєвського типу Ψ_F вдається, як буде видно далі, краще обґрунтувати відповідну інтерполяційну функцію Ψ_B і побачити деякі її похибки, а також краще описати експерименти, ніж за допомогою функції Ψ_B .

Хвильову функцію зв'язаного стану трьох нуклонів записуємо у вигляді

$$\Psi_0 = -\psi^s(123)\xi^a(123), \quad (1)$$

$$\psi^s(123) = -\frac{1}{\sqrt{\pi^3}} \frac{\chi_{00}(\rho)}{\rho^{5/2}}, \quad \int_0^\infty d\rho \chi_{00}(\rho) = 1,$$

тобто в просторовій хвильовій функції враховуємо тільки симетричну (відносно перестановки нуклонів) частину $\psi^s(123)$, в якій залишаємо лише головну гармоніку з $K = 0$; ρ - колективна просторова змінна, $\xi^a(123)$ - повністю антисиметрична спін-ізоспінова функція. Інтерполяційну хвильову функцію системи нуклон - дейтрон представляємо у вигляді [7 - 9]

$$\Psi_B = \Phi_p^{(s)}(\rho)P_{\bar{p}} SM + c_p^{(s)}\Psi_{SM}, \quad (2)$$

де S і M - сумарний спін системи та його проекція; \bar{p} - відносний імпульс дейтрона й нуклона. При $S = 1/2$ коефіцієнт $c_p^{(1/2)} \equiv c_p \neq 0$, і $\Psi_{S=1/2,M}$ співпадає з Ψ_0 в (1), а при $S = 3/2$ в нашому наближенні коефіцієнт $c_p^{(3/2)} = 0$. Функція $P_{\bar{p}SM}$, що входить до (2), є антисиметризованим добутком дейтронної просторової хвильової функції $\phi_0(r)$, хвильової функції відносного руху дейтрона й нуклона, яку в (2) брали у вигляді плоскої хвилі з імпульсом \bar{p} , та спін-ізоспінової хвильової функції. При цьому в $P_{\bar{p}SM}$ опускали доданок з гармонікою $K = 0$. У даній роботі на основі системи інтегрально-диференціальних рівнянь, одержаних з варіаційного принципу, розраховувались c_p і $\Phi_p^{(s)}(\rho)$, які входять до (2), для кінематики експериментів, що розглядаються.

Основною частиною даної роботи є знаходження просторової складової хвильової функції фаддєєвського типу Ψ_F та розрахунки з її використанням перерізів процесів, що розглядаються. Хвильову функцію Ψ_F будували таким чином. Відомо [10, 11], що фаддєєвська хвильова функція відносного руху трьох нуклонів, з яких тільки два є зв'язаними в дейтроні, у загальному випадку може бути записана у вигляді

$$\Psi_1 = \Phi_1 + f(123), \quad (3)$$

де Φ_1 - це асимптотична хвильова функція системи 1-го незв'язаного нуклона й дейтрона, який складається з 2-го та 3-го нуклонів, тобто добуток хвильової функції дейтрона $\phi_0(r)$ і хвильової функції відносного руху 1-го нуклона і дейтрона у вигляді плоскої хвилі з відносним імпульсом \bar{p} (і відповідних спін-ізоспінових хвильових функцій), а $f(123)$ є в загальному випадку доволі складна функція, що залежить від парних NN-взаємодій і містить

у собі функцію Гріна незбуреного рівняння Шрьодінгера для трьох нуклонів і двочастинкові оператори переходів (для простоти відволікаємось тут від спінової та ізоспінової залежностей функції).

Функція $f(123)$, незважаючи на свою складність, має, на відміну від Φ_1 , одну видатну особливість, а саме: функція розкладається в швидкозбіжний ряд по К-гармоніках, як і хвильова функція зв'язаного стану системи трьох нуклонів. Це впливає з того, що функція $f(123)$ швидко зменшується з відстанню між 1-м незв'язаним нуклоном і кожним з двох нуклонів у дейтроні (коли ця відстань стає більшою, ніж радіус дії NN-потенціалу). Використовуючи останню обставину, при розкладі функції $f(123)$, що входить до (3), у ряд по К-гармоніках можемо в цьому розкладі обмежитись лише кількома першими членами з мінімальними значеннями К. Функція $f(123)$, як і функція $\psi^S(123)$ в (1), є суттєво відмінною від нуля лише в області дії ядерних сил між всьома трьома нуклонами. У цій області рівняння Шрьодінгера для системи нуклон - дейтрон при малих (порівняно з інтенсивністю NN-взаємодій) відносних енергіях незв'язаних нуклона й дейтрона практично співпадає з рівнянням Шрьодінгера для системи трьох зв'язаних нуклонів. Це означає, що функція $f(123)$ при низьких енергіях, які тут розглядаємо, повинна бути пропорційною хвильовій функції зв'язаного стану всіх трьох нуклонів Ψ_0 :

$$f(123) = C(p)\Psi_0, \quad (4)$$

де $C(p)$ - деяка функція величини відносного імпульсу нуклона й дейтрона p .

На підставі цього тепер можемо ввести замість точної й доволі складної за структурою фаддєєвської хвильової функції Ψ_1 (3) наближену хвильову функцію, яка при наших умовах є близькою до функції (3), але значно простішою

$$\Psi_F = \Phi_1 + C(p)\Psi_0. \quad (5)$$

У цій функції фаддєєвського типу, залишивши незмінним перший доданок з (3) Φ_1 , у функції $f(123)$ залишаємо лише одну основну гармоніку ($K = 0$) і замінюємо $f(123)$ на $C(p)\Psi_0$ з невідомою ще функцією $C(p)$. Цю функцію знаходимо з умови ортогональності функцій (5) і (1)

$$C(p) = 8\sqrt{6\pi} \int_0^\infty d\rho \rho^{5/2} \chi_{00}(\rho) \int_0^1 dt t^2 \sqrt{1-t^2} \Phi_0(\sqrt{2}\rho t) j_0\left(\sqrt{\frac{3}{2}} p \rho \sqrt{1-t^2}\right). \quad (6)$$

Функція (6) має таку ж якісну залежність від p , як і функція c_p в інтерполяційній моделі, але кількісно суттєво від неї відрізняється.

Перші доданки в правих частинах рівностей (2) і (5) є так звані зовнішні частини функцій (2) і (5), які при $\rho \rightarrow \infty$ можуть і не зменшуватись за величиною, а другі доданки називають внутрішніми частинами цих функцій, тому що вони є суттєво відмінними від нуля лише в області дії ядерних сил і швидко зменшуються при $\rho \rightarrow \infty$. Відзначимо відсутність у (5) множника $\Phi_p^{(S)}(\rho)$, який є у зовнішній частині функції (2), і наявність всіх К-гармонік, включаючи і гармоніку $K = 0$, у зовнішній частині функції (5). Ці відмінності обумовлюють і відмінність між функціями c_p у (2) і $C(p)$ у (5). Із порівняння (2) з (3) і (5) також видно, що

інтерполяційна (варіаційна) хвильова функція (2) знаходить деяке додаткове обґрунтування на основі точної хвильової функції Фаддеева (3) та її наближеного аналога (5) перш за все для близькосяжних сил між частинками, якими є ядерні сили між нуклонами.

Для диференціального перерізу $d\sigma/d\Omega$ процесу двочастинкового фоторозщеплення тринуклонних ядер ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + \gamma \rightarrow d + n(p)$ використовуємо загальну формулу, отриману в роботі [12].

Результати наших розрахунків диференціальних перерізів і дані відповідних експериментів подано на рис. 1 і 2, де суцільними кривими 1 показано залежності, отримані із застосуванням хвильових функцій фаддеевського типу (5), а штриховими – залежності для інтерполяційної функції (2). Бачимо, що, по-перше, суцільні криві 1 краще описують форму залежностей і, по-друге, в області піка вони розташовані ближче до експериментальних значень, ніж штрихові. Суцільні криві 2 грубо враховують (для функції (5)) ще й вплив МОС (див. нижче).

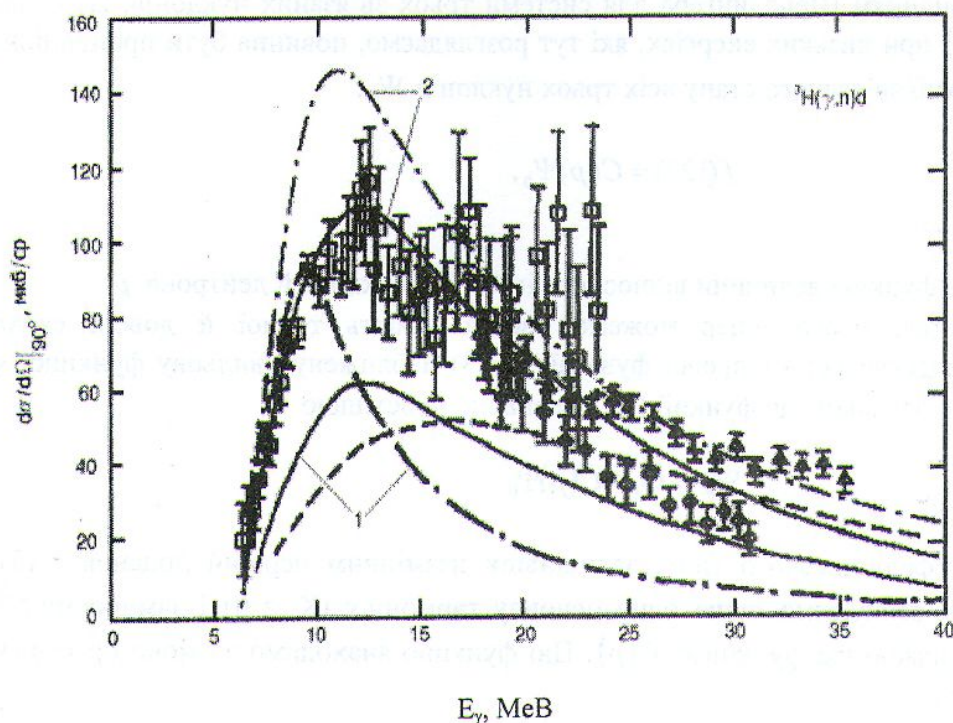


Рис. 1

На рис. 1 зображено залежності перерізу $d\sigma/d\Omega$ процесу фоторозщеплення ${}^3\text{H}(\gamma, n)d$ при $\theta_n = 90^\circ$ у системі центра інерції від енергії E_γ протонів, що падають. Для порівняння у вигляді штрих-пунктирних кривих наведено отримані в роботі [5] залежності цього перерізу у випадку використання для хвильових функцій чисельних розв'язків рівнянь Альта – Грассбергера - Сандхаса з паризьким NN-потенціалом (1 – без врахування МОС, 2 – з врахуванням цих струмів за допомогою теореми Зігерта). Дані експериментів взято з [13 - 15]. Відзначимо, що зроблені в [5] відповідні розрахунки з боннським NN-потенціалом призводять до залежності перерізу, яка в області піка розташована нижче за криву, отриману з паризьким потенціалом, тобто дещо ближче до експерименту, хоча все ж таки вище за спостережене значення перерізу.

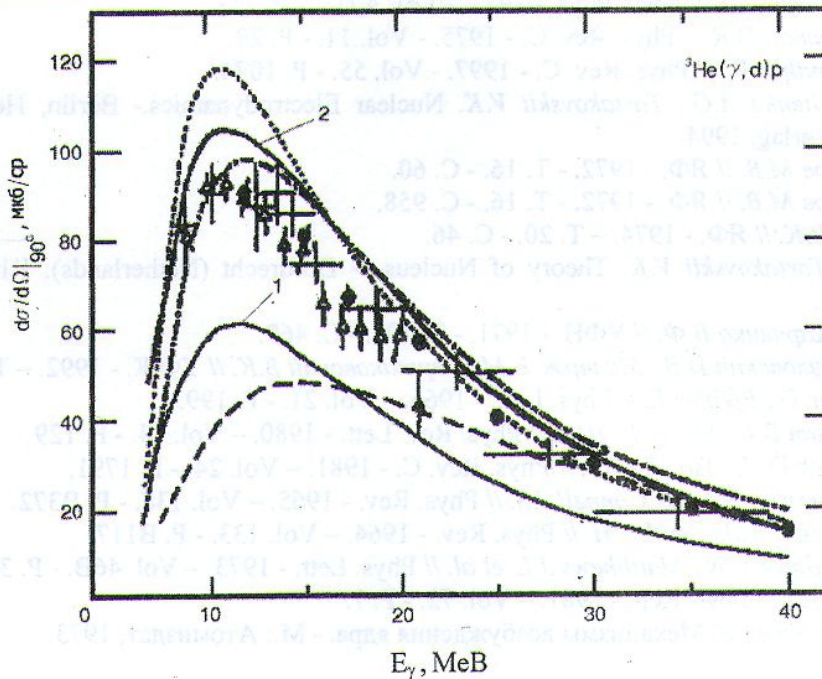


Рис. 2

На рис. 2 наведено залежності диференціального перерізу $d\sigma/d\Omega$ для процесу ${}^3\text{He}(\gamma, d)p$ при $\theta_d = 90^\circ$. Експериментальні дані взято з [16 - 18]. Тут штрих-пунктирна крива відповідає розрахункам [4] на основі рівнянь Фаддєєва з нелокальним потенціалом типу Ямагучі, а точкова крива – розрахункам [1].

Із рисунків видно, що, навіть враховуючи великі похибки й невизначеності в значеннях експериментальних даних, розраховані перерізи за величиною в області піка можуть бути меншими за виміряні приблизно в півтора рази, хоча за формою добре узгоджуються з відповідними експериментальними (навіть дещо краще за розрахунки, виконані в [5]).

Пояснити такі розбіжності й узгодити за величиною теоретичні та експериментальні дані можна, якщо врахувати внесок МОС. Відомо [6, 19, 20], що розраховані інтегральні перерізи фоторозщеплення легких ядер, таких як дейтрон, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ тощо, збільшуються при врахуванні обмінних струмів і тим більше, чим більшою є енергія фотонів, що падають. Проінтегровані по області гігантського резонансу ці перерізи при врахуванні МОС збільшуються приблизно в півтора рази при фоторозщепленні дейтронів, а при фоторозщепленні тринуклонних ядер – майже в 1,8 рази. Якщо тепер у нашому випадку якісно врахувати обмінні струми, домноживши на 1,8 теоретичні залежності перерізів, зображених на рис. 1 і 2 суцільними кривими 1 (отримавши суцільні криві 2), то можна говорити й про кількісне узгодження з експериментом, у всякому випадку для реакції фоторозщеплення ${}^3\text{H}$ (див. рис. 1).

Таким чином, двочастинкове фоторозщеплення тринуклонних ядер є досить чутливим інструментом для перевірки цілого ряду теоретичних передбачень. І тому здається доцільним здійснення нових, більш точних, відповідних низькоенергетичних вимірювань.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Barbour I.M., Phillips A.C. // Phys. Rev. C. - 1970. - Vol. 1. - P. 165.
2. Barbour I.M., Hendry J.A. // Phys. Lett. - 1972. - Vol. 38B. - P. 151.

3. *Phillips A.C., Hendry J.A.* // Nucl. Phys. - 1973. - Vol. A211. - P. 533.
4. *Gibson B.F., Lehman D.R.* // Phys. Rev. C. - 1975. - Vol. 11. - P. 29.
5. *Schadow W., Sandhas W.* // Phys. Rev. C. - 1997. - Vol. 55. - P. 1074.
6. *Akhiezer A.I., Sitenko A.G., Tartakovskii V.K.* Nuclear Electrodynamics.- Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1994.
7. *Базь А.И., Жуков М.В.* // ЯФ. - 1972. - Т. 16. - С. 60.
8. *Базь А.И., Жуков М.В.* // ЯФ. - 1972. - Т. 16. - С. 958.
9. *Тартаковский В.К.* // ЯФ. - 1974. - Т. 20. - С. 46.
10. *Sitenko A.G., Tartakovskii V.K.* Theory of Nucleus. - Dordrecht (Netherlands): Kluwer academic publishers, 1997.
11. *Ситенко А.Г., Харченко В.Ф.* // УФН. - 1971. - Т. 103. - С. 469.
12. *Гурин Ю.Л., Козловский И.В., Малярж Е.М., Тартаковский В.К.* // УФЖ. - 1992. - Т. 37. - С. 34.
13. *Kosiek R., Muller D., Pfeiffer R.* // Phys. Lett. - 1966. - Vol. 21. - P. 199.
14. *Faul D.D., Berman B.L., Meyer P. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1980. - Vol. 44. - P. 129
15. *Skopik D.M., Beck D.H., Asai J. et al.* // Phys. Rev. C. - 1981. - Vol. 24. - P. 1791.
16. *Stewart J.R., Morrison R.C., O'Connell J.S.* // Phys. Rev. - 1965. - Vol. 138. - P. B372.
17. *Berman B.L., Koester L.J., Smith J.H.* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. 133. - P. B117.
18. *Ticcioni G., Gardiner S.N., Matthews J.L. et al.* // Phys. Lett. - 1973. - Vol. 46B. - P. 369.
19. *Gari M., Hebach H.* // Phys. Rep. - 1981. - Vol. 72. - P. 1.
20. *Айзенберг И., Грайнер В.* Механизмы возбуждения ядра. - М.: Атомиздат, 1973.

О НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ДВУХЧАСТИЧНОМ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИИ ТРЕХНУКЛОННЫХ ЯДЕР

И. В. Козловский, Е. М. Малярж, В. К. Тартаковский

Проведен расчет дифференциальных сечений двухчастичного фоторасщепления ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Используются как волновые функции интерполяционной модели, так и предложенная в работе волновая функция системы нуклон - дейтрон, построенная по аналогии с точным решением уравнений Фаддеева. Для обеих функций достигается хорошее согласие с наблюдаемыми зависимостями лишь по форме. Приближенный учет мезонных обменных токов позволяет согласовать расчетные и наблюдаемые сечения также и по величине.

TWO-PARTICLE LOW-ENERGY PHOTODISINTEGRATION OF THREE-NUCLEON NUCLEI

I. V. Kozlovsky, E. M. Malyarzh, V. K. Tartakovsky

Differential cross section of two-particle photodisintegration of ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ nuclei are calculated. Both the wave functions of the interpolation model and the proposed wave function of the nucleon-deuteron system constructed by analogy with the Faddeev equations precise solution are used. For both functions the agreement with the experimental data is achieved only for the shape of dependencies. The approximate allowance for the meson exchange currents provides a possibility to fit calculated and experimental cross sections in the magnitude too.