

РОЗРАХУНКИ ПЕРЕРІЗУ Й АНАЛІЗУЮЧОЇ СПРОМОЖНОСТІ ДЛЯ РЕАКЦІЇ nd -РОЗСІЯННЯ З ВИКОРИСТАННЯМ РІВНЯНЬ ФАДДЕЄВА ТА МЕТОДУ K -ГАРМОНІК

В. І. Ковальчук¹, В. К. Тартаковський²

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
фізичний факультет, просп. акад. Глушкова, 2/1, Київ, 03127

²Інститут ядерних досліджень НАН України,
просп. Науки, 47, Київ, 03680

(Отримано 22 квітня 2009 р.; в остаточному вигляді — 2 квітня 2010 р.)

З використанням методу K -гармонік розв'язано рівняння Фаддєєва для nd системи при енергіях нейтрона, нижчих за поріг розвалу дейтрона. У наближенні $K = 0$ обчислено диференціальні перерізи nd -розсіювання у квартетному стані та розраховано відповідні фазові зсуви, що дало змогу якісно описати експериментальні кутові залежності аналізуючих спроможностей для реакції nd -розсіювання.

Ключові слова: рівняння Фаддєєва, K -гармоніки, nd -розсіювання, аналізуюча спроможність.

PACS number(s): 21.45.-v, 25.10.+s, 24.70.+s, 25.40.Dn

Тринуклонні задачі займають особливе місце в релятивістській теорії розсіювання. Сучасна теорія ядра і ядерних реакцій має переважно феноменологічний характер, майже без мікроскопічного обґрунтування. Тому ключем до фізичного розуміння багаточастинкових систем і процесів, якими є атомні ядра та реакції за їх участю, є вивчення тричастинкових систем. Головним результатом наших попередніх праць [1–5] є розвинутий метод обчислення диференціальних перерізів і фаз nd -розсіювання при енергіях, нижчих за поріг розвалу дейтрона: ми розв'язували рівняння Фаддєєва [6], використовуючи розклад хвильової функції в області взаємодії за гіперсферичними функціями (K -гармоніками). У цій статті покажемо, як цей метод можна застосувати для опису експериментальних даних із поляризації, зокрема розрахунку аналізуючої спроможності реакції nd -розсіювання. Але спершу коротко нагадаємо, як обчислюється переріз реакції.

Оскільки nd -розсіювання при енергіях, що розглядаються, відбувається переважно у квартетному стані [7], диференціальний переріз визначатиметься формулою [5]

$$\sigma(\theta) = \frac{2}{3} |A(\theta)|^2, \quad (1)$$

де θ — кут розсіювання, $A(\theta)$ — амплітуда реакції (нуклон 1 розсіюється зв'язаною системою нуклонів 2 і 3):

$$A(\theta) = \frac{1}{4\pi} \langle \Phi | U | \Psi \rangle, \quad U = \frac{4m}{3} (V_{12} + V_{31}). \quad (2)$$

Тут Φ — хвильова функція початкового стану (добуток падаючої плоскої нейтронної хвилі на хвильову функцію основного стану дейтрона ϕ_d), m — нуклонна маса, V_{12} і V_{31} — потенціали взаємодії 1-го нуклона

з нуклонами 2 і 3, Ψ — повна хвильова функція задачі розсіювання

$$\Psi = \Phi + \Psi_S + \Psi_C. \quad (3)$$

Величина Ψ_S , яка входить до (3), є добутком дейтронної хвильової функції ϕ_d і розсіяної сферичної хвилі, що розбігається від точкового силового центру. Зауважимо, що сума $\Phi + \Psi_S$ становить собою асимптотичну частину Ψ і є розв'язком неоднорідного рівняння Шредингера з потенціалом U для двочастинкової задачі розсіювання (нейтрон на точковому дейтроні) [8]. Функція Ψ_C у (3) — тричастинкова хвильова функція

$$\Psi_C \equiv \Psi_C(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\pi^3}} B(\rho), \quad (4)$$

де $B(\rho)$ — розв'язок інтегрального рівняння Фаддєєва для задачі розсіювання частинки на системі, яка складається з двох зв'язаних частинок, у наближенні основної K -гармоніки (ρ — колективна змінна, так званий гіперрадіус). Отже, щоб побудувати Ψ , треба розв'язати рівняння Фаддєєва для $B(\rho)$ і задати фази розсіювання, які визначають Ψ_S . Звичайно, наближення нульової K -гармоніки є досить грубим у розкладі (4), проте, як показано у [1–5], воно дає головний внесок в амплітуду реакції. Тому, щоб продемонструвати можливості методу, ми спробуємо тепер, не обмежуючи загальності, застосувати наближення (4) також і для опису аналізуючої спроможності реакції nd -розсіювання.

Уводячи квартетні фази ${}^4S_{3/2}$, ${}^4P_{5/2}$ та ${}^4D_{7/2}$ для енергій падаючого нейтрона $E_n = 2.5$ і 3 MeV, ми одержали їхні числові значення (таблиця 1) при підгонці обчислених перерізів (1) до експериментальних (рис. 1, 2).

E_n , MeB	Фаза	Чисельне значення	
		Дана робота	Інші автори
2.5	${}^4S_{3/2}$	-85.2	-67.1 [9, 10]
	${}^4P_{5/2}$	24.1	22.6 [11]
	${}^4D_{7/2}$	-4.3	-3.3 [11]
3.0	${}^4S_{3/2}$	-87.0	-70.1 [12, 13]
	${}^4P_{5/2}$	22.7	25.5 [13]
	${}^4D_{7/2}$	-6.7	-4.1 [12, 14]

Таблиця 1. Величини фаз (в градусах).

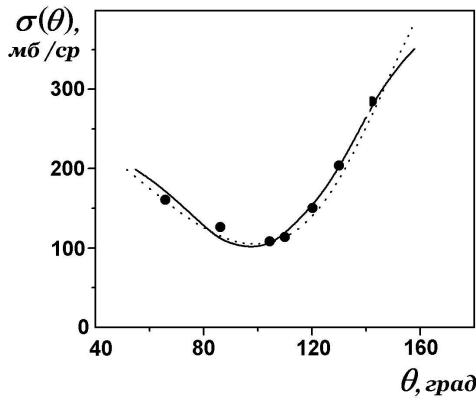


Рис. 1. Диференціальний переріз розсіяння нейтронів дейтронами при $E_n = 2.5$ MeB (суцільна крива). Пунктирну криву взято з праці [14], експериментальні дані — з [18].

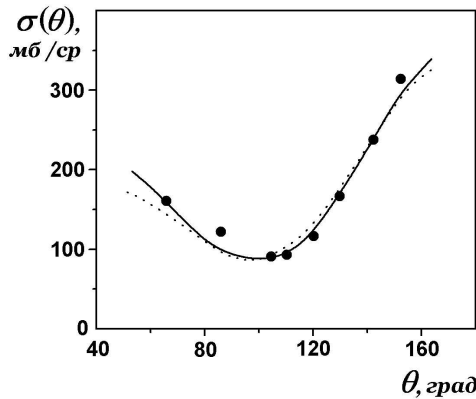


Рис. 2. Те ж саме, що й на рис. 1, але для $E_n = 3$ MeB.

У розрахунках $\sigma(\theta)$ ми використовували простий модельний NN потенціал Гюльгена [15] та дейтронну хвильову функцію Гюльгена [16], які добре апробували багато дослідників у різноманітних тринуклонних задачах. Зображені на рис. 1, 2 перерізи (суцільні криві) порівнюються з аналогічними результатами (пунктирна лінія), одержаними пізанською групою [14]. Незважаючи на те, що розрахунки у [14] виконували з використанням реалістичного потенціалу $AV18$ [17], результати нашої роботи і [14] дуже близькі. Це ж

саме стосується й отриманих величин фаз (див. таблицю 1), за винятком значень ${}^4S_{3/2}$ фази. Останній факт можна пояснити наближеністю розгляду задачі: до уваги брали лише ті фактори, що дають головний внесок у переріз реакції (1).

Одержані величини фаз дали змогу розрахувати аналізуючу спроможність реакції nd -розсіяння. За означенням [19, 20], аналізуюча спроможність — це поляризація первинно неполяризованих частинок унаслідок їх пружного розсіяння ядром-мішенню як функція кута розсіяння. Цю величину використовують для експериментального визначення поляризації нуклонів, якщо відома азимутальна асиметрія диференціального перерізу їх розсіяння на даній мішені [20]. При цьому вектори імпульсу падаючого \mathbf{k} , розсіяного \mathbf{k}' нуклона та його поляризацію \mathbf{P} зв'язують між собою, як правило, у системі координат за так званою медисонською конвенцією [21]:

$$\mathbf{e}_y = \mathbf{k} \times \mathbf{k}' / |\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|, \quad \mathbf{e}_z = \mathbf{k} / |\mathbf{k}|, \quad \mathbf{P} = \mathbf{e}_y P,$$

де $\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — орти. Аналізуючу спроможність позначають літерою A_y (мається на увазі, що напрямок вектора поляризації збігається з \mathbf{e}_y). У фазовому аналізі експериментальних даних з nd -розсіяння величину A_y визначаємо так [22, 23]

$$A_y = \frac{\text{Sp}(M\sigma_y M^\dagger)}{2\text{Sp}(MM^\dagger)}, \quad (5)$$

де M — матриця переходу [24]

$$M_{s's'_z s s'_z}(\theta) = \frac{i\sqrt{\pi}}{k} \sum_{j\ell\ell'} \sqrt{2\ell+1} (s\ell s_z 0 | j s_z) (s'\ell' s'_z - s'_z | j s_z) \times (\delta_{ss'} \delta_{\ell\ell'} - U_{\ell' s' \ell s}^j) Y_{\ell'}^{s_z - s'_z}(\theta). \quad (6)$$

Тут s — сумарний каналовий спін нейтрона і дейтрона, s_z — z -а компонента цього спіна, ℓ — орбітальний момент падаючої нейтронної хвилі (відповідні штриховані величини належать до розсіяної хвилі); $\delta_{ss'}$, $\delta_{\ell\ell'}$ — дельта-символи Кронекера; $U_{\ell' s' \ell s}^j$ — матриця зіткнень; $Y_{\ell}^{s_z}(\theta)$ — сферичні функції. Величина σ_y , що входить до (5), є yy -компонентою спінового оператора нейтрона [22].

Вважаючи, що в розсіянні беруть участь тільки ${}^4S_{3/2}$, ${}^4P_{5/2}$ і ${}^4D_{7/2}$ — хвилі, спіни яких не змішуються, із загального виразу для матриці зіткнень [22] маємо

$$U_{\ell 3/2 \ell 3/2}^j = \cos^2(\xi^{j\pi}) \exp(2i\delta_{\ell 3/2}^j), \\ U_{\ell+2 3/2 \ell 3/2}^j = \frac{1}{2} \sin(2\xi^{j\pi}) \exp(2i\delta_{\ell 3/2}^j), \quad (7)$$

де $j = \ell + s$ — повний момент nd -системи, $\xi^{j\pi}$ — параметр змішування парціальних хвиль із різними ℓ , π — парність стану з даним j : $\pi = (-1)^{j+1/2}$. У [13, 14] встановлено, що величина $\xi^{j\pi}$ не перевищує 1° для фаз із $\ell = 0 \dots 4$, тому, обчислюючи A_y , ми вважали, що $\xi^{j\pi} = 0$.

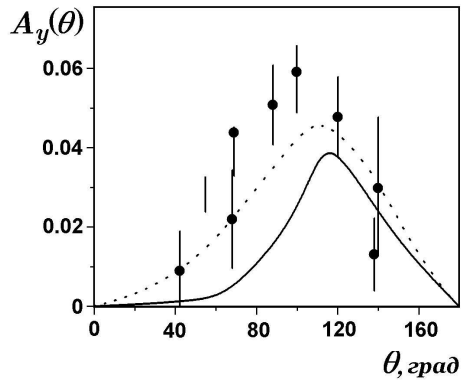


Рис. 3. Кутова залежність аналізуючої спроможності реакції nd -розсіяння при $E_n = 2.5$ MeV (суцільна крива). Пунктирну криву (A_y при 2.6 MeV) та експериментальні дані взято з праці [14].

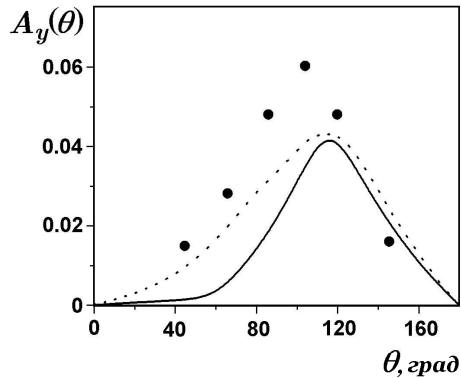


Рис. 4. Те ж саме, що й на рис. 1, але для $E_n = 3$ MeV. Експериментальні дані — з [25].

На рис. 3, 4 показано результати розрахунку кутових залежностей A_y при енергіях нейтрона 2.5 і 3 MeV. Із порівняння обчислених кривих з експеримен-

том впливає, що, на відміну від диференціальних перерізів (рис. 1, 2), для величин A_y маємо лише якісне узгодження. Загалом, порівнюючи всі наші результати, подані в цій статті, з аналогічними результатами, одержаними в [14], можна зробити такий висновок.

У праці [14], обраховуючи перерізи й поляризаційні характеристики реакцій nd -розсіяння, використовували сучасний реалістичний потенціал, причому до уваги брали як квартетні, так і дублетні фази із $\ell = 0 \dots 4$ (усього 44 (!) фази та параметри змішування). Незважаючи на це, авторам [14] при описі експериментальних залежностей величин $A_y(\theta)$ вдалося досягти лише якісного узгодження (див. рис. 3, 4). Слід зауважити, що ця проблема, відома в задачах з nd -розсіяння як так званий “ A_y Puzzle” [23], існувала у фізиці малонуклонних систем близько десяти років; вона не залежала від методів обчислення, і її вдалося подолати лише із залученням тринуклонних сил. Звичайно, не слід було б очікувати, що простий метод розрахунку аналізуючої спроможності, який ми запропоנוвали в цій статті, може дати кращий, ніж якісний, опис експерименту. Той факт, що обчислювана величина A_y чутливіша, ніж диференціальний переріз (1), до величин фаз і властивостей NN потенціалу, відображено в поведінці суцільних кривих на рис. 3, 4 — видно, що трьох квартетних фаз з $\ell = 0 \dots 2$ явно недостатньо для того, щоб досягти узгодження, подібного до результату [14].

Отже, запропонований метод розв’язку рівнянь Фаддєєва з використанням розкладу за K -гармоніками дає змогу обчислити наближені значення фазових зсувів та якісно описати аналізуючу спроможність реакції nd -розсіяння. Проте одержані в роботі результати загалом свідчать про те, що цей підхід потребує ретельнішого розгляду — врахування в розкладі Ψ_C членів з $K \neq 0$, спин-ізоспіннової залежності ядерних сил тощо.

-
- [1] В. К. Тартаковський, І. В. Козловський, В. І. Ковальчук, Укр. фіз. журн. **51**, 824 (2006).
 [2] В. І. Ковальчук, В. К. Тартаковський, Журн. фіз. досл. **12**, 1201 (2008).
 [3] В. І. Ковальчук, В. К. Тартаковський, І. В. Козловський, Изв. Акад. Наук РФ, сер. физ. **72**, 865 (2008).
 [4] В. К. Тартаковський, І. В. Козловський, В. І. Ковальчук, Яд. фіз. та енерг. **25**, 22 (2008).
 [5] В. І. Ковальчук, В. К. Тартаковський, І. В. Козловський, Укр. фіз. журн. **53**, 758 (2008).
 [6] С. П. Меркурьев, Л. Д. Фаддеев, *Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц* (Наука, Москва, 1985).
 [7] С. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar, B. F. Gibson, Phys. Rev. C **44**, 50 (1991).
 [8] Ф. Никитиц, *Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий* (Мир, Москва, 1983).
 [9] S. Ishikawa, Few-Body Syst. **32**, 229 (2003).
 [10] С. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar, B. F. Gibson, Phys. Rev. C **39**, 1261 (1989).
 [11] M. G. Fuda, B. A. Girard, Phys. Rev. C **17**, 1 (1978).
 [12] A. Kievsky, M. Viviani, S. Rosati, Nucl. Phys. A **577**, 511 (1994).
 [13] D. Hüber *et al.*, Phys. Rev. C **51**, 1100 (1995).
 [14] A. Kievsky, S. Rosati, W. Tornow, M. Viviani, Nucl. Phys. A **607**, 402 (1996).
 [15] Л. Хюльтен, М. Сугавара, в *Сб. Строение атомного ядра* (Изд. иностр. лит., Москва, 1959).
 [16] О. Г. Ситенко, В. К. Тартаковський, *Теорія ядра* (Либідь, Київ, 2000).
 [17] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
 [18] P. Schwarz *et al.*, Nucl. Phys. A **398**, 1 (1983).
 [19] А. С. Давыдов, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1973).
 [20] В. Хеберли, в *Сб. Поляризация нуклонов* (Атомиздат, Москва, 1962).
 [21] H. H. Barschall, W. Haerberli, in *Proc. of the Third Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions* (1971), p. 25.

- [22] R. G. Seyler, Nucl. Phys. A **124**, 253 (1969). (1958).
[23] M. H. Wood, Ph.D Thesis, University of Chapel Hill, North Carolina (2000). [25] J. E. McAninch, L. O. Lamm, W. Haeberli, Phys. Rev. C **50**, 589 (1994).
[24] A. M. Lane, R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257

CROSS SECTION AND ANALYZING POWER CALCULATIONS FOR THE nd SCATTERING USING FADDEEV'S EQUATIONS AND THE K -HARMONICS METHOD

V. I. Kovalchuk¹, V. K. Tartakovsky²

¹*Taras Shevchenko National University of Kyiv, Physics Department,
prosp. Akad. Glushkova, 2/1, Kyiv, UA-03127*

²*Institute for Nuclear Researches, National Academy of Sciences of Ukraine,
prosp. Nauki, 47, Kyiv, UA-03680*

Using the method of the K -harmonics expansion, we solved the Faddeev equations for the nd system at neutron energy below the deuteron breakup threshold. The differential cross-sections and corresponding phase shifts have been calculated for the quartet-state. The obtained values of phase shifts allowed to qualitatively describe angular dependences of the experimental analyzing powers for the reaction of nd scattering.