

УДК 539.12.01

Жаба В. І.

РОЗРАХУНОК ФАЗ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РОЗСІЯННЯ ДЛЯ ПОТЕНЦІАЛУ REID93 ЗА МЕТОДОМ ФАЗОВИХ ФУНКЦІЙ

Для обчислення фаз одноканального нуклон-нуклонного розсіяння розглянуто відомий метод фазових функцій. За допомогою методу фазових функцій чисельно отримано фазові зсуви нуклон-нуклонного розсіяння: nn (1S_0 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3F_3 -станів), pp (1S_0 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -станів) і np (1S_0 -, 1P_1 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3D_2 -станів). Розрахунки проведено для сучасного реалістичного нуклон-нуклонного потенціалу Reid93. Чисельно розраховані фазові зсуви добре узгоджуються з результатами, отриманими іншими методами. За розрахованими фазовими зсувами обчислено повний переріз і парціальну амплітуду розсіяння, значення яких мало відрізняються від величин, отриманих за відомими фазами в інших роботах.

Ключові слова: метод фазових функцій, нуклон-нуклонне розсіяння, нуклон-нуклонний стан, фазові зсуви, потенціал Reid93.

Вступ

Із експериментально спостережуваних величин перерізу розсіяння та енергій переходів отримують у першу чергу інформацію про фази та амплітуди розсіяння, ніж про хвильові функції, що є основним об'єктом дослідження при стандартному підході. Іншими словами, в експерименті спостерігаються не самі хвильові функції, а їхні зміни, викликані у результаті взаємодії [1]. Тому становить інтерес отримати рівняння, що безпосередньо пов'язують фази й амплітуди розсіяння з потенціалом, не знаходячи при цьому хвильові функції.

Точний розв'язок задачі розсіяння із метою обчислення фаз розсіяння можливий тільки для окремих феноменологічних потенціалів. Коли використовуються реалістичні потенціали, то фази розсіяння обчислюються наближено. Це пов'язано з використанням фізичних апроксимацій або з чисельним розрахунком. Вплив вибору чисельного алгоритму на розв'язок задачі розсіяння вказано у роботі [2].

До методів розв'язування рівняння Шредінгера з метою отримання фаз розсіяння належать: метод послідовних наближень, борнівське наближення, метод фазових функцій та інші.

Ця робота присвячена розрахунку фазових зсувів нуклон-нуклонного розсіяння у різних спінових станах для сучасного реалістичного феноменологічного нуклон-нуклонного потенціалу Reid93 [3] за допомогою методу фазових функцій.

© Жаба В. І., 2017

Метод фазових функцій

При розсіянні безспінової частинки з енергією E і орбітальним моментом l на сферично-симетричному потенціалі $V(r)$ рівняння Шредінгера для радіальної хвильової функції $u_l(r)$ має вигляд [1]:

$$u_l''(r) + \left(k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - U(r) \right) u_l(r) = 0, \quad (1)$$

де $U(r) = 2mV(r)/\hbar^2$ — перенормований потенціал взаємодії, m — приведена маса, $k^2 = 2mE/\hbar^2$ — хвильове число.

Математично МФФ — це особливий спосіб розв'язку радіального рівняння Шредінгера (1). Він досить зручний для отримання фаз розсіяння, оскільки за цим методом не потрібно спочатку обчислювати в широкій області радіальні хвильові функції і потім за їхніми асимптотиками знаходити ці фази.

Двома лінійно незалежними розв'язками вільного рівняння Шредінгера (1) є відомі функції Ріккати — Бесселя $j_l(kr)$ і $n_l(kr)$. Вільному рухові відповідає тільки регулярний у точці $r = 0$ розв'язок $j_l(kr)$, так що у цьому випадку асимптотично при великих значеннях r розв'язок набуде вигляду

$$u_l(r) \approx \text{const} \cdot \sin(kr - l\pi/2).$$

Наявність потенціалу приводить до того, що тепер в області, де потенціал $U(r)$ зникає, хвильова функція включає добавку нерегулярного розв'язку

вільного рівняння $n_l(kr)$. Мірою цієї добавки є саме фаза розсіяння δ_l :

$$u_l(r) \approx \text{const} \cdot [j_l(kr) - \text{tg } \delta_l \cdot n_l(kr)],$$

$$u_l(r) \rightarrow \text{const} \cdot \sin(kr - l\pi/2 + \delta_l), \quad r \rightarrow \infty.$$

Стандартний спосіб обчислення фаз розсіяння — це розв'язок рівняння Шредінгера (1) з асимптотичною граничною умовою. МФФ — це перехід від рівняння Шредінгера до рівняння для фазової функції. Для цього роблять заміну [1; 4]:

$$u_l(r) = A_l(r) [\cos \delta_l(r) \cdot j_l(kr) - \sin \delta_l(r) \cdot n_l(kr)]. \quad (2)$$

Введені дві нові функції $\delta_l(r)$ і $A_l(r)$ мають зміст відповідних фаз розсіяння і констант нормування (амплітуд) хвильових функцій для розсіяння на визначеній послідовності обрізаних потенціалів. Їх називають відповідно до їхнього фізичного змісту фазовою й амплітудною функцією. Термін «*фазова функція*» вперше був використаний у роботі Морзе і Алліса [5]. Рівняннями для фазової й амплітудної функцій з початковими умовами є:

$$\delta'_l = -\frac{1}{k} U [\cos \delta_l \cdot j_l - \sin \delta_l \cdot n_l]^2, \quad \delta_l(0) = 0; \quad (3)$$

$$A'_l = -\frac{1}{k} A_l U [\cos \delta_l \cdot j_l - \sin \delta_l \cdot n_l] \times [\sin \delta_l \cdot j_l + \cos \delta_l \cdot n_l], \quad A_l(0) = 1. \quad (4)$$

Фазове рівняння (3) було вперше отримано Друкарєвим [6], а потім незалежно у роботах Бергмана, Кінча [7], Ольсона, Колоджера [8], Дашена [9]. МФФ виявився зручним при розв'язуванні багатьох задач атомної і ядерної фізики.

Потенціал Reid93

Чому саме вибрано провести розрахунок фазових зсувів з використанням потенціалу Reid93? Параметри потенціальних моделей оптимізовані таким чином, що мінімізовано значення χ^2 у прямій підгонці до даних. Перше удосконалення потенціалу Nijm78 [10] було розпочате на початку 1990-х років. Удосконалена версія потенціалу мала назву Nijm92pp, оскільки була оновлена саме для 1787 *pp* даних. Для потенціалу Nijm92pp величина χ^2/N_{pp} становила 1,4. Наступне удосконалення потенціалу Nijm78 для *np* даних дало модель Nijm93: $\chi^2/N_{pp} = 1,8$ для 1787 *pp* і $\chi^2/N_{nn} = 1,9$ для 2514 *np* даних, тобто $\chi^2/N_{data} = 1,87$. Для потенціалів NijmI і NijmII величина $\chi^2/N_{data} = 1,03$. Оригінальний потенціал Рейда Reid68 був параметризований на основі фазового аналізу Неймегенською групою і отримав назву

Reid93. Параметризація була проведена для 50 параметрів A_{ij} і B_{ij} потенціалу, причому $\chi^2/N_{data} = 1,03$ [3]. Структура і запис потенціалу Reid93 доволі громіздкі.

Потенціал Argonne v18 [11] з 40 регульованими параметрами дає величину $\chi^2/N_{data} = 1,09$ для 4301 *pp* і *np* даних в області енергій 0–350 MeV. Для потенціалу CD-Bonn [12] величина χ^2/N_{data} становить 1,01 для 2932 *pp* даних і 1,02 для 3058 *np* даних. Такі потенціали, як Хамада-Джонсона-62, потенціали Єльської групи, Reid68, UrbanaV14 та ін. мають більші значення χ^2 , оскільки параметризовані на основі більш вузького енергетичного інтервалу.

Отже, потенціал Reid93 є одним з тих реалістичних феноменологічних потенціалів, який найкраще описує міжнуклонну взаємодію. Структура і запис потенціалу Reid93 доволі громіздкі.

При розрахунках фаз розсіяння потрібно враховувати особливості потенціалу міжнуклонної взаємодії [3]. Незручність оригінального потенціалу Рейда (Reid68) така, що в час побудови цього потенціалу якість *np* даних була доволі низькою. Другою незручністю потенціалу Reid68 є те, що потенціал має $1/r$ особливість для всіх парціальних хвиль (це можна було подолати, ввівши дипольний форм-фактор). Починаючи з однопіонного обміну (OPE), регуляризаційний потенціал Reid93 для кожної парціальної хвилі може бути розширений, вибираючи зручний вклад для центральної, тензорної і спин-орбітальної функцій з усередненим значенням мас піонів $\bar{m} = (m_{\pi^0} + 2m_{\pi^\pm})/3$ і параметром відсікання $\Lambda = 8\bar{m}$:

$$Y(p) = p\bar{m}\phi_C^o(p\bar{m}, r),$$

$$Z(p) = p\bar{m}\phi_T^o(p\bar{m}, r),$$

$$W(p) = p\bar{m}\phi_{SO}^o(p\bar{m}, r),$$

де p — ціле число. Для коефіцієнтів, які домножують функції ізовектор потенціалу і ізоскаляр з np 1S_0 потенціалом, вводились відповідні позначення A_{ip} і B_{ip} . Тут індекс i позначає різні парціальні хвилі. Наприклад, для парціальних хвиль в ізовекторному синглетному стані ($I = 1, S = 0, L = J$) не OPE частини потенціалу будуть мати вигляд:

$$V_{pp}(^1S_0) = A_{12}Y(2) + A_{13}Y(3) + A_{14}Y(4) + A_{15}Y(5) + A_{16}Y(6),$$

$$V_{np}(^1S_0) = B_{13}Y(3) + B_{14}Y(4) + B_{15}Y(5) + B_{16}Y(6),$$

$$V(^1D_2) = A_{24}Y(4) + A_{25}Y(5) + A_{26}Y(6).$$

Для парціальних хвиль в ізоскалярному синглетному стані ($I = 0, S = 0, L = J$) не OPE

Таблиця 1. *nn* фазові зсуви

$T_{lab},$ MeB	1S_0	3P_0	3P_1	1D_2	3F_3
1	56,68	0,21	-0,12	$1e-3$	$-4e-5$
5	60,12	1,84	-1,04	0,05	-0,01
10	57,14	4,07	-2,24	0,18	-0,04
25	48,66	8,95	-5,14	0,73	-0,24
50	38,42	11,81	-8,55	1,75	-0,70
100	24,27	9,65	-13,59	3,81	-1,52
150	13,98	4,64	-17,81	5,67	-2,08
200	5,84	-0,74	-21,60	7,24	-2,43
250	-0,97	-5,83	-25,05	8,51	-2,63
300	-6,93	-10,70	-28,22	9,52	-2,70
350	-12,05	-15,23	-31,14	10,42	-2,75

частини потенціалу будуть мати вигляд:

$$V(^1P_1) = B_{23}Y(3) + B_{24}Y(4) + B_{25}Y(5) + B_{26}Y(6),$$

$$V(^1F_3) = B_{33}Y(3) + B_{35}Y(5).$$

Розрахунки фазових зсувів методом фазових функцій

Спінові стани для нейтрон-протонної системи представляються як $^{2S+1}L_J$, де L — момент системи (значення орбітального моменту $L = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ відповідають S-, P-, D-, F-, G-, ... стану); S — спин системи; J — повний момент системи; $P = (-1)^L$ — парність. Для *pp*- і *nn*- систем спіновими станами будуть 1S_0 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3F_3 -, ... стани. Для *np*- системи спіновими станами будуть 1S_0 -, 1P_1 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3D_2 -, ... стани.

Методом фазових функцій чисельно отримано фазові зсуви нуклон-нуклонного розсіяння для потенціалу Reid93: *nn* (1S_0 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3F_3 -станів), *pp* (1S_0 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -станів) і *np* (1S_0 -, 1P_1 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3D_2 -станів). Маси нуклонів вибрано такими: $M_p = 938,27231$ MeB;

Таблиця 2. *pp* фазові зсуви

$T_{lab},$ MeB	1S_0	3P_0	3P_1	1D_2
1	33,55	0,13	-0,08	0,00
5	55,91	1,60	-1,00	0,05
10	55,02	3,78	-2,10	0,17
25	48,57	8,74	-5,01	0,70
50	38,42	11,79	-8,37	1,71
100	24,49	9,65	-13,56	3,77
150	14,47	4,85	-17,77	5,63
200	6,48	-0,33	-21,55	7,17
250	-0,22	-5,56	-25,01	8,45
300	-6,25	-10,51	-28,17	9,49
350	-11,41	-15,07	-31,08	10,37

$M_n = 939,56563$ MeB. Був вибраний чисельний метод рішення фазового рівняння (3) — метод Рунге-Кутта четвертого порядку [13]. Фазові зсуви знаходились при виході фазової функції $\delta_l(r)$ на асимптотику при $r = 10$ Фм. Значення фазових зсувів приведено у таблицях 1–3. Фазові зсуви вказано у градусах. Діапазон енергій 1–350 MeB. Розрахунки порівняно з результатами інших робіт: для парціального хвильового аналізу (PWA) [3], для потенціалів NijmI, NijmII і Reid93 [3], Argonne v18 (Av18) [11] і CD-Bonn [12].

Оскільки у науковій літературі не було табличних значень фазових зсувів *nn*- розсіяння для потенціалу Reid93, то розраховані за МФФ фазові зсуви порівняно з фазами для потенціалів Argonne v18 і CD-Bonn.

Якщо порівняти фазові зсуви нуклон-нуклонного розсіяння, розраховані для одного і того ж потенціалу Reid93 (для *pp*- і *np*- розсіяння) різними методами — на основі розв'язку рівняння Шредінгера (див. роботу [3]) і на основі МФФ (результати цієї роботи), то можна зробити висновок, що розходження між результатами становить не більше ніж два відсотки.

Порівняння результатів розрахунків фазових зсувів для потенціалу Reid93, отриманих за допомогою МФФ, і фазових зсувів для інших потенціальних моделей (NijmI, NijmII [3], Argonne v18 і CD-Bonn) і для парціального хвильового аналізу вказує на те, що відхилення між цими даними становить до п'яти відсотків.

Результати розрахунків фаз одноканального розсіяння для потенціалу Reid93 добре узгоджуються з даними, отриманими у рамках кіральної теорії збурень [14], для послідовного теоретико-польового підходу [15] і для парціального хвильового аналізу нижче порогу утворення піона [16].

Крім того, метод квазілінеаризації [17] з МФФ дають чудові результати, коли застосовуються до обчислення основних і збуджених зв'язаних станів енергій і хвильових функцій для різних

Таблиця 3. *np* фазові зсуви

$T_{lab},$ MeB	1S_0	3P_0	1P_1	3P_1	1D_2	3D_2
1	61,90	0,18	-0,18	-0,11	0,00	0,01
5	63,23	1,62	-1,49	-0,94	0,04	0,22
10	59,47	3,66	-3,05	-2,05	0,16	0,85
25	50,42	8,26	-6,37	-4,86	0,67	3,75
50	40,22	11,14	-9,91	-8,27	1,70	9,05
100	26,32	9,23	-14,94	-13,40	3,82	17,15
150	16,09	4,46	-18,95	-17,71	5,69	21,74
200	7,81	-0,75	-22,18	-21,56	7,28	23,99
250	0,84	-5,84	-24,73	-25,14	8,57	24,82
300	-5,23	-10,62	-26,71	-28,35	9,65	24,84
350	-10,53	-15,07	-28,16	-31,31	10,54	24,42

Таблиця 4. Повний переріз розсіяння

$T_{lab},$ MeV	σ_{nn} (МФФ)	σ_{pp} [3]	σ_{pp} (МФФ)	σ_{np} [3]	σ_{np} (МФФ)
1	181,96	78,43	79,59	202,74	202,78
5	196,96	174,98	179,56	209,07	209,09
10	189,00	180,07	179,39	199,94	200,03
25	172,29	170,48	170,68	191,70	191,91
50	151,86	152,72	150,98	209,81	210,54
100	114,90	116,28	115,35	283,50	284,34
150	106,17	105,73	107,21	370,21	371,07
200	129,45	126,06	129,11	457,23	458,20
250	176,81	171,13	175,20	543,29	544,54
300	241,17	233,35	238,73	628,32	629,44
350	316,97	307,12	313,58	711,73	713,03

потенціалів. У [18] запропоновано узагальнення МФФ до проблем акустичної хвилі, що розсіюється на безперервній середній неоднорідності.

Поряд із фазовими зсувами в задачах розсіяння доводиться мати справу з амплітудами розсіяння, елементами S- матриці і цілим рядом інших параметрів. По відомим фазам розсіяння отримують повну амплітуду, повний переріз і парціальну амплітуду розсіяння відповідно [1]

$$F(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta), \quad (5)$$

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l, \quad (6)$$

$$f_l = \frac{1}{k} e^{i\delta_l} \sin \delta_l, \quad (7)$$

де $P_l(\cos \theta)$ — поліноми Лежандра, θ — поляризаційний кут. Залежно від методу розрахунку зміна фази розсіяння призводить до відповідної зміни вищевказаних величин $F(\theta)$, σ , f_l . Так, наприклад, для 1S_0 - стану np - системи зміна фази розсіяння δ_l на величину ε (1–2%) дає незначну зміну дійсної та уявної частини парціальної амплітуди (7).

Проведено порівняння між величинами повного перерізу розсіяння σ (в Фм^{-2}), розрахованими за фазовими зсувами з роботи [3] та фазовими зсувами згідно з МФФ для потенціалу Reid93. Результати розрахунків повного перерізу розсіяння (6) наведено у табл. 4. Різниця між розрахунками залежно від методу отримання фаз розсіяння складає

0,1–4,1% для pp - і 0,1–0,4% для np - розсіяння. Результати розрахунків за методом фазових функцій у таблиці 4 позначено як МФФ.

Висновки

Розглянуто відомий метод фазових функцій для задачі одноканального нуклон-нуклонного розсіяння.

Вперше методом фазових функцій розраховано nn , pp і np фазові зсуви для відповідних спінових конфігурацій для нуклон-нуклонного потенціалу Reid93. Чисельно отримані фазові зсуви добре узгоджуються з результатами оригінальної роботи [3] для цього ж потенціалу (відхилення становить не більше двох відсотків). Також порівняно результати розрахунків фазових зсувів за допомогою МФФ з фазовими зсувами для інших потенціальних моделей (NijmI, NijmII [3], Argonne v18 [11] і CD-Bonn [12]) і для парціального хвильового аналізу: відхилення між цими даними становить до п'яти відсотків.

За розрахованими фазовими зсувами за МФФ обчислено повний переріз nn -, pp - і np - розсіяння σ та порівняно його з величиною повного перерізу, отриманого за фазовими зсувами з роботи [3]. Отримано й парціальну амплітуду розсіяння f_l для 1S_0 - стану np - системи. Значення σ і f_l мало відрізняються від величин, отриманих за відомими фазами з роботи [3] для вказаного потенціалу міжнуклонної взаємодії Reid93.

Список літератури

1. Баби́ков В. В. Метод фазових функцій в квантовій механіці / В. В. Баби́ков. — М. : Наука, 1988. — 256 с.
2. Гайсак І. Про вузли хвильової функції дейтрона / І. Гайсак, В. Жаба // Вісник Львів. ун-ту. Серія фіз. — 2009. — № 44. — С. 8–15.
3. Construction of high quality NN potential models / V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, J. J. de Swart // Phys. Rev. C. — 1994. — Vol. 49. — P. 2950–2962.
4. Баби́ков В. В. Метод фазових функцій в квантовій механіці / В. В. Баби́ков // Усп. фіз. наук. — 1967. — Т. 92. — С. 3–26.

5. Morse P. M. The effect of exchange on the scattering of slow electrons from atoms / P. M. Morse, W. P. Allis // *Phys. Rev.* — 1933. — Vol. 44. — P. 269–276.
6. Друкарев Г. Ф. Об определении фазы волновой функции при рассеянии частиц / Г. Ф. Друкарев // *Журн. эксп. теор. физ.* — 1949. — Т. 19. — С. 247–255.
7. Kynch G. J. The two-body scattering problem with non-central forces I — non-relativistic / G. J. Kynch // *Proc. Phys. Soc. A.* — 1952. — Vol. 65. — P. 83–93.
8. Calogero F. A novel approach to elementary scattering theory / F. Calogero // *Nuovo Cimento.* — 1963. — Vol. 27. — P. 261–302.
9. Dashen R. F. Some extensions of the born approximation for phase shifts / R. F. Dashen // *Nuovo Cimento.* — 1963. — Vol. 28. — P. 229–239.
10. Nagels M. M. Low-energy nucleon-nucleon potential from Regge-pole theory / M. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. de Swart // *Phys. Rev. D.* — 1978. — Vol. 17. — P. 768–776.
11. Wiringa R. B. Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking / R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla // *Phys. Rev. C.* — 1995. — Vol. 51. — P. 38–51.
12. Machleidt R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // *Phys. Rev. C.* — 2001. — Vol. 63. — P. 024001–024032.
13. Калиткин Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. — М.: Наука, 1978. — 512 с.
14. Epelbaum E. Improved chiral nucleon-nucleon potential up to next-to-next-to-next-to-leading order / E. Epelbaum, H. Krebs, U.-G. Meissner // *Eur. Phys. J. A.* — 2015. — Vol. 51. — P. 53.
15. Dubovyk I. The method of unitary clothing transformations in the theory of nucleon-nucleon scattering / I. Dubovyk, O. Shebeko // *Few-Body Systems.* — 2010. — Vol. 48. — P. 109–142.
16. Perez R. N. Partial-wave analysis of nucleon-nucleon scattering below the pion-production threshold / R. N. Perez, J. E. Amaro, E. R. Arriola // *Phys. Rev. C.* — 2013. — Vol. 88. — P. 024002.
17. Krivec R. Quasilinearization approach to quantum mechanics / R. Krivec, V. B. Mandelzweig // *Comput. Phys. Comm.* — 2003. — Vol. 152. — P. 165–174.
18. Phase function method in problems of acoustic wave scattering / V. P. Dzyuba, R. V. Romashko, I. N. Zvestovskaya, Yu. N. Kulchin // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* — 2015. — Vol. 42. — P. 10–12.

V. Zhaba

CALCULATION OF PHASES OF NUCLEON-NUCLEON SCATTERING FOR POTENTIAL REID93 ON THE PHASE-FUNCTIONS METHOD

For calculation of the single-channel nucleon-nucleon scattering a phase-functions method (PFM) has been considered. PFM is a special method to solve the radial Schrödinger equation, which is a second order linear differential equation. It is quite convenient for obtaining scattering phases, because this method does not require calculating radial wave functions of scattering problem in a wide range firstly and then finding these phases by their asymptotics. Using a phase-functions method the following phase shifts of a nucleon-nucleon scattering are calculated numerically: nn (1S_0 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3F_3 -state), pp (1S_0 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -state) and np (1S_0 -, 1P_1 -, 3P_0 -, 3P_1 -, 1D_2 -, 3D_2 -state). The calculations has been performed using realistic nucleon-nucleon potential Reid93. When calculating phases of scattering, one should consider the peculiarities of potentials of internucleonic interaction. Obtained phase shifts are in good agreement with the results obtained in the framework of other methods. Calculations compared with the results of other operations: for the partial-wave analysis and for potentials NijmI, NijmII, Argonne v18 (Av18) and CD-Bonn. If we compare the phase shifts of nucleon-nucleon scattering calculated for the same Nijmegen group potentials (for pp- and np- scatterings) by different methods — on the basis of a solution of Schrödinger equation and PFM, we may conclude that the discrepancy between the outcomes makes no more than two percent. The comparison of the calculation results of the phase shifts for Reid93 potential, obtained with the help of PFM, and the phase shifts for other potential models (Argonne v18 and CD-Bonn) and for the partial-wave analysis indicates that the deviation between these data makes up to five percents. The Runge-Kutta method of the fourth order was chosen as the numerical method of solving the phase equation. The phase shifts were at an output of the phase function $\delta_l(r)$ on an asymptotics at $r = 10$ fm. Using the obtained phase shifts we have calculated the full cross-section and the partial scattering amplitudes. Our results are in good agreement with those obtained by using known phases published in literature. The all results of numeral calculations are represented in the type of tables which are comfortable for comparison with the values got other methods or for other nucleon-nucleon potential models.

Keywords: phase-function method, nucleon-nucleon scattering, nucleon-nucleon state, phase shifts, potential Reid93.

Матеріал надійшов 07.11.2015