

УДК 539.1

С. Б. ДУБОВИЧЕНКО¹, Н. БУРТЕБАЕВ²,
А. В. ДЖАЗАИРОВ-КАХРАМАНОВ¹, Н. В. НАУМЕНКО², Д. М. ЗАЗУЛИН²

•ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ РАССЕЯНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 1.5-6.5 МэВ

(Представлена академиком НАН РК Э.Г. Босом)

На основе различных экспериментальных данных по упругому ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеянию при энергиях 1.5-6.5 МэВ выполнен фазовый анализ и проведено сравнение полученных результатов с имеющимися данными.

Введение. Когда известны методы расчета волновых функций ядра в непрерывном и дискретном спектрах [2], можно рассматривать любые модельные задачи для рассмотрения различных проблем ядерной физики низких энергий и ядерной астрофизики. Полученные волновые функции можно использовать и в фазовом анализе упругого рассеяния ядерных частиц. На основе, найденных фаз, можно построить ядерный потенциал взаимодействия, который позволяет выполнять любые расчеты ядерных процессов, в том числе, при низких или тепловых энергиях, которые обычно наблюдаются в звездной материи.

В качестве межкластерных потенциалов взаимодействия часто выбирается особый класс сравнительно новых потенциалов с запрещенными состояниями, параметры которых предварительно согласованы с фазами их упругого рассеяния. Присутствие таких состояний позволяет эффективно учитывать принцип Паули без выполнения полной и явной антисимметризации волновых функций ядерной системы, что существенно упрощает всю вычислительную процедуру, не приводя, по-видимому, к заметному ухудшению результатов по сравнению с точными методами [3].

Переходя к фазовому анализу, заметим, что когда известны экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния ядерных частиц и математические выражения, которые описывают эти сечения в зависимости от некоторых параметров δ_L , называемых ядерными фазами рассеяния, возникает многопараметрическая вариационная задача нахождения этих параметров. В разных ядерных системах, в зависимости от энергии сталкивающихся частиц, число таких параметров, т.е. фаз рассеяния, может колебаться от 1-3 до 20-40.

Методы фазового анализа. В случае упругого рассеяния нетождественных частиц с нулевым спином выражение для сечения принимает наиболее простой вид [4]

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2, \quad (1)$$

где полная амплитуда рассеяния $f(\theta)$ представляется в виде суммы кулоновской $f_c(\theta)$ и ядерной $f_N(\theta)$ амплитуд

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f_N(\theta),$$

которые выражаются через ядерные $\delta_L \rightarrow \delta_L + i\Delta_L$ и кулоновские σ_L фазы рассеяния

$$f_c(\theta) = -\left(\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} \right) \exp\{i\eta \ln[\sin^{-2}(\theta/2)] + 2i\sigma_0\},$$

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_L (2L+1) \exp(2i\sigma_L) [S_L - 1] P_L(\cos\theta).$$

Здесь

$$S_L(k) = \eta_L(k) \exp[2i\delta_L(k)]$$

- матрица рассеяния, а

$$\eta_L(k) = \exp[-2\Delta_L(k)]$$

- параметр неупругости, зависящий от мнимой части ядерной фазы $\text{Im}\delta_L = \Delta_L(k)$, μ - приведенная масса, k - волновое число относительного движения частиц

$$k^2 = 2\mu E/\hbar^2,$$

где E - энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс.

Во всех расчетах задавались точные значения масс частиц [5], а константа \hbar^2/m_0 принималась равной 41.4686 МэВ Фм².

Кулоновский параметр

$$\eta = \mu Z_1 Z_2 e^2 / (k \hbar^2)$$

представлялся в виде

$$\eta = 3.44476 \cdot 10^{-2} Z_1 Z_2 \mu/k,$$

где k - волновое число в Фм^{-1} , μ - приведенная масса в а.е.м.

Кулоновский потенциал с $R_{\text{cul}} = 0$ записывался в форме

$$V_{\text{cul}} (\text{МэВ}) = 1.439975 Z_1 Z_2 / r,$$

где r – расстояние в Фм .

Из выражений (2) для полного сечения упругого рассеяния при $f_c = 0$ будем иметь

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \frac{\pi}{k^2} \sum_L \left[(2L+1) \left(|1 - S_L|^2 \right) \right] = \\ &= \frac{4\pi}{k^2} \sum_L (2L+1) \eta_L^2 \sin^2 \delta_L. \end{aligned}$$

Кулоновскую амплитуду рассеяния, используя выражение

$$A = \sin 2(\theta/2) = 2/[1 - \cos(\theta)],$$

можно записать в виде

$$f_c = -\eta A / 2k [\cos(B) + i \sin(B)],$$

где

$$B = 2\sigma_0 + \eta \ln A.$$

Ядерная амплитуда может быть представлена в следующей форме

$$f_n = \frac{1}{2k} \sum_L \hat{L} \left\{ [\beta \cos(2\sigma_L) + \alpha \sin(2\sigma_L)] + i[\beta \sin(2\sigma_L) - \alpha \cos(2\sigma_L)] \right\} P_L(x),$$

где

$$x = \cos(\theta), \quad \hat{L} = 2L+1,$$

$$\alpha = \eta_L \cos(2\delta_L) - 1, \quad \beta = \eta_L \sin(2\delta_L)$$

зависят только от ядерных фаз, параметра неупругости и орбитального момента.

Кулоновские фазы рассеяния удовлетворяют соотношению

$$\alpha_L = \sigma_L - \sigma_{L-1} = \sum_{n=1}^L \operatorname{Arctg} \left(\frac{\eta}{n} \right), \quad \alpha_0 = 0.$$

Величина α_L используется в преобразованных выражениях для сечений, если вынести

общий множитель $\exp(2i\sigma_0)$. Тогда $\sigma_L \rightarrow \alpha_L$ с $\alpha_0 = 0$, что избавляет от необходимости вычислять кулоновские фазы в явном виде, а кулоновская амплитуда принимает форму

$$f_c(\theta) = - \left(\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} \right) \exp \{i\eta \ln [\sin^{-2}(\theta/2)]\}.$$

Суммирование в выражениях (1)-(2) выполняется по всем возможным L и проводится до некоторого L .

Зная экспериментальные дифференциальные сечения рассеяния, т.е. функцию $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$, зависящую от угла, можно найти некоторый набор фаз $\delta_{S,L}^J$, способный с той или иной точностью передать поведение этих сечений. Качество описания экспериментальных данных на основе некоторой теоретической функции (1)-(2) (функционала нескольких переменных) можно оценить по методу χ^2 , который представляется в виде [3].

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_i^e(\theta) - \sigma_i^t(\theta)}{\Delta \sigma_i^e(\theta)} \right]^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \chi_i^2,$$

где σ_i^e и σ_i^t – экспериментальное и теоретическое, т.е. расчетное при некоторых заданных значениях фаз $\delta_{S,L}^J$ рассеяния, сечения упругого рассеяния ядерных частиц для i -го угла рассеяния, $\Delta \sigma_i^e$ – ошибка экспериментальных сечений при этих углах, N – число измерений.

Чем меньше величина χ^2 , тем лучше описание экспериментальных данных на основе выбранного теоретического представления. Обычно результаты расчетов можно считать вполне удовлетворительными, если среднее χ^2 порядка единицы, т.е. отклонение расчетных и экспериментальных величин в среднем равно величине экспериментальных ошибок. Описание сечений можно считать хорошим, когда каждое парциальное χ_i^2 меньше единицы.

Выражения (1)-(2), по сути, являются разложением некоторой функции $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ в числовом ряду, и нужно найти такие вариационные параметры разложения η_L и δ_L , которые наилучшим образом описывают эту функцию. Поскольку приведенные выражения (1) - (2) являются точными,

то при увеличении L до бесконечности величина χ^2 должна стремиться к нулю. Этот критерий использовался для выбора определенного набора фаз, приводящего к минимуму χ^2 , который мог бы претендовать на роль глобального минимума этой многопараметрической вариационной задачи.

Для поиска ядерных фаз рассеяния по экспериментальным сечениям выполнялась процедура минимизации функционала χ^2 , как функции $2L$ переменных, каждая из которых является фазой δ_i определенной парциальной волны рассеяния и неупругостью η_i в этой волне. Для решения этой задачи требуется найти минимум χ^2 в некоторой ограниченной области значений этих переменных. В частности, величина η_i может принимать только значения от 0 до 1, а фазы δ_i обычно находятся в области $0^\circ - 180^\circ$.

Но и в этой области можно найти множество локальных минимумов χ^2 с величиной порядка единицы. Выбор наименьшего из них позволяет надеяться, что он будет соответствовать глобальному минимуму, который является решением такой вариационной задачи. Кроме того, рассматривались только решения, т.е. наборы фаз рассеяния, которые при увеличении числа парциальных волн L приводили к плавному уменьшению величины χ^2 .

Фазовый анализ ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния. Приведем теперь результаты, полученные для ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния в области низких энергий. Рассматривались энергии упругого рассеяния ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ в области от 1.5 МэВ до 6.5 МэВ.

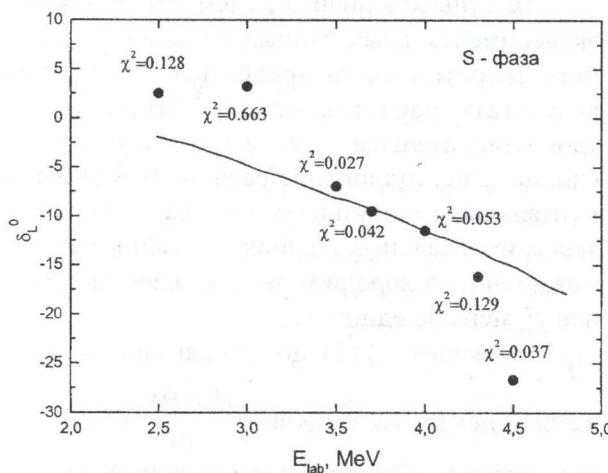


Рис. 1. S-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Кривые - данные работы [5]. Точки - наши результаты, полученные на основе данных [5]

Ранее фазовый анализ дифференциальных сечений при энергиях от 2.5 до 5 МэВ был проведен в работе [6]. Потенциальное описание таких фаз рассеяния на основе потенциалов с запрещенными состояниями было выполнено нами в работе [7].

Используя экспериментальные данные по функциям возбуждения при семи углах из работы [5] (даные взяты из рисунков) мы повторили фазовый анализ в области энергий 2.5-4.5 МэВ. Заметим, что измерения функций возбуждения при таком количестве точек по углам не достаточно точно воспроизводят форму угловых распределений даже при низких энергиях. Поэтому, фазовый анализ не позволяет получить полностью однозначные значения фаз рассеяния, особенно, в S-волне, не смотря на то, что в качестве начальных фаз использовались фазы работы [5].

Результаты нашего анализа приведены на рис. 1-5. На рис. 1 показаны значения среднего χ^2 , которые получены для различных энергий рассеяния. Как видно из рисунков, S-фаза несколько отличается от результатов работы [5], а все остальные парциальные волны вполне укладываются на кривые, полученные в результате фазового анализа [5].

Поскольку, данные по функциям возбуждения брались из рисунков работы [5], возможная ошибка в нашем фазовом анализе может составлять 3-5 градусов, что вполне способно объяснить расхождение в S-фазе.

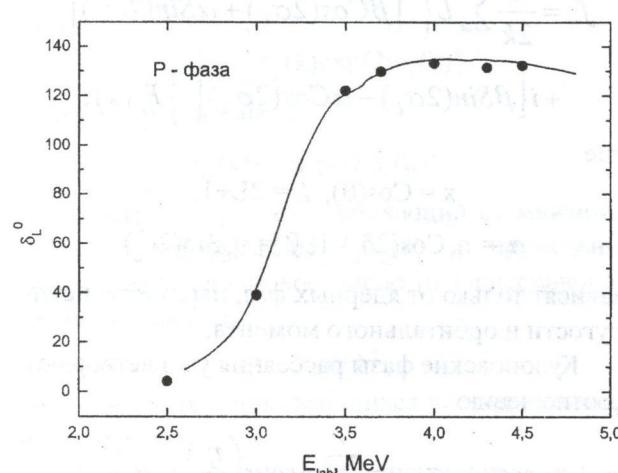


Рис. 2. P-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Кривые - данные работы [5]. Точки - наши результаты, полученные на основе данных [5]

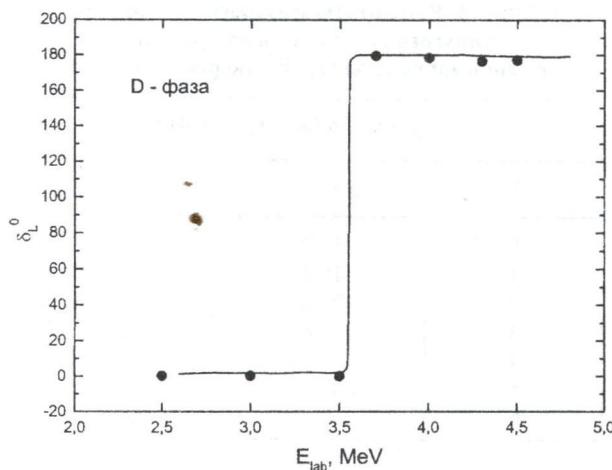


Рис. 3. D-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Кривые - данные работы [5]. Точки - наши результаты,
полученные на основе данных [5]

Далее, в работе [8], был выполнен очень аккуратный фазовый анализ экспериментальных данных при 49 энергиях в области от 1.5 до 6.5 МэВ. Используя эти данные, мы провели свой фазовый анализ при энергиях 1.466, 1.973, 2.073, 2.870, 3.371, 4.851, 5.799 и 6.458 МэВ. Результаты, полученные в нашем анализе представлены в табл. 1-8 (в градусах) в сравнении с данными работы [7]. В таблицах приведены и средние значения χ^2 , полученные в нашем анализе.

В таблице 9 показаны спектры уровней ядра ${}^{16}\text{O}$, наблюдавшихся в ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеянии [9].

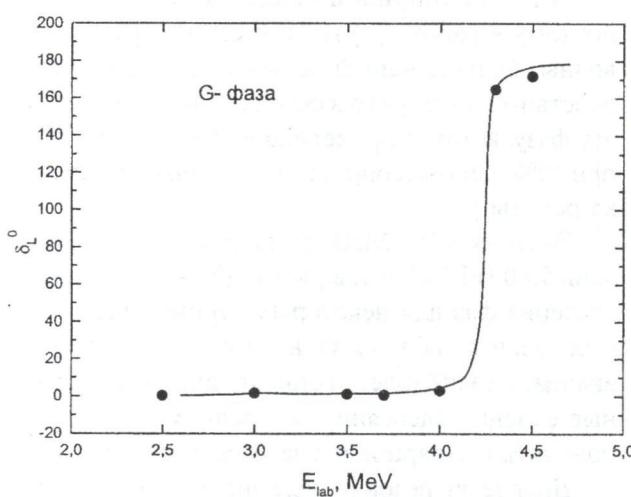


Рис. 5. G-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Кривые - данные работы [5]. Точки - наши результаты,
полученные на основе данных [5]

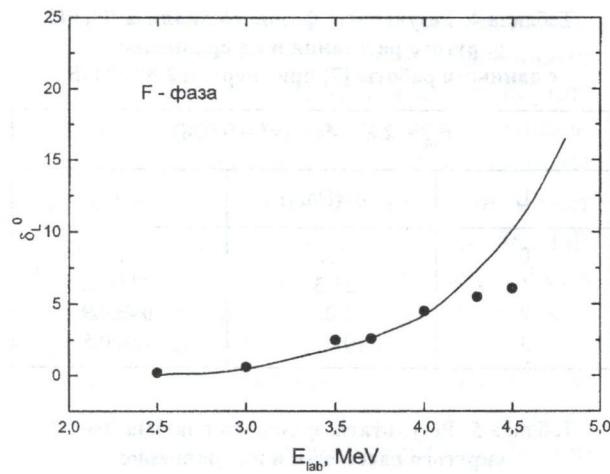


Рис. 4. F-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Кривые - данные работы [5]. Точки - наши результаты,
полученные на основе данных [5]

Таблица 1. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 1.466 МэВ

$E_{lab} = 1.466 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.055)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [7]
0	-0.2	0.5 ± 1.0
1	-0.4	-0.1 ± 1.0
2	-1.1	-0.8 ± 1.0

Таблица 2. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 1.973 МэВ

$E_{lab} = 1.973 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.077)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [7]
0	-2.6	-0.5 ± 1.0
1	0.0	0.9 ± 1.7
2	-1.2	-0.1 ± 1.3

Таблица 3. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 2.073 МэВ

$E_{lab} = 2.073 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.029)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [7]
0	-1.2	0 ± 0.8
1	-0.1	0.1 ± 1.2
2	-1.1	-0.6 ± 0.9

Таблица 4. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 2.870 МэВ

$E_{\text{lab}} = 2.87 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.038)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [7]
0	-3.1	-2.1±1.1
1	21.3	22.0±2.1
2	0.0	0.4±0.9
3	0.5	1.0±0.5

Таблица 5. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 3.371 МэВ

$E_{\text{lab}} = 3.371 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.31)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [7]
0	169.4	—
1	103.4	103.7±1.7
2	-1.7	0.0±0.7
3	0.2	0.8±0.6
4	0	—

Таблица 6. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 4.851 МэВ

$E_{\text{lab}} = 4.851 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.26)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [7]
0	164.2	164±1.1
1	128.4	129.5±0.9
2	177.1	178.8±0.9
3	15.5	16.4±0.8
4	176.9	177.2±0.8
5	-0.3	0.5±0.5

Таблица 7. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 5.799 МэВ

$E_{\text{lab}} = 5.799 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.37)$		
L	$\text{Re}\delta^0$ (Наш)	$\text{Re}\delta^0$ [7]
0	162.2	—
1	128.2	—
2	83.2	82.3±0.6
3	86.0	—
4	173.8	175.3±0.7
5	-1.0	0.2±0.4

Таблица 8. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [7] при энергии 6.458 МэВ

$E_{\text{lab}} = 6.458 \text{ MeV} (\chi^2 = 0.41)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [7]
0	151.2	153±2.5
1	115.8	119.4±2.1
2	172.2	172.2±1.9
3	120.8	122.0±2.4
4	176.4	179.1±1.2
5	0.8	2.2±0.8
6	0.1	0.4±0.4

Таблица 9. Спектр уровней ядра ${}^{16}\text{O}$ в ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеянии с изоспином T = 0 [8].

Здесь J^π - полный момент и четность, E_{lab} - энергия налетающей α -частицы, $\Gamma_{\text{с.m.}}$ - ширина уровня

$E_{\text{lab}}, \text{MeV}$	J^π	$\Gamma_{\text{с.m.}}, \text{keV}$
3.324	1-	480±20
3.5770±0.5	2 ⁺	0.625±0.1
4.259	4 ⁺	27±3
5.245±8	4 ⁺	0.28±0.05
5.47	0 ⁺	2500
5.809±18	2 ⁺	73±5
5.92±20	3 ⁻	800±100
6.518±10	0 ⁺	1.5±0.5
7.043±4	1 ⁻	99±7
7.82±10	2 ⁺	150±11
7.960±10	3 ⁻	110±30

Из приведенных таблиц видно, что энергия ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния 3.371 приходится на уровень 3.324 МэВ с шириной 480±20 кэВ. Возможно, поэтому в работе [7] не приводится фаза для S волны. Однако наш фазовый анализ на основе действительных фаз рассеяния позволяет извлечь эту фазу, которая приведена в табл.5, с $\chi^2 = 0.31$ при 10% ошибках определения данных из рисунка работы [7].

Энергия 5.799 МэВ точно приходится на уровень 5.809±18 МэВ и в работе [7] не приводятся значения фаз для некоторых парциальных волн (прочерки в табл. 7). Однако в нашем фазовом анализе вполне удается описать дифференциальные сечения рассеяния со средним $\chi^2 = 0.37$ и получить все парциальные фазы рассеяния.

Другие, не резонансные энергии, а это 2.870, 4.851 и 6.458 МэВ, описываются фазами, которые практически совпадают с данными работы [7] в пределах, приведенных в ней, ошибок опре-

деления фаз, и с учетом возможных 10% ошибок определения экспериментальных данных из рисунков работы [7]. Энергии 1.466, 1.973 и 2.073 МэВ, по сути, описываются нулевыми фазами и представляют собой чисто кулоновское, т.е. резерфордовское рассеяние.

На рис. 6-13 показано качество описания дифференциальных сечений упругого рассеяния с приведенными в табл. 1-8 фазами.

В процессе нашего фазового анализа пришлось перевести дифференциальные сечения и углы, приведенные в работе [7] в лабораторной системе, в систему центра масс, которая наиболее удобна для наших расчетов.

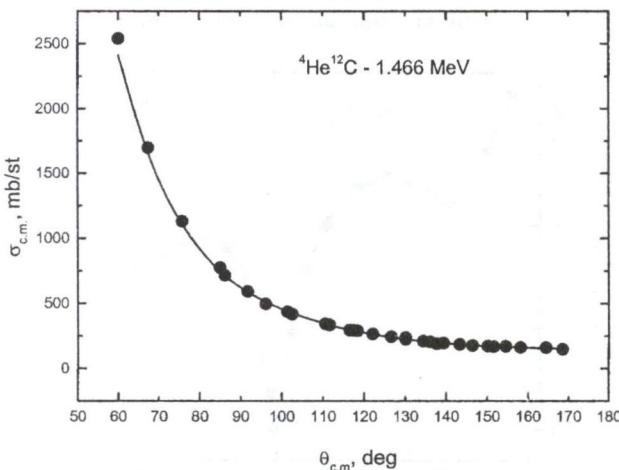


Рис. 6. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 1.466 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

Небольшие отличия в фазах рассеяния могут быть обусловлены различными значениями констант или масс частиц, которые используются в таких расчетах. Например, можно использовать точные значения масс частиц [4] или же их целые величины, а константа \hbar^2 / m может быть равная, например, 41.47 или 41.4686 МэВ Фм². Кроме того, точность определения фаз в проведенном анализе на основе данных [7] оценивается на уровне 1-2 градуса.

На рис. 14-19 приведено сравнение результатов нашего фазового анализа, полученного на основе экспериментальных данных работы [7] (точки) и фазового анализа работы [5] (квадраты).

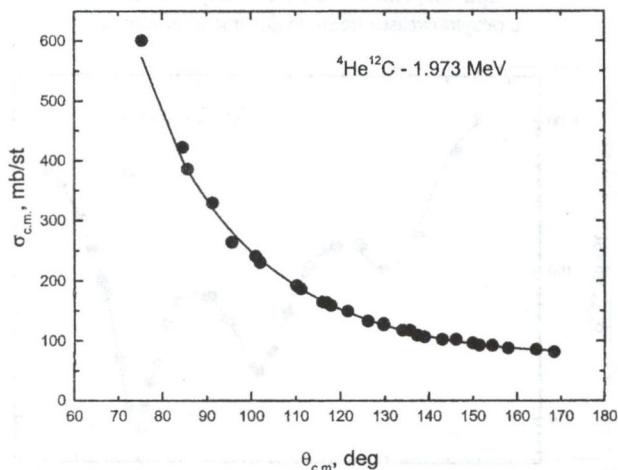


Рис. 7. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 1.973 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

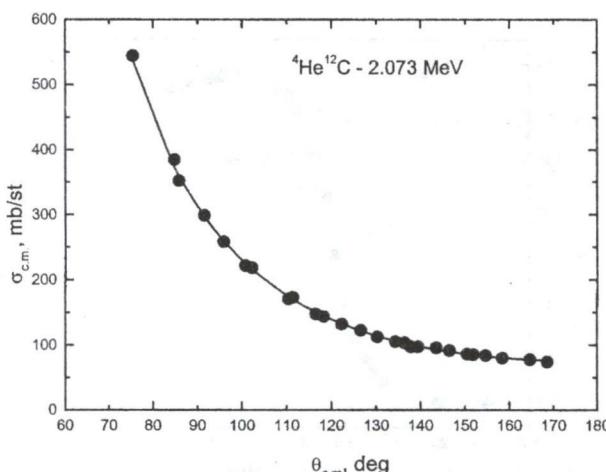


Рис. 8. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 2.073 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

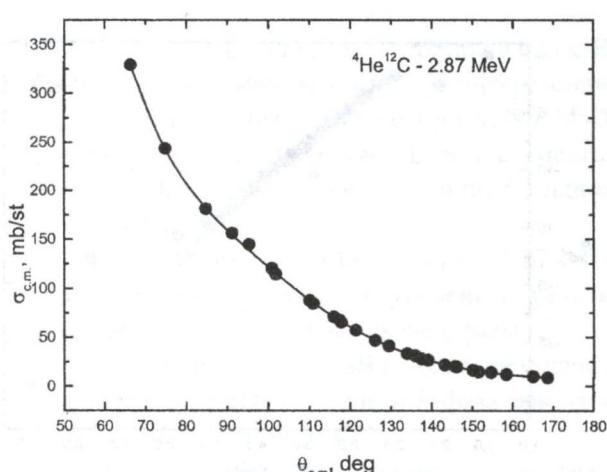


Рис. 9. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 2.87 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

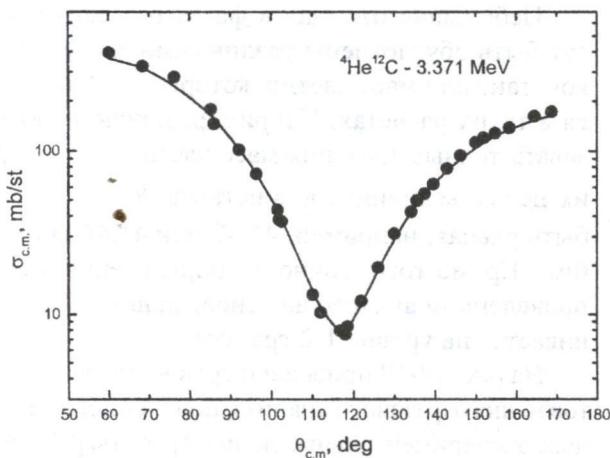


Рис. 10. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 3.371 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

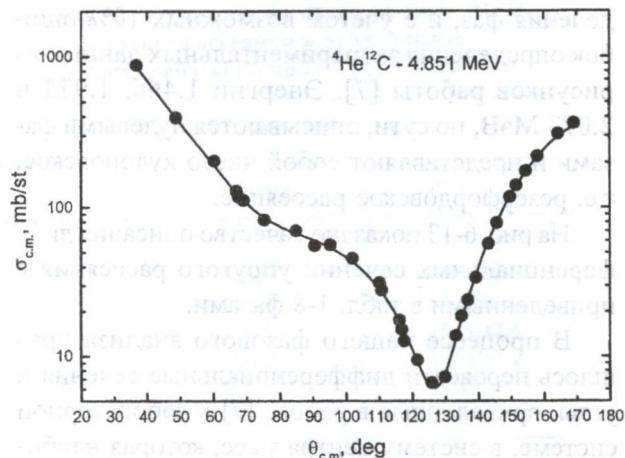


Рис. 11. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 4.851 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

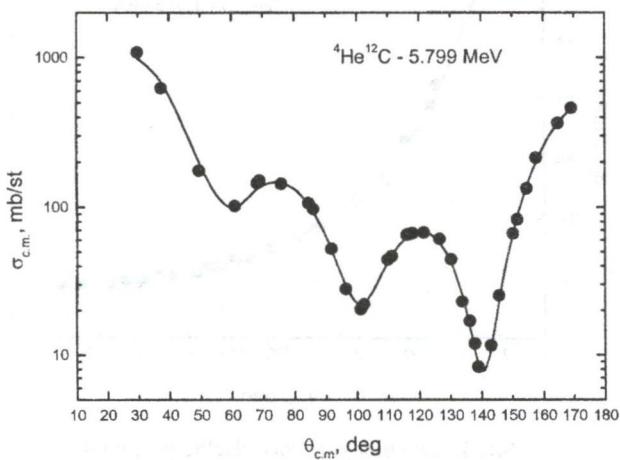


Рис. 12. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 5.799 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

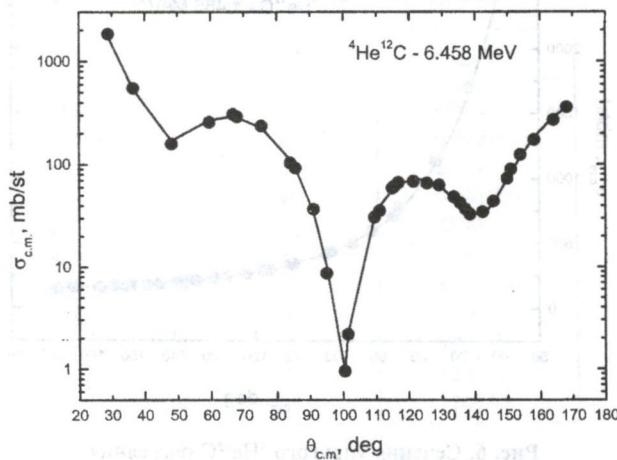


Рис. 13. Сечения упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 6.458 МэВ, полученные с результатами нашего фазового анализа

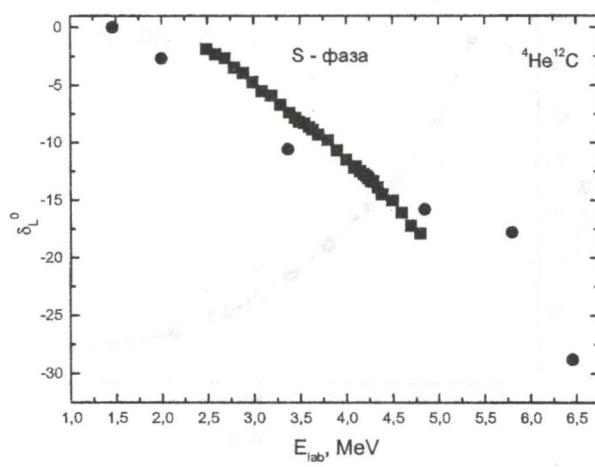


Рис. 14. S-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния. Квадраты - данные работы [5]. Точки - наши результаты, полученные на основе данных [7].

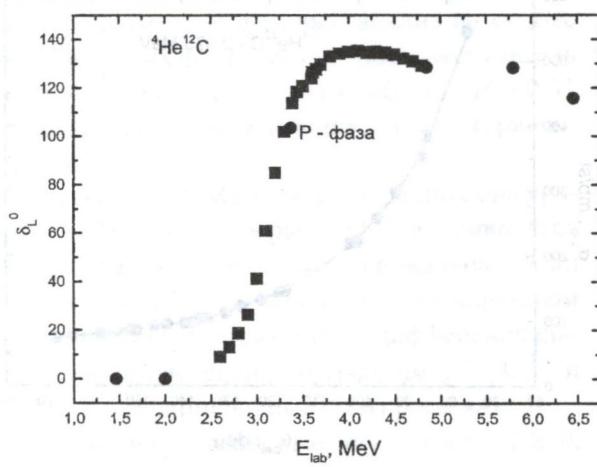


Рис. 15. P-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния. Квадраты - данные работы [5]. Точки - наши результаты, полученные на основе данных [7].

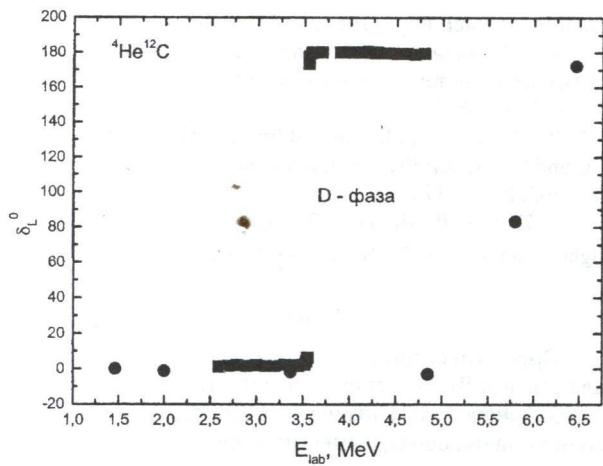


Рис. 16. D-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Квадраты - данные работы [5]. Точки - наши результаты, полученные на основе данных [7]

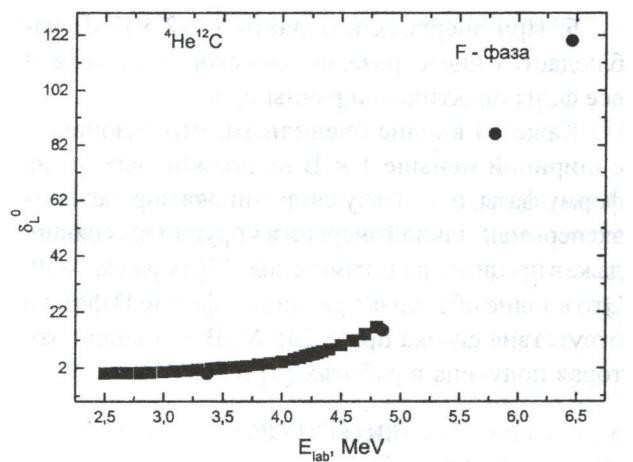


Рис. 17. F-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Квадраты - данные работы [5]. Точки - наши результаты, полученные на основе данных [7]

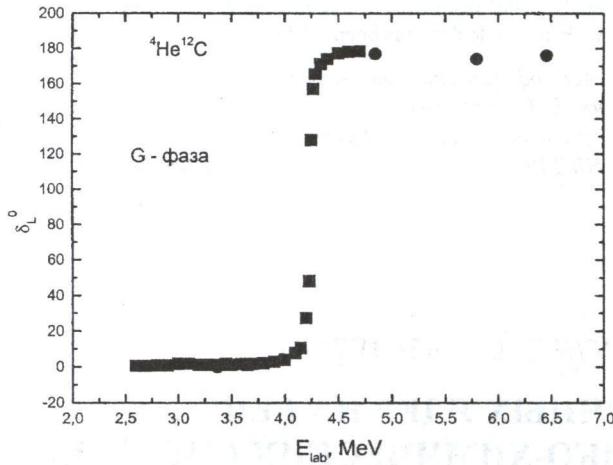


Рис. 18. G-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Квадраты - данные работы [5]. Кружки - наши результаты, полученные на основе данных [7]

Как видно из рисунков и приведенных табл. 1-8 удается хорошо описать имеющиеся экспериментальные данные на основе полученного набора фаз упругого рассеяния. При двух энергиях эти фазы практически совпадают с результатами работы [7], но несколько отличаются от данных [5], особенно в S-волне.

Заключение. В результате выполненного здесь фазового анализа можно сделать следующие выводы:

1. Энергия 3.371 МэВ приходится на уровень 3.324 МэВ с довольно большой шириной 0.48 МэВ и в Р волне хорошо просматривается плавный резонанс.

2. По данным работы [5] в D волне наблюдается резонанс, который соответствует уровню при

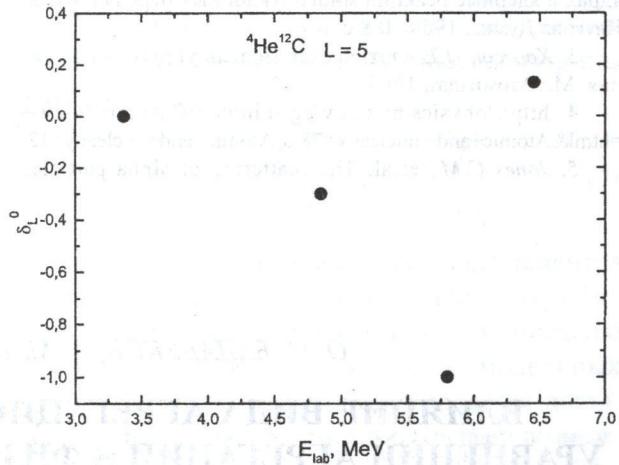


Рис. 19. Фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при $L = 5$.
Кружки - наши результаты, полученные на основе данных [7]

3.577 МэВ с очень маленькой шириной 0.625 кэВ. Однако, в результатах анализа [7] этого резонанса нет - он появляется только при 5.799 МэВ, поскольку при этой энергии в D волне имеется уровень 5.809 МэВ с относительно большой шириной 73 кэВ.

3. При энергии 4.259 МэВ с шириной 27 кэВ в G волне имеется резонансный уровень и в результатах работ [5] и [7] виден скачок фазы.

4. При энергии 5.92 МэВ имеется резонанс с шириной 0.8 МэВ в F волне и F-фаза при этой энергии имеет величину 90° .

5. Энергия 5.799 МэВ находится около резонанса при 5.47 МэВ с большой шириной 2.5 МэВ и S фаза испытывает некоторый подъем при этой энергии.

6. При энергиях в области 1.5-2.5 МэВ наблюдается чисто резерфордовское рассеяние и все фазы практически равны нулю.

Кажется вполне очевидным, что резонансы с шириной меньше 1 кэВ не должны влиять на форму фазы, поскольку сама ошибка определения экспериментальной энергии в упругом рассеянии, даже в прецизионных измерениях [7], порядка 1 кэВ. Это вполне объясняет разницу в форме D фазы и отсутствие скачка при 5.245 МэВ в G волне, которая получена в работах [5] и [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Дубовиченко С.Б. Методы расчета ядерных характеристик. Алматы: Комплекс, 2006. 311 с.
2. Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудчик А.Т., Смирнов Ю.Ф., Чувильский Ю.М. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наукова Думка, 1988. 488 с.
3. Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966.
4. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Category?view=html&Atomic+and+nuclear.x=78&Atomic+and+nuclear.y=12>.
5. Jones C.M., et al. The scattering of alpha particles

from ^{12}C // Nucl. Phys. 1962, V. 37. P. 1-9.

6. Дубовиченко С.Б. Фотопроцессы в $^4\text{He}^{12}\text{C}$ канале ядра ^{16}O на основе потенциальной кластерной модели // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 447-553.

7. Plaga R., et. al. The scattering of alpha particles from ^{12}C and the $^{12}\text{C}(a,g)^{16}\text{O}$ stellar reaction rate // Nucl. Phys. 1987. V. A465. P. 291-316.

8. Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. Energy levels of light nuclei $A = 16-17$ // Nucl. Phys. 1993. V. A564, N1. P. 1-183.

Резюме

Әртүрлі эксперименттен алынған нәтижелерді негізге ала отырып $^4\text{He}^{12}\text{C}$ серпімді шашырау 1,5-6,5 МэВ энергия бойынша фаздік анализ орындалады. Алынған нәтижени колдағы бар бұрынғы нәтежемен салыстырамыз.

Summary

On basis of the different experimental data on the elastic $^4\text{He}^{12}\text{C}$ scattering at the energies 1.5-6.5 MeV the phase shift analysis has been carried out and comparison obtained results with available data has been made.

¹Астрофизический институт
им. В. Г. Фесенкова;

²Институт ядерной физики
НЯЦ РК

Поступила 5.11.08г.