

10. РЕАКЦИЯ РАДИАЦИОННОГО ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ ЗАХВАТА

Reaction of the ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ radiative capture

Введение

Перейдем теперь к рассмотрению процесса радиационного захвата ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He},\gamma){}^{16}\text{O}$, который, наряду с тройным гелиевым захватом, присутствует в цепочке термоядерных реакций на горячей стадии развития звезд, когда температура внутри звезды составляет сотни миллионов градусов Кельвина [205]. При такой высокой температуре взаимодействующие частицы имеют достаточную энергию для существенного увеличения вероятности прохождения через кулоновский барьер в область сильного взаимодействия, а, значит, для увеличения вклада такой реакции в полный энергетический баланс звезды.

Рассматриваемая реакция приводит к образованию стабильного ядра ${}^{16}\text{O}$, которое является промежуточным звеном в процессе образования более тяжелых элементов, например, с помощью реакций ${}^{16}\text{O}({}^4\text{He},\gamma){}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{20}\text{Ne}({}^4\text{He},\gamma){}^{24}\text{Mg}$ и т.д. [2,121]. Поэтому знание сечения этой реакции и его зависимости от энергии является важным для ядерной астрофизики. Однако длительное время существовали большие неопределенности в точном определении скорости реакции ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He},\gamma){}^{16}\text{O}$, и только сравнительно недавно появились новые экспериментальные данные в области энергий $1.9 \div 4.9$ МэВ [206], которые имеют высокую точность и, по-видимому, устраняют большую часть этих неопределенностей.

Вначале, в данной главе, будут приведены результаты, выполненного нами фазового анализа упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния при низких энергиях. Здесь можно отметить, что в разных ядерных системах, в зависимости от энергии столкни-

вающихся частиц, число параметров возникающей при этом многопараметрической вариационной задачи для поиска фаз упругого рассеяния может колебаться от $1 \div 2$ до $20 \div 40$ [89, 207].

Далее, по найденным фазам упругого рассеяния, будут построены потенциалы ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ взаимодействия в непрерывном спектре, позволяющие правильно описывать полученные фазы рассеяния. Также будут определены потенциалы, правильно воспроизводящие энергии связанных состояний ядра ${}^{16}\text{O}$ в предположении, что они обусловлены ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ кластерной конфигурацией. И в итоге, в потенциальной кластерной модели будет исследована возможность описания астрофизического S - фактора реакции радиационного захвата ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ при малых энергиях.

10.1 Дифференциальные сечения

В случае упругого рассеяния нетождественных частиц с нулевым спином выражение для сечения принимает наиболее простой вид [45]

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2, \quad (10.1)$$

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, а вид этих амплитуд приведен в гл. 5. Для полного сечения упругого рассеяния при $f_c = 0$ будем иметь

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

Суммирование в этом выражении выполняется по всем возможным L и проводится до некоторого L_{\max} , которое в зависимости от энергии α частиц может принимать значения от $1 \div 3$ до $5 \div 6$.

10.2 Фазовый анализ

Приведем результаты фазового анализа, полученные для ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния в области от 1.5 МэВ до 6.5 МэВ. Ранее фазовый анализ дифференциальных сечений при энергиях $2.5 \div 5$ МэВ был проведен в работе [208]. Потенциальное описание таких фаз рассеяния на основе потенциалов с запрещенными состояниями было выполнено нами в работе [209]. Здесь, используя экспериментальные данные по функциям возбуждения при семи углах из [208], мы повторили фазовый анализ [208] в области энергий $2.5 \div 4.5$ МэВ, который можно рассматривать, как контрольный тест для нашей компьютерной программы и использованных нами методов расчета.

Заметим, что измерение функций возбуждения при таком небольшом количестве точек по углам недостаточно, чтобы с хорошей точностью воспроизвести форму угловых распределений даже при низких энергиях. Возможно, поэтому, фазовый анализ не позволяет получить полностью однозначные значения фаз рассеяния, особенно для S -волны, несмотря на то, что в качестве начальных фаз при варьировании [24] были использованы известные результаты фазового анализа [208].

Результаты нашего анализа приведены на рис.10.1 ÷ рис.10.5, а на рис.10.1 показаны значения среднего χ^2 , которые получены для различных энергий рассеяния. Как видно из этих рисунков, S -фаза несколько отличается от данных работы [208], а фазы во всех остальных парциальных волнах вполне согласуются с этими результатами. Поскольку, данные по функциям возбуждения брались нами из рисунков работы [208], возможная ошибка в нашем фазовом анализе, зависящая от точности данных по сечениям, может состав-

лять примерно $2^\circ \div 3^\circ$, что вполне способно объяснить расхождение в результатах для S - фазы.

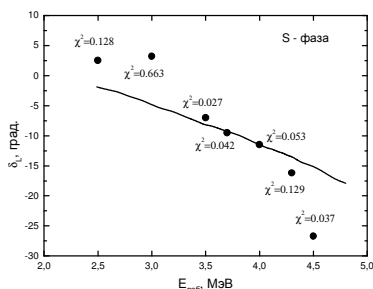


Рис.10.1. S - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Кривые – данные работы [208]. Точки – наши результаты, полученные на основе данных [208].

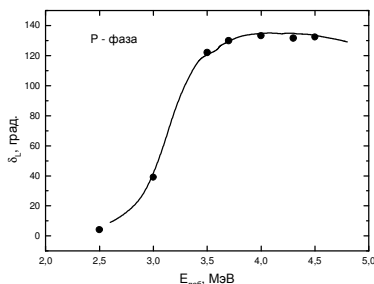


Рис.10.2. P - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Обозначения, как на рис.10.1.

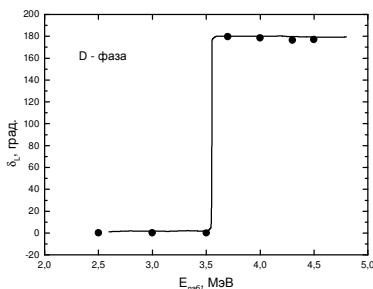


Рис.10.3. D - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Обозначения, как на рис.10.1.

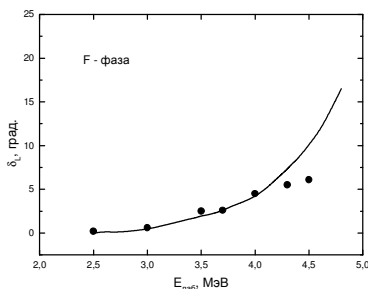


Рис.10.4. F - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Обозначения, как на рис.10.1.

Далее, в работе [210], 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, получен-

ные в нашем анализе, представлены в табл.10.1 ÷ табл.10.8 вместе со средними значениями χ^2 в сравнении с табличными данными работы [210]. В табл.10.9 показан спектр резонансных уровней, наблюдаемых в упругом ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеянии [211].

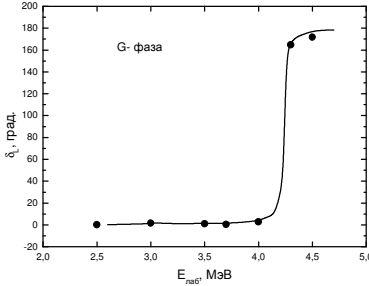


Табл.10.1. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 1.466 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 1.466 \text{ МэВ} (\chi^2 = 0.055)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [210]
0	-0.2	0.5 ± 1.0
1	-0.4	-0.1 ± 1.0
2	-1.1	-0.8 ± 1.0

Табл.10.3. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 2.073 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 2.073 \text{ МэВ} (\chi^2 = 0.029)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [210]
0	-1.2	0 ± 0.8
1	-0.1	0.1 ± 1.2
2	-1.1	-0.6 ± 0.9

Рис.10.5. G - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния. Обозначения, как на рис.10.1.

Табл.10.2. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 1.973 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 1.973 \text{ МэВ} (\chi^2 = 0.077)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [210]
0	-2.6	-0.5 ± 1.0
1	0.0	0.9 ± 1.7
2	-1.2	-0.1 ± 1.3

Табл.10.4. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 2.870 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 2.87 \text{ МэВ} (\chi^2 = 0.038)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [210]
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

Из приведенных таблиц видно, что энергия ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния 3.371 МэВ приходится на уровень 3.324 МэВ с шириной 480 ± 20 кэВ. Хотя в таблицах работы [210] не приводится фаза для S - волны (прочерки в табл.10.5) при этой энергии, наш фазовый анализ на основе действительных фаз рассеяния позволяет определить эту фазу, которая приведена в табл.10.5 с $\chi^2 = 0.31$ при 10% ошибках определения экспериментальных данных из рисунка работы [210].

Табл.10.5. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 3.371 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 3.371 \text{ МэВ } (\chi^2 = 0.31)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [210]
0	169.4	-
1	103.4	103.7 ± 1.7
2	-1.7	0.0 ± 0.7
3	0.2	0.8 ± 0.6

Табл.10.6. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 4.851 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 4.851 \text{ МэВ } (\chi^2 = 0.26)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [210]
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

Табл.10.7. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 5.799 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 5.799 \text{ МэВ } (\chi^2 = 0.37)$		
L	$\text{Re}\delta^0$ (Наш)	$\text{Re}\delta^0$ [210]
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

Табл.10.8. Результаты фазового анализа ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния и их сравнение с данными работы [210] при энергии 6.458 МэВ.

$E_{\text{лаб}} = 6.458 \text{ МэВ } (\chi^2 = 0.41)$		
L	δ^0 (Наш)	δ^0 [210]
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

Табл.10.9. Спектр уровней ядра ^{16}O в упругом $^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеянии с изоспином $T = 0$ [211].

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

$E_{\text{лаб}}$, МэВ	J^π	$\Gamma_{\text{цм}}$, кэВ
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

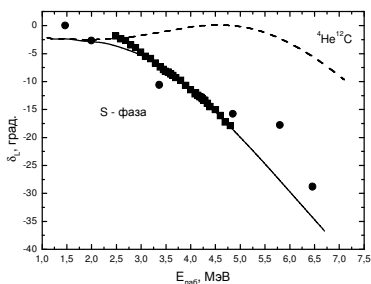


Рис.10.6. S - фаза упругого $^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Квадраты – данные работы [208]. Точки – наши результаты [212], полученные на основе данных [210]. Кривые – результаты расчетов с найденными потенциалами.

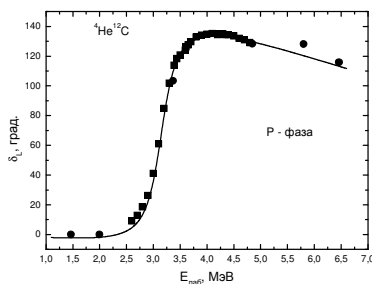


Рис.10.7. P - фаза упругого $^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Обозначения, как на рис.10.6.

Энергия 5.799 МэВ приходится на уровень 5.809 ± 18 МэВ и в таблицах работы [210] не приводятся значения фаз рассеяния для некоторых парциальных волн (прочерки в

табл.10.7). В нашем фазовом анализе вполне удается описать дифференциальные сечения рассеяния со средним значением $\chi^2 = 0.37$ и найти все парциальные фазы.

Другие, нерезонансные энергии (2.870, 4.851 и 6.458 МэВ), описываются фазами, которые совпадают с данными работы [210] в пределах приведенных в ней ошибок определения фаз, и с учетом возможных 10% ошибок нашего определения экспериментальных данных из рисунков работы [210]. Последние три энергии 1.466, 1.973 и 2.073 МэВ, по сути, совместимы с нулевыми значениями ядерных фаз и соответствуют чисто кулоновскому, т.е. резерфордскому рассеянию.

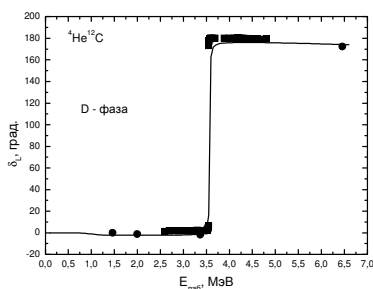


Рис.10.8. *D* - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Обозначения, как на рис.10.6.

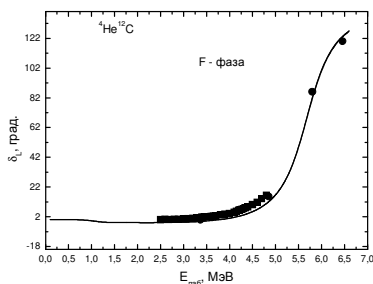
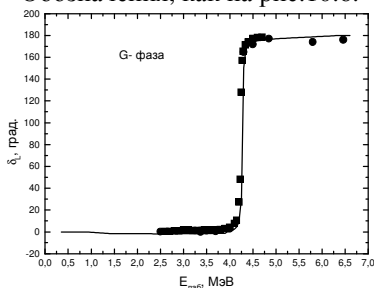


Рис.10.9. *F* - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Обозначения, как на рис.10.6.

Рис.10.10. *G* - фаза упругого ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния.

Обозначения, как на рис.10.6.

Небольшие отличия в фазах рассеяния могут быть обусловлены различными значениями констант или масс частиц,

которые используются в таком анализе. Например, можно использовать точные значения масс частиц [35] или же их целые величины, а константа \hbar^2/m может быть принята равной, например, 41.47 или более точно 41.4686 МэВ·Фм². Кроме того, точность определения фаз, в проведенном фазовом анализе, на основе данных [210] оценивается нами на уровне $1^\circ \div 2^\circ$.

На рис.10.6 ÷ рис.10.10 приведено сравнение результатов нашего фазового анализа [212], полученного на основе экспериментальных данных работы [210] (точки) и фазового анализа работы [208] (квадраты). Как видно из приведенных в табл.10.1 ÷ табл.10.8 и рис.10.6 ÷ рис.10.10 результатов, полученные нами фазы практически совпадают с результатами работы [210], но несколько отличаются от данных [208], особенно в S - волне рассеяния.

10.3 Описание фаз рассеяния в потенциальной модели

Прежде, чем переходить к построению потенциалов взаимодействия, рассмотрим классификацию орбитальных состояний ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ системы, которая позволяет определить общее количество ЗС в S - волновом потенциале. Полученные в результате потенциалы можно использовать в дальнейшем для расчетов астрофизических S - факторов, например, реакции захвата ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He}, \gamma){}^{16}\text{O}$ [33].

Возможные орбитальные схемы Юнга системы ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ определяются по теореме Литтлвуда [125], что в данном случае дает $\{444\} \times \{4\} = \{844\} + \{754\} + \{7441\} + \{664\} + \{655\} + \{6442\} + \{6541\} + \{5551\} + \{5542\} + \{5443\} + \{4444\}$ [209]. В модели оболочек схемы Юнга $\{4\}$ и $\{444\}$ соответствуют ядрам ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ в основном состоянии. В соответствии с правилами [125] можно сделать вывод, что разрешенной принципом Паули схемой Юнга для ОС ядра ${}^{16}\text{O}$ будет только $\{4444\}$, а все остальные орбитальные конфигурации запрещены. В частности, все возможные конфигурации, где в первой строке находится число больше четырех

клеток, не могут существовать, так как в s - оболочке не может быть больше четырех нуклонов.

Используя правило Эллиота [125], можно определить орбитальные моменты, соответствующие различным схемам Юнга. В результате находим, что состояния ядра ^{16}O с моментом $L = 0$ в $^4\text{He}^{12}\text{C}$ системе соответствуют следующим орбитальным схемам {4444}, {5551}, {664}, {844} и {6442}. Этот результат можно использовать для определения числа связанных запрещенных состояний в потенциале основного состояния. Поскольку в основном состоянии разрешена только симметрия {4444}, а остальные четыре схемы Юнга запрещены, то потенциал $^4\text{He}^{12}\text{C}$ взаимодействия должен иметь четыре связанных запрещенных состояния и одно разрешенное СС [209].

Ранее в работе [209] для основного состояния $^4\text{He}^{12}\text{C}$ системы в ядре ^{16}O нами были получены параметры потенциала вида (2.8), но со сферическим кулоновским взаимодействием [45] при $R_c = 3.55$ Фм. Этот потенциал строился исходя из требований описания таких характеристик, как энергия связи, зарядовый радиус, кулоновский формфактор при малых переданных импульсах и вероятности электромагнитных переходов между связанными уровнями.

^{16}O	G	4^+	3.19
	D	2^+	2.69
	P	1^-	2.46
$^4\text{He}^{12}\text{C}$	1P	1^-	-0.045
	1D	2^+	-0.245
	1F	3^-	-1.032
	2S	0^+	-1.113
	1S	0^+	-7.162

Рис.10.11. Спектр уровней ядра ^{16}O .

Далее, в работе [213] нами были уточнены параметры потенциала основного $1S$ - состояния [211] (см. рис.10.11) ^{16}O в $^4\text{He}^{12}\text{C}$ канале и при таком же кулоновском радиусе получено

$$V_{1S} = -256.845472 \text{ МэВ} , \\ \alpha = 0.189 \text{ Фм}^{-2} . \quad (10.2)$$

Конечно - разностным методом [24] для этого потенциала получена энергия связи -7.161950 МэВ при экспериментальной величине -7.16195 МэВ [211] и зарядовый радиус 2.705 Фм при радиусах ^4He : $1.671(14)$ Фм [71] и ^{12}C :

2.4829(19) Фм [163], а экспериментальное значение радиуса ядра ^{16}O равно 2.710(15) Фм [211]. Такой потенциал, в соответствии с проведенной выше классификацией ЗС и РС, имеет запрещенные состояния при четырех энергиях: -37.6; -80.8; -134.5; -197.2 МэВ.

Для потенциала первого возбужденного $2S$ - уровня с экспериментальной энергией -1.113 МэВ [211], которую он полностью воспроизводит, также получены более точные параметры

$$V_{2S} = -143.1092 \text{ МэВ} , \alpha = 0.111 \text{ Фм}^{-2} .$$

Он приводит к ЗС для энергий -16.9, -40.5, -70.6 и -106.1 МэВ.

При уточнении параметров потенциала связанного состояния в $1P$ - волне (рис.10.11) получены следующие значения [213]:

$$V_{1P} = -161.2665 \text{ МэВ} , \alpha = 0.16 \text{ Фм}^{-2} .$$

Он точно передает энергию связанного состояния -0.045 МэВ и имеет три ЗС при энергиях: -20.4, -52.0, -92.5 МэВ.

Для параметров потенциала связанного состояния в $1D$ - волне, также показанного на рис.10.11, получено

$$V_{1D} = -90.3803 , \alpha = 0.1 \text{ Фм}^{-2} .$$

Он приводит к энергии связанного уровня -0.245 МэВ в полном соответствии с данными [211] и содержит два запрещенных связанных состояния при -14.0 и -34.3 МэВ.

Для $1F$ - состояния ядра ^{16}O в $^4\text{He}^{12}\text{C}$ канале получены следующие значения параметров:

$$V_{1F} = -191.4447 \text{ МэВ} , \alpha = 0.277 \text{ Фм}^{-2} .$$

Потенциал дает энергию связанного состояния -1.032

МэВ, полностью согласующуюся с данными [211], и содержит одно запрещенное связанное состояние при энергии - 38.3 МэВ.

Вариационным методом с разложением волновой функции по неортогональному гауссову базису при размерности базиса $N = 8$ для основного $1S$ - состояния ядра ^{16}O с параметрами потенциала (10.2) получена энергия -7.16194 МэВ, т.е. примерно на 10 эВ меньше экспериментальной величины. Параметры вариационной ВФ относительного движения кластеров в ОС ядра ^{16}O вида (2.9) приведены в табл.10.10.

Табл.10.10. Вариационные параметры и коэффициенты разложения радиальной ВФ связанного состояния $^4\text{He}^{12}\text{C}$ системы для потенциала (10.2).

Нормировка функции с этими коэффициентами на интервале $0 \div 25$ Фм равна $N = 1.0000000000000735$.

i	β_i	C_i
1	8.763690790288099E-002	-1.911450719348557E-001
2	1.866025286442256E-001	-2.207934474863762
3	4.827753981321283E-001	28.389690447396200
4	8.199789461942612E-001	-96.796133806414110
5	1.201089178851195	117.191836404848400
6	1.811929119752430	-48.033080106666700
7	2.549438805955688	-8.312967983049469E-001
8	6.019066491886866	2.748007062675085E-003

Для зарядового радиуса получено значение 2.697 Фм, которое лишь немного меньше КРМ результата. Однако нужно отметить, что пока не удается построить ВФ с большими значениями размерности базиса N , как это обычно делалось в более легких кластерных системах (см., например, [59]), поэтому значения этой ВФ уже при $R > 7.5$ Фм уменьшаются намного быстрее, чем это следует из асимптотики (2.10). При использовании такой ВФ ее нужно сшивать с асимптотическим выражением на расстояниях порядка $7.0 \div 7.5$ Фм. Только увеличение размерности базиса до 10 и более

может позволить получить правильную асимптотику вариационной ВФ на расстояниях порядка $10 \div 15$ Фм [59].

Потенциал основного $1S$ состояния не приводит к правильной S - фазе рассеяния, как показано на рис.10.6 пунктирной кривой. Для того чтобы описать фазы, полученные из фазового анализа, приходится изменить его глубину и принять

$$V_0 = -155 \text{ МэВ} , \alpha = 0.189 \text{ Фм}^{-2}$$

с таким же кулоновским радиусом. Результаты расчета S - фазы с таким потенциалом показаны на рис.10.6 непрерывной линией. Потенциал также содержит четыре связанных запрещенных состояния при энергиях -1.3 , -25.1 , -61.5 и -107.7 МэВ и, как видно на рис.10.6, вполне приемлемо описывает S - фазу, полученную в работе [208].

Для P -, D -, F - и G - волн рассеяния получены потенциалы взаимодействия, также отличные от потенциалов связанных состояний. Приведем их параметры вместе с энергиями ЗС в МэВ ($R_c = 3.55$ Фм)

$$\begin{aligned} V_P &= -145.0 \text{ МэВ} , \alpha_P = 0.160 \text{ Фм}^{-2} , & \text{ЗС: } &-13.6, -42.1, -79.7; \\ V_D &= -435.25 \text{ МэВ} , \alpha_D = 0.592 \text{ Фм}^{-2} , & \text{ЗС: } &-61.9; -167.0; \\ V_F &= -73.4 \text{ МэВ} , \alpha_F = 0.125 \text{ Фм}^{-2} , & \text{ЗС: } &-7.5; \\ V_G &= -55.55 \text{ МэВ} , \alpha_G = 0.1 \text{ Фм}^{-2} , & \text{ЗС: } &\text{Нет.} \end{aligned}$$

Результаты расчета фаз для этих потенциалов показаны на рис.10.7 \div 10.10 непрерывными кривыми и, как видно, они правильно передают общее поведение экспериментальных фаз рассеяния.

Таким образом, получены потенциалы ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ взаимодействия для состояний рассеяния и дискретных уровней, правильно описывающие фазы упругого рассеяния и каналные энергии этих состояний. Отличие потенциалов, правильно передающих фазы рассеяния, от потенциалов, описывающих характеристики связанных состояний, может быть объяснено малостью вклада рассмотренного канала в связанных

состояниях ядра ^{16}O . Кроме того, вполне возможно, что простая двухкластерная $^4\text{He}^{12}\text{C}$ модель ядра ^{16}O , в отличие от более легких ядер [87], уже не способна полностью описать различные характеристики ядра ^{16}O в $^4\text{He}^{12}\text{C}$ канале и процессы рассеяния на базе единых потенциалов.

10.4 Астрофизический S - фактор

Рассмотрим теперь, на основе потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями, астрофизический S - фактор реакции радиационного $^{12}\text{C}(^4\text{He},\gamma)^{16}\text{O}$ захвата при энергиях от 0.3 до 4.0 МэВ и сравним его с результатами новых экспериментальных данных работы [206].

Считается, что экспериментальные данные, полученные ниже 2.5 МэВ, обусловлены $E1$ переходом [206]. Однако, в рассматриваемой модели такой переход возможен только благодаря отличию масс частиц от соответствующих целочисленных значений. Результаты расчета S - фактора этого перехода оказались на два - три порядка меньше экспериментальных данных, хотя полученный S - фактор и имеет правильную форму, обусловленную резонансным поведением P - фазы рассеяния [209].

Тем самым, используемая кластерная модель не может правильно описать эти экспериментальные данные на основе $E1$ процесса. Однако, в рамках ПКМ с ЗС, такие данные вполне описываются, если рассматривать $E2$ переходы из различных парциальных волн рассеяния на основное связанное состояние и некоторые возбужденные связанные уровни ядра ^{16}O , показанные на рис.10.11. Эти результаты вполне могут представлять некоторый интерес с точки зрения демонстрации общих возможностей потенциальной кластерной модели, если допустить наличие $E2$ процессов в рассматриваемом радиационном захвате при низких энергиях.

Поэтому далее мы будем рассматривать только $E2$ переходы и первый из них – это переход из D - волны рассеяния на основное связанное $1S$ - состояние ядра ^{16}O . Такой процесс приводит к S - фактору, показанному на рис.10.12 штрих - пунктирной линией. Полученный S - фактор вполне объяс-

няет эксперимент при энергиях примерно от 0.9 до 3.0 МэВ, но не описывает резонанс при 2.46 МэВ, поскольку этот резонанс обусловлен поведением P - фазы рассеяния, в этой области энергий.

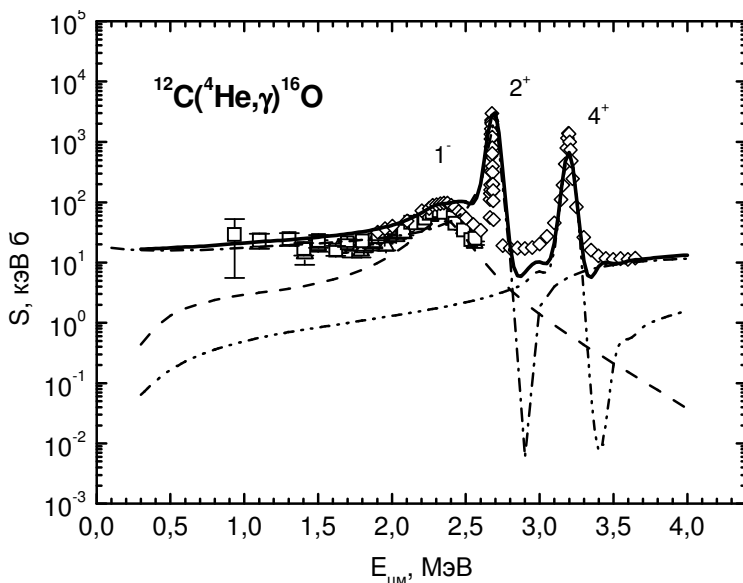


Рис.10.12. Астрофизический S - фактор радиационного ${}^4\text{He}^{12}\text{C}$ захвата.

Квадраты – экспериментальные данные, взятые из обзора [33], нижние треугольники из [214] и верхние треугольники из [215], ромбы из работы [206]. Кривые – результаты расчета S - фактора для разных $E2$ переходов.

При энергиях от 2.5 до 3.0 МэВ расчетный S - фактор в целом правильно передает положение и высоту пика обусловленного резонансом в D - волне рассеяния при энергии 2.69 МэВ, но ширина уровня оказывается несколько больше экспериментальной. Это указывает на недостаточно быстрый подъем расчетной D - фазы рассеяния в области 2.69 МэВ резонанса.

Если допустить, что эксперимент включает переходы на

1P уровень, то можно рассмотреть E2 процесс из P - волны рассеяния на связанное 1P - состояние ядра ^{16}O при энергии - 0.045 МэВ (рис.10.11). Результаты этого расчета, показанные на рис.10.12 пунктирной линией, вполне передают форму резонанса при 2.46 МэВ.

Двойной штрих - пунктирной линией показаны результаты расчета возможного E2 перехода из G - волны рассеяния на 1D - связанное состояние, которые правильно передают положение и ширину максимума 4^+ резонанса, но его величина оказывается примерно в два раза меньше эксперимента. Следует отметить, что не удалось найти такие параметры потенциала для G - волны, чтобы правильно описать величину S - фактора при энергии 4^+ резонанса. Если использовать потенциалы с другим числом ЗС, то для потенциала G - волны при одном ЗС

$$V_G = -110.7 \text{ МэВ} , \alpha_G = 0.127 \text{ Фм}^{-2} , \text{ЗС: } -13.6$$

или двух ЗС

$$V_G = -222.4 \text{ МэВ} , \alpha_G = 0.127 \text{ Фм}^{-2} , \text{ЗС: } -42,8; -14.6$$

расчетная величина пика 4^+ резонанса заметно уменьшается, а уменьшение числа ЗС в связанном 1D - состоянии до одного

$$V_D = -254.8 \text{ МэВ} , \alpha_D = 0.592 \text{ Фм}^{-2} , \text{ЗС: } -57.0$$

или вообще без ЗС

$$V_D = -57.7833 \text{ МэВ} , \alpha_D = 0.1 \text{ Фм}^{-2}$$

не приводит к существенному увеличению S - фактора в области 4^+ резонанса.

Непрерывной линией на рис.10.12 приведена сумма всех трех E2 переходов, которая в целом описывает экспериментальное поведение астрофизического S - фактора при энерги-

ях от 0.9 до 4.0 МэВ.

Наш расчетный S - фактор при 300 кэВ, обусловленный $E2$ процессом с переходом из D - волны на ОС ядра, оказывается равен 16.0 кэВ·б, а при 100 кэВ его величина оказывается несколько больше: 17.5 кэВ·б. Однако, эти результаты заметно меньше известных данных для 300 кэВ, приводящих, например, к величинам $S_{E1} = 101(17)$ кэВ·б и $S_{E2} = 42^{(+16)}_{(-23)}$ кэВ·б [182], $S_{E1} = 79(21)$ кэВ·б или 82(26) кэВ·б [216] и $S_{E2} = 120(60)$ кэВ·б [33]. В методе генераторных координат [217], учитывающих различные кластерные конфигурации, при 300 кэВ получено $S_{E1} = 160$ кэВ·б и $S_{E2} = 70$ кэВ·б. Как видно, все эти результаты и наши расчеты сильно различаются между собой.

Однако из имеющихся экспериментальных данных, приведенных на рис.10.12, явно не следует, что при энергиях ниже 1 МэВ S - фактор испытывает резкий подъем и при 300 кэВ имеет значение порядка 100 кэВ·б. В области 1.1 ÷ 1.8 МэВ величина S - фактора находится в интервале 16 ÷ 25 кэВ·б с ошибками от 3 до 7 кэВ·б, а при 0.9 МэВ он имеет значение 29 ± 23 кэВ·б [33].

Таким образом, проведенный качественный анализ числа ЗС и РС в межкластерных взаимодействиях ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ системы и полученные на его основе парциальные межкластерные потенциалы, согласованные с фазами упругого рассеяния и энергиями связанных состояний ядра ${}^{16}\text{O}$, вполне позволяют, при определенных допущениях, получить приемлемое описание имеющихся экспериментальных данных по астрофизическому S - фактору радиационного ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ захвата при энергиях от 0.9 до 4.0 МэВ только на основе $E2$ переходов.

ҚОРЫТЫНДЫ

Кейбір ядролық моделдер бар болған эксперименттік мәліметтерді жарамды мазмұндайды, мысалы термоядролық реакцияның астрофизикалық S – факторлары бойынша, яғни олар энергия аймағында бар болғанда және аса төмен энергияларда S – фактордың дұрыс болжауды толығымен жарамды ұмтылды, қазіргі күнде эксперименттік өлшемдерінің [30] жоқтығы.

Сонымен потенциалдық кластерлік модел негізінде тоғыз кластерлік жүйедегі p^2H , p^3H , p^6Li , p^7Li , $p^{12}C$, $^2H^4He$, $^3H^4He$, $^3He^4He$ мен $^4He^{12}C$ радиациялық кармауының реакциясында астрофизикалық S - факторлары қарастырылды. Қарастырылған жүйелеріндегі кейбір кластерлер арасындағы өзара әрекетінің потенциалдары үшін астрофизикалық энергия бойынша олардың серпімді шашырауымен бар болатын эксперименттік мәліметтердің фазалық талдауы жүргізілді. Содан кейін екі кіші жүйесінен құрылған көпнуклонды жүйедегі тыйым салынған жағдайлардың концепциясында алынған немесе әдебиеттегіде болатын фазалық ығысуларының мазмұндауының негізінде сәйкестіленген кластер аралық потенциалы құрылды және ойлағандай олардың аралығындағы өзара әрекеті локалдық потенциалы мазмұндалады. Сонымен басқа парциалдық толқын үшін потенциалдарының айырмашылығын сипаттау үшін әр парциалдық толқын үшін Гаус түрінің потенциалы алынды.

Юнг орбиталық жүйелер бойынша таза күйлерінде орналасқан кластерлік жүйелер үшін, серпімді шашырау фазасы мазмұндауынан алынған ядролық потенциал ядроларының негізгі байланыстырған күйлеріндегі

қасиеттердің мазмұндауы үшін қолданылады. Сонымен ядро екі фрагменттерден құрылады, олардың ішкі қасиеттері еркін күйдегі лайықты ядроларының қасиеттерімен сәйкес келеді деп болжауға болады. Бұндай жағдай $p^{12}C$ жүйесінде және жоғары ықтималдылықпен ${}^2H^4He$, ${}^3H^4He$, ${}^3He^4$ жүйелерінде болады, сол себепті қарастырылған каналдарда 6Li , 7Li және 7Be ядроларының кластеризациялануы ашық көрінеді.

p^2H , p^3H , p^6Li және p^7Li жүйелеріндегі жағдайы изоспин немесе Юнг сұлбалары бойынша орбиталық күйлерінің араласуынан біршама күрделі сияқты p^7Li - ден басқа көрсеткен жүйелер үшін үздіксіз спектріндегі минималды спині мен күйлерінде әр түрлі Юнг сұлбасындағы екі орбиталық симетрия рұқсат етілген, сол кезде осы жүйелерін байланысқан негізгі күйлері үшін екі сұлбаларынан [28] тек қана біреуіне рұқсат етіледі. Сондықтан Юнг сұлбалары бойынша фазалардың алғашқы бөлінуі серпімді шашыраудың фазалары бойынша эксперименттік мәліметтердің мазмұндауы негізінде кластерлердің байланысқан күйлері үшін потенциалдарды құруына мүмкін болмайды. Юнг сұлбалары бойынша орбиталық күйлердің және шашырау процестердің потенциалдарының бөліну әдістері p^2H және p^3H жүйесіндегі мысалдары мен көрсетіледі.

Юнг орбиталық сұлбалары бойынша күйлердің классификациясы Паул принципі тыйым салынған күйлердің бар болуын және санын анықтайды, салыстырмалы кластерлердің қозғалысы толқындық функцияларының түйін санын белгілеп қоюға мүмкіндік береді және өзара әрекеттің потенциалдарының толық анықталған тереңдігін ұсынады. Сонымен қатар оптикалық моделіне [45] тән потенциалдық тереңдігі үздікті бірмағыналы еместігінен құтқарылады. Энергияның функциясы ретінде шашыраудың әрбір парциалдық фазаның пішіні тыйым салынған күйлерімен потенциалдың еніне өте сезгіш, ол потенциалдың үздіксіз бірмағыналы еместігін құтқару үшін пайдаланылады, ол жалпы оптикалық моделіне [45] тән.

Сонымен жалпы оптикалық моделмен салыстырғанда қарастырылған кластерлік моделінде шашырау

потенциалдарының барлық параметрлері толығымен бірмәнді тіркеледі. Бұдан басқа болатын тыйым салынған күйлерінің немесе изоспин және алмастырылған симметрия бойынша алынған таза кластер арасындағы өзара әрекеттердің потенциалдары ядроның кластерлер - екі фрагмент жүйесі ретінде байланысқан күйлерінің негізгі сипаттамаларын дұрыс мазмұндалады.

Кластер арасындағы потенциалдарды [20,25] алу үшін жасалған формализм бұл жерде қарастырылған жүйелердегі фотоқармау ядролық реакцияларды мазмұндау үшін қолданылады. Күшті өзара әрекетімен жүретін басқа ядролық реакцияларға қарағанда радиациялық қармау процестері үшін электромагниттік өту операторы жақсы белгілі. Бұдан басқа фотоқармау реакцияларында соңғы күйінде өзара әрекеті жоқ, ал бастапқы күйінде өзара әрекет дамыған потенциалдық ыңғай негізінде жеткілікті ескеріледі. Сондықтан қарастырылған реакциялардың теориялық мазмұндауында экспериментпен сандық келісуін күтуге болады.

Сондықтан таңғалатындай емес тек $E1$ ауысу есебімен қарастырылған кластерлік моделінің аймағында 50 - ден 700 кэВ - ке дейін энергиямен p^3H радиациялық қармауының S - факторының энергиялық тәуелділігін сәтті болып ұсынылды. 700 кэВ - тен жоғары эксперименттік мәліметтеріне сүйеніп 15 жыл бұрын біз 10 кэВ [96] дейін энергиялармен осы S - фактордың есептеулері алынған. 4-ші тарауында жоғарыда көрсетілгендей осы есептеудің нәтижелері 50 кэВ - тен 5 МэВ - ке энергияның кең аймағындағы S - фактор бойынша жаңа мәліметтер жақсы жаңадан өндіріледі [107].

Бұдан басқа осында қарастырылған потенциалдық кластер моделінің аймағында алдын ала жасалған 10 кэВ - ке дейін [29] энергияның p^2H радиациялық қармауының S - факторының болжаулары 150 ÷ 200 кэВ - ден жоғары бізге белгілі эксперименттік мәліметтер 50 кэВ - тен 150 ÷ 200 кэВ - ке дейін аймағындағы кейіннен пайда болған нәтижелерімен [66,67] жақсы келіседі. Кластерлердің өзара әрекетінің осында келтірілген потенциалдары теориялық

мазмұндау және осы бөлшектердің қатысуымен төмен энергияларының басқа ядролық процестері үшін пайдалануға болады. Дегенмен жоғарыда көрсетілгендей кластер аралық потенциалдар және олардың негізінде ядролық процестердің есептелген сипаттамалары үшін серпімді шашыраудың фазалық ығысуларының экспериментінен дәлдік анықтауда сенімді нәтижелерін алуға мүкін болады. Өкінішке орай қазіргі кезде көбінесе аса жеңіл ядролық жүйелер үшін серпімді шашырау фазалары көп қатесімен, $20 \div 30\%$ - ге дейін, табылады.

Осыған байланысты астрофизикалық энергиямен жеңіл атом ядроларының серпімді шашырауы бойынша эксперименттік мәліметтердің өлшемдерінің дәлдігін жоғарылатуының мәселесі және дәлдік фазалық талдауын орындалуы өте актуалды. Болашақта оның дәлдігін ұлғаюы термоядролық реакциясы өтуінің механизмдерін және жағдайларын салыстырғанда белгілі қорытынды жасаймыз және олардың табиғатын толығымен [30] түсінетін боламыз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Некоторая ядерная модель, способная описать экспериментальные данные, например, по астрофизическим S - факторам термоядерной реакции в той области энергий, где они имеются, вполне способна претендовать и на правильное предсказание поведения такого S - фактора при сверхнизких энергиях, где экспериментальные измерения на сегодняшний день не возможны [30].

Итак, на основе потенциальной кластерной модели, были рассмотрены астрофизические S - факторы реакций радиационного захвата в кластерных системах $p^2\text{H}$, $p^3\text{H}$, $p^6\text{Li}$, $p^7\text{Li}$, $p^9\text{Be}$, $p^{12}\text{C}$, $^2\text{H}^4\text{He}$, $^3\text{H}^4\text{He}$, $^3\text{He}^4\text{He}$ и $^4\text{He}^{12}\text{C}$. Для построения потенциалов взаимодействия между кластерами в некоторых из рассматриваемых системах был проведен фазовый анализ имеющихся экспериментальных данных по их упругому рассеянию при астрофизических энергиях. Затем на основе описания полученных или имеющихся в литературе фазовых сдвигов в рамках концепции запрещенных состояний в многоуклонной системе, состоящей из двух подсистем, взаимодействие между которыми, как предполагается, описывается локальным потенциалом, были построены соответствующие межкластерные потенциалы взаимодействия. При этом для каждой парциальной волны получен свой потенциал гауссова вида, отличающийся от потенциалов для других парциальных волн.

Для кластерных систем, которые находятся в чистых по орбитальным схемам Юнга состояниях, ядерный потенциал, получаемый из описания фаз упругого рассеяния, используется далее для непосредственного описания свойств основных связанных состояний таких ядер. При этом предполага-

ется, что ядро состоит из двух фрагментов, внутренние свойства которых совпадают со свойствами соответствующих ядер в свободном состоянии. Такая ситуация имеет место в системе $p^{12}C$ и, с большой вероятностью, в системах ${}^2H^4He$, ${}^3H^4He$, ${}^3He^4He$ вследствие ярко выраженной кластеризации ядер 6Li , 7Li , и 7Be в рассматриваемых каналах.

В системах p^2H , p^3H , p^6Li и p^7Li , p^9Be ситуация оказывается более сложной из-за смешивания орбитальных состояний по изоспину или схемам Юнга. Для указанных систем, кроме p^7Li , в непрерывном спектре в состояниях с минимальным спином разрешены две орбитальные симметрии с разными схемами Юнга, в то время, как для связанных основных состояний этих систем разрешена только одна из двух схем [28]. Поэтому, оказывается невозможным построить потенциалы для связанных состояний кластеров на основе описания экспериментальных данных по фазам упругого рассеяния без предварительного разделения фаз по схемам Юнга. Метод разделения орбитальных состояний и потенциалов процессов рассеяния по схемам Юнга продемонстрирован на примерах p^2H и p^3H систем.

Классификация состояний по орбитальным схемам Юнга, позволяет определить наличие и количество запрещенных принципом Паули состояний, дает возможность фиксировать число узлов волновой функции относительного движения кластеров и диктует вполне определенную глубину потенциала взаимодействия. Тем самым удается избавиться от дискретной неоднозначности глубины потенциала, присущей оптической модели [45]. Форма каждой парциальной фазы рассеяния, как функции энергии, очень чувствительна к ширине потенциала с запрещенными состояниями, что используется для устранения непрерывной неоднозначности потенциала, которая также присуща обычной оптической модели [45].

Таким образом, все параметры потенциалов рассеяния в рассматриваемой кластерной модели, по сравнению с обычной оптической моделью, фиксируются вполне однозначно. Кроме того, полученные чистые по перестановочной симметрии и изоспину или содержащие запрещенные состояния по-

тенциалы межкластерного взаимодействий позволяют правильно описать основные характеристики связанного состояния ядра, как системы двух фрагментов – кластеров.

Формализм, разработанный для получения межкластерных потенциалов [20,25], применен здесь для описания ядерных реакций фотозахвата в рассматриваемых системах. Оператор электромагнитного перехода для процессов радиационного захвата, в отличие от других ядерных реакций, идущих за счет сильного взаимодействия, хорошо известен. Кроме того, в реакциях фотозахвата отсутствует взаимодействие в конечном состоянии, а взаимодействие в начальном состоянии учитывается достаточно корректно на основе развитого потенциального подхода. Поэтому при теоретическом описании рассматриваемых реакций можно ожидать количественного согласия с экспериментом.

Поэтому не удивительно, что в рамках рассматриваемой кластерной модели при учете только $E1$ перехода удалось предсказать энергетическую зависимость S - фактора радиационного p^3H захвата при энергиях от 50 до 700 кэВ. Опираясь на экспериментальные данные выше 700 кэВ, около 15 лет назад нами были сделаны расчеты этого S - фактора при энергиях до 10 кэВ [96]. Как было показано выше в гл.4, результаты этих расчетов хорошо воспроизводят новые данные по S - фактору [107] в широкой области энергий от 50 кэВ до 5 МэВ.

Кроме того, сделанные ранее в рамках рассматриваемой здесь потенциальной кластерной модели предсказания поведения S - фактора радиационного p^2H захвата при энергиях до 10 кэВ [29], когда нам были известны только экспериментальные данные выше 150 ÷ 200 кэВ, хорошо согласуются с появившимися много позднее результатами [66,67] в области от 50 кэВ до 150 ÷ 200 кэВ.

Приведенные здесь потенциалы взаимодействия кластеров можно использовать для теоретического описания и других ядерных процессов при низких энергиях с участием этих частиц. Однако, как было показано выше, получить надежные результаты для межкластерных потенциалов, а, следова-

тельно, и для рассчитываемых на их основе характеристик ядерных процессов можно только при достаточно точном определении из эксперимента фазовых сдвигов упругого рассеяния. К сожалению, в настоящее время для большинства легчайших ядерных систем фазы упругого рассеяния найдены с довольно большими ошибками, иногда достигающими до $20 \div 30\%$.

В этой связи задача повышения точности измерения экспериментальных данных по упругому рассеянию легких атомных ядер при астрофизических энергиях и выполнения более точного фазового анализа является очень актуальной. Увеличение этой точности позволит в будущем сделать более определенные выводы относительно механизмов и условий протекания термоядерных реакций и лучше понять их природу в целом [30].

CONCLUSION

A certain nuclear model, which can describe the available experimental data, for example astrophysical S -factors of a thermonuclear reaction within the energy range for which they are obtained, may also claim to predict correctly the behavior of the S -factor at ultralow energies - the range for which the experimental measurements are absent now [30].

Thus, on the basis of the potential cluster model there have been considered astrophysical S - factors of radiative capture reactions in nine cluster systems $p^2\text{H}$, $p^3\text{H}$, $p^6\text{Li}$, $p^7\text{Li}$, $p^9\text{Be}$, $p^{12}\text{C}$, $^2\text{H}^4\text{He}$, $^3\text{H}^4\text{He}$, $^3\text{He}^4\text{He}$ and $^4\text{He}^{12}\text{C}$. For the construction of potentials of interactions between the clusters in some of the systems under consideration a phase shift analysis of the available experimental data on elastic scattering at astrophysical energies was performed. Then on the basis of the descriptions of obtained or available in literature phase shifts corresponding intercluster interaction potentials were constructed within the framework of forbidden states concept in multinucleon system consisting of two subsystems the interaction between which is described, as it is supposed, by a local potential. And for each partial wave an individual Gaussian-type potential differing from the potentials for other partial waves was obtained.

For the cluster systems pure in Young schemes the nuclear potential, which is obtained from the description of elastic scattering phase shifts, is then used for description of the properties of the ground bound states of nuclei. And it is assumed that the nucleus consists of two fragments the internal properties of which coincide with the properties of corresponding nuclei in a free state. Such a situation takes place in $p^{12}\text{C}$ system and with a high likelihood in $^2\text{H}^4\text{He}$, $^3\text{H}^4\text{He}$, $^3\text{He}^4\text{He}$ systems due to a strongly

pronounced clusterization of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^7\text{Be}$ nuclei in the channels under consideration.

In $p^2\text{H}$, $p^3\text{H}$, $p^6\text{Li}$ and $p^7\text{Li}$ systems the situation is more difficult due to mixing of orbital states in isospin or Young schemes. For the above systems, except $p^7\text{Li}$, two orbital symmetries with different Young schemes are allowed in the continuous spectrum in states with the minimum spin, while for the bound ground states of these systems only one of the two systems is allowed [28]. Thus, it is impossible to construct the potential for the bound states of clusters on the basis of experimental data description according to elastic scattering phases without the preliminary separation of phases in accordance with the Young schemes. The method of separation of orbital states and potentials of the scattering processes according to Young schemes is demonstrated on the example of $p^2\text{H}$ and $p^3\text{H}$ systems.

Classification of states according to Young schemes allows determining the presence and the number of Pauli forbidden states, allows fixing the number of wave function nodes of relative cluster motion and establishes a definite depth of the interaction potential. Thus the discrete ambiguity of the potential depth, characteristic of optical model, is avoided [45]. The form of each partial scattering phase as a function of energy is very sensitive to the width of the potential with the forbidden states, which is used to get rid of the continuous ambiguity of the potential, which is also characteristic of the usual optical model [45].

Therefore, all the parameters of scattering potentials in the cluster model under consideration are fixed quite unambiguously as compared to the common optical model. Furthermore, the obtained potentials of intercluster interactions pure in permutation symmetry and isospin or containing forbidden states allow describing correctly the main characteristics of the bound state of the nucleus as a system of two clusters.

The formalism worked out for obtaining intercluster potentials [20,25] is used here for the description of nuclear reactions of photocapture in the systems under consideration. The operator of electromagnetic transition for the processes of radiative capture, as opposed to other nuclear reactions mediated by strong interactions, is well known. Moreover, in photocapture reaction

there is no interaction in the final state, while the interaction in the initial state is described quite correctly on the basis of the well-developed potential approach. Therefore, one can expect the quantitative agreement between the theoretical description and experimental data.

And it is not surprising that within the considered cluster model it was possible to predict the energy dependence of the S - factor of radiative $p^3\text{H}$ capture in the energy range from 50 to 700 keV by taking into account only E1 transition. On the basis of experimental data for energies beyond 700 keV we managed to calculate about 15 years ago the S - factor for the energies down to 10 keV [96]. As it was shown in chapter 4, the results of those calculations reproduce the new data on S - factor [107] in the wide energy range from 50 keV to 5 MeV.

In addition, the predictions as to the behavior of S - factor of radiative $p^2\text{H}$ capture at energies down to 10 keV [29] made within the potential cluster model under consideration at the times when we knew the experimental data for the energies beyond $150 \div 200$ keV were in a good agreement with the results [66,67] which appeared much later for the energy range from 50 keV to $150 \div 200$ keV.

The cluster interaction potentials given here may also be used for theoretical description of other nuclear processes at low energies involving the same particles. However, as it has been shown above, the reliable results for the intercluster potentials and, consequently, for the characteristics of nuclear processes calculated on their basis can be obtained only if the phase shifts of elastic scattering are accurately determined in the experiment. Unfortunately, at present time for the majority of lightest nuclear systems the elastic scattering phase shifts are found with significant errors reaching sometimes $20 \div 30\%$.

In this connection it is very urgent to raise the accuracy of experimental measurements of elastic scattering of light nuclei at astrophysical energies and to perform a more accurate phase shift analysis. The increase in the accuracy will allow making more definite conclusions regarding the mechanisms and conditions of thermonuclear reactions, as well as understanding better their na-

ture in general [30].

АЛҒЫС БІЛДІРУ

Автор Неудачин В.Г. профессорге (М.В. Ломоносов атындағы ММУ ЯФҒЗИ, Мәскеу, Ресей), Боос Э.Г. ҚР ҰҒА академигіне (Физика - техникалық институт, Алматы Қазақстан) Такибаев Н.Ж. ҚР ҰҒА академигіне (Абай атындағы Қазақ Ұлттық педагогикалық университет, Алматы, Қазақстан), Чечин Л.М. профессорге (В.Г. Фесенков атындағы Астрофизикалық институт, Алматы, Қазақстан), Дуйсебаев А.Д. профессорге және Буртебаев Н.Т. профессорге (ҚР, Ұлттық ядролық орталығының Ядролық физиканың институты, Алматы, Қазақстан), Данаев Н.Т. профессорге, Шмыгалева Т.А профессорге кітапта қарастырылған кейбір мәселелердің өте құнды талқылаулары үшін үлкен алғысын білдіреді.

Сонымен қатар Ишханов Б.С. профессорге (М.В. Ломоносов атындағы ММУ ЯФҒЗИ, Мәскеу, Ресей), термоядролық синтез бойынша ММУ студенттеріне арналған лекцияларын және "Нуклеосинтез во Вселенной" кітабын интернеттен мүмкіндігінше пайдалану және сол материалдардың бөліктерін: Алғы сөзге, Кіріспеге және кітаптың бірінші тарауына кіргізу үшін, жеке алғысын айтады.

Сонымен қатар автор тағы Джазаиров - Кахарамановке А.В. (ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университет, Алматы, Қазақстан) және Зазулинге Д.М. (ҚР Ұлттық ядролық орталығының Ядролық физикасының институты, Алматы, Қазақстан) эксперименттік материалдарды ізденуіне және таңдап алуына алғысын білдіреді.

Бұдан басқа, автор Строковаға И.В. және Джазайров – Кахрамановке А.В. кітаптың жеке бөліктерін ағылшын тіліне аударғанына, ал Сапарғалиеваға Л.М. және Бахтиярқызына Ж. (В.Г. Фесенков атындағы Астрофизикалық институт,

Алматы, Қазақстан) қазақ тіліне ұқсас бөліктерін аударғанына алғысын білдіреді.

Узиковқа Ю.Н. д.ф.-м.ғ.докт. және Буркова Н.А. профессорге (ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университет, Алматы, Қазақстан) ғылыми редактор кітапты редакциялағанда бірнеше пайдалы ескертпелер, түзетулер, қосымшалар жасалғанына және ерекше қосылған үлесіне құрмет көрсетеді.

Қорытындысында Блохинцев Л.Д. профессорге (М.В. Ломоносов атындағы ММУ ЯФҒЗИ, Мәскеу, Ресей) ерекше алғыс айтады. Ол тек қана ғылыми консультанттың міндетін атқармады, кітаптың мазмұнында бірнеше негізді ұсыныс жасады, қолжазбаны әбден тазалап оқыды, өзіне техникалық редактор функциясын алып, әуелгі текстке мәнді өзгерістерді кіргізді.

В.Г. Фесенков астрофизикалық институт арқылы ҚР БҒМ іргелі зерттеулер бағдарламаларының граттары мен берілген жұмысы жартылай қолдау көрсетілді.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает большую признательность проф. Неудачину В.Г. (НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия), академику НАН РК Боос Э.Г. (Физико - технический институт, Алматы, Казахстан), академику НАН РК Такибаеву Н.Ж. (Казахский Национальный Педагогический Университет им. Абая, Алматы, Казахстан), проф. Чечину Л.М. (Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан), проф. Дуйсебаеву А.Д. и проф. Буртебаеву Н.Т. (Институт ядерной физики Национального ядерного центра РК, Алматы, Казахстан), проф. Данаеву Н.Т, проф. Шмыгалевой Т.А. за очень ценное обсуждение некоторых, рассмотренных в книге вопросов.

Кроме того, хочется выразить отдельную благодарность проф. Ишханову Б.С. (НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия) за возможность пользоваться в Интернете его лекциями для студентов МГУ по термоядерному синтезу и книгой "Нуклеосинтез во Вселенной", часть материала которых были использовано в Предисловии, Введении и Первой главе данной книги.

Автор благодарен также Джазаирову - Кахраманову А.В. (Казахский Национальный Университет им. аль - Фараби, Алматы, Казахстан) и Зазулину Д.М. (Институт ядерной физики Национального ядерного центра РК, Алматы, Казахстан) за поиск и подбор определенной части экспериментального материала.

Кроме того, автор выражает большую благодарность Строковой И.В. и Джазаирову - Кахраманову А.В. за перевод части текста книги на английский язык, а Сапаргалиевой Л.М. и Бахтияркызы Ж. (Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы) за аналогичный перевод на казахский язык.

Не могу не отметить особый вклад научных редакторов д.ф.-м.н. Узикова Ю.Н. (ОИЯИ Дубна, Россия) и проф. Бурковой Н.А. (Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан), которые сделали целый ряд полезных замечаний, правок и дополнений при редактировании книги.

В заключение выражаю исключительную благодарность проф. Блохинцеву Л.Д. (НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия). Он не только выполнил обязанности научного консультанта, сделав несколько принципиальных предложений по содержанию книги, но и детально отчитав рукопись, взял на себя функции технического редактора, внося существенные правки в первоначальный текст.

Данная работа частично поддерживалась грантами Программы фундаментальных исследований МОН РК через Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова.

ACKNOWLEDGMENTS

I would like to express a profound gratitude to Prof. Neudatchin V.G. (Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia), Academician of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan Boos E.G. (Institute of applied-physics, Almaty, Kazakhstan), Academician of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan Taki-baev N.Zh. (Abai Kazakh National Pedagogical University, Almaty, Kazakhstan), Prof. Chechin L.M. (Fessenkov's Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan), Prof. Duisebaev A.D. and Prof. Burtebaev N.T. (Institute of nuclear physics of the National Nuclear Centre of the Republic of Kazakhstan, Almaty), Prof. Danaev N.T., Prof. Shmygaleva T.A. for the very important discussions of some questions which were considered in the book.

In addition, I would like to express my particular gratefulness to Prof. Ishkhanov B.S. (Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia) for the possibility to use in the Internet his lectures on thermonuclear physics for students of the Moscow State University and his book "Nucleosynthesis in the Universe". A part of these materials was used in the Foreword, Introduction and First Chapter of this book.

I am also grateful to Dzhazairov - Kakhramanov A.V. (Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan) and Zazulin D.M. (Institute of nuclear physics of the National Nuclear Centre of the Republic of Kazakhstan, Almaty) for searching and for selecting the experimental material.

I also express great thanks to Strokova I.V. and Dzhazairov-Kakhramanov A.V. for the translation of a part of the book into English and to Sapargalieva L.M. and Bakhtiyarkyzy Zh. (Fessenkov's Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan) for the translation into Kazakh.

I want to mention a special contribution made by science editors Dr. Uzikov Yu.N. (JIRN, Dubna, Russia) and Prof. Burkova

N.A. (Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan) who wrote a number of useful comments, introduced corrections and amendments while editing the book.

Finally, I would like to express my deepest gratitude to Prof. Blokhintsev L.D. (Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia). He was more than just a scientific advisor who made some fundamental comments with regard to the contents of the book, he also read thoroughly the manuscript and as a technical editor introduced significant corrections to the initial text.

The work has been partly supported by the MES RK (the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan) Program of Fundamental Research via the Fessenkov V.G. Astrophysical Institute.