

О ПРИМЕНИМОСТИ НОВОГО МЕТОДА АНАЛИЗА УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ю. А. Поздняков, К. О. Теренецкий

На примере двух систем, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ и $^9\text{Be} + ^{28}\text{Si}$, в одной из которых налетающий ион является сильносвязанным, а во второй – слабосвязанным, изучаются предсказательные возможности нового метода анализа угловых распределений упругого рассеяния тяжелых ионов, предложенного ранее. Помимо величин, получаемых при традиционном анализе дифференциальных сечений упругого рассеяния по оптической модели, новый метод позволяет получать также сечения слияния и полные сечения периферийных реакций и их распределения по парциальным волнам. Сравнение в широком диапазоне энергий рассчитанных с помощью нового метода сечений с экспериментальными сечениями показало, что в подавляющем большинстве случаев в пределах ошибок они совпадают. В работе подробно обсуждаются полученные распределения вероятностей различных процессов по парциальным волнам, которые позволяют глубже понять механизм формирования сечений слияния и полных сечений периферийных реакций при столкновении двух тяжелых ионов. В целом результаты работы показывают, что метод позволяет получать вполне надежные результаты и, следовательно, может широко использоваться при анализе угловых распределений упругого рассеяния тяжелых ионов.

1. Введение

В работе [1] был разработан новый метод анализа угловых распределений упругого рассеяния (УР) тяжелых ионов, который в общем случае позволяет рассчитывать суммарное сечение слияния, неполного слияния, реакций глубоконеупругой передачи и некоторых других процессов σ_F и полное сечение периферийных (или квазиупругих) реакций σ_D , а также их распределения по парциальным волнам. Целью настоящей работы является изучение предсказательных возможностей метода на примере двух систем, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ и $^9\text{Be} + ^{28}\text{Si}$, в одной из которых налетающий ион является сильносвязанным, а во второй – слабосвязанным. Для этих двух систем имеются обширные экспериментальные данные, позволяющие провести всестороннюю проверку метода.

2. Некоторые обозначения

Ниже будут обсуждаться вероятности и сечения различных процессов, протекающих при столкновении двух тяжелых ионов. Поэтому необходимо кратко охарактеризовать их. В работе [1] все каналы реакций, отличные от канала УР, разбиты на две группы. В первую (группа D) входят все периферийные (в основном, прямые) реакции, а во вторую (группа F) – все реакции, которые возбуждаются при сильном перекрытии плотностей сталкивающихся ядер. Полные парциальные вероятности (ППВ) этих реакций обозначим через $P_{l,D}$ и $P_{l,F}$, а соответствующие сечения – через σ_D и σ_F . Вероятность $P_{l,F}$ состоит из двух слагаемых. Первое $P_{l,EF}$ является ППВ возбуждения реакций в группе F через входной канал, а второе $P_{l,DF}$ – ППВ многоступенчатого возбуждения реакций в группе F . Соответствующие сечения обозначим через σ_{EF} и σ_{DF} . В случае слабосвязанных ионов вследствие виртуального развала налетающей частицы возбуждение реакций группы F подавляется с ППВ $P_{l,HF}$. Соответствующее уменьшение сечения σ_F обозначим через σ_{HF} .

Кроме ППВ $P_{l,D}$ также вводится ППВ периферийных процессов $P_{l,ED}$, которая отличается от вероятности $P_{l,D}$ из-за того, что часть реакций, возбуждаемых в периферийной области, на втором этапе завершается либо возвратом во входной канал (виртуальные

возбуждения, в частности виртуальный развал), либо возбуждением реакций в группе F (многоступенчатые реакции в группе F , в частности многоступенчатое слияние).

3. Чувствительность рассчитываемых величин к выбору параметров оптического потенциала

В работе использовался оптический потенциал (ОП) вида

$$U(r) = V_C(r) + N_F V_F(r) + i W_S(r). \quad (1)$$

Здесь $V_C(r)$ – кулоновский потенциал равномерно заряженного шара; $V_F(r)$ – микроскопический потенциал двойной свертки (ПДС) [2] с нормировочным множителем N_F ; $W_S(r)$ – мнимая часть ОП поверхностного вида

$$W_S(r) = 4a_S \frac{d}{dr} \frac{-W_S^{(0)}}{1 + \exp[(r - R_S)/a_S]}, \quad (W_S^{(0)} < 0) \quad (2)$$

с глубиной $W_S^{(0)}$, радиусом

$$R_S = r_S (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad (3)$$

где A_P и A_T – массовые числа налетающей частицы и ядра-мишени соответственно, и диффузностью a_S . Заметим, что в (1) отсутствует объемная мнимая часть ОП, поскольку объемное поглощение учитывается выбором на соответствующих расстояниях решений радиального уравнения Шредингера в виде сходящихся к центру волн.

В настоящей работе рассматриваются околобарьерные и надбарьерные энергии. В этой области энергий параметры ОП N_F и a_S однозначно определяются при анализе соответствующего дифференциального сечения УР [3]. Однако параметры $W_S^{(0)}$ и R_S зафиксировать не удастся. Поэтому возникает необходимость в изучении чувствительности всех рассчитываемых величин к выбору значений параметров $W_S^{(0)}$ и R_S .

Этот вопрос подробно изучался в работе [4]. Было установлено, что все рассчитываемые вероятности и сечения слабо зависят от конкретного выбора параметров $W_S^{(0)}$ и R_S , если только последние принадлежат области значений, дающих приемлемое описание соответствующих угловых распределений УР.

4. Результаты расчетов и их обсуждение

Для проверки предложенного метода для обеих систем была подобрана совокупность данных, которые помимо угловых распределений УР включают также экспериментальные сечения слияния $\sigma_{F, \text{ЭКСП}}$ и/или полные сечения квазиупругих реакций $\sigma_{D, \text{ЭКСП}}$. В некоторых случаях имеются также экспериментальные значения полных сечений реакций $\sigma_{R, \text{ЭКСП}}$. Отметим, что экспериментальные сечения слияния сосредоточены в основном в области энергий налетающих ионов до 10 МэВ/нуклон, в которой для рассматриваемых систем основной вклад в σ_F дает слияние. Это позволяет сравнивать рассчитанные сечения σ_F с экспериментальными сечениями слияния. Однако проведенные расчеты охватывают гораздо более широкий интервал энергий. Поэтому в соответствующих случаях нельзя исключать возможности вклада в рассчитанные сечения σ_F реакций, отличных от слияния.

Поскольку глубину $W_S^{(0)}$ и радиус R_S мнимой части ОП однозначно зафиксировать в результате подгонки рассчитываемого сечения УР к экспериментальному невозможно, для

каждой энергии находилась зависимость χ^2 (обычным образом определенная величина, которая минимизируется при подгонке) от $W_S^{(0)}$ и соответствующего значения R_S , однозначно связанного с $W_S^{(0)}$. При этом для каждого значения $W_S^{(0)}$ из области плато $\chi^2(W_S^{(0)})$ (область значений $W_S^{(0)}$, в которой $\chi^2 \approx \text{const}$) рассчитывались все интересующие нас сечения σ_F , σ_D и т.п. Так получалась их зависимость от $W_S^{(0)}$. После этого для каждого из сечений выбиралось его минимальное и максимальное значения и находилось их среднеарифметическое, которое принималось за среднее значение соответствующего сечения. Максимальное отклонение от среднего в ту или иную сторону принималось за ошибку определения данного сечения.

Необходимые для расчета ПДС плотности сталкивающихся ядер заимствовались из работ [5] (^{16}O , ^{28}Si , ^{208}Pb) и [6] (^9Be).

4.1. Система $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$

Для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ в литературе имеется довольно полный набор интересующих нас данных. Мы воспользовались дифференциальными сечениями УР, сечениями слияния и полными сечениями периферийных реакций, измеренными в работах [7 - 10], [8, 11 - 14] и [8, 13, 15] соответственно. В тех из указанных работ, в которых при одной и той же или близких энергиях одновременно измерялись $\sigma_{F,\text{ЭКСП}}$ и $\sigma_{D,\text{ЭКСП}}$, авторы приводят также экспериментальные значения полного сечения реакций, полученные простым суммированием $\sigma_{F,\text{ЭКСП}}$ и $\sigma_{D,\text{ЭКСП}}$. В двух работах [12, 16] из анализа угловых распределений осколков деления ^{224}Th для нескольких энергий были найдены среднеквадратичные угловые моменты слияния $\langle L_F^2 \rangle_{\text{ЭКСП}}$ ^{16}O и ^{208}Pb .

Результаты, полученные для рассматриваемой системы, представлены в табл. 1 и 2 и на рис. 1 - 5.

В табл. 1 даны энергии налетающих ионов ^{16}O в лабораторной системе E_L , отношения энергии в системе центра масс E_C к высоте кулоновского барьера V_B , а также параметры ОП и значения χ^2 , полученные для $W_S^{(0)} = -25$ МэВ. Некоторые из угловых распределений УР приведены на рис. 1 в виде отношения сечения УР $\sigma(\theta)$ к сечению кулоновского рассеяния $\sigma_C(\theta)$, где θ - угол рассеяния в системе центра масс. Из величин χ^2 и рисунка видно, что во всех рассмотренных случаях получено прецизионное описание экспериментальных угловых распределений УР, что является необходимым условием применимости метода.

Таблица 1. Параметры ОП и значения χ^2 для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ при $W_S^{(0)} = -25$ МэВ

E_L , МэВ	E_C/V_B	N_F	r_S , ФМ	a_S , ФМ	χ^2
82	0.99	1.91	1.311	0.286	0.40
83	1.01	1.69	1.287	0.341	0.67
88	1.07	1.57	1.263	0.372	0.66
90	1.09	1.39	1.235	0.435	0.57
94	1.14	1.44	1.247	0.421	2.90
96	1.16	1.38	1.230	0.446	0.33
102	1.24	1.32	1.226	0.448	1.13
129.5	1.57	1.18	1.156	0.643	1.08
192	2.33	1.07	1.164	0.616	1.45
216.6	2.63	0.84	1.137	0.604	3.49
312.6	3.79	0.87	1.075	0.708	0.06

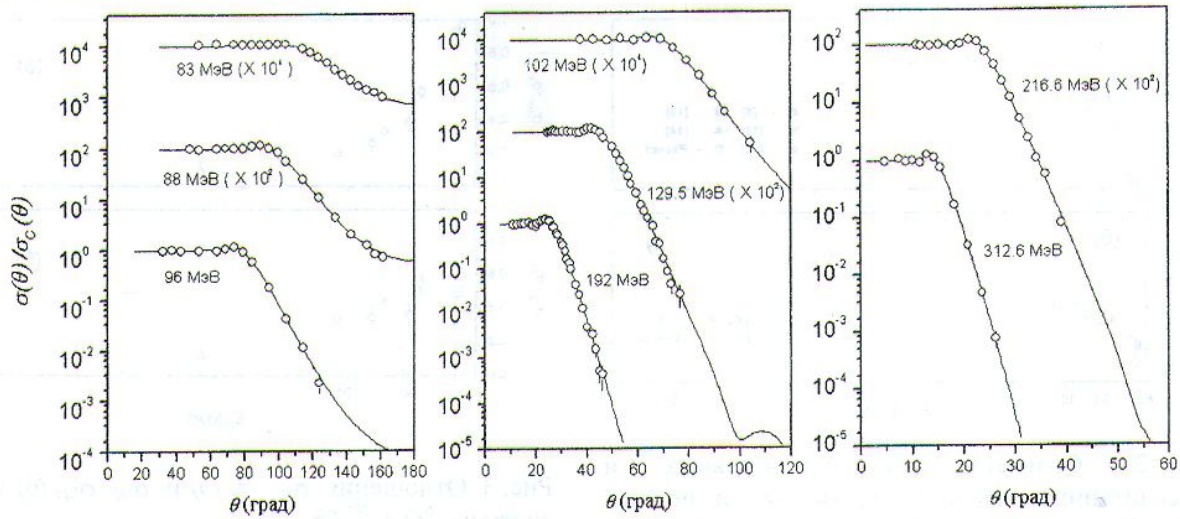


Рис. 1. Угловые распределения упругого рассеяния ^{16}O на ^{208}Pb . Энергия столкновения указана возле каждой кривой.

Переходя к обсуждению сечений слияния, заметим, что, согласно табл. 1, при $E_C / V_B \geq 2$ нормировочный множитель ПДС N_F флуктуирует около единицы, отображая, по-видимому, ошибки абсолютизации сечений УР. При этом в соответствии с формулами (17), (28) и (29) работы [1], сечение многоступенчатых реакций группы F флуктуирует около нуля. Поэтому при $E_C / V_B \geq 2$ мы не выделяли из σ_F компоненты σ_{EF} и σ_{DF} , полагая, что в этой области энергий $\sigma_F \equiv \sigma_{EF}$ и $\sigma_{DF} \equiv 0$. Из табл. 2 и рис. 2 а видно, что рассчитанные сечения σ_F в пределах ошибок совпадают с экспериментальными сечениями слияния $\sigma_{F, \text{эксп}}$. На рис. 3 а приведены отношения σ_{DF}/σ_F , иллюстрирующие роль процессов многоступенчатого слияния в формировании суммарного сечения слияния. Из рисунка видно, что при барьерных энергиях $E_L = 82$ и 83 МэВ вклад многоступенчатого слияния в сечение слияния превышает 95 %. Однако с ростом энергии отношение σ_{DF}/σ_F резко падает. Так, при энергии $E_L = 90$ МэВ, незначительно превышающей высоту кулоновского барьера, вклад процессов многоступенчатого слияния в σ_F падает примерно до 40 %, а при более высокой энергии $E_L = 129.5$ МэВ составляет примерно 10 %.

Таблица 2. Сравнение рассчитанных сечений слияния, полных сечений периферийных реакций и полных сечений реакций с экспериментальными значениями для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$

E_L , МэВ	σ_{EF} , мбн	σ_{DF} , мбн	σ_F , мбн	$\sigma_{F, \text{эксп}}$, мбн	σ_D , мбн	$\sigma_{D, \text{эксп}}$, мбн	σ_R , мбн	$\sigma_{R, \text{эксп}}$, мбн
82	4.42±0.46	116.4±22.4	121.1±22.7	109±11	78.8±25.2	115±22	199.9±2.5	224±33
83	9.10±0.61	125.0±24.6	133.8±24.9	108±10	133.1±25.2	129±18	266.1±2.3	237±28
88	147.9±8.2	199.1±10.7	346.4±18.4	350±40	164.0±18.2	222±31	508.7±2.1	572±71
90	232.7±9.2	149.1±15.8	379.7±22.9	377±50	252.5±23.2	201±25	634.5±2.7	578±75
94	378.1±6.2	187.8±3.4	565.9±2.7	509±50	250.6±0.3	-	816.8±2.7	-
96	448.0±14.7	162.2±13.7	604.6±22.9	685±70	297.1±22.7	-	904.2±4.2	-
102	647.9±8.5	157.4±5.5	805.2±3.0	844±90	313.7±1.4	313±28	1118.9±2.8	1157±118
129.5	1167.3±41.0	109.6±25.9	1276.9±66.9	1315±65	829.1±69.0	-	2105.7±3.2	-
192	1908.4±21.7	20.1±14.9	1923.9±32.0	-	1046.2±40.2	-	2970.1±8.3	-
216.6	-	-	2021.5±9.2	1916±172	967.4±6.7	-	2990.3±4.0	-
312.6	-	-	2199.2±33.9	-	1240.2±27.1	1295±194	3435.4±10.8	-

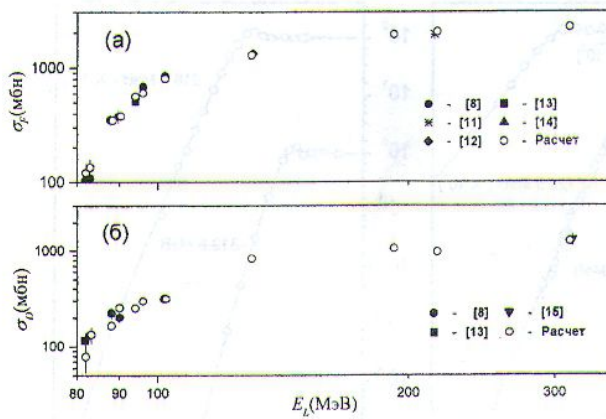


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и рассчитанных сечений слияния (а) и полных сечений периферийных реакций (б) для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$.

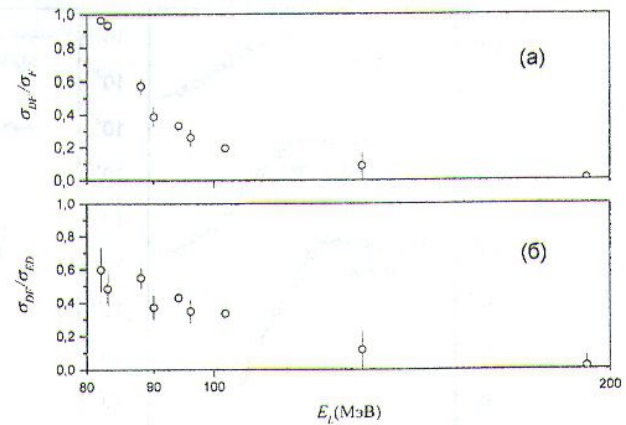


Рис. 3. Отношения σ_{DF}/σ_F (а) и σ_{DF}/σ_{ED} (б) для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$.

Все это хорошо согласуется с современными представлениями о механизме слияния не очень тяжелых ядер, полученными в основном из расчетов по методу связанных каналов реакций (см., например, [17 - 19]). Заметим, однако, что для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ расчеты сечения слияния в рамках метода связанных каналов ограничены энергией $E_L = 102$ МэВ, в то время как предлагаемый метод позволяет проводить расчеты при гораздо более высоких энергиях, при которых реализация метода связанных каналов практически невозможна.

На рис. 4 приведены средние $\langle L_F \rangle$ и среднеквадратичные $\langle L_F^2 \rangle$ угловые моменты слияния, полученные нами и в расчетах по методу связанных каналов реакций [19], а также экспериментальные среднеквадратичные угловые моменты слияния $\langle L_F^2 \rangle_{\text{эксп}}$ из работ [12, 16]. Различия между результатами двух расчетов не превышают 10 % для $\langle L_F \rangle$ и 20 % - для $\langle L_F^2 \rangle$. С другой стороны, сравнение полученных нами значений $\langle L_F^2 \rangle$ с экспериментальными показывает, что максимальное расхождение, достигающее примерно 25 %, имеет место для барьерной энергии $E_L = 83$ МэВ. Однако с ростом энергии расхождение убывает и не превышает 15 % при $E_L = 90$ МэВ и - 8 % при $E_L \approx 215$ МэВ. Кроме того из рис. 4 б видно, что при энергиях $E_L \geq 90$ МэВ полученная нами энергетическая зависимость $\langle L_F^2 \rangle$ хорошо согласуется с экспериментальной. В принципе такая ситуация характерна для всех моделей, в которых предполагается, что слияние определяется прохождением барьера, образованного суммой кулоновского, центробежного и ядерного потенциалов (см., например, [18, 20 - 22]). Следует отметить, что хорошее согласие между рассчитанным и экспериментальным значением $\langle L_F^2 \rangle$ при $E_L \approx 215$ МэВ говорит о том, что для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ даже при такой довольно высокой энергии реакции неполного слияния и глубококонепругой передачи не имеют существенного значения в группе реакций F .

Говоря о возможных причинах расхождения между теоретическими и экспериментальными величинами среднеквадратичных угловых моментов слияния при околобарьерных энергиях, следует отметить два обстоятельства. Во-первых, надо иметь в виду замечание [23], согласно которому расхождение между рассчитываемыми (в рамках моделей, отличной от нашей) и экспериментальными значениями $\langle L_F^2 \rangle$, по крайней мере отчасти, могут быть связаны с искажениями угловых распределений осколков деления, из которых находят экспериментальные значения $\langle L_F^2 \rangle$, вследствие испарения предравновес-

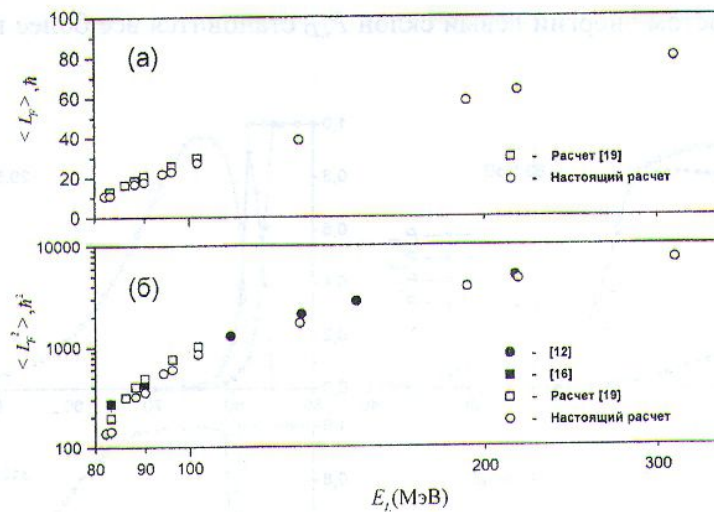


Рис. 4. Средние (а) и среднеквадратичные (б) угловые моменты слияния для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$.

ных нейтронов, а также предравновесного и последовательного деления. Во-вторых, в соответствие с формулой (14) работы [1] нормировочный множитель ПДС N_F должен быть l -зависимым. Однако результаты настоящей работы получены с N_F , не зависящим от углового момента. Таким образом, введение l -зависимого N_F может привести к улучшению согласия между рассчитываемыми и экспериментальными значениями $\langle L_F^2 \rangle$. Правда, существует и иная точка зрения [20, 24] на природу формирования спиновых распределений слияния. Она заключается в том, что увеличение $\langle L_F^2 \rangle$ связывается с дальнедействующей компонентой мнимой части ОП, ответственной за слияние.

Обратимся к полным сечениям периферийных реакций. Как видно из табл. 2 и рис. 2 б, σ_D и $\sigma_{D, \text{ЭКСП}}$ во всех случаях практически совпадают. На рис. 3 б приведены отношения σ_{DF}/σ_{ED} , которые демонстрируют ослабление периферийных реакций вследствие того, что часть переходов в периферийной области на втором этапе завершается возбуждением реакций в группе F . Из рисунка видно, что при околобарьерных энергиях ослабление периферийных реакций достигает 50 - 60 %. По мере увеличения энергии отношение σ_{DF}/σ_{ED} падает, однако по сравнению с σ_{DF}/σ_F не столь резко.

Отметим также, что полученные из анализа УР полные сечения реакций σ_R в пределах ошибок совпадают с экспериментальными $\sigma_{R, \text{ЭКСП}}$ и с суммой сечений σ_F и σ_D . Напомним, однако, что при фиксированном $W_S^{(0)}$ соотношение $\sigma_F + \sigma_D = \sigma_R$ выполняется точно.

Перейдем к обсуждению вероятностей $P_{l,EF}$, $P_{l,DF}$, $P_{l,F}$ и $P_{l,D}$, которые приведены на рис. 5 для нескольких энергий, охватывающих весь диапазон энергий, рассмотренных в работе. Из рисунка видно, что с ростом энергии растет и максимальное значение $P_{l,F}$, постепенно достигая величины $P_{l,F} \approx 1$. Одновременно расширяется диапазон угловых моментов, дающих вклад в сечение слияния, а при самых высоких энергиях, возможно, и в другие каналы реакций группы F . Кроме того, чем выше энергия, тем круче становится правый склон $P_{l,F}$, так что форма распределения $P_{l,F}$ по парциальным волнам с ростом энергии стремится к прямоугольной.

Спиновые распределения $P_{l,D}$ вплоть до энергии $E_L = 192$ МэВ имеют форму асимметричного пика, высота и ширина которого растет с энергией. При $E_L = 192$ МэВ величина $P_{l,D}$ в максимуме достигает значения $P_{l,D} \approx 1$. Дальнейшее увеличение энергии приводит к расширению интервала угловых моментов, для которых $P_{l,D} \approx 1$. Из рисунка

также видно, что с ростом энергии левый склон $P_{l,D}$ становится все более крутым, а правый - более пологим.

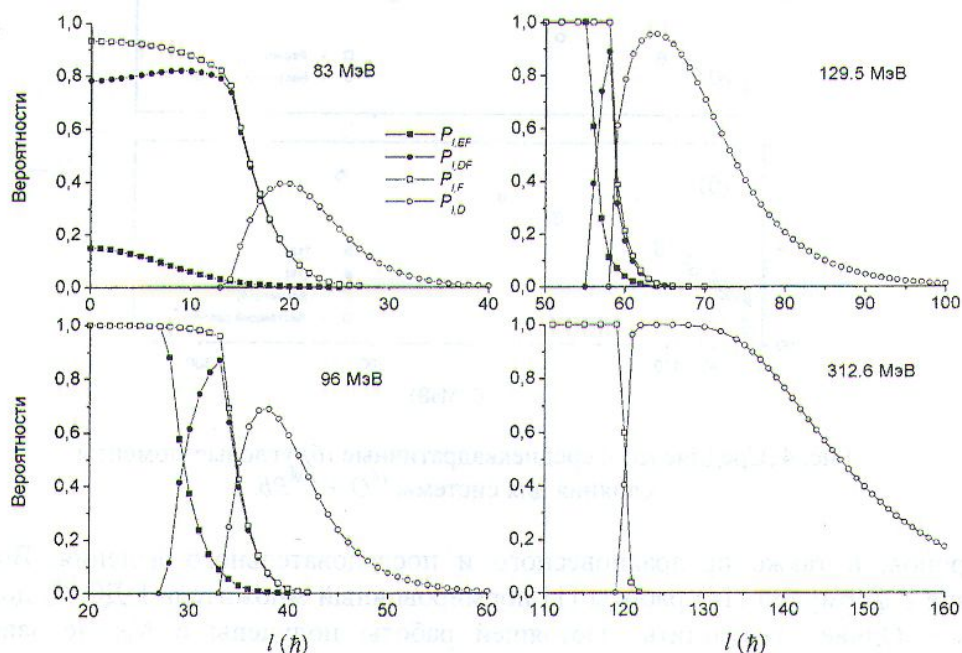


Рис. 5. Полные парциальные вероятности $P_{l,EF}$, $P_{l,DF}$, $P_{l,IF}$ и $P_{l,D}$ для системы $^{16}O + ^{208}Pb$.

Интересной особенностью распределений $P_{l,IF}$ и $P_{l,D}$ является то, что с ростом энергии сужается область их перекрытия. Это означает, что по мере роста энергии столкновения двух ядер слияние и периферийные реакции все в большей степени протекают независимо друг от друга.

Из рис. 5 можно также получить представление об энергетической зависимости распределения вероятностей $P_{l,DF}$ и $P_{l,EF}$ по парциальным волнам и о роли этих распределений в формировании $P_{l,IF}$ и $P_{l,D}$. Из рисунка видно, что при барьерной энергии $E_L = 83$ МэВ форма каждого из распределений $P_{l,DF}$ и $P_{l,EF}$ напоминает ферми-ступеньку. Но при этом распределение $P_{l,IF}$ формируется в основном за счет $P_{l,DF}$. С ростом энергии распределение $P_{l,DF}$ принимает пикообразную форму, близкую к симметричной, причем высота этого распределения сначала растет, а затем резко падает. При энергии $E_L = 192$ МэВ вкладом $P_{l,DF}$ в $P_{l,IF}$ уже можно пренебречь.

С другой стороны, легко видеть, что распределение $P_{l,EF}$ с ростом энергии становится все более широким и для все большего числа волн достигается значение $P_{l,EF} \approx 1$. Таким образом, при увеличении энергии $P_{l,IF}$ все в большей степени формируется за счет $P_{l,EF}$.

Из представленных на рис. 5 результатов следует, что в той области энергий, в которой многоступенчатое слияние играет заметную роль, распределение $P_{l,DF}$ формирует высокоспиновую часть $P_{l,IF}$. Но поскольку для сильносвязанных ионов $P_{l,DF}$ является частью ППВ оттока частиц из входного канала в периферийной области (см. формулу (20) работы [1]), то согласно рисунку $P_{l,DF}$ является низкоспиновой частью $P_{l,ED}$. Следовательно, ослабление периферийных реакций, сопутствующее в случае сильносвязанных ионов усилению слияния, связано с оттоком частиц из группы реакций D в группу реакций F в парциальных волнах, отвечающих низкоспиновой части $P_{l,ED}$.

Интересно отметить тот факт, что несмотря на то, что приведенные на рис. 5 результаты получены с нормировочным множителем ПДС N_F , не зависящим от l , они указывают на необходимость использования l -зависимого N_F . Причем, как видим, перенормировка ПДС требуется для ограниченного интервала угловых моментов.

4.2. Система ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$

Для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ имеются обширные данные по дифференциальным сечениям УР, полученные в работах [25 - 27]. Имеются также данные по сечениям слияния и полным сечениям прямых реакций [27, 28] при тех же энергиях, что и УР или, по крайней мере, при близких энергиях. Экспериментальные значения полного сечения реакций $\sigma_{r, \text{эксп}}$ можно найти сложением $\sigma_{f, \text{эксп}}$ и $\sigma_{d, \text{эксп}}$.

Полученные для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ результаты приведены в табл. 3 и 4 и на рис. 6 - 10.

В табл. 3 для каждой энергии указаны значения параметров ОП и χ^2 , полученные для $W_S^{(0)} = -30$ МэВ. Из значений χ^2 и приведенных на рис. 6 теоретических кривых видно, что во всех случаях получено хорошее описание угловых распределений УР ${}^9\text{Be}$ на ${}^{28}\text{Si}$.

Таблица 3. Параметры ОП и значения χ^2 для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ при $W_S^{(0)} = -30$ МэВ

E_L , МэВ	E_C/V_B	N_F	r_S , ФМ	a_S , ФМ	χ^2
12	1.10	0.76	1.195	0.560	0.72
14	1.28	0.54	1.041	0.684	0.85
17	1.55	0.56	1.025	0.679	0.23
20	1.83	0.42	0.905	0.765	1.62
23	2.10	0.46	0.944	0.718	2.06
26	2.37	0.52	0.953	0.750	0.79
30	2.74	0.43	0.897	0.756	7.87
45	4.11	0.55	0.925	0.760	6.39
60	5.47	0.40	0.960	0.723	6.05
121.0	11.0	0.45	0.862	0.882	3.10
201.6	18.4	0.48	0.815	0.919	1.13

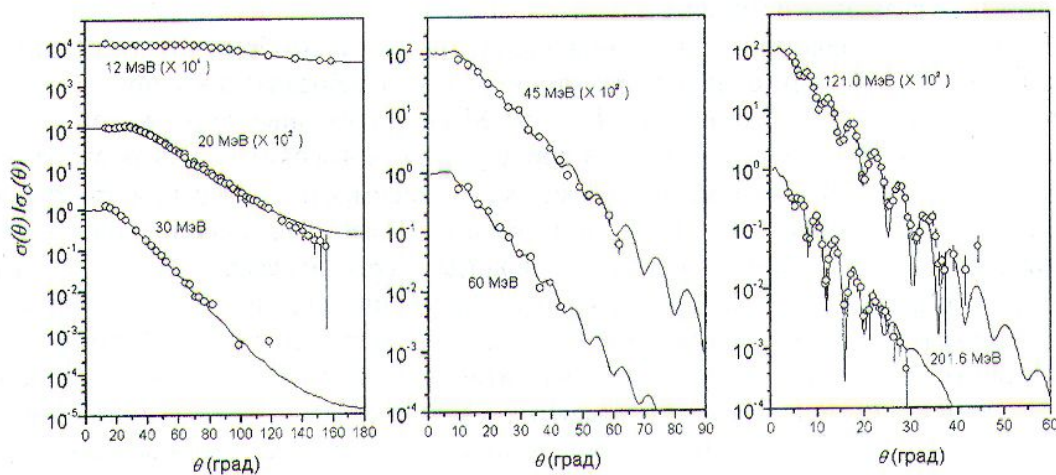


Рис. 6. Угловые распределения упругого рассеяния ${}^9\text{Be}$ на ${}^{28}\text{Si}$. Энергия столкновения указана возле каждой кривой.

Результаты, касающиеся сечений слияния, приведены в табл. 4 и на рис. 7 а. Сравнение рассчитанных сечений σ_F с экспериментальными сечениями слияния показывает, что в большинстве случаев в пределах ошибок они совпадают. При энергиях $E_L = 45$ и 60 МэВ между σ_F и $\sigma_{F,ЭКСП}$ имеет место расхождение, составляющее примерно 7 - 10 %. Однако из рис. 7 а видно, что рассчитанные при двух указанных энергиях сечения слияния совпадают с экспериментальными при других довольно близких энергиях. Кроме того, сечение слияния, полученное при энергии $E_L = 30$ МэВ в работе [28], примерно в два раза ниже сечения, полученного в работе [27] и рассчитанного нами. Все это указывает на наличие какой-то неучтенной в работе [28] ошибки.

Таблица 4. Сравнение рассчитанных сечений слияния, полных сечений периферийных реакций и полных сечений реакций с экспериментальными значениями для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$

E_L , МэВ	σ_{EF} , мбн	σ_{HF} , мбн	σ_F , мбн	$\sigma_{F,ЭКСП}$, мбн	σ_D , мбн	$\sigma_{D,ЭКСП}$, мбн	σ_R , мбн	$\sigma_{R,ЭКСП}$, мбн
12	214.2±1.5	82.0±32.6	132.4±31.3	150±50	158.1±31.7	-	290.2±0.7	-
14	482.3±2.9	198.4±39.5	288.8±38.1	310±60	305.8±42.9	330±50	586.8±6.6	640±70
17	780.0±3.3	238.4±57.6	541.6±54.3	560±80	365.1±55.4	-	906.2±1.7	-
20	961.7±2.4	309.6±9.6	652.2±7.2	680±70	449.0±4.6	390±40	1101.2±2.6	1070±60
23	1091.2±1.0	311.9±33.3	779.3±32.3	900±90	463.9±36.9	-	1243.0±4.8	-
26	1196.5±0.7	335.1±40.4	861.4±39.9	940±90	590.9±46.2	455±40	1453.1±7.1	1395±80
30	1270.3±0.3	408.3±41.0	862.2±40.9	950±90	605.2±51.9	575±60	1467.3±11.1	1525±90
45	1382.8±0.5	568.8±0.5	818.1±0.1	600±155	961.2±19.6	-	1779.3±19.6	-
60	1385.5±2.4	614.4±2.3	771.7±3.9	1100±250	1049.9±12.9	-	1821.2±9.4	-
121.0	1077.7±0.1	654.8±1.4	422.9±1.4	-	1616.7±17.3	-	2039.3±18.4	-
201.6	635.7±11.2	381.2±13.0	265.7±13.0	-	1731.0±17.0	-	1983.7±17.1	-

Поскольку при энергиях налетающих ионов $E_L \geq 10$ МэВ /нуклон для рассматриваемой системы в группе реакций F с заметной вероятностью могут протекать реакции неполного слияния и глубококонепругой передачи, нельзя исключить того, что при двух самых высоких энергиях, $E_L = 121.0$ и 201.6 МэВ, рассчитанные сечения σ_F включают в себя и сечения указанных реакций.

На рис. 8 а приведены отношения σ_{HF}/σ_{EF} , которые отображают роль виртуальных возбуждений в подавлении слияния при столкновении слабосвязанных ионов с ядрами. Из рисунка видно, что вплоть до энергии $E_L = 60$ МэВ виртуальные возбуждения уменьшают сечение слияния в среднем на 30 – 40 %, а при двух самых высоких энергиях это уменьшение достигает 60 %. Таким образом, энергетическая зависимость отношения σ_{HF}/σ_{EF} является довольно слабой. Совершенно иная картина имеет место в противоположном случае усиления слияния для сильносвязанных ионов, когда энергетическая зависимость отношения σ_{DF}/σ_{EF} , отображающего роль процессов многоступенчатого слияния в формировании сечения слияния, является очень сильной (см. рис. 3 а для системы ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$).

Обратимся к средним и среднеквадратичным угловым моментам слияния. Для рассматриваемой системы экспериментальные сведения об этих величинах отсутствуют. Поэтому на рис. 9 приведены только результаты расчетов. Все, что мы можем сказать в данном случае, - это то, что рассчитанные значения $\langle L_F \rangle$ и $\langle L_F^2 \rangle$ плавно изменяются с энергией и, начиная примерно с 80 МэВ, достигают насыщения. Можно также отметить, что при энергиях $E_L = 121.0$ и 201.6 МэВ рассчитанные значения $\langle L_F \rangle$ и $\langle L_F^2 \rangle$ могут оказаться завышенными по сравнению соответственно со средними и среднеквадратичными угловыми

моментами слияния, если при этих энергиях заметный вклад в сечение реакций группы F вносят реакции неполного слияния и глубоконеупругой передачи.

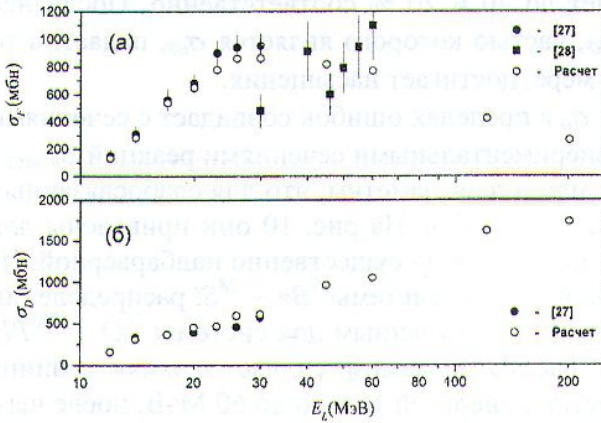


Рис. 7. Сравнение экспериментальных и рассчитанных сечений слияния (а) и полных сечений периферийных реакций (б) для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$.

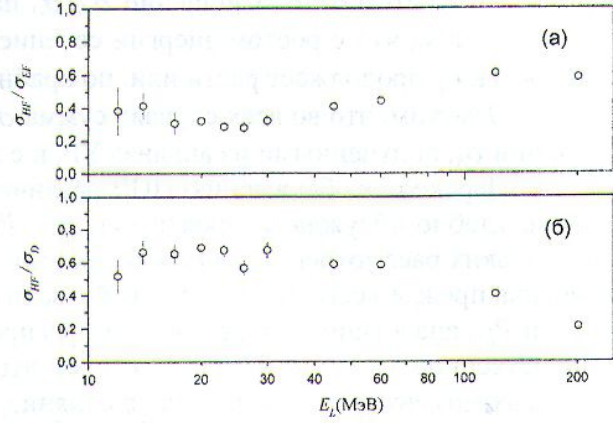


Рис. 8. Отношения σ_{HF}/σ_{EF} (а) и σ_{HF}/σ_D (б) для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$.

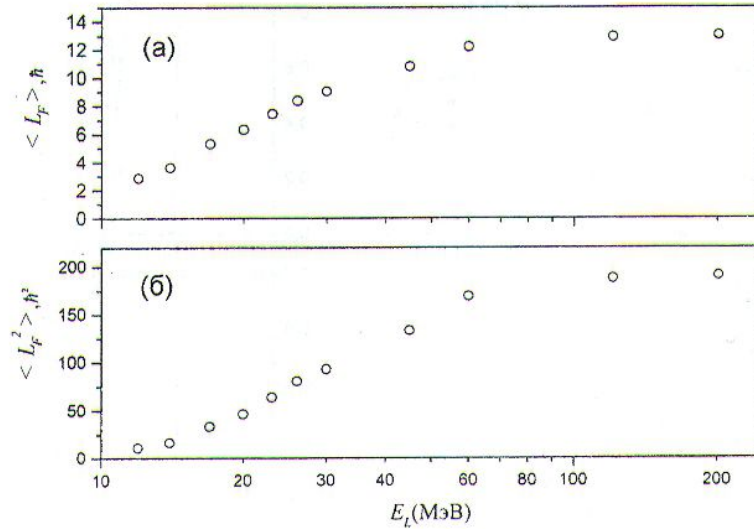


Рис. 9. Средние (а) и среднеквадратичные (б) угловые моменты слияния для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$.

Результаты по полным сечениям периферийных реакций приведены в табл. 4 и на рис. 7 б. Сравнение рассчитанных сечений σ_D с экспериментальными сечениями $\sigma_{D, \text{ЭКСП}}$ показывает, что в трех из четырех случаев в пределах ошибок они совпадают. Только в одном случае, $E_L = 26$ МэВ, расхождение между σ_D и $\sigma_{D, \text{ЭКСП}}$ составляет примерно 10 %.

При энергиях $E_L > 30$ МэВ сравнить рассчитанные значения σ_D не с чем. Тем не менее можно предположить, что они достаточно надежны, поскольку разумна их энергетическая зависимость. Действительно, с увеличением энергии σ_D довольно плавно растет, а между $E_L = 121.0$ и 201.6 МэВ рост замедляется, указывая, по-видимому, на достижение насыщения при энергии $E_L \approx 200$ МэВ.

Поскольку, как показано в [1], в случае слабосвязанных ионов ослабление слияния сопровождается одновременным усилением периферийных реакций, на рис. 8 б приведены отношения σ_{HF}/σ_D , являющиеся количественной характеристикой указанного усиления. Из

рисунка видно, что в широком интервале энергий, вплоть до энергии $E_L = 60$ МэВ, увеличение сечения периферийных реакций в среднем составляет 60 %. При энергиях $E_L = 121.0$ и 201.6 МэВ отношение σ_{HF}/σ_D падает до 40 и 20 % соответственно. Последнее связано с тем, что с ростом энергии сечение σ_{EF} , частью которого является σ_{HF} , падает, в то время как σ_D продолжает расти или, по крайней мере, достигает насыщения.

Отметим, что во всех случаях сумма σ_F и σ_D в пределах ошибок совпадает с сечениями реакций σ_R , полученными из анализа УР, и с экспериментальными сечениями реакций $\sigma_{R,ЭКСП}$.

Переходя к обсуждению ППВ различных процессов, заметим, что для слабосвязанных ионов удобно обсуждать вероятности $P_{l,F}$, $P_{l,HF}$, $P_{l,ED}$ и $P_{l,D}$. На рис. 10 они приведены для нескольких рассмотренных в работе энергий, от нижней до существенно надбарьерной. Из рисунка прежде всего видно, что свойства полученных для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ распределений $P_{l,F}$ и $P_{l,D}$ аналогичны свойствам этих распределений, полученным для системы ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$. Единственное отличие состоит в том, что в рассматриваемом случае верхняя граница угловых моментов, дающих вклад в слияние, растет с энергией только до 60 МэВ, после чего рост прекращается. Для системы ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ такого не наблюдается (см. рис. 5). Однако это различие связано просто с тем, что рассмотренный для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$ интервал значений E_C/V_B гораздо шире, чем для системы ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$.

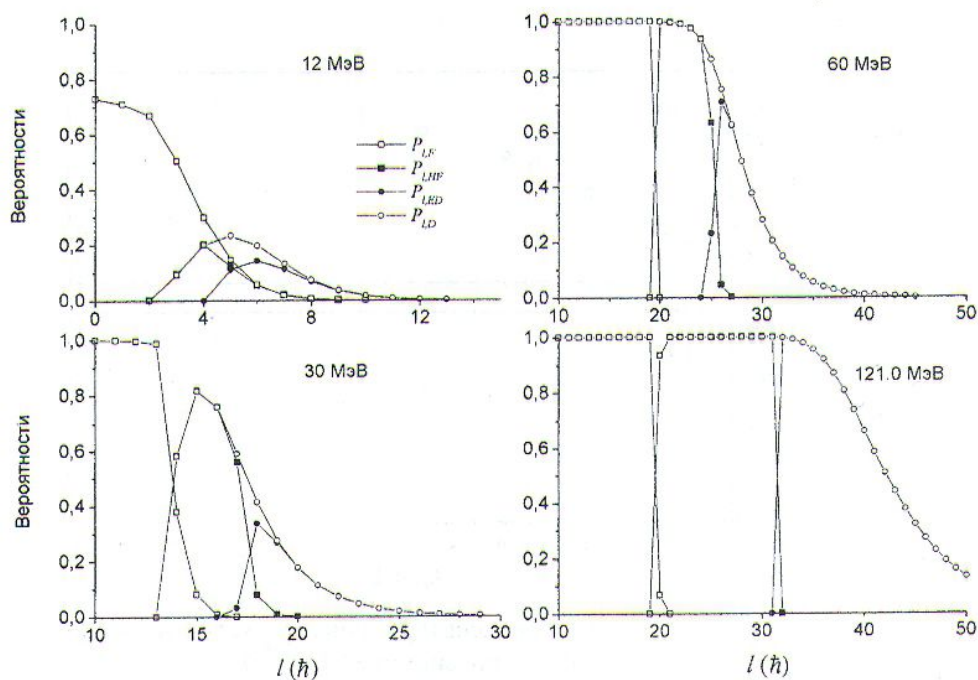


Рис. 10. Полные парциальные вероятности $P_{l,F}$, $P_{l,HF}$, $P_{l,ED}$ и $P_{l,D}$ для системы ${}^9\text{Be} + {}^{28}\text{Si}$.

Теперь обратимся к спиновым распределениям $P_{l,HF}$ и $P_{l,ED}$ и рассмотрим их роль в формировании $P_{l,F}$ и $P_{l,D}$ в случае слабосвязанных частиц. Из рис. 10 видно, что до энергии $E_L = 60$ МэВ распределение $P_{l,HF}$ имеет форму примерно симметричного пика, высота которого растет с энергией, а ширина остается примерно постоянной. Начиная с 60 МэВ, для все большего числа орбитальных моментов достигается величина $P_{l,HF} \approx 1$, ширина распределения увеличивается, а форма все более приближается к прямоугольной. При этом форма распределения $P_{l,ED}$ при всех энергиях имеет вид асимметричного пика, высота, ширина и асимметрия которого при увеличении энергии растут. Начиная с энергии $E_L = 121.0$ МэВ, для все большего числа l достигается значение $P_{l,ED} \approx 1$. Таким образом, свойства распределений $P_{l,ED}$ и $P_{l,D}$ по парциальным волнам полностью аналогичны. Из рисунка видно, что до энергии $E_L = 121.0$ МэВ вклады вероятностей $P_{l,HF}$ и $P_{l,ED}$ в

формирование спиновых распределений $P_{l,D}$ сравнимы. Но начиная с энергии $E_L = 121.0$ МэВ, вклад $P_{l,ED}$ становится преобладающим.

Из приведенных на рис. 10 результатов следует, что низкоспиновая часть $P_{l,D}$ формируется за счет $P_{l,HF}$. Но поскольку в случае слабосвязанных частиц $P_{l,HF}$ является частью $P_{l,EF}$ (см. формулу (25) работы [1]), то согласно рис. 10 $P_{l,HF}$ является высокоспиновой частью этого распределения. Таким образом, ослабление слияния (в общем случае реакций группы F), сопровождающееся для слабосвязанных ионов усилением периферийных реакций, обусловлено оттоком частиц из канала прямого возбуждения реакций в группе F в высокоспиновой части $P_{l,EF}$.

Вследствие того, что перенормировка ПДС в случае УР слабосвязанных ионов определяется областью угловых моментов, в которой $P_{l,HF} \neq 0$, то из рис. 10 следует, что нормировочный множитель ПДС N_F должен быть l -зависимым. Причем перенормировка требуется лишь в ограниченном диапазоне угловых моментов.

5. Заключение

В работе выполнена проверка предсказательных возможностей предложенного ранее [1] нового метода анализа дифференциальных сечений УР тяжелых ионов, который позволяет получать сечение слияния (в общем случае сумму сечений слияния, неполного слияния, реакций глубоконеупругой передачи и некоторых других реакций, протекающих при сильном перекрытии плотностей сталкивающихся ядер) и полное сечение периферийных реакций. В качестве тестовых были выбраны две системы, $^{16}O + ^{208}Pb$ и $^9Be + ^{28}Si$, в одной из которых налетающий ион является сильносвязанным, а во второй – слабосвязанным.

Сравнение рассчитанных сечений слияния и полных сечений периферийных реакций с экспериментальными показало, что в подавляющем большинстве случаев в пределах ошибок они совпадают. Для системы $^{16}O + ^{208}Pb$ также было выполнено сравнение рассчитанных и экспериментальных величин среднеквадратичных угловых моментов слияния. Как оказалось, при надбарьерных энергиях между теоретическими и экспериментальными значениями $\langle L_F^2 \rangle$ получено хорошее согласие. Однако при околбарьерных энергиях имеется расхождение, составляющее примерно 20 %. Указанное расхождение, по-видимому, связано с необходимостью использования в подобных расчетах l -зависимого нормировочного множителя ПДС.

В работе также подробно проанализированы полученные спиновые распределения вероятностей различных процессов. В частности, прослежена роль различных процессов в формировании сечения слияния и полного сечения периферийных реакций в зависимости от энергии. На основе полученных спиновых распределений вероятностей многоступенчатого слияния для системы $^{16}O + ^{208}Pb$ и вероятностей подавления слияния для системы $^9Be + ^{28}Si$ установлено, что анализ угловых распределений УР тяжелых ионов необходимо проводить с l -зависимым нормировочным множителем ПДС. При этом перенормировка требуется только в тех парциальных волнах, в которых имеет место либо усиление слияния (сильносвязанные ионы), либо его подавление (слабосвязанные ионы).

Полученные в работе результаты показывают, что предложенный в [1] метод анализа угловых распределений УР тяжелых ионов дает вполне надежные результаты и может широко использоваться на практике. Особенно полезным метод может оказаться при изучении взаимодействия с ядрами-мишенями нестабильных ядер, для которых непосредственное измерение таких величин как, например, сечение слияния или полное сечение квазиупругих реакций затруднено из-за низкой интенсивности вторичных пучков.

В заключение авторы хотели бы выразить искреннюю признательность Р. С. Позняку за помощь, оказанную при подготовке статьи.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Поздняков Ю. А., Теренецький К. О. // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. - Київ, 2001. - № 1(3). - С. 31 – 41.
2. Satchler G. R., Love W. G. // Phys. Rep. - 1979. - Vol. 55. - P. 183.
3. Поздняков Ю. А., Теренецький К. О. // Укр. физ. журн. - 1990. - Т. 35. - С. 1158.
4. Поздняков Ю. А., Теренецький К. О. // ЯФ. - 1991. - Т. 53 – С. 400.
5. Chaudhuri A. K. // Nucl. Phys. - 1986. - Vol. A459. - P. 417.
6. Алхазов Г. Д., Белостоцький С. Л., Воробьев А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т. 29. - С. 88.
7. Ball J. B., Fulmer C. B., Gross E. E. et al. // Nucl. Phys. - 1975. - Vol. A252. - P. 208.
8. Videbaek F., Goldstein R. B., Grodzins L. et al. // Phys. Rev. - 1977. - Vol. C15. - P. 954.
9. Pieper S. C., Macfarlane M. H., Gloeckner D. H. et al. // Phys. Rev. - 1978. - Vol. C18. - P. 180.
10. Olmer C., Mermaz M., Buenerd M. et al. // Phys. Rev. - 1978. - Vol. C18. - P. 205.
11. Vaz L. C., Logan D., Duek E. et al. // Z. Phys. - 1984. - Vol. A315. - P. 169.
12. Back B. B., Betts R. B., Gindler J. E. et al. // Phys. Rev. - 1985. - Vol. C32. - P. 195.
13. Vulgaris E., Grodzins L., Steadman S. G., Ledoux R. // Phys. Rev. - 1986. - Vol. C33. - P. 2017.
14. Morton C. R., Hinde D. J., Leigh J. R. et al. // Phys. Rev. - 1995. - Vol. C52. - P. 243.
15. Buenerd M., Gelbke C. K., Harvey B. G. et al. // Phys. Rev. Lett. - 1976. - Vol. 37. - P. 1191.
16. Vandenbosch R. // The many facets of heavy-ion fusion reactions. - 1986. - Argonne National Laboratory, ANL-PHYS-86-1. - P.155.
17. Steadman S. G., Rhoades-Brown M. J. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. - 1986. - Vol. 36. - P. 649.
18. Satchler G. R., Nagarajan M. A., Lilley J. S., Thompson I. J. // Ann. Phys. - 1987. Vol. 178. - P. 110.
19. Thompson I. J., Nagarajan M. A., Lilley J. S., Smithson M. J. // Nucl. Phys. - 1989. - Vol. A505. - P. 84.
20. Satchler G. R. // Phys. Rep. - 1991. - Vol. 199. - P. 147.
21. Vinh Mau N., Pacheco J. C., Ferrero J. L., Bilwes R. // Nucl. Phys. - 1993. - Vol. A560. - P. 879.
22. Sastry S. V. S., Kataria S. K., Mohanty A. K., Thompson I. J. // Phys. Rev. - 1996. - Vol. C56. - P. 3286.
23. Baba C. V. K. // Nucl. Phys. - 1993. - Vol. A553. - P. 719c.
24. Satchler G. R., Nagarajan M. A., Lilley J. S., Thompson I. J. // Phys. Rev. - 1990. - Vol. C41. - P. 1869.
25. Eck J. S., Ophel T. R., Clark P. D., Weisser D. C. // Nucl. Phys. - 1980. - Vol. A334. - P. 519.
26. Zisman M. S., Cramer J. G., Goldberg D. A. et al. // Phys. Rev. - 1980. - Vol. C21. - P. 2398.
27. Hugi M., Lang J., Müller R. et al. // Nucl. Phys. - 1981. - Vol. A368. - P. 173.
28. Eck J. S., Leigh J. R., Ophel T. R., Clark P. D. // Phys. Rev. - 1980. - Vol. C21. - P. 2352.

ПРО ЗАСТОСУВАННЯ НОВОГО МЕТОДУ АНАЛІЗУ КУТОВИХ РОЗПОДІЛІВ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ВАЖКИХ ІОНІВ

Ю. О. Поздняков, К. О. Теренецький

На прикладі розрахунку двох систем, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ і $^9\text{Be} + ^{28}\text{Si}$, в одній з яких налітаючий іон являється сильнозв'язаним, а в іншій - слабкозв'язаним, вивчаються можливості запропонованого раніше нового методу аналізу куткових розподілів пружного розсіяння важких іонів. Крім величин, які можна отримати при традиційному аналізі диференційних перерізів пружного розсіяння за оптичною моделлю, новий метод дозволяє також отримати повні перерізи злиття й повні перерізи периферійних реакцій та їх розподіл по парціальних хвилях. Порівняння розрахованих за допомогою нового методу в широкому діапазоні енергій перерізів з експериментальними перерізами показало, що у переважній більшості випадків у межах помилок вони співпадають. У роботі обговорюються отримані розподіли ймовірностей різних процесів по парціальних хвилях, які дозволяють краще зрозуміти механізм формування перерізів злиття та повних перерізів периферійних реакцій при зіткненні двох важких іонів. У цілому результати роботи показують, що метод дозволяє отримати доволі надійні результати і, отже, може широко використовуватися при аналізі куткових розподілів пружного розсіяння важких іонів.

**ON THE NEW METHOD HEAVY-ION ELASTIC SCATTERING
ANGULAR DISTRIBUTION ANALYSIS APPLICABILITY****Yu. A. Pozdnyakov, K. O. Terenetsky**

Using the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ and $^9\text{Be} + ^{28}\text{Si}$ systems as a tested ones, in one of which the projectile is tightly bound and is weakly bound in other one, the predictive power of the previously suggested new method of heavy-ion elastic scattering angular distribution analysis is studied. Apart of values obtained in traditional optical model heavy-ion differential cross section analysis the new method also allows to obtain the fusion and total peripheral reaction cross sections and there partial wave distributions. Comparison of calculated within the new method cross sections with experimental ones in a wide energy range shows that in the most cases they are coincide within its errors. In this paper different processes partial wave probability distributions are investigated giving more insight into the two heavy-ion collision formation mechanism of fusion and total peripheral reaction cross sections. In general, results of this paper show that method permits to obtain reliable results and so may be widely used for heavy-ion elastic scattering angular distribution analysis.