

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ СЛИЯНИЯ И ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ПЕРИФЕРИЙНЫХ РЕАКЦИЙ В НОВОМ ПОДХОДЕ К АНАЛИЗУ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ю. А. Поздняков

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Разработан метод расчета энергетической зависимости сечения слияния (в общем случае сумма сечений полного и неполного слияния, квазиделения и реакций глубоконеупругой передачи) σ_F и полного сечения периферийных реакций σ_D на основе анализа ограниченного набора угловых распределений упругого рассеяния для данной пары ядер. Предсказательные возможности метода иллюстрируются на примере системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, для которой расчеты выполнены в интервале лабораторной энергии $E_{\text{лаб}} = 70 - 450$ МэВ.

Введение

В работах [1 - 4] предложен новый подход к анализу угловых распределений упругого рассеяния (УР) тяжелых ионов. Если отвлечься от наблюдаемых, связанных со спинами сталкивающихся ядер, то следует сказать, что, в отличие от обычной оптической модели, новый метод анализа дифференциальных сечений УР позволяет получать не только параметры оптического потенциала (ОП) и полные сечения реакций σ_R , но также сечения слияния (в общем случае сумма сечений полного и неполного слияния, квазиделения и реакций глубоконеупругой передачи) σ_F , полные сечения периферийных (или квазиупругих) реакций σ_D и некоторые другие величины, важные для понимания механизмов взаимодействия сталкивающихся ядер. Сравнение рассчитанных сечений с экспериментальными [1 - 3, 5, 6] показало, что в подавляющем большинстве случаев они совпадают в пределах своих ошибок. Таким образом, предложенный метод может широко использоваться при анализе угловых распределений УР тяжелых ионов.

Несмотря на вышеизложенное, метод вызывает неудовлетворенность в двух отношениях. Во-первых, область его применимости ограничена значениями энергии в окрестности и выше кулоновского барьера и, во-вторых, он может быть реализован лишь тогда, когда имеется соответствующее дифференциальное сечение УР. В настоящей работе предложено развитие метода, которое позволяет рассчитывать энергетическую зависимость σ_F и σ_D в интервале изменения энергии от существенно подбарьерной до существенно надбарьерной, исходя из ограниченного набора данных по УР.

Следует отметить, что уже опубликована работа [7], в которой вышеуказанные недостатки были устранены. Настоящая работа отличается от [7] тем, что здесь 1) используется более реалистичская энергетическая зависимость мнимой части ОП на радиусе сильного поглощения, определение которого будет дано ниже, и 2) объясняется структура в сечении многоступенчатого слияния σ_{DF} , обнаруженная в [7].

Энергетическая зависимость параметров ОП

Собственно все, что нужно для реализации метода, предложенного в [1 - 4], - это параметры ОП для данной пары ядер. Эти параметры могут быть найдены из анализа соответствующих угловых распределений УР при около- и надбарьерных значениях энергии. Проблемы возникают при энергии ниже кулоновского барьера, когда из анализа соответствующего углового распределения УР параметры ОП определить однозначно невозможно, или при энергии выше кулоновского барьера, если данные по УР отсутствуют вовсе. И здесь на помощь приходит дисперсионное соотношение (ДС) [8], связывающее действительную и мнимую части ОП.

Применительно к тяжелым ионам ДС записывается для локального ОП на радиусе сильного поглощения

$$D = [\eta + \sqrt{\eta^2 + L(L+1)}] / k, \quad (1)$$

где η - кулоновский параметр; k - волновое число в канале УР; L - орбитальный момент, для которого $|S_L|^2 = 1/2$. Само ДС, представленное в разностной форме, имеет вид [9 - 11]

$$V(D, E) = V(D, E_s) + \frac{1}{\pi} (E - E_s) P \int_0^\infty \frac{W(D, E') dE'}{(E' - E_s)(E' - E)}. \quad (2)$$

В этой формуле $V(D, E)$ и $W(D, E)$ - действительная и мнимая части ОП соответственно; E_s - некоторая (обычно достаточно высокая) энергия, при которой надежно установлено значение ОП на радиусе сильного поглощения; символ P означает, что интеграл понимается в смысле главного значения. Разностная форма ДС позволяет уменьшить неопределенность рассчитываемой действительной части ОП, которая связана с ненадежностью наших знаний о поведении мнимой части ОП в области высоких энергий.

Чтобы практически воспользоваться соотношением (2), необходимо иметь набор угловых распределений УР, анализ которых позволяет получить соответствующий набор значений ОП на среднем по всем имеющимся энергиям радиусе сильного поглощения. Выбрав затем подходящую параметризацию энергетической зависимости мнимой части ОП на радиусе сильного поглощения, ее параметры можно подобрать таким образом, чтобы наилучшим образом описать энергетическую зависимость имеющихся феноменологических значений ОП (как мнимой, так и действительной частей).

В настоящей работе предложена следующая параметризация энергетической зависимости мнимой части ОП на радиусе сильного поглощения:

$$-W(D, E) = \frac{W_0}{1 + \exp[(E_0 - E) / \Delta]} f(E; E_0, \alpha, \beta), \quad (3)$$

$$f(E; E_0, \alpha, \beta) = \begin{cases} [1 + \beta(E_0 - E)]^\alpha, & E \leq E_0, \\ [1 + \beta(E - E_0)]^{-\alpha}, & E \geq E_0. \end{cases} \quad (4)$$

Ниже будут приведены результаты применения ДС (2) для нахождения энергетической зависимости параметров ОП для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. В настоящей работе использовался ОП вида

$$U(r) = V_C(r) + N_F(r)V_F(r) + iW_S(r). \quad (5)$$

В формуле (5) $V_C(r)$ - кулоновский потенциал равномерно заряженного шара; $V_F(r)$ - микроскопический потенциал двойной свертки (ПДС) [12] с нормировочным множителем N_F . Так как в работе для описания угловых распределений УР использовалась модель УР с граничными условиями типа сходящихся волн (МГУСВ) [13 - 16], в которой объемное поглощение учитывается самими граничными условиями, мнимая часть ОП выбиралась в поверхностном виде

$$W_S(r) = 4a_S \frac{d}{dr} \frac{-W_S^{(0)}}{1 + \exp[(r - R_S) / a_S]}, \quad (W_S^{(0)} < 0) \quad (6)$$

с глубиной $W_S^{(0)}$, радиусом

$$R_S = r_S (A_p^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad (7)$$

где A_p и A_T - массовые числа налетающей частицы и ядра-мишени соответственно, и диффузностью a_S . Поскольку параметры $W_S^{(0)}$ и R_S взаимозависимы [17], один из них можно зафиксировать (но так, чтобы угловые распределения УР описывались во всем рассматриваемом диапазоне энергии). В настоящей работе приведены результаты, полученные для $W_S^{(0)} = -25$ МэВ. Однако ниже будет отмечено, насколько все рассчитываемые величины зависят от конкретного выбора $W_S^{(0)}$.

На рис. 1 приведены результаты применения ДС к системе $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Феноменологические значения ОП на радиусе сильного поглощения $D = 12,4$ Фм получены в результате анализа дифференциальных сечений УР из работ [18 - 24] по МГУСВ. В качестве опорной была выбрана энергия $E_S = 200$ МэВ, для которой интерполяционное значение N_F проходит через единицу. Полученные в результате подгонки значения параметров энергетической зависимости мнимой части ОП на радиусе сильного поглощения таковы:

$$\begin{cases} W_0 = 1,133 \text{ МэВ}, & \alpha = 1, \\ E_0 = 73,2 \text{ МэВ}, & \beta = 6,94 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}, \\ \Delta = 4,10 \text{ МэВ}, \end{cases}$$

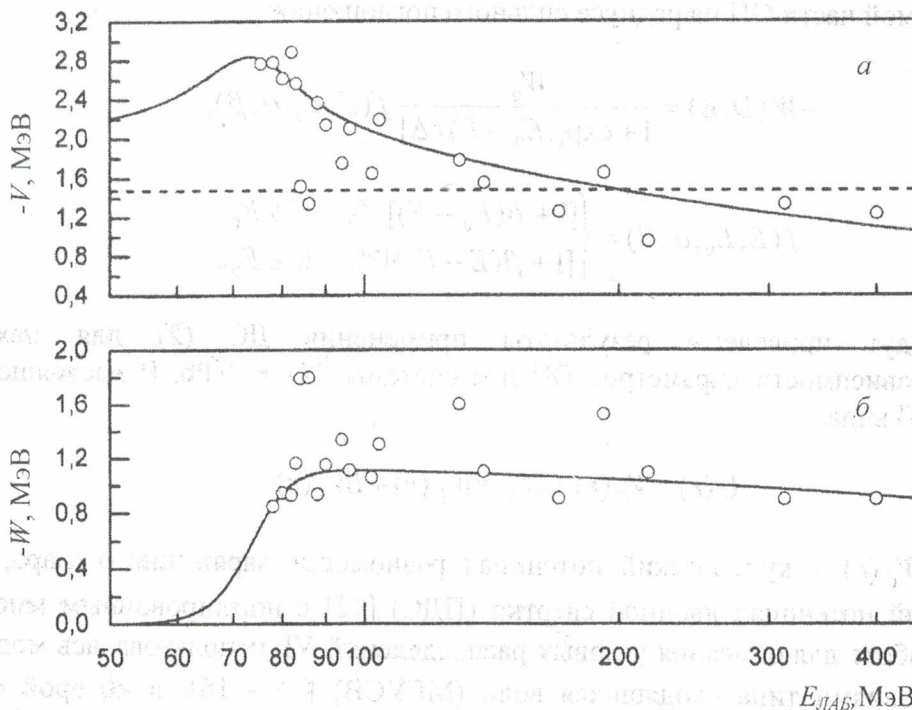


Рис. 1. Энергетическая зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей ОП на радиусе сильного поглощения $D = 12,4$ Фм для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Кружки - феноменологические значения ОП; сплошные кривые - результат подгонки к феноменологическим значениям ОП с помощью ДС; штриховая прямая - значение неперенормированного ПДС на радиусе сильного поглощения.

Несмотря на то, что отдельные точки на рис. 1 заметно отклоняются от результирующих теоретических кривых, в целом получено неплохое описание феноменологических значений ОП на радиусе сильного поглощения. Отметим, что полученная энергетическая зависимость ОП на радиусе сильного поглощения согласуется (см., например, [9 - 11]) с хорошо известным в ядерной физике явлением – пороговой (или барьерной) аномалией. Это явление заключается в том, что при приближении к кулоновскому барьеру (для рассматриваемой системы – примерно 82 МэВ в лабораторной системе) со стороны высоких энергий действительная часть ОП становится все более притягивающей, достигая максимума в окрестности барьера, а затем ослабевает. При этом мнимая часть ОП при переходе через барьер убывает.

Из полученной зависимости $V(D, E)$ легко получить энергетическую зависимость нормировочного множителя ПДС

$$N_F(E) = V(D, E) / V_F(D). \quad (8)$$

Чтобы получить энергетическую зависимость геометрических параметров мнимой части ОП, воспользуемся феноменологическими значениями этих параметров, полученными из анализа соответствующих дифференциальных сечений УР. Выбрав подходящую параметризацию энергетической зависимости для одного из них, например для a_s , энергетическую зависимость второго, т.е. R_s , можно получить из энергетической зависимости мнимой части ОП на радиусе сильного поглощения $W(D, E)$, которая входит в ДС (2). В нашем случае это дает

$$R_s(E) = D - a_s \ln[(2p - 1) + \sqrt{(2p - 1)^2 - 1}], \quad (9)$$

где

$$p = W_s^{(0)} / W(D, E). \quad (10)$$

При этом параметры $a_s(E)$ варьируются таким образом, чтобы оптимальным образом описать энергетическую зависимость феноменологических значений R_s и a_s .

В настоящей работе предложена следующая параметризация $a_s(E)$:

$$a_s(E) = \frac{a_0}{1 + \exp[(E_a - E) / \Delta_a]} f(E; E_a, b, \gamma) + c, \quad (11)$$

$$f(E; E_a, b, \gamma) = \begin{cases} [1 + b(E_a - E)]^{-\gamma}, & E \leq E_a, \\ [1 + b(E - E_a)]^{\gamma}, & E \geq E_a. \end{cases} \quad (12)$$

Полученная для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ энергетическая зависимость геометрических параметров мнимой части ОП $r_s(E)$ и $a_s(E)$ приведена на рис. 2. В результате подгонки получены следующие значения параметров, входящих в формулы (11) - (12):

$$\begin{cases} a_0 = 0,395 \text{ Фм}, & b = 8,88 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}, \\ E_a = 88,4 \text{ МэВ}, & \gamma = 1, \\ \Delta_a = 7,88 \text{ МэВ}, & c = 0,200 \text{ Фм}. \end{cases}$$

Как видно из рисунка, теоретические кривые хорошо описывают энергетическую зависимость феноменологических значений r_s и a_s .

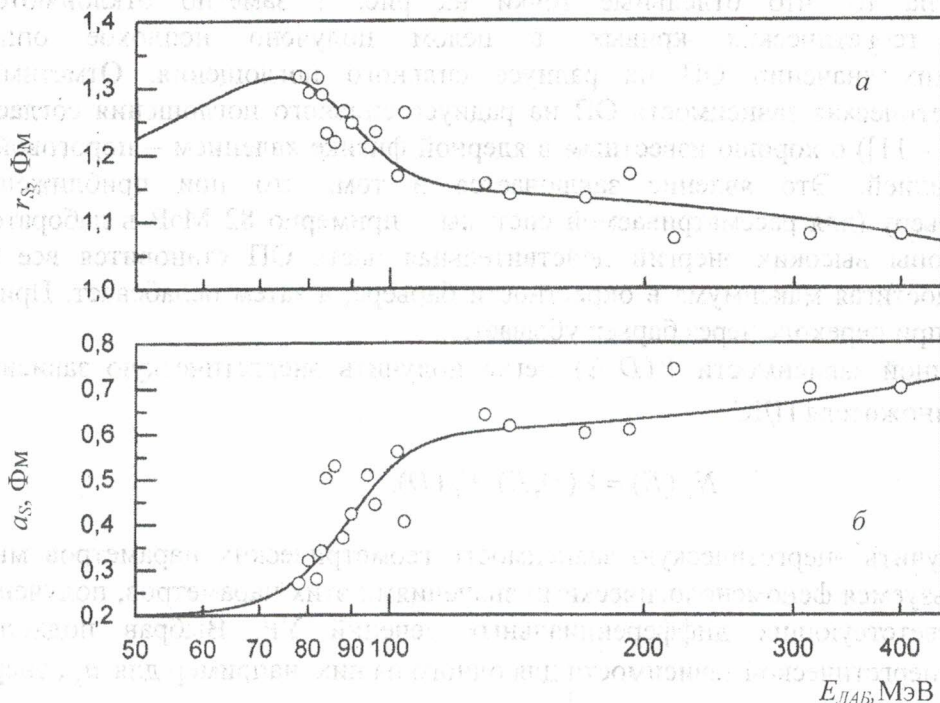


Рис. 2. Энергетическая зависимость геометрических параметров r_s (а) и a_s (б) мнимой части ОП для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Кружки - феноменологические значения r_s и a_s ; кривые - результат совместной подгонки к феноменологическим значениям r_s и a_s с использованием формул (9) - (12).

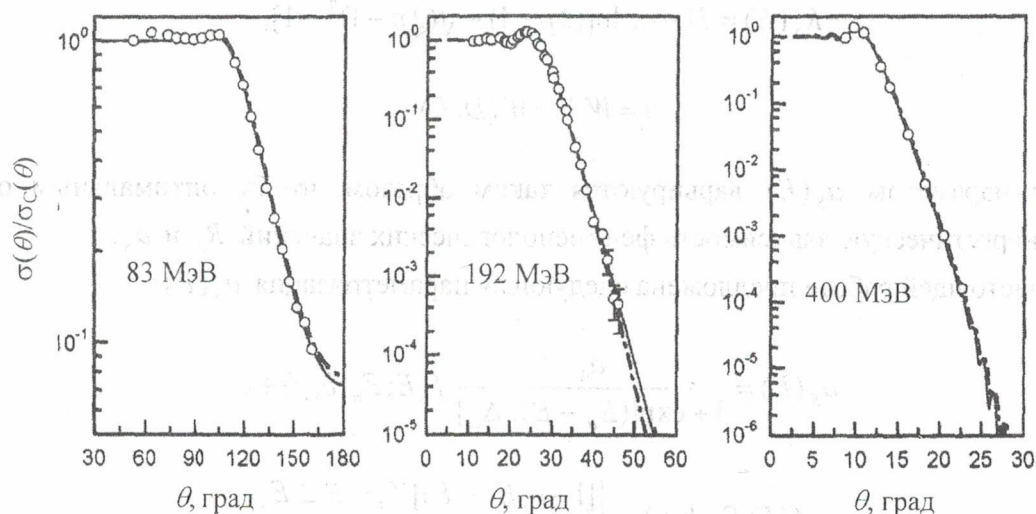


Рис. 3. Угловые распределения УР ^{16}O на ^{208}Pb при значениях энергии $E_{\text{Лаб}} = 83, 192$ и 400 МэВ , представленные в виде отношения сечения УР $\sigma(\theta)$ к сечению кулоновского рассеяния $\sigma_c(\theta)$. Кружки - экспериментальные данные; сплошные кривые - результат индивидуальной подгонки; штрихпунктирные кривые - результат расчета с параметрами ОП, полученными с помощью ДС.

В итоге нами получена энергетическая зависимость параметров ОП (5) - (7), согласующаяся с ДС. Теперь можно проверить, насколько хорошо полученные параметры ОП описывают угловые распределения УР. Для этого были выбраны три сечения УР при энергиях $E_{\text{Лаб}} = 83, 192$ и 400 МэВ , которые охватывают практически весь интервал энергии, рассмотренный в работе. На рис. 3 приведены угловые распределения УР ^{16}O на ^{208}Pb , полученные при индивидуальной подгонке и с использованием параметров ОП, которые найдены на основе ДС. Как видно из рисунка, соответствующие сечения УР практически тождественны. Это является свидетельством того, что полученная в работе энергетическая зависимость параметров ОП для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ является корректной.

Энергетическая зависимость сечения слияния и полного сечения периферийных реакций

Имея энергетическую зависимость параметров ОП, можно приступить к расчету энергетической зависимости сечения слияния и полного сечения периферийных реакций в соответствии с формулами работ [1 - 4]. Результаты расчетов представлены на рис. 4. Там же для сравнения приведены экспериментальные данные по сечениям слияния [20, 24 - 28] и по полным сечениям периферийных реакций [20, 24, 29]. Хотя теоретические кривые получены без свободных параметров, они хорошо согласуются с экспериментальными данными.

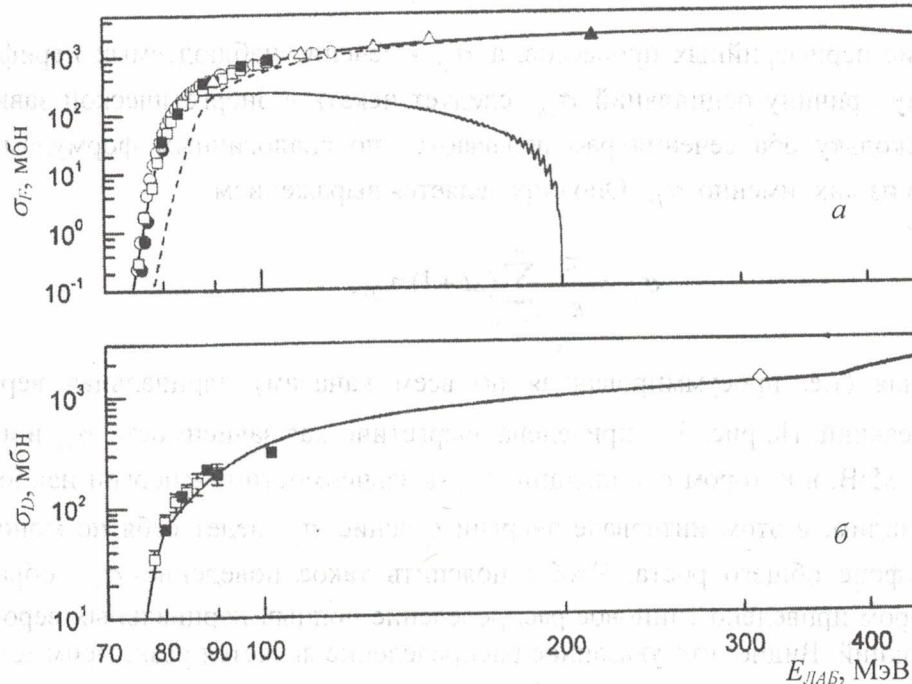


Рис. 4. Энергетическая зависимость сечения слияния σ_F (а) и полного сечения периферийных реакций σ_D (б) для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Различными символами показаны экспериментальные данные из работ [20, 24 - 28] для σ_F и из работ [20, 24, 29] для σ_D ; сплошные жирные кривые - рассчитанная энергетическая зависимость σ_F и σ_D ; штриховая кривая - энергетическая зависимость сечения слияния через входной канал σ_{EF} ; тонкая кривая - энергетическая зависимость сечения многоступенчатого слияния σ_{DF} .

Заметим, что с ростом энергии точность алгоритма, используемого для расчета соответствующих вероятностей несколько ухудшается. Это приводит к тому, что начиная с некоторой энергии, несколько превышающей критическую (которая совпадает с величиной эффективного потенциала, образованного суммой кулоновского, центробежного и действительной части ядерного потенциалов в точке перегиба), все рассчитываемые величины флуктуируют в небольших пределах. Для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ это имеет место при $E_{\text{LAB}} > 315$ МэВ. В этой области энергии через минимальные и максимальные значения соответствующих величин были проведены огибающие. Именно поэтому при $E_{\text{LAB}} > 315$ МэВ все теоретические кривые, приведенные в работе, несколько уширены. Впрочем, различие всех рассчитываемых величин на нижнем и верхнем пределах не превышает 3 %.

На рис. 4, а помимо сечения слияния σ_F приведены его компоненты - сечение слияния через входной канал σ_{EF} и сечение многоступенчатого слияния σ_{DF} . Из рисунка видно, что при подбарьерных энергиях (напомним, что для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ высота кулоновского барьера в лабораторной системе составляет примерно 82 МэВ) сечение слияния формируется в основном за счет процессов многоступенчатого слияния. С ростом

энергии вклады обоих механизмов выравниваются. Но при энергии, заметно превышающей высоту кулоновского барьера слияние через входной канал становится преобладающим. Все это хорошо согласуется с современными представлениями о механизме слияния ядер (см., например, [10, 11, 30 - 32]).

Отметим интересную особенность в энергетической зависимости сечения многоступенчатого слияния σ_{DF} . Начиная с энергии $E_{LAB} \approx 160$ МэВ, в σ_{DF} возникают осцилляции. Чтобы объяснить их происхождение напомним, что согласно [1 - 4]

$$\sigma_{DF} = \sigma_{ED} - \sigma_D, \tag{13}$$

где σ_{ED} - сечение периферийных процессов, а σ_D - сечение наблюдаемых периферийных реакций. Поэтому причину осцилляций σ_{DF} следует искать в энергетической зависимости σ_{ED} и σ_D . Поскольку оба сечения рассчитываются по аналогичным формулам [1 - 4], рассмотрим одно из них, именно σ_D . Оно определяется выражением

$$\sigma_D = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=L_{MIN}}^{\infty} (2l+1) p_{l,D}, \tag{14}$$

где $p_{l,D}$ - полная (т.е. просуммированная по всем каналам) парциальная вероятность периферийных реакций. На рис. 5, а приведена энергетическая зависимость σ_D в интервале $180 \leq E_{LAB} \leq 200$ МэВ, в котором осцилляции σ_{DF} в зависимости от энергии наиболее ярко выражены. Как видим, в этом интервале энергии сечение σ_D ведет себя не монотонно, а осциллирует на фоне общего роста. Чтобы пояснить такое поведение σ_D , обратимся к рис. 6, б, на котором приведено спиновое распределение полных парциальных вероятностей квазиупругих реакций. Видно, что указанное распределение является резко асимметричным. Поэтому с ростом энергии вклад в сумму (14) правого склона $p_{l,D}$ растет, а вот вклад левого склона, на котором вероятности $p_{l,D}$ с ростом энергии резко уменьшаются, падает. Именно это приводит к замедлению роста σ_D с энергией и даже к его уменьшению. При значениях энергии, когда L_{MIN} скачком увеличивается на единицу \hbar , вклад левого склона $p_{l,D}$ в σ_D минимален и σ_D имеет минимум. Последнее подтверждается рис. 5, б, на котором приведена энергетическая зависимость L_{MIN} . Сопоставляя рис. 5, а и 5, б можно заметить, что действительно минимумы σ_D соответствуют скачкам L_{MIN} .

С другой стороны, можно задаться вопросом, почему при более низких энергиях σ_{DF} ведет себя плавно? Ответ на вопрос дает рис. 6, а, на котором приведено спиновое распределение полных парциальных вероятностей для энергии $E_{LAB} = 80$ МэВ. Как видим, в этом случае распределение $p_{l,D}$ является практически симметричным и плавным. К тому же на левом склоне находится большое количество вероятностей $p_{l,D}$ и изменение L_{MIN} на единицу \hbar практически не меняет вклад левого склона в сумму (14).

И последнее замечание, касающееся осцилляций в энергетической зависимости сечения многоступенчатого слияния. В настоящей работе использовался l -независимый ОП (5) - (7). Есть основания полагать, что использование в расчетах l -зависимого ОП может привести к сглаживанию осцилляций в энергетической зависимости σ_{DF} .

Важными характеристиками реакции слияния являются средний $\langle L_F \rangle$ и среднеквадратичный $\langle L_F^2 \rangle$ угловые моменты слияния. Это связано с тем, что сравнение теоретических значений этих величин с экспериментальными является более жестким тестом моде-

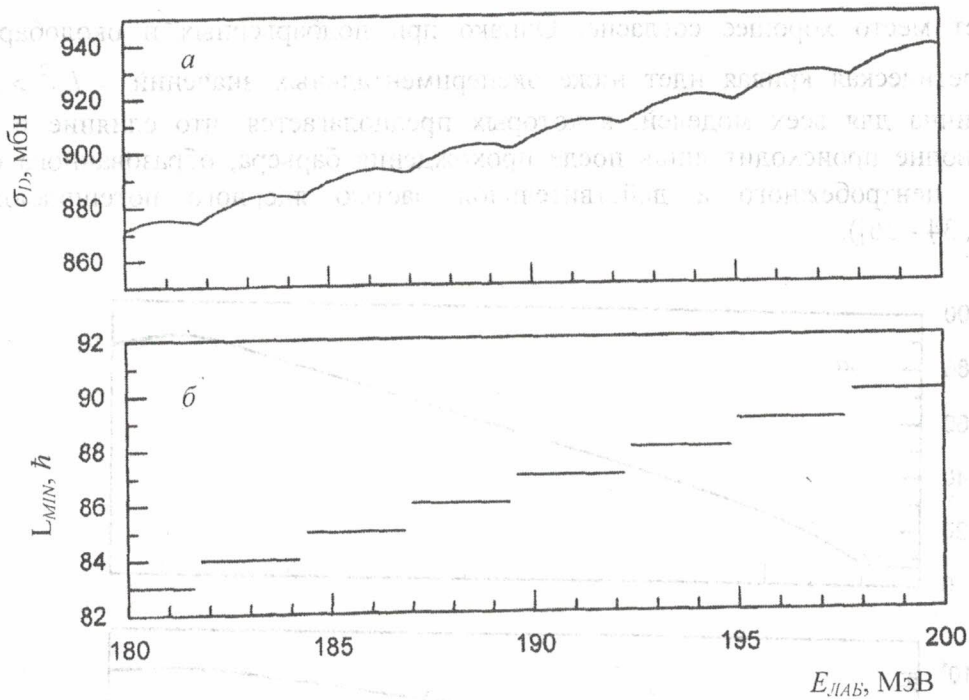


Рис. 5. Энергетическая зависимость полного сечения периферийных реакций σ_D (а) и минимального углового момента L_{MIN} , дающего вклад в σ_D , (б).

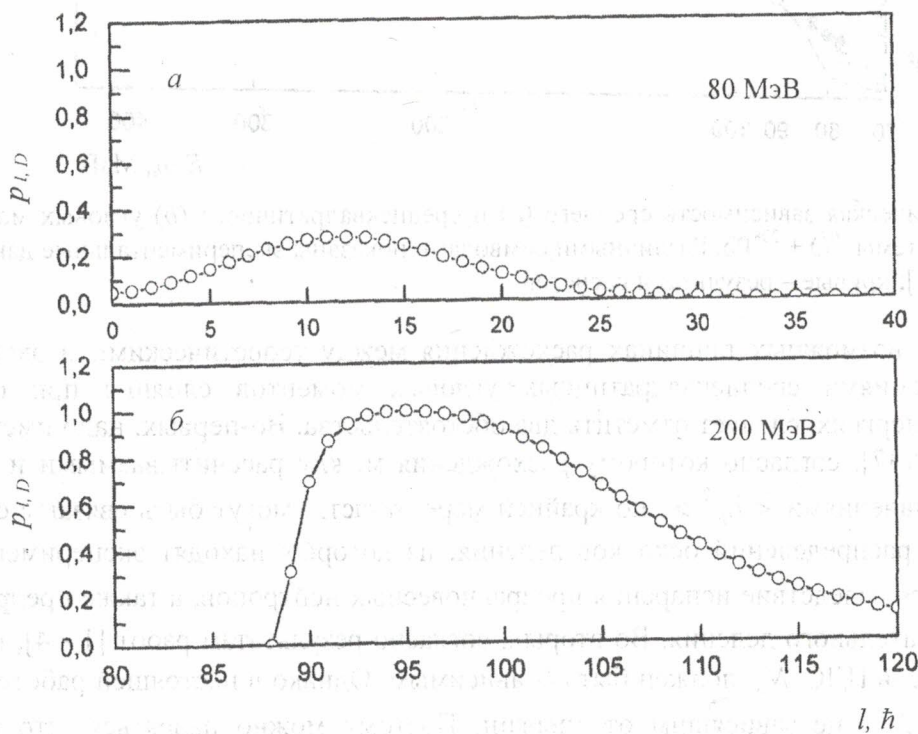


Рис. 6. Спиновые распределения полных парциальных вероятностей периферийных реакций для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ для двух значений энергии $E_{LAB} = 80$ МэВ (а) и 200 МэВ (б).

лей слияния, нежели простое сравнение самих сечений слияния. На рис. 7 приведена энергетическая зависимость среднего и среднеквадратичного угловых моментов слияния, полученная в настоящей работе, и экспериментальные данные, которые для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ имеются лишь для $\langle L_F^2 \rangle$ [26, 27, 33]. Из рис. 7, б видно, что при энергиях выше кулоновского барьера между теоретической кривой и экспериментальными значениями

$\langle L_F^2 \rangle$ имеет место хорошее согласие. Однако при подбарьерных и околобарьерных энергиях теоретическая кривая идет ниже экспериментальных значений $\langle L_F^2 \rangle$. Такая ситуация типична для всех моделей, в которых предполагается, что слияние в данной парциальной волне происходит лишь после прохождения барьера, образованного суммой кулоновского, центробежного и действительной частью ядерного потенциалов (см., например, [11, 34 - 36]).

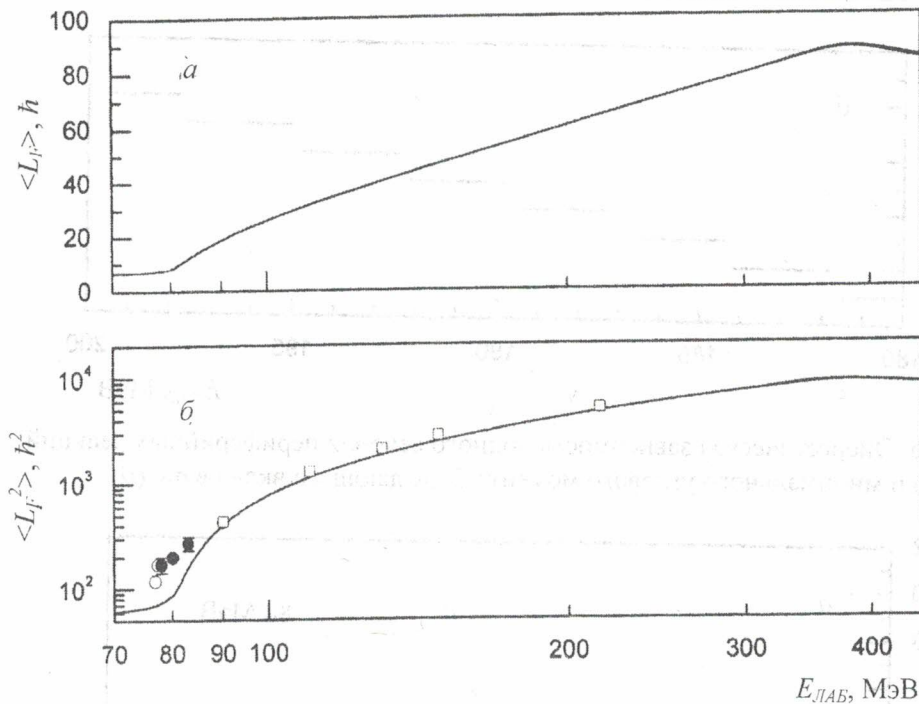


Рис. 7. Энергетическая зависимость среднего (а) и среднеквадратичного (б) угловых моментов слияния для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Различными символами показаны экспериментальные данные из работ [26, 27, 33]; кривые – результаты расчетов.

Говоря о возможных причинах расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями среднеквадратичных угловых моментов слияния при около- и подбарьерных энергиях, следует отметить два обстоятельства. Во-первых, надо иметь в виду предположение [37], согласно которому расхождения между рассчитываемыми 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 предравновесных нейтронов, а также предравновесного и последовательного деления. Во-вторых, согласно результатам работ [1 - 4], нормировочный множитель ПДС N_F должен быть l -зависимым. Однако в настоящей работе расчеты проводились с N_F , не зависящим от энергии. Поэтому можно надеяться, что введение l -зависимого N_F может привести к улучшению согласия между рассчитываемыми и экспериментальными значениями среднеквадратичных угловых моментов слияния. Справедливости ради следует отметить, что существует и другая точка зрения [11, 32, 38] на формирование спиновых распределений слияния. Она состоит в том, что увеличение $\langle L_F^2 \rangle$ связывается с дальнедействующим компонентом мнимой части ОП, ответственным за слияние.

В заключение отметим, что помимо $W_S^{(0)} = -25$ МэВ были проведены расчеты энергетической зависимости всех величин при $W_S^{(0)} = -10$ и -100 МэВ. Как оказалось, во всех

трех случаях были получены практически тождественные кривые. Наиболее заметное расхождение наблюдается для сечения многоступенчатого слияния σ_{DF} , которое проявляется в небольшом сдвиге по энергии осцилляций при $E_{LAB} \geq 180$ МэВ. Все это говорит в пользу того, что все рассчитываемые в предлагаемом методе результаты слабо зависят от конкретного выбора $W_S^{(0)}$.

Заключение

Предложен метод расчета энергетической зависимости сечения слияния (в общем случае сумма сечений полного и неполного слияния, квазиделения и реакций глубококонепругой передачи), полного сечения периферийных (или квазиупругих) реакций и некоторых других, важных для понимания механизмов взаимодействия сталкивающихся ядер величин, исходя из анализа ограниченного набора данных по УР для данной пары ядер. Предсказательные возможности метода проиллюстрированы на примере системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, для которой проведены расчеты в интервале энергии $E_{LAB} = 70 - 450$ МэВ. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало хорошее согласие между ними во всем интервале энергии, в котором имеются соответствующие данные. Расхождение имеет место только для среднеквадратичных угловых моментов слияния при энергии ниже высоты кулоновского барьера.

Предложенный в работе метод является альтернативой гораздо более сложному, трудоемкому и требующему большего количества входных данных методу связанных каналов реакций, который к тому же не может быть реализован в таком широком интервале энергии, как настоящий метод. Метод может быть особенно полезным при изучении слияния и интегральных характеристик квазиупругих реакций в столкновениях с участием нестабильных ядер, для которых экспериментальное измерение соответствующих величин затруднено из-за низкой интенсивности вторичных пучков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // ЯФ - 1991. - Т. 53. - С. 400.
2. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // Изв. РАН. Сер. физ. - 2002 - Т. 66. - С. 435.
3. Поздняков Ю. А. // ЯФ. - 2002. - Т. 65. - С. 1877.
4. Поздняков Ю. А. // ЯФ. - 2003. - Т. 66. - С. 856.
5. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О., Бородавко И. В. // ЯФ - 1996. - Т. 59. - С. 257.
6. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // 36. наук. наук. праць Ін-ту ядерних дослід. - 2001. - №2 (4). - С. 26.
7. Поздняков Ю. А. // Изв. РАН. Сер. физ. - 2000. - Т. 64. - С. 89.
8. Feshbach H. // Ann. Phys. - 1958. - Vol. 5. - P. 357.
9. Nagarajan M. A., Mahaux C. C., Satchler G. R. // Phys. Rev. Lett. - 1985. - Vol. 54. - P. 1136.
10. Mahaux C. C., Ngô, H., Satchler G. R. // Nucl. Phys. - 1986. - Vol. A449. - P. 354.
11. Satchler G. R. // Phys. Rep. - 1991. - Vol. 199. - P. 147.
12. Satchler G. R., Love W. G. // Phys. Rep. - 1979. - Vol. 55 - P. 183.
13. Strutinsky V. M. // Nucl. Phys. - 1965. - Vol. 68. - P. 221.
14. Rawitscher G. H. // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. 85. - P. 337.
15. Eisen Y., Vager Z. // Nucl. Phys. - 1972. - Vol. A187. - P. 219.
16. Вербицкий В. П., Ильин А. П., Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1985. - Т. 49. - С. 945.
17. Поздняков Ю. А., Теренецкий К. О. // УФЖ. - 1990. - Т. 53. - С. 1158.
18. Baker S. D., McIntire J. A. // Phys. Rev. - 1967. - Vol. 161. - P. 1200.
19. Ball J. B., Fulmer C. B., Gross E. E. et al. // Nucl. Phys. - 1975. - Vol. A252. - P. 208.
20. Videbaek F., Goldstein R. B., Grodzins L. // Phys. Rev. - 1977. - Vol. C15. - P. 954.
21. Pieper S. C., Macfarlane M. H., Gloeckner D. H. // Phys. Rev. - 1978. - Vol. C18. - P. 180.
22. Olmer C., Mermaz M., Buenerd M. // Phys. Rev. - 1978. - Vol. C18. - P. 205.
23. Sjoreen T. P., Bertrand F. E., Auble R. L. et al. // Phys. Rev. - 1984. - Vol. C29. - P. 1370.

24. *Vulgaris E., Grodzins L., Steadman S. G., Ledoux R.* // Phys. Rev. - 1986. - Vol. C33. - P. 2017.
25. *Váz L. C., Logan D., Duek E.* // Z. Phys. 1984. - Vol. A315 - P. 169.
26. *Back B. B., Betts R. B., Gindler J. E.* // Phys. Rev. - 1985. - Vol. C32. - P. 195.
27. *Murakami T., Sahn C.-C., Vandenbosch R. et al.* // Phys. Rev. - 1986. - Vol. C34. - P. 1353.
28. *Morton C. R., Berriman A. C., Dasgupta M. et al.* // Phys. Rev. - 1999. - Vol. C60. - P. 044608.
29. *Buenerd M., Gelbke C. K., Harvey B. G. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1976. - Vol. C37. - P. 1191.
30. *Vaz L. C., Alexander J. M., Satchler G. R.* // Phys. Rep. - 1981. - Vol. 69. - P. 373.
31. *Rhoades-Brown M. J., Prakash M.* // Phys. Rev. Lett. - 1984. - Vol. 53. - P. 333.
32. *Satchler G. R., Nagarajan M. A., Lilley J. S., Thompson I. J.* // Ann. Phys. - 1987. - Vol. 178. - P. 110.
33. *Vandenbosch R. et al.* // The many facets of heavy-ion fusion reactions. - 1986. - Argonne National Laboratory, ANL-PHYS-86-1. - P. 155.
34. *Thompson I. J., Nagarajan M. A., Lilley J. S., Smithson M. J.* // Nucl. Phys. - 1989. - Vol. A505. - P. 84.
35. *Vinh Mau N., Pacheco J. C., Ferrero J. L., Bilwes R.* // Nucl. Phys. - 1993. - Vol. A560. - P. 879.
36. *Sastry S. V. S., Kataria S. K., Mohanty A. K., Thompson I. J.* // Phys. Rev. - 1996. - Vol. C54. - P. 3286.
37. *Baba C. V. K.* // Nucl. Phys. - 1993. - Vol. A553. - P. 719c.
38. *Satchler G. R., Nagarajan M. A., Lilley J. S., Thompson I. J.* // Phys. Rev. - 1990. - Vol. C41. - P. 1869.

РОЗРАХУНОК ЕНЕРГЕТИЧНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ПЕРЕРІЗУ ЗЛИТТЯ ТА ПОВНОГО ПЕРЕРІЗУ ПЕРИФЕРІЙНИХ РЕАКЦІЙ У НОВОМУ ПІДХОДІ ДО АНАЛІЗУ КУТОВИХ РОЗПОДІЛІВ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ВАЖКИХ ІОНІВ

Ю. А. Поздняков

Розроблено метод розрахунку енергетичної залежності перерізу злиття (у загальному випадку сума перерізів повного та неповного злиття, квазіподілу та реакцій глибоконепружної передачі) σ_F і повного перерізу периферійних реакцій σ_D на основі аналізу обмеженого набору кутових розподілів пружного розсіяння для даної пари ядер. Передбачальні можливості методу ілюструються на прикладі системи $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, для якої розрахунки виконано в інтервалі лабораторної енергії $E_{\text{LAB}} = 70 - 450$ MeV.

CALCULATION OF ENERGY DEPENDENCE OF FUSION AND TOTAL PERIPHERAL REACTION CROSS SECTIONS IN NEW APPROACH TO HEAVY-ION ELASTIC SCATTERING ANGULAR DISTRIBUTIONS ANALYSIS

Yu. A. Pozdnyakov

The method for calculation of energy dependence of fusion (in general case the sum of complete and incomplete fusion, quasifission and deep inelastic collisions) σ_F and total peripheral reaction σ_D cross sections is developed on the basis of finite set of elastic scattering angular distributions analysis for given pair of nuclei. Predictive possibilities of the method are illustrated for the $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ system, for which calculations are made in the laboratory energy interval $E_{\text{LAB}} = 70 - 450$ MeV.

Поступила в редакцію 23.03.04,
после доработки – 06.05.04.