

НОВЫЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ю.А. Поздняков, К.О. Теренецкий

Разработан метод расчета суммарного сечения слияния, неполного слияния, квазиделения и реакций глубоконеупругой передачи σ_F и полного сечения периферийных реакций σ_D на основе анализа угловых распределений упругого рассеяния тяжелых ионов, позволивший на единой основе объяснить механизм формирования σ_F и σ_D как для сильносвязанных, так и слабосвязанных ионов. Метод позволяет рассчитывать количественные характеристики усиления слияния (и, соответственно, ослабления периферийных реакций) для сильносвязанных ионов и, наоборот, ослабления слияния (и, соответственно, усиления периферийных реакций) для слабосвязанных. Кроме того, есть возможность рассчитывать распределения вероятностей различных процессов по парциальным волнам, что позволяет получить более глубокое представление о физических процессах, происходящих при столкновении двух тяжелых ионов.

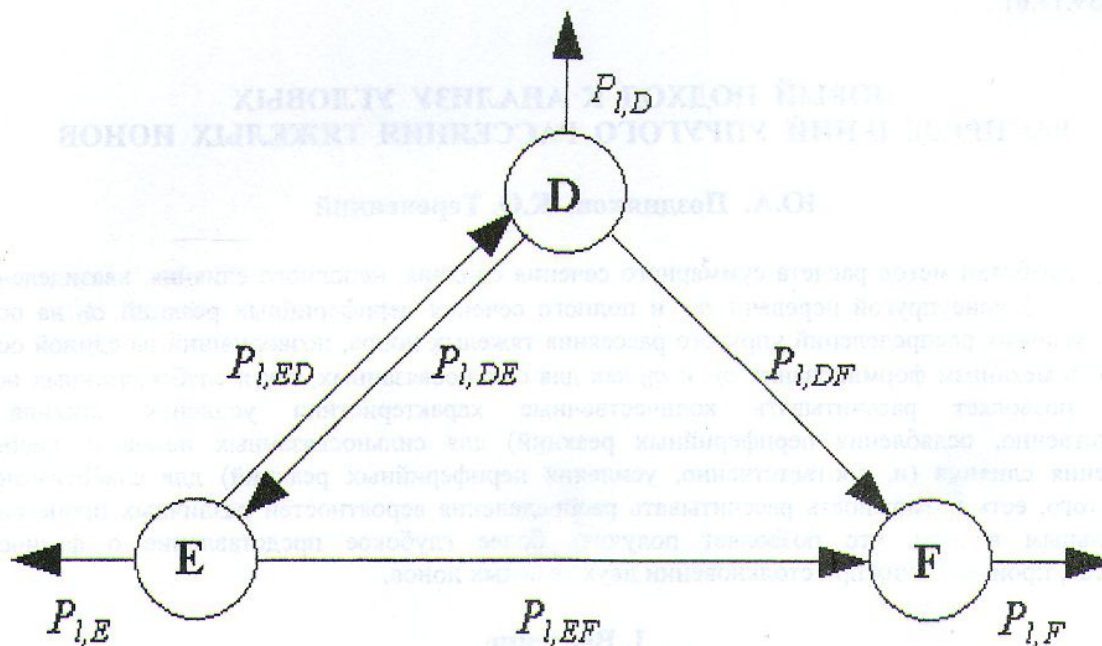
1. Введение

В работах [1, 2] был разработан метод анализа угловых распределений упругого рассеяния (УР) тяжелых ионов, позволяющий рассчитывать суммарное сечение слияния, неполного слияния, квазиделения и реакций глубоконеупругой передачи σ_F и полное сечение периферийных реакций σ_D , а также их распределения по парциальным волнам. Как оказалось [1 - 4], в подавляющем большинстве случаев полученные сечения согласуются с экспериментальными.

В случае сильносвязанных ионов метод позволяет определить механизм формирования σ_F . Однако для слабосвязанных ионов механизм формирования σ_F остался неясен [2]. В настоящей работе сделано обобщение полученных в [1, 2] результатов, позволившее на единой основе объяснить механизм формирования σ_F и σ_D как для сильносвязанных, так и для слабосвязанных ионов.

2. Связь вероятностей различных процессов с S-матричными элементами УР

В основе предлагаемого метода расчета суммарного сечения слияния, неполного слияния, квазиделения и реакций глубоконеупругой передачи и полного сечения периферийных реакций лежит модель УР с граничными условиями типа сходящихся волн (МГУСВ) [5 - 11] с микроскопическим потенциалом двойной свертки (ПДС) [12] и феноменологической поверхностной мнимой частью. В этой модели все каналы реакций можно естественным образом разбить на три группы (см. рисунок). Первая группа (E) включает в себя только канал УР. Вторую группу (D) образуют периферийные (или квазиупругие) реакции, отток в которые из канала УР учитывается в МГУСВ посредством поверхностной мнимой части оптического потенциала (ОП). В третью группу (F) входят все каналы реакций, отток в которые из входного канала обеспечивается граничными условиями. Эту группу составляют реакции, протекающие при большом перекрытии плотностей сталкивающихся ядер: слияние, неполное слияние, квазиделение и реакции глубоконеупругой передачи. Отметим, что для не очень тяжелых ядер, скажем, при $Z_P Z_T \leq 1000$, где Z_P и Z_T - зарядовые числа налетающей частицы и ядра-мишени соответственно, и энергиях до 10 МэВ/нуклон доминирующим процессом в группе реакций F является слияние [13 - 17].



Схематическое представление разбиения каналов реакций в МГУСВ.

В дальнейшем пренебрежем спинами сталкивающихся ядер. Полные парциальные вероятности (ППВ) переходов между выделенными группами каналов обозначим через $P_{l,ab}$, где a - символ начальной группы, b - конечной, l - орбитальный момент во входном канале. Пренебрежем вероятностью $P_{l,FE}$ возврата частиц во входной канал из группы реакций F , что для тяжелых ионов вполне оправдано. В случаях, когда в группе F основным процессом является слияние, $P_{l,FE}$ является парциальной вероятностью УР через составное ядро. На рисунке также отсутствует переход из группы F в группу D , поскольку реакции, протекающие через стадию образования составного ядра, не могут быть отнесены к периферийным реакциям. Парциальные вероятности УР, ППВ периферийных реакций и ППВ реакций группы F обозначим через $P_{l,E}$, $P_{l,D}$ и $P_{l,F}$ соответственно.

Чтобы получить интересующие нас выражения, обратимся к соотношению унитарности для канала УР, выражающему закон сохранения вероятности в данной парциальной волне

$$|S_{ii}^{(l)}|^2 \equiv |S_l|^2 \equiv P_{l,E} = 1 - \sum_{f \neq i} |S_{fi}^{(l)}|^2, \quad (1)$$

где $S_{ii}^{(l)}$ - диагональные, а $S_{fi}^{(l)}$ - недиагональные элементы S -матрицы. Суммирование в (1) проводится по всем открытым каналам реакций f , отличным от канала УР i . Индексы i и f включают в себя все характеристики, необходимые для определения канала реакции. Так как мы пренебрегли спинами сталкивающихся ядер, полный спин канала определяется угловым моментом во входном канале, который выделен в S -матричных элементах $S_{ii}^{(l)}$ и $S_{fi}^{(l)}$ в явном виде. В соответствии с выделенными группами каналов реакций разобьем сумму в правой части (1) на два слагаемые

$$\sum_{f \neq i} |S_{fi}^{(l)}|^2 = \sum_{f \in F} |S_{fi}^{(l)}|^2 + \sum_{f \in D} |S_{fi}^{(l)}|^2. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое

$$P_{I,F} = \sum_{f \in F} |S_{fI}^{(I)}|^2 \quad (3)$$

является ППВ реакций группы F . Второе слагаемое

$$P_{I,D} = \sum_{f \in D} |S_{fI}^{(D)}|^2 \quad (4)$$

является ППВ периферийных реакций.

С учетом выражений (2) - (4) соотношение (1) перепишем в виде

$$|S_I|^2 = 1 - P_{I,F} - P_{I,D}. \quad (5)$$

Из рисунка легко видеть, что

$$P_{I,F} = P_{I,EF} + P_{I,DF}, \quad (6)$$

где $P_{I,EF}$ - ППВ возбуждения реакций в группе F через входной канал, а $P_{I,DF}$ - ППВ многоступенчатых реакций в группе F , которые протекают через промежуточные состояния системы, возбуждаемые в периферийной области. Отметим, что если в группе реакций F доминирующим процессом является слияние, то $P_{I,EF}$ и $P_{I,DF}$ являются парциальными вероятностями прямого и многоступенчатого слияния соответственно, а $P_{I,F}$ - парциальной вероятностью слияния.

Для $P_{I,EF}$ можно записать следующее выражение:

$$P_{I,EF} = (1 - |S_I^{(0)}|^2)(1 - P_{I,ED}), \quad (7)$$

где $S_I^{(0)}$ - S -матричные элементы УР, рассчитываемые с неперенормированным ПДС в отсутствие периферийного поглощения, а $P_{I,ED}$ - ППВ оттока частиц из входного канала в периферийной области, которую будем также называть ППВ периферийных процессов. Формула (7) означает, что ППВ прямого возбуждения реакций в группе F определяется произведением проницаемости барьера (образованного суммой кулоновского, центробежного и ядерного потенциалов) во входном канале на вероятность того, что в периферийной области не произойдет какая-либо реакция. Очевидно, что

$$P_{I,ED} = P_{I,DE} + P_{I,D} + P_{I,DF}, \quad (8)$$

где $P_{I,DE}$ - ППВ возврата частиц из группы реакций D во входной канал, которую будем называть ППВ виртуальных возбуждений. Подставляя выражение (8) в формулу (7), а полученный результат - в формулу (6), ППВ реакций в группе F запишем в виде

$$P_{I,F} = (1 - |S_I^{(0)}|^2)(1 - P_{I,DE} - P_{I,D}) + |S_I^{(0)}|^2 P_{I,DF}. \quad (9)$$

Воспользуемся полученным выражением в соотношении унитарности (5). В результате получим

$$|S_l|^2 = |S_l^{(0)}|^2 (1 - P_{l,D} - P_{l,DF}) + (1 - |S_l^{(0)}|^2) P_{l,DE}. \quad (10)$$

С другой стороны, для $|S_l|^2$ можно записать непосредственно

$$|S_l|^2 = |\tilde{S}_l^{(0)}|^2 (1 - P_{l,D}). \quad (11)$$

Последняя формула отвечает обычному одноканальному приближению УР и имеет простой физический смысл: коэффициент отражения в каждой парциальной волне есть произведение коэффициента отражения от некоторого барьера в отсутствие периферийного поглощения на вероятность того, что во внешней области не произойдет какая-либо наблюдаемая реакция.

Заметим, что если в какой-либо волне барьер отсутствует, то для нее $|\tilde{S}_l^{(0)}| = 1$. Поскольку $S_l^{(0)}$ - это S -матричные элементы УР, рассчитываемые по МГУСВ с перенормированным ПДС и нулевой мнимой частью ОП, $\tilde{S}_l^{(0)}$ следует интерпретировать как S -матричные элементы УР, рассчитываемые также, как и $S_l^{(0)}$, но с перенормированным ПДС (в общем случае с учетом действительной части поляризационного потенциала [12]).

Приравнявая правые части формул (10) и (11), получим основное соотношение метода, связывающее S -матричные элементы $S_l^{(0)}$ и $\tilde{S}_l^{(0)}$:

$$|\tilde{S}_l^{(0)}|^2 = |S_l^{(0)}|^2 \frac{1 - P_{l,D} - (P_{l,DF} - P_{l,HF})}{1 - P_{l,D}}, \quad (12)$$

где

$$P_{l,HF} = \frac{1 - |S_l^{(0)}|^2}{|S_l^{(0)}|^2} P_{l,DE}. \quad (13)$$

Как станет ясно ниже, эта вероятность является ППВ ослабления реакций в группе F , которое, согласно (13), обусловлено виртуальными возбуждениями в системе.

Далее рассмотрим два отдельных случая. В первом налетающей частицей является сильносвязанный ион, а во втором - слабосвязанный.

1. Сильносвязанные ионы. Предположим, что в некоторой системе $P_{l,HF} \ll P_{l,DF}$. В этом случае формулу (12) можно переписать в виде

$$|\tilde{S}_l^{(0)}|^2 = |S_l^{(0)}|^2 \frac{1 - P_{l,D} - P_{l,DF}}{1 - P_{l,D}}. \quad (14)$$

Это соотношение было получено в работах [1, 2]. Из него следует, что если при всех $P_{l,DF} = 0$, то $|\tilde{S}_l^{(0)}| = |S_l^{(0)}|$. А это означает, что S -матричные элементы $\tilde{S}_l^{(0)}$ рассчитываются без перенормировки ПДС. Отличие $P_{l,DF}$ от нуля немедленно приводит к неравенству $|\tilde{S}_l^{(0)}| < |S_l^{(0)}|$, означающему, что S -матричные элементы $\tilde{S}_l^{(0)}$ в соответствующих парциальных волнах рассчитываются с перенормированным ПДС с нормировочным

множителем $N_F > 1$ (в общем случае - с притягивающей действительной частью поляризационного потенциала). Как видим, рассматриваемый случай характеризуется, во-первых, усилением реакций в группе F (так как по предположению $P_{l,DF} \neq 0$), в частности усилением слияния, и, во-вторых, усилением действительной части ОП, необходимым для описания угловых распределений УР. Такая ситуация отвечает сильносвязанным тяжелым ионам. Таким образом, формула (14) устанавливает тесную связь между двумя хорошо известными в физике тяжелых ионов явлениями: усилением слияния (см., например, [18 - 21]) и пороговой аномалией (усиление действительной части ОП при подбарьерных и околобарьерных энергиях (см., например, [20 - 22])). Согласно формуле (14) причиной пороговой аномалии являются процессы многоступенчатого слияния в системе.

Отметим еще одно следствие формулы (14). Она показывает, что нормировочный множитель ПДС должен быть l -зависимым. Причем перенормировка должна производиться именно в тех волнах, в которых вероятности $P_{l,DF}$ отличны от нуля.

Теперь мы можем найти все интересующие нас вероятности. Так, из формулы (11) находим

$$P_{l,D} = 1 - \frac{|S_l|^2}{|\tilde{S}_l^{(0)}|^2}. \quad (15)$$

ППВ реакций в группе F найдем из соотношения унитарности (5). Воспользовавшись в нем выражением (15), выразим $P_{l,F}$ через S -матричные элементы S_l и $\tilde{S}_l^{(0)}$:

$$P_{l,F} = \frac{|S_l|^2}{|\tilde{S}_l^{(0)}|^2} (1 - |\tilde{S}_l^{(0)}|^2). \quad (16)$$

Если в этой формуле опустить сомножитель $|S_l|^2 / |\tilde{S}_l^{(0)}|^2 < 1$, то получим хорошо известное выражение для парциальной вероятности слияния в модели проницаемости барьера [18, 19], в которой она рассчитывается в пренебрежении периферийными реакциями.

ППВ усиления реакций в группе F найдем из выражения (14). С учетом (15) имеем

$$P_{l,DF} = \frac{|S_l|^2}{|\tilde{S}_l^{(0)}|^2} \left(1 - \frac{|\tilde{S}_l^{(0)}|^2}{|S_l^{(0)}|^2}\right). \quad (17)$$

ППВ возбуждения реакций в группе F через входной канал $P_{l,EF}$ найдем из соотношения (6). Воспользовавшись при этом выражениями (16) и (17), получим

$$P_{l,EF} = \frac{|S_l|^2}{|S_l^{(0)}|^2} (1 - |S_l^{(0)}|^2). \quad (18)$$

Теперь отметим весьма интересную особенность. Но сначала из формулы (7) найдем ППВ периферийных процессов. Приняв во внимание (18), получим

$$P_{l,ED} = 1 - \frac{|S_l|^2}{|S_l^{(0)}|^2}. \quad (19)$$

Из этой формулы следует, что при отсутствии в системе многоступенчатых реакций в группе F , когда $|\tilde{S}_I^{(0)}| = |S_I^{(0)}|$, $P_{I,ED} = P_{I,D}$. Вычтем из обеих частей (19) вероятность $P_{I,DF}$, распишем ее в правой части полученного равенства в явном виде (17) и воспользуемся выражением (15) для $P_{I,D}$. В результате получим соотношение

$$P_{I,D} = P_{I,ED} - P_{I,DF}. \quad (20)$$

Это выражение непосредственно следует из формулы (8) в приближении $P_{I,DE} = 0$. Формула (20) показывает, что многоступенчатые реакции в группе F помимо усиления реакций в этой группе, что имеет место, например, для слияния, одновременно приводят к такому же ослаблению периферийных реакций. Поэтому ППВ усиления реакций в группе F с полным основанием можно также называть ППВ ослабления периферийных реакций.

Легко убедиться в том, что в рассматриваемом случае выполняются равенства

$$P_{I,F} + P_{I,D} = P_{I,EF} + P_{I,ED} = 1 - |S_I|^2. \quad (21)$$

2. Слабосвязанные ионы. Теперь рассмотрим обратную ситуацию. Пусть в какой-либо системе $P_{I,DF} \ll P_{I,HF}$. В этом случае формула (12) принимает вид

$$|\tilde{S}_I^{(0)}|^2 = |S_I^{(0)}|^2 \frac{1 - P_{I,D} + P_{I,HF}}{1 - P_{I,D}}. \quad (22)$$

Из этой формулы следует, что в тех волнах, для которых $P_{I,HF} \neq 0$, выполняется неравенство $|\tilde{S}_I^{(0)}| > |S_I^{(0)}|$. Последнее означает, что S -матричные элементы $\tilde{S}_I^{(0)}$ в соответствующих парциальных волнах рассчитываются с ПДС с $N_F < 1$ (в общем случае - с отталкивающей действительной частью поляризационного потенциала). В данном случае система характеризуется, во-первых, ослаблением реакций в группе F (так как по предположению $P_{I,HF} \neq 0$), в частности ослаблением слияния, и, во-вторых, ослаблением действительной части ОП, которое необходимо для описания угловых распределений УР. Все это имеет место для слабосвязанных составных частиц. Таким образом, формула (22) отображает глубокую связь между виртуальными возбуждениями и ослаблением ПДС. Именно, причиной ослабления ПДС являются виртуальные возбуждения в системе. Такой вывод подтверждается расчетами по методу связанных каналов с дискретизацией непрерывного спектра (см., например, [23 - 26]). Как мы увидим ниже, более глубоким следствием виртуальных возбуждений является ослабление реакций в группе F при столкновении слабосвязанных ионов с ядрами. В частности, в работах [27, 28] обсуждалось ослабление слияния при столкновении слабосвязанных ионов с ядрами.

Для слабосвязанных ионов выражения (15) и (16) для вероятностей $P_{I,D}$ и $P_{I,F}$ соответственно остаются теми же, что и для сильносвязанных. ППВ ослабления реакций в группе F легко найти из соотношения (22). Принимая во внимание (15), имеем

$$P_{I,HF} = \frac{|S_I|^2}{|S_I^{(0)}|^2} \left(1 - \frac{|S_I^{(0)}|^2}{|\tilde{S}_I^{(0)}|^2} \right). \quad (23)$$

Что касается ППВ возбуждения реакций в группе F через входной канал $P_{I,EF}$ и ППВ периферийных процессов $P_{I,ED}$, то для слабосвязанных ионов они требуют специального

рассмотрения. Начнем с $P_{I,EF}$. Поскольку в рассматриваемом случае пренебрегается ППВ усиления реакций в группе F $P_{I,DF}$, то в соответствии с формулой (6) имеем

$$P_{I,F} = P_{I,EF}. \quad (24)$$

Это равенство означает, что при столкновениях слабосвязанных ионов с ядрами реакции в группе F возбуждаются только через входной канал. Однако заметим, что согласно формулам (24) и (16) для слабосвязанных ионов $P_{I,EF}$ рассчитывается с перенормированным ПДС, в то время как эти вероятности должны рассчитываться с перенормированным ПДС по формуле (18). Легко установить, что вероятности $P_{I,EF}$, рассчитываемые по формулам (24) и (16), меньше вероятностей $P_{I,EF}$, рассчитываемых по формуле (18). Последнее означает, что для слабосвязанных ионов предел (18) для вероятностей $P_{I,EF}$ не достигается. Именно с этим связано ослабление реакций в группе F , в частности слияния.

Из вышесказанного следует, что для слабосвязанных ионов для вероятностей $P_{I,EF}$ также, как и для сильносвязанных ионов, необходимо использовать выражение (18). Но тогда для ППВ возбуждения реакций в группе F $P_{I,F}$ в рассматриваемом случае имеет место соотношение

$$P_{I,F} = P_{I,EF} - P_{I,HF}. \quad (25)$$

Именно это соотношение позволило нам интерпретировать введенную ранее с помощью формулы (13) вероятность $P_{I,HF}$ как ППВ ослабления реакций в группе F .

Перейдем к рассмотрению ППВ оттока частиц из входного канала в периферийной области $P_{I,ED}$. Чтобы найти для нее выражение применительно к слабосвязанным ионам, подставим в формулу (24) в явном виде выражения (16) и (7) для $P_{I,F}$ и $P_{I,EF}$ соответственно. Из полученного равенства легко получить следующее выражение:

$$P_{I,ED} = 1 - \frac{|S_I|^2}{|\tilde{S}_I^{(0)}|^2} \frac{1 - |\tilde{S}_I^{(0)}|^2}{1 - |S_I|^2}. \quad (26)$$

Эту формулу можно также получить из соотношения (8) в приближении $P_{I,DF} = 0$, подставив в него в явном виде выражение для $P_{I,DE}$, которое можно получить из формулы (13) (с учетом (23)) и (15) для $P_{I,D}$. Сравнение (26) с (19) показывает, что вероятности $P_{I,ED}$ для слабосвязанных и сильносвязанных ионов отличаются. Однако легко установить, что при выполнении формального предельного перехода $P_{I,DE} \rightarrow 0$, при котором $\tilde{S}_I^{(0)} \rightarrow S_I^{(0)}$, формула (26) переходит в формулу (19). Можно проверить, что вероятности $P_{I,ED}$, даваемые формулой (26), больше вероятностей, даваемых формулой (19). Именно этот факт объясняет (см. формулу (7)), почему для слабосвязанных ионов вероятности $P_{I,EF}$ не достигают максимально возможного значения, определяемого выражением (18). Физической причиной увеличения вероятностей $P_{I,ED}$ для слабосвязанных ионов по сравнению с сильносвязанными безусловно является развал налетающих слабосвязанных ионов.

Поскольку в рассматриваемом случае для ППВ реакций в группе F мы используем соотношение (25), в котором вероятность $P_{I,EF}$ определена формулой (18), то в дальнейшем в соответствии с выражением (7) в качестве ППВ периферийных процессов следует использовать вероятность $P_{I,ED}$, определенную формулой (19).

Теперь рассмотрим вопрос о том, к каким следствиям приводят виртуальные возбуждения для ППВ периферийных реакций. Для этого обратимся к выражению (19) для ППВ оттока частиц из входного канала в периферийной области. Добавив к обеим частям

(19) вероятность $P_{l,HF}$, расписав ее в правой части полученного равенства в явном виде (23) и воспользовавшись формулой (15) для $P_{l,D}$, получим выражение

$$P_{l,D} = P_{l,ED} + P_{l,HF}. \quad (27)$$

Таким образом, виртуальные возбуждения, которые имеют место в столкновениях с участием слабосвязанных частиц, помимо ослабления реакций в группе F одновременно приводят к такому же усилению периферийных реакций. Поэтому ППВ ослабления реакций в группе F $P_{l,HF}$ с полным основанием можно также называть ППВ усиления периферийных реакций.

Легко убедиться в том, что для слабосвязанных ионов равенства (21) также имеют место.

Уместно отметить своеобразную симметрию в свойствах систем, проявляющуюся в столкновениях сильносвязанных и слабосвязанных ионов. Действительно, для сильносвязанных ионов имеет место усиление реакций в группе F (в частности, усиление слияния) и такое же ослабление периферийных реакций. Наоборот, для слабосвязанных ионов имеет место ослабление реакций в группе F (в частности, ослабление слияния) и такое же усиление периферийных реакций. При этом для описания угловых распределений УР сильносвязанных ионов (по крайней мере, при подбарьерных и околобарьерных энергиях) требуется усиление действительной части ОП, а для слабосвязанных - ее ослабление.

Получив выражения для ППВ различных процессов, легко перейти к соответствующим парциальным и полным сечениям. Пусть $P_{l,X}$ ($X = D, F, EF$ и т.д.) - какая-либо из рассмотренных выше вероятностей. Тогда отвечающее ей парциальное сечение определяется выражением

$$\sigma_{l,X} = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) P_{l,X}, \quad (28)$$

где k - волновое число в канале УР. Полное сечение получается простым суммированием парциальных сечений:

$$\sigma_X = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_{l,X}. \quad (29)$$

Принимая во внимание соотношения (21), легко убедиться в том, что в нашем подходе всегда выполняются равенства

$$\sigma_{l,F} + \sigma_{l,D} = \sigma_{l,EF} + \sigma_{l,ED} = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) (1 - |S_l|^2) \quad (30)$$

и

$$\sigma_R = \sigma_F + \sigma_D = \sigma_{EF} + \sigma_{ED} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l|^2), \quad (31)$$

где σ_R - это полное сечение реакций.

Зная парциальные сечения реакций в группе F , можно рассчитать средний

$$\langle L_F \rangle = \frac{1}{\sigma_F} \sum_{l=0}^{\infty} l \sigma_{l,F} \quad (32)$$

и среднеквадратичный

$$\langle L_F^2 \rangle = \frac{1}{\sigma_F} \sum_{l=0}^{\infty} l^2 \sigma_{l,F} \quad (33)$$

угловые моменты реакций в этой группе. Если в группе F доминирующим процессом является слияние, то формулы (32) и (33) дают соответственно средний и среднеквадратичный угловые моменты слияния.

В итоге мы достигли желаемого результата, выразив все интересующие нас величины через S -матричные элементы УР. S -матричные элементы S_l могут быть получены из анализа соответствующего дифференциального сечения УР по МГУСВ с перенормированным при необходимости ПДС. Занулив затем мнимую часть ОП (которая в МГУСВ имеет поверхностный характер) и повторив расчет, находим S -матричные элементы $\tilde{S}_l^{(0)}$. S -матричные элементы $S_l^{(0)}$ отличаются от $\tilde{S}_l^{(0)}$ лишь тем, что они рассчитываются с перенормированным ПДС.

В заключение настоящего раздела отметим, что предложенный метод может быть реализован также на основе оптической модели. В этом случае полное поглощение частиц во внутренней области (т. е. в области, где интенсивно протекают реакции группы F) должно обеспечиваться короткодействующей объемной мнимой частью ОП.

3. Заключение

В работе дано обобщение метода [1, 2] расчета суммарного сечения слияния, неполного слияния, квазиделения и реакций глубокоэластичной передачи σ_F и полного сечения периферийных реакций σ_D на основе анализа угловых распределений УР тяжелых ионов, позволившее на единой основе объяснить механизм формирования σ_F и σ_D как для сильносвязанных, так и для слабосвязанных ионов. Для ядер с $Z_P Z_T \leq 1000$ при энергиях столкновения до 10 МэВ/нуклон реакциями неполного слияния, квазиделения и глубокоэластичной передачи можно пренебречь. Поэтому в таких случаях рассчитываемые сечения σ_F представляют собой сечения слияния.

Установлена тесная связь между процессами многоступенчатого слияния и пороговой аномалией (усиление действительной части ОП при подбарьерных и околобарьерных энергиях) для сильносвязанных ионов, с одной стороны, и между виртуальными возбуждениями (виртуальный развал) и ослаблением действительной части ОП для слабосвязанных ионов – с другой.

Показано, что усиление слияния сопровождается ослаблением периферийных реакций, а ослабление слияния – усилением периферийных реакций. Разработанный метод позволяет рассчитывать количественные характеристики усиления слияния (и, соответственно, ослабления периферийных реакций) для сильносвязанных ионов и, наоборот, ослабления слияния (и, соответственно, усиления периферийных реакций) для слабосвязанных ионов как на уровне полных сечений, так и на уровне парциальных вероятностей.

Подчеркнем, что разработанный метод является альтернативой более сложному, трудоемкому и требующему большего количества входных данных методу связанных каналов. При этом последний едва ли может быть реализован для тяжелых ионов при энергиях, заметно превышающих высоту кулоновского барьера. В то же время использование предложенного метода при прочих равных условиях не вызывает существенных затруднений.

При наличии соответствующих угловых распределений УР метод может быть использован для расчета σ_F и σ_D в реакциях с участием нестабильных ядер, для которых

непосредственное измерение указанных сечений затруднено из-за низкой интенсивности вторичных пучков.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Pozdnyakov Yu. A., Terenetsky K. O.* // Proc. First Kiev Inter. School on Nuclear Phys. (Kiev, May 28 - June 8, 1990). – Kiev: Naukova Dumka, 1991. – P. 461.
2. *Поздняков Ю. А., Теренецький К. О.* // ЯФ. - 1991. - Т. 53. – С. 400.
3. *Поздняков Ю. А., Теренецький К. О., Бородавко И. В.* // ЯФ – 1996. – Т. 59. – С. 257.
4. *Pozdnyakov Yu. A., Terenetsky K. O.* // Proc. Fourth Inter. Conference on Radioactive Nucl. Beams (Omiya, Japan, June 4 - 7, 1996). - Omiya: RNB4 Organizing Committee, Omiya, Japan, 1996. - P. 131.
5. *Strutinsky V. M.* // Nucl. Phys. – 1965. – Vol. 8. – P. 221.
6. *Rawitscher G. H.* // Nucl. Phys. – 1966. – Vol. 85. – P. 337.
7. *Eisen Y., Vager Z.* // Nucl. Phys. – 1972. – Vol. A187. – P. 219.
8. *Афанасьев Г. Н., Шулов В. М.* // ЯФ. - 1977. – Т. 26. – С. 92.
9. *Беляк В. И.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1979. – Т. 43. – С. 2429.
10. *Поздняков Ю. А., Теренецький К. О.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1983. – Т. 47. – С. 2187.
11. *Вербицкий В. П., Ильин А. П., Поздняков Ю. А., Теренецький К. О.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1985. – Т. 49. – С. 945.
12. *Satchler G. R., Love W. G.* // Phys. Rep. - 1979. – Vol. 55. – P. 183.
13. *Mosel U.* Treatise on Heavy-Ion Science. – Plenum Press, New York and London, 1984. – Vol. 2. – P. 3.
14. *Schröder W. U., Huizenga J. R.* Treatise on Heavy-Ion Science. – Plenum Press, New York and London, 1984. – Vol. 2. - P. 115.
15. *Gelbke C. K., Boal D. H.* // Prog. Part. Nucl. Phys. - 1987. – Vol. 19. – P. 33.
16. *Aguiar C. E., Barbosa V. C., Dasso C. H., Donangelo R.* // Phys. Rev. – 1992. – Vol. C46. – P. R45.
17. *Fuchs H., Möhring K.* // Rep. Prog. Phys. – 1994. – Vol. 57. – P. 231.
18. *Vaz L. C., Alexander J. M., Satchler G. R.* // Phys. Rep. – 1981. – Vol. C69. – P. 373.
19. *Beckerman M.* // Phys. Rep. – 1985. – Vol. 129. – P. 145.
20. *Mahaux C., Ngô H., Satchler G. R.* // Nucl. Phys. – 1986. – Vol. A449. – P. 354.
21. *Satchler G. R.* // Phys. Rep. – 1991. – Vol. 199. – P. 147.
22. *Keeley N., Christley J. A., Clarke N. M. et al.* // Nucl. Phys. – 1995. – Vol. A582. – P. 314.
23. *Yahiro M., Nakano M., Iseri Y., Kamimura M.* // Prog. Theor. Phys. – 1982. – Vol. 67. – P. 1467.
24. *Sakuragi Y., Yahiro M., Kamimura M.* // Prog. Theor. Phys. – 1983. – Vol. 70. – P. 1047.
25. *Sakuragi Y.* // Phys. Rev. – 1987. – Vol. C35. – P. 2161.
26. *Katori K., Shimoda T., Fukuda T. et al.* // Nucl. Phys. – 1988. – Vol. A480. – P. 323.
27. *Figueira M. C. S., Szanto E. M., de Toledo A. S. et al.* // Phys. Rev. – 1992. – Vol. C46. – P. 1139.
28. *Figueira M. C. S., Szanto E. M., Anjos R. M. et al.* // Nucl. Phys. – 1993. – Vol. A561. – P. 453.

НОВИЙ ПІДХІД ДО АНАЛІЗУ КУТОВИХ РОЗПОДІЛІВ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ВАЖКИХ ІОНІВ

Ю. О. Поздняков, К. О. Теренецький

Розроблено метод розрахунку сумарного перерізу злиття, неповного злиття й реакцій глибоконепружної передачі σ_F та повного перерізу периферійних реакцій σ_D на основі аналізу кутових розподілів пружного розсіяння важких іонів, що дозволяє на даній основі пояснити механізм формування σ_F та σ_D як для сильнозв'язаних, так і слабкозв'язаних іонів. Метод дозволяє розрахувати кількісні характеристики посилення злиття (і, відповідно, посилення периферійних реакцій) для сильнозв'язаних іонів та, навпаки, послаблення злиття (і, відповідно, послаблення периферійних реакцій) для слабкозв'язаних. Крім того, є можливість розрахувати розподіл імовірностей різних процесів по парціальних хвилях, що дозволяє отримати більш глибоке уявлення про фізичні процеси, що проходять при зіткненнях двох важких іонів.

**NEW APPROACH TO HEAVY ION ELASTIC SCATTERING
ANGULAR DISTRIBUTION ANALYSIS**

Yu. A. Pozdnyakov, K. O. Terenetsky

The calculation method of summary complete fusion, incomplete fusion, quasifusion and deep inelastic collision σ_F and total peripheral reaction σ_D cross sections from heavy-ion elastic scattering angular distribution analysis is developed, which allows to understand σ_F and σ_D formation mechanism for strongly as for weakly bound ions. The method provides to calculate quantitative characteristics of fusion enhancement (and corresponding peripheral reactions hindrance) for strongly bound ions and, vice versa, of fusion hindrance (and corresponding peripheral reactions enhancement) for weakly bound ones. Besides, there is possibility to calculate probability distribution of different processes over partial waves, giving much deeper insight into the physics of processes, which take place during two heavy ion collision.

Введение

В настоящее время в области взаимодействия тяжелых ионов наблюдается бурное развитие исследований. В последние десятилетия достигнуты значительные успехи в понимании механизмов взаимодействия тяжелых ионов. В частности, в последние годы активно развивается направление, связанное с анализом угловых распределений упруго рассеянных тяжелых ионов. Этот анализ позволяет получать количественные характеристики различных процессов, происходящих при столкновении тяжелых ионов, включая полное слияние, не полное слияние, квазислияние и глубокое неупругое столкновение. Кроме того, анализ угловых распределений упруго рассеянных тяжелых ионов позволяет получать информацию о механизмах формирования сечений периферических реакций. В настоящее время активно развивается направление, связанное с анализом угловых распределений упруго рассеянных тяжелых ионов. Этот анализ позволяет получать количественные характеристики различных процессов, происходящих при столкновении тяжелых ионов, включая полное слияние, не полное слияние, квазислияние и глубокое неупругое столкновение. Кроме того, анализ угловых распределений упруго рассеянных тяжелых ионов позволяет получать информацию о механизмах формирования сечений периферических реакций.