

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОКОЛО 10 МэВ/НУКЛОН

Р. В. Джолос, Р. Шмидт

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен актуальной проблеме ядерной физики — взаимодействию тяжелых ионов при энергиях ~ 10 МэВ/нуклон. Анализируются экспериментальные данные по реакциям слияния, глубоконеупругим столкновениям, возбуждению гигантских резонансов в реакциях с тяжелыми ионами. Обсуждаются теоретические подходы к описанию этих процессов.

The present review is devoted to an urgent nuclear physics problem: interaction of heavy ions at energies ~ 10 MeV/nucleon. Experimental data on fusion reactions, deep inelastic collisions, excitation of giant resonances in heavy ion collisions are analyzed. Theoretical approaches to the description of these processes are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В последние пять-шесть лет во многих научных центрах велись интенсивные исследования реакций с тяжелыми ионами. Эти исследования были инициированы успехами в развитии ускорительной техники, появлением возможностей для ускорения очень тяжелых ядер. В настоящее время имеются пучки тяжелых ионов или с энергиями порядка 10 МэВ/нуклон, или с релятивистскими энергиями около 1 ГэВ/нуклон. Существующие проекты после их реализации откроют новую и интересную область исследования — реакции с тяжелыми ионами при энергиях ~ 100 МэВ/нуклон. Это позволит построить «мост» между исследованиями реакций при энергиях ~ 10 МэВ/нуклон и ~ 1 ГэВ/нуклон.

С помощью пучков тяжелых ионов, ускоренных до релятивистских энергий, сейчас ведутся исследования свойств ядерной материи в экстремальных условиях (λ -конденсат, критический заряд, сверхплотные ядра) и поиск коллективных эффектов во взаимодействии ядер (кумулятивный эффект, пороговые эффекты, ударные волны).

Вне релятивистской области при энергиях до 10 МэВ/нуклон, где велика роль коллективных эффектов, которые определяют ход реакций с тяжелыми ионами, исследования сосредоточены на выяснении микроскопической картины коллективных эффектов в надежде понять механизм различных реакций. Эта область физики

тяжелых ионов наиболее быстро развивается в последние годы, но в настоящее время еще далека от построения единой картины таких реакций. Много вопросов еще не решено, и много новых ставится экспериментальными исследованиями.

Этот обзор — попытка систематизации проблем, исследуемых в этой области физики [1]. Основное внимание будет сосредоточено

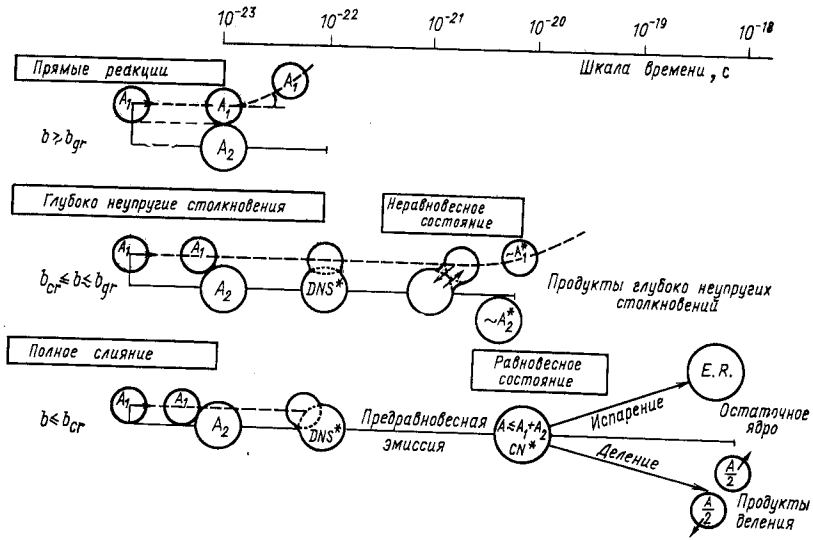


Рис. 1. Классификация реакций с тяжелыми ионами по значению прицельного параметра b и времени протекания реакции:
 b_{gr} — значение прицельного параметра, отвечающее касательному столкновению

на еще нерешенных проблемах. Удобно классифицировать разного типа реакции с тяжелыми ионами, основываясь на классических представлениях о движении иона по траектории. Тогда в зависимости от расстояния наибольшего сближения ядер будут осуществляться различного типа ядерные реакции (рис. 1). При касательных столкновениях ядер происходят только прямые реакции с характерными временами взаимодействия $10^{-23} - 10^{-22}$ с.

При больших сближениях ядер наблюдаются глубоконеупругие столкновения тяжелых ионов. Этот тип ядерных реакций впервые был исследован в ЛЯР ОИЯИ [2]. Мы сталкиваемся здесь с принципиально новым явлением в ядерной физике — существованием двойной ядерной системы. Такая система живет $\sim 10^{-21}$ с, не достигая состояния полного равновесия. Появляется возможность исследования различных неравновесных процессов в ядерном веществе. Различным парциальным волнам, которые дают вклад в глубоконеупругие столкновения, отвечают разные вре-

мена взаимодействия и вследствие этого разные углы отклонения налетающего ядра. Поэтому исследование корреляций характеристик реакции с угловыми распределениями дает информацию о развитии во времени неравновесных процессов. Наконец, ядра могут сближаться настолько, что становятся возможными процессы слияния ядер. Образовавшаяся при слиянии система эволюционирует в направлении установления статистического равновесия. Процесс заканчивается или испарением легких частиц и образованием остаточного ядра, или делением на два осколка ($\tau \approx 10^{-20} - 10^{-18}$ с). Реакции слияния вызывают большой интерес в связи с попытками синтеза сверхтяжелых элементов. В этом направлении принципиально новые результаты были получены в ЛЯР ОИЯИ [3].

Вследствие малой сжимаемости ядерного вещества при энергиях налетающего иона до 10 МэВ/нуклон взаимное проникновение ядер незначительно, за исключением легких систем, и взаимодействие происходит в основном на поверхности ядра. Поэтому рассмотренные выше реакции, за исключением реакций слияния, можно отнести к периферическим.

1. ПРЯМЫЕ РЕАКЦИИ

1.1. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

При низких энергиях происходит чисто кулоновское рассеяние тяжелых ионов: или упругое, описываемое формулой Резерфорда, или неупругое, сопровождающееся кулоновским возбуждением ядер. С увеличением энергии ядра сближаются сильнее. Кроме кулоновского, начинает действовать и «хвост» ядерного потенциала. Поэтому сечение упругого рассеяния перестает описываться формулой Резерфорда. Упругое рассеяние удобно характеризовать отношением экспериментального сечения упругого рассеяния к резерфордовскому сечению. Как видно из рис. 2 [4], это отношение спадает экспоненциально, начиная с некоторого угла. Угол, при котором $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{Резерф}} = 0,25$, называется *углом касательного столкновения* θ_{grazing} . Зная его, можно определить значения орбитального момента l_{gr} и прицельного параметра b_{gr} , отвечающие касательному столкновению. Зная θ_{gr} , можно в принципе определить и радиус взаимодействия R_{int} . С ростом энергии налетающего иона θ_{gr} убывает, а скорость спада $\sigma_{\text{упр}}/\sigma_{\text{Резерф}}$ растет (см. рис. 2).

Такое поведение сечения отвечает простой классической картине, когда все парциальные волны с l , большим некоторого критического значения l_0 , рассеиваются, практически не поглощаясь. Парциальные волны с $l < l_0$ поглощаются, не давая вклада

в рассеяние. Рассеяние определяется «хвостом» ядерного потенциала и не зависит от поведения потенциала внутри ядра. Именно поэтому оптические потенциалы, имеющие одинаковые хвосты, но существенно различающиеся поведением внутри ядра, одинаково хорошо описывают экспериментальные данные по упругому рассеянию.

Такая картина просуществовала несколько лет до экспериментального обнаружения anomalно сильного рассеяния на большие углы и ряда других фактов [5]. Для описания этого явления пришлось предположить, что парциальные волны с моментами, близкими к l_0 , поглощаются значительно слабее, чем предполагалось ранее. Прозрачность ядра для поверхностных парциальных волн приводит к появлению интерференции между волнами, отраженными от поверхности ядра, и волнами, отраженными от его внутренних областей. Интерференция этих волн проявляется в том, что элементы матрицы рассеяния s_l перестают плавно зависеть от l . В их поведении обнаруживаются немонотонности. Слабое поглощение парциальных волн с большими значениями l в поверхностном слое и возникновение стоячей волны в нем резко увеличивают рассеяние назад по сравнению со случаем сильного поглощения.

Аномальное рассеяние назад может быть связано с передачей группы частиц (кластеров) от одного ядра к другому или с рассеянием на подструктурах (например, на α -кластерах). Многие вопросы, связанные с аномальным рассеянием назад, сейчас уже поняты, но исчерпывающего объяснения это явление до сих пор не получило.

1.2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Среди экспериментов по неупругому рассеянию тяжелых ионов как самостоятельный интерес, так и интерес с точки зрения изучения механизма диссипации энергии при столкновении представляют исследования возбуждения гигантских резонансов. Вероятность того, что фрагмент будет обнаружен в выделенном резонансном состоянии, зависит от рассматриваемой системы. Для тяжелых ядер велика вероятность многократного возбуждения гигантских резонансов вследствие больших потерь кинетической энергии.

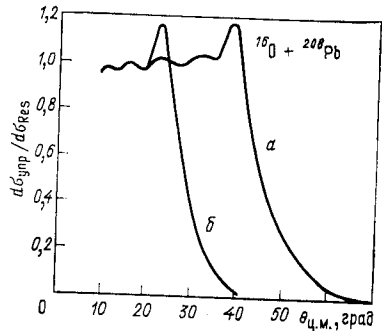


Рис. 2. Сечение упругого рассеяния ионов ^{16}O на ^{208}Pb при энергиях 129,5 (а) и 192 МэВ (б)

В этих реакциях трудно наблюдать фрагмент в выделенном и, следовательно, идентифицируемом состоянии. Поэтому необходимо увеличить энергию на нуклон налетающего ядра, чтобы получить информацию о ранней стадии процесса релаксации энергии и наблюдать фрагменты в выделенном резонансном состоянии.

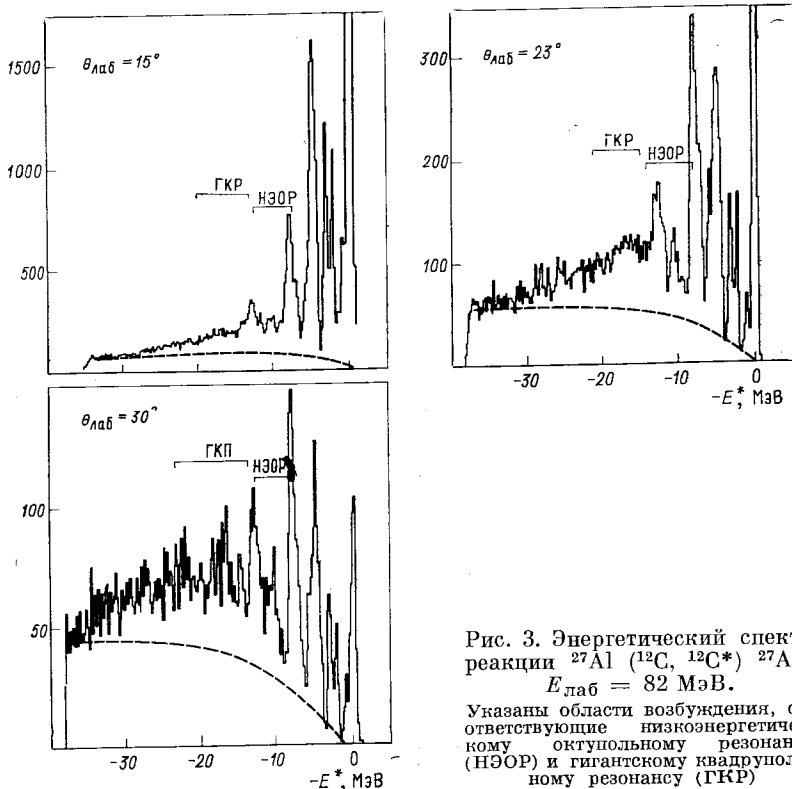


Рис. 3. Энергетический спектр реакции $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*)^{27}\text{Al}^*$
 $E_{\text{лаб}} = 82$ МэВ.

Указаны области возбуждения, соответствующие низкоэнергетическому октупольному резонансу (НЗОР) и гигантскому квадрупольному резонансу (ГКР)

В легких системах большие энергии гигантских резонансов делают вероятными отделение фрагментов в выделенном резонансном состоянии. Вопрос состоит в том, заселяются ли выборочно гигантские резонансы над континуумом.

В настоящее время выполнено всего лишь несколько работ, в которых гигантские резонансы возбуждались с помощью тяжелых ионов [6—10]. В [6] исследовалась реакция $^{27}\text{Al}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*)^{27}\text{Al}^*$ при $E_{\text{лаб}} = 82$ МэВ. На измеренных под разными углами энергетических спектрах видны переходы в группы состояний при 10,4, 12,8 и 14—26 МэВ (рис. 3). Группы при энергиях возбуждения 10,4 и 12,8 МэВ лежат в области низкоэнергетического окту-

польного резонанса ^{27}Al , хотя и нет прямых указаний, что это октупольные переходы. Широкая структура, покрывающая область энергий возбуждения от 14 до 26 МэВ, совпадает с известным положением и шириной гигантского квадрупольного резонанса в ^{27}Al . Интегральное сечение, отвечающее возбуждению отдельных резонансов, составило 10 мВ, тогда как полное неупругое сечение — 200 мВ, что предполагает относительно малую вероятность для мишени остаться в конце реакции в резонансном состоянии. Известны данные [10] о возбуждении изоскалярных квадрупольных и октупольных резонансов в ^{208}Pb и ^{58}Ni ионами ^{16}O с энергией 315 МэВ.

Тяжелые ионы при определенных условиях, по-видимому, могут использоваться для возбуждения гигантских резонансов высокой мультипольности.

2. ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

Объяснение механизма глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов — это одна из наиболее важных проблем в физике тяжелых ионов. В таких реакциях возбуждается огромное число внутренних степеней свободы ядра, проследить за изменением каждой из которых не представляется возможным. Вместо этого рассматриваются наиболее существенные, коллективные степени свободы, связанные с изменением состояния движения большого числа нуклонов, и их взаимодействие с большим числом внутренних степеней свободы. Такими коллективными макроскопическими степенями свободы являются: кинетическая энергия относительного движения; полная энергия возбуждения и ее распределение между фрагментами; распределение массы или заряда между фрагментами; относительный угловой момент; внутренние угловые моменты фрагментов и их ориентация; соотношение между числом нейтронов и числом протонов во фрагментах; деформация системы.

Связь коллективных и одночастичных степеней свободы является источником необратимых процессов в ядре, таких, как трение, перенос массы, заряда. Хотя различные необратимые процессы уже длительное время исследуются во многих областях макрофизики, благодаря реакциям глубоконеупругих столкновений впервые получена возможность их изучения в такой малой квантово-статистической системе, как атомное ядро. Изучение реакций глубоконеупругих передач интересно еще и тем, что имеем информацию о таких макроскопических свойствах ядерного вещества, как вязкость, теплопроводность, диффузия массы и заряда.

Для различных макроскопических величин характерны различные времена релаксации. Одним из важнейших преимуществ реак-

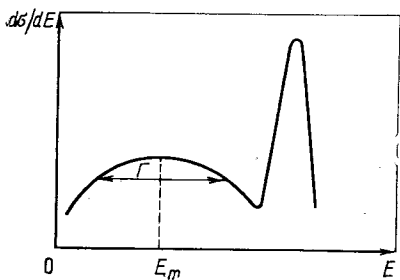


Рис. 4. Энергетический спектр продуктов глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов:
 E_m — положение центра глубоконеупругого максимума; Γ — его ширина

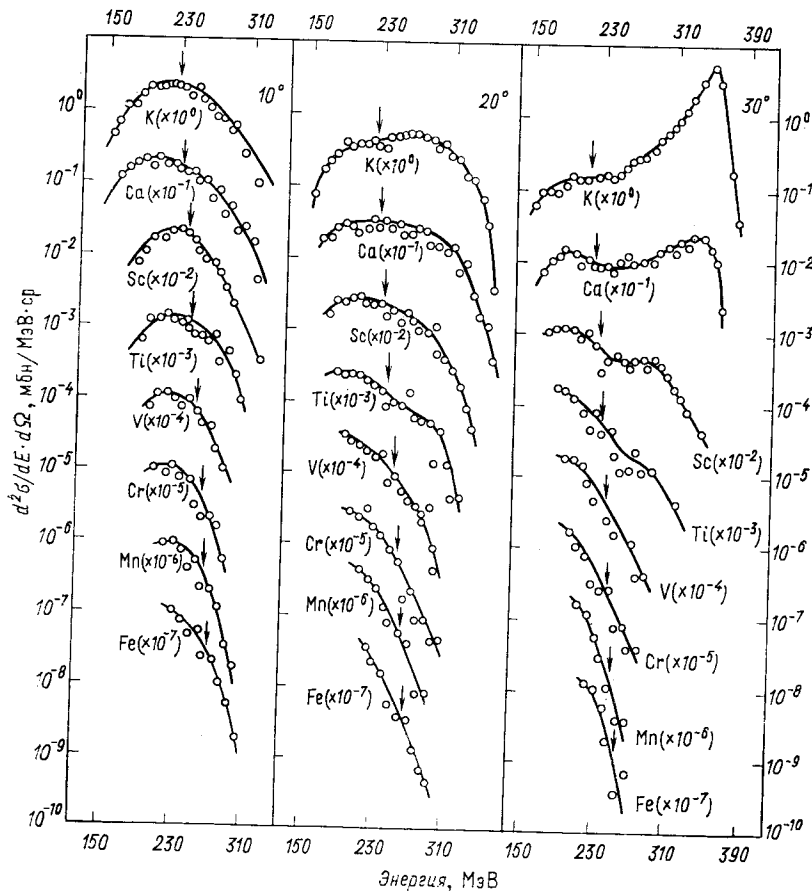


Рис. 5. Энергетические спектры К, Са, Sc, Тi, V, Cr, Mn, Fe [4]:
 стрелкой указаны выходные кулоновские барьеры для конечных продуктов

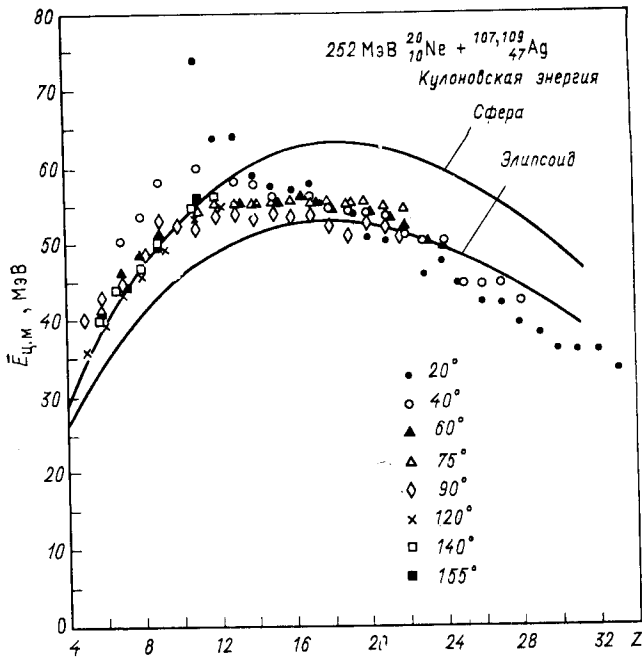


Рис. 6. Зависимость средних кинетических энергий в системе центра масс продуктов реакции $^{20}\text{Ne} + ^{107,109}\text{Ag}$ ($E_{\text{лаб}} = 252$ МэВ) от z одного из фрагментов для различных углов.

Кривые отвечают вычисленным кинетическим энергиям фрагментов, полученным в предположении о кулоновском отталкивании двух сфер в контакте (верхняя кривая) или двух сфероидов (нижняя кривая)

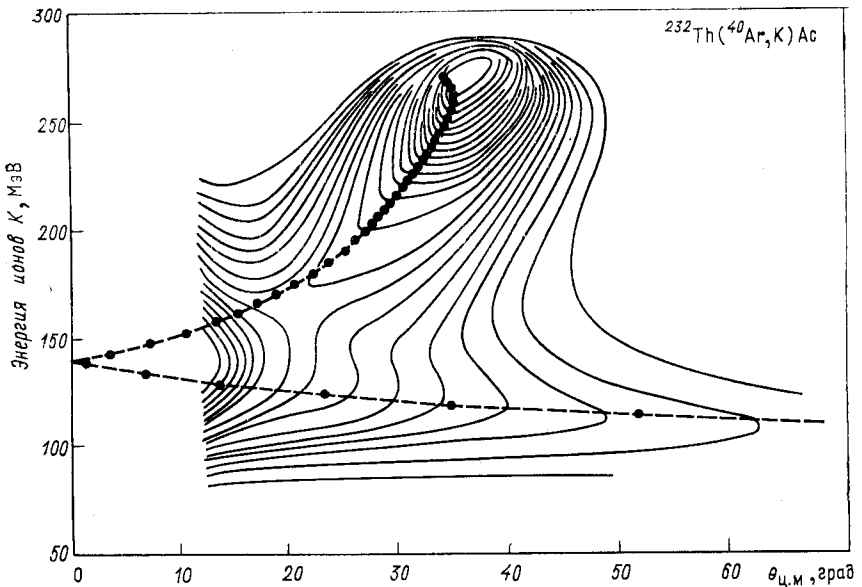


Рис. 7. Контурная диаграмма двойного дифференциального сечения $d^2\sigma/dE d\theta$ для реакции $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, \text{K})\text{Ac}$ при лабораторной энергии 388 МэВ: кружки — угловой момент при l , равном от 250 до 180

ций глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов является возможность изучения ядерной системы на различных стадиях процессов релаксации, благодаря связи угловых распределений с временами взаимодействия. Ниже рассмотрим более подробно различные релаксационные процессы, протекающие в ядрах при глубоконеупругих столкновениях.

2.1. ДИССИПАЦИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Одна из наиболее характерных черт глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов — большое значение потерь кинетической энергии. Изучение процесса диссипации кинетической энергии должно дать ответ на такие вопросы: какие ядерные состояния преимущественно возбуждаются, каков механизм возбуждения; каково характерное время «сброса» основной части кинетической энергии; как распределяется энергия возбуждения между фрагментами; как быстро устанавливается и устанавливается ли вообще тепловое равновесие?

Экспериментальные данные. Энергетический спектр продуктов реакции $d\sigma/dE$, характернейшими чертами которого являются узкий квазиупругий пик и широкий пик, отвечающий глубоконеупругим столкновениям с большой потерей энергии до нескольких сот МэВ, схематически показан на рис. 4. Увеличение энергии налетающего иона ведет к росту ширины Γ глубоконеупругого пика [11, 12]. В то же время наиболее вероятные кинетические энергии фрагментов E_m во многих случаях не зависят от энергии налетающего иона. Этот последний факт говорит о том, что диссипация энергии — быстрый процесс.

Важную информацию можно получить, исследуя корреляции между потерями энергии и передачей массы. Зависимость дифференциального сечения $d^2\sigma/dEdz$ от кинетической энергии для различных элементов приведена на рис. 5. Для z , близких к z_p налетающего ядра, спектр содержит заметную высокоэнергетическую компоненту. С увеличением $|z - z_p|$ спектр становится более мягким.

Как видно из рис. 5, существенная часть сечения относится к кинетическим энергиям, более низким, чем кулоновская, рассчитанная для двух соприкасающихся сфер. Следовательно, существенный вклад в диссипацию энергии дают эффекты деформации в выходном канале. Те же характерные черты, что и для тяжелых систем, видны в реакциях с легкими ядрами. Средние энергии фрагментов (глубоконеупругая компонента) в реакции $\text{Ne} + \text{Ag}$ [12] в сравнении с кулоновскими энергиями, рассчитанными для двух соприкасающихся сфер или сфероидов, даны на рис. 6. И в этом случае заметный вклад в диссипацию энергии дают эффекты деформации.

Изучение корреляций потерь энергии с наиболее вероятным углом отклонения дает информацию о времени, характерном для диссипации энергии. Контурная диаграмма двойного дифференциального сечения $d^2\sigma/dE d\theta$, впервые опубликованная Вильчинским для реакции $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, \text{K})\text{Ac}$ при $E_{\text{лаб}} = 388 \text{ МэВ}$ [13], приведена на рис. 7. На диаграмме видны два «хребта» в $E - \theta$ -плоскости. Большой «хребет» ведет к меньшим энергиям и к $\theta = 0^\circ$. Второй «хребет» двигается к большим углам и лишь слегка меньшим энергиям. Предполагается, что он продолжает первый хребет в область отрицательных углов.

Чтобы определить время взаимодействия, необходимо построить экспериментальную функцию отклонения $\theta(l)$. Такое построение

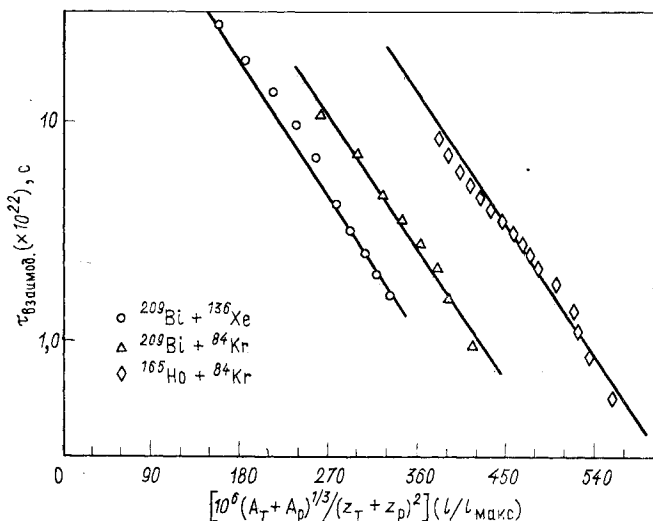
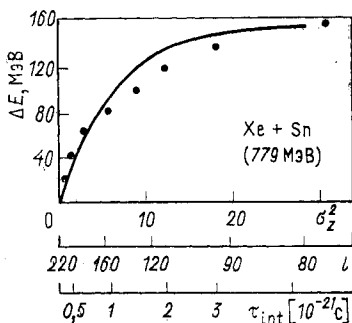


Рис. 8. Зависимость времени взаимодействия от углового момента l

Рис. 9. Зависимость потерь кинетической энергии ΔE от ширины зарядового распределения σ_z^2 легкого фрагмента в реакции $\text{Xe} + \text{Sn}$ ($E_{\text{лаб}} = 779 \text{ МэВ}$)



основано на предположении, что ось E на диаграмме Вильчинского можно пересчитать на ось l . Разность между экспериментальной и кулоновской функциями отклонения $\Delta\theta_l$ характеризует угол, на который поворачивается промежуточная система за время взаимодействия τ_{int} , которое можно приближенно вычислить: $\tau_{\text{int}}(l) = \Delta\theta_l J(l)/\hbar l$, где $J(l)$ — момент инерции промежуточной системы. Как следует из обработки экспериментальных данных [22], $\tau_{\text{int}}(l)$ убывает экспоненциально с ростом l (рис. 8).

Информацию о времени, характерном для диссипации энергии, можно также получить, исследуя корреляции величины потерь энергии с шириной зарядового распределения σ_z^2 продуктов реакции, поскольку передача нуклонов требует определенного времени. Зависимость потерь энергии ΔE от σ_z^2 для реакции $\text{Xe} + \text{Sn}$ ($E_{\text{лаб}} = 779$ МэВ) приведена на рис. 9 [14]. Показана связь шкалы σ_z^2 с l и τ_{int} . Такой график, однако, не дает полного представления о том, как быстро идут потери энергии. Например, при $\tau_{\text{int}} = 2 \cdot 10^{-21}$ с $\Delta E = 135$ МэВ. Но нельзя утверждать, основываясь на этом графике, что 70% ΔE теряются за $\approx 1,1 \cdot 10^{-21}$ с. Например, расчеты в рамках модели, использующей феноменологические силы трения [15], показывают, что 70% кинетической энергии теряются за время $\sim 1,2 \cdot 10^{-22}$ с. Следовательно, энергия может теряться за очень короткое время (составляющее малую часть τ_{int}), несмотря на показанные на рис. 9 корреляции, которые также воспроизводятся расчетами в рамках феноменологических моделей. Из этих корреляций нельзя делать вывода о том, что «сброс» кинетической энергии и диффузия нуклонов происходят за сравнимое время. Из рис. 9 видно, что для коротких времен взаимодействия характерна большая скорость диссипации энергии.

В зависимости от времени взаимодействия, а следовательно, и от числа переданных нуклонов изменяется и характер угловых распределений (рис. 10) [105]. Угловые распределения с резким максимумом при θ_{gr} встречаются только для элементов с z вблизи z_p . При $|z - z_p| \gtrsim 6$ угловые распределения становятся более гладкими и приобретают черты, характерные для систем с относительно большим временем жизни.

Большой интерес представляет исследование распределения энергии возбуждения между фрагментами в глубоконеупругих реакциях. Выполненные до настоящего времени эксперименты [25, 26] указывают на распределение энергии возбуждения пропорционально массам фрагментов. Остается, однако, открытым вопрос о структурных эффектах в распределении энергии возбуждения, связанных, например, с проявлением больших оболочек.

Теоретические модели. Для описания процесса диссипации кинетической энергии было предложено [16] использовать классические уравнения движения с феноменологическими силами трения. Подбирая значение и радиальную зависимость тензора тре-

ния, можно добиться удовлетворительного описания экспериментальных данных [17—19], если учесть эффекты деформации в выходном канале. Однако такой подход не дает информации о механизме диссипации энергии.

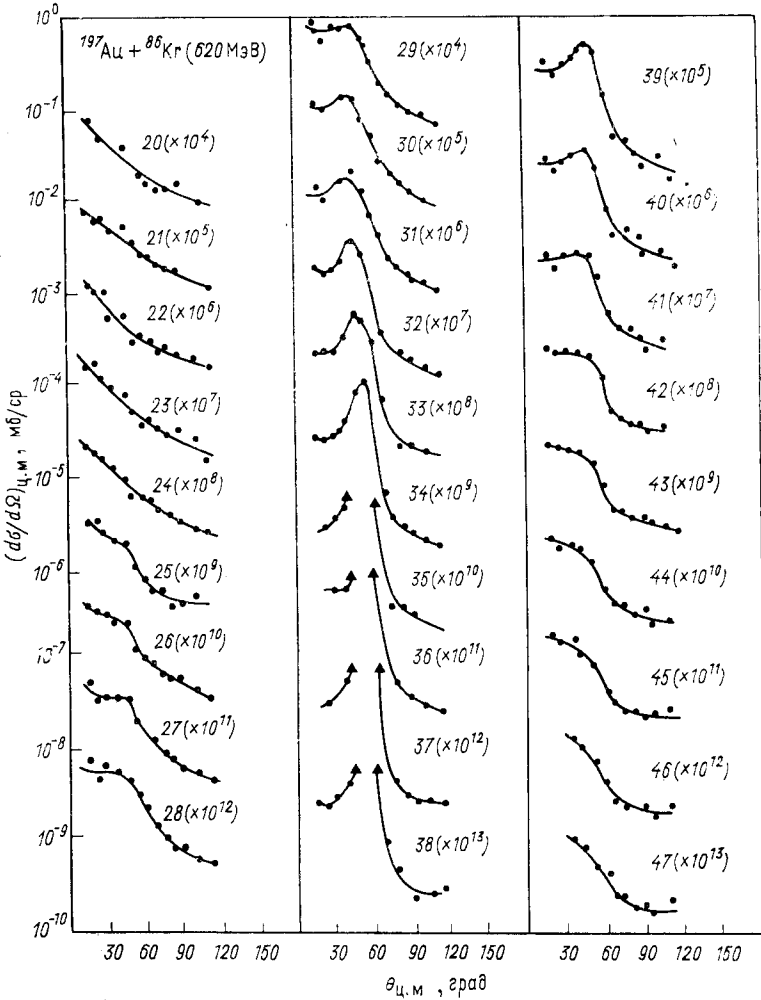


Рис. 10. Зависимость углового распределения от z легкого фрагмента в реакции $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kr}$ ($E_{\text{лаб}} = 620$ МэВ)

Механизм диссипации энергии анализировался в рамках классических представлений в [20, 21]. Так как для нуклонов при невысоких энергиях возбуждения ядер характерна большая длина

свободного пробега, то в простейшем приближении их можно рассматривать как идеальный газ, помещенный в замкнутую оболочку. Столкновения нуклонов с поверхностью приводят к обмену энергией между движением нуклонов и коллективным движением поверхности, т. е. к диссипации энергии. Другая возможность связана с переходом нуклонов из одного ядра в другое. Относительный импульс нуклона будет при этом диссипировать, переходя в импульс внутреннего возбуждения. В этом последнем случае потери энергии на нуклон должны убывать линейно с ростом диссипации энергии. Экспериментальные данные подтверждают такую зависимость [22]. Однако наблюдаемые потери энергии заметно больше, чем предсказывает классическая модель. Обмен нуклонами объясняет (15—30)% потерь энергии. Оставшаяся часть должна быть связана с возбуждением нуклонов в том же ядре. Это могут быть некогерентные частично-дырочные возбуждения [23] или же коллективные возбуждения — гигантские резонансы [24]. Конечно, гигантские резонансы имеют достаточно большую ширину и связаны с другими возбуждениями ядер более сложной природы (две частицы — две дырки и т. д.), но они могли бы быть «входными» состояниями в реакции.

Испускание легких частиц. Рассмотрим вопрос о скорости термализации энергии возбуждения, т. е. о скорости установления теплового равновесия по всему объему ядра. Он тесно связан с исследованием испускания легких частиц в глубоконеупругих реакциях. Можно ожидать, что частицы, испущенные в процессе взаимодействия, будут нести информацию о степени эквипробации, достигнутой в процессе столкновения, если они испущены до развала составной системы. Если они испущены после развала промежуточной системы одним из фрагментов, то могут нести информацию о переданной фрагменту энергии возбуждения и о скорости установления теплового равновесия. Время протекания глубоконеупругой реакции составляет лишь часть характерного времени вращения. Поэтому если испускание происходит на временном отрезке, сравнимом с временем взаимодействия ядер, то трудно ожидать проявления в спектрах испускания легких частиц, характерных для испарения черт. Такие процессы должны быть прямыми или предравновесными.

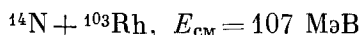
В начальной стадии процесса столкновения большую часть энергии возбуждения можно сосредоточить в области перекрывания взаимодействующих ядер. Вполне вероятно, что одна или несколько частиц будут испущены из этой области повышенной «температуры». Как и в предравновесной эмиссии, такие частицы будут иметь предпочтительно высокие энергии. Затем, если время жизни системы достаточно велико, оставшаяся часть энергии возбуждения будет равномерно распределяться по всей составной системе, пока не установится общая температура.

Есть ли экспериментальные данные, подтверждающие сделанные выше предположения? До сих пор были выполнены измерения различного типа.

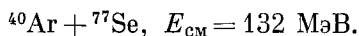
Наблюдение легких заряженных частиц (p , α) в реакциях с тяжелыми ионами без совпадения с одним из тяжелых фрагментов.

Еще в ранней работе [27] было показано, что спектр заряженных частиц, испущенных в реакциях с тяжелыми ионами, не всегда симметричен относительно 90° , как должно быть для испускания из компаунд-ядер. Наблюдаемый пик вперед указывает на существование дополнительного механизма реакции. Спектр неравновесных α -частиц более обогащен, чем спектр неравновесных протонов и дейтонов в реакциях, вызванных ионами ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O . Кинетические энергии α -частиц не исключают и развала налетающего иона в поле ядра-мишени. Повышенный выход α -частиц в реакциях с ^{12}C и ^{16}O по сравнению с реакциями, вызванными ионами ^{14}N , подтверждает предположение о существовании механизма развала.

Неожиданными оказались результаты работы [28]. Изучались две реакции, ведущие к одинаковым промежуточным системам



и



Испускание предравновесных α -частиц в реакции с Ar оказалось незначительным по сравнению с их испусканием в реакции с ^{14}N . Причины такого различия до сих пор не ясны. Кроме того, высокие средние энергии протонов и высокоэнергетический «хвост» в спектре α -частиц исключали возможность объяснения эксперимента на основе механизма развала. Но без измерения вылетающих легких частиц в совпадении с одним из тяжелых фрагментов трудно сказать, на какой стадии процесса столкновения произошло испускание.

Эксперименты на совпадение между глубоконеупругими фрагментами и легкими частицами. Если легкая частица регистрируется в совпадении с массивным фрагментом, то это еще не дает прямого указания: на какой стадии реакции и каким фрагментом была испущена частица. Чтобы определить, какое ядро испустило частицы, необходимо знать энергию отдачи материнского ядра. Особенно интересен в этом отношении случай сильно асимметричного расщепления, когда скорость легкого фрагмента много больше скорости тяжелого.

Специфические черты высокоэнергетических легких частиц, испущенных в глубоконеупругих реакциях, зависят от комбинации налетающий ион — мишень и $E_{\text{лаб}}$. Например, в реакциях с легкими системами α -частицы летят преимущественно из тяжелого

фрагмента. Более поздние результаты, полученные для тяжелых систем, показывают, что α -частицы летят и из легкого фрагмента [29].

В работе [30] исследована эмиссия α -частиц, сопровождающая глубоконеупругие столкновения $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$. Частицы регистрировались в совпадении с легким фрагментом. Показано, что α -частицы преимущественно испускаются тяжелым фрагментом.

Спектр в совпадении α -частиц в системе покоя тяжелого фрагмента имеет максвелловскую форму с энергией в максимуме, не зависящей от угла вылета α -частицы. Однако наблюдаемый α -спектр для передних углов имеет более вытянутый высокоэнергетический хвост (рис. 11). Из рис. 11 видно, что отношение

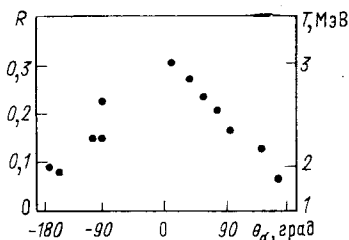


Рис. 11. Зависимость величины $R = dM_\alpha(E_\alpha > 15 \text{ МэВ})/dM_\alpha(E_\alpha < 15 \text{ МэВ})$ от угла вылета α -частицы в реакции $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ ($E_{\text{лаб}} = 96 \text{ МэВ}$).

Справа указана температура, соответствующая данному значению R

$R = dM_\alpha(E_\alpha > 15 \text{ МэВ})/dM_\alpha(E_\alpha < 15 \text{ МэВ})$ имеет максимум на передних углах. Высокоэнергетическая часть спектра α -частиц несет информацию о ядерной «температуре». Температура области, из которой α -частицы испускаются преимущественно вперед (определенная по асимптотике α -спектра), достигает 3,5 МэВ. Для испускания на задние углы она составляет 2 МэВ.

Угловые корреляции в плоскости реакции между направлением вылета легкого фрагмента и α -частицы (рис. 12) существенно отличаются от предсказаний модели статистического испарения. Угловая ширина корреляций позволяет оценить время жизни фрагмента до момента испускания α -частицы, благодаря связи ширины со временем вращения $\tau \approx 2\sigma_0 J_{\text{rigid}}/I \approx 2 \cdot 10^{-21} \text{ с}$.

Из угловых корреляций вне плоскости реакции (рис. 13) видно, что совпадения концентрируются в плоскости реакции. Наблюдаемая анизотропия может в принципе указывать на выстраивание спинов фрагментов перпендикулярно плоскости реакции. Но сильная анизотропия в направлении вперед ($\Phi_\alpha < 90^\circ$) не может быть описана в модели вращающегося ядра с однородной температурой и указывает на предравновесный характер эмиссии α -частиц.

Итак, в спектре α -частиц, сопровождающих глубоконеупругие столкновения, присутствуют две компоненты со сравнимым выходом: равновесная и предравновесная.

Равновесная компонента полностью ответственна за α -частицы в совпадении, летящие назад. Ее статистический характер ясен из наиболее вероятной энергии α -частицы, близкой к кулоновскому барьеру; из формы α -спектра, отвечающей $T = 2$ МэВ; из анизотропии вне плоскости реакции на задних углах, которая согласуется с предсказаниями равновесной модели для вращающегося

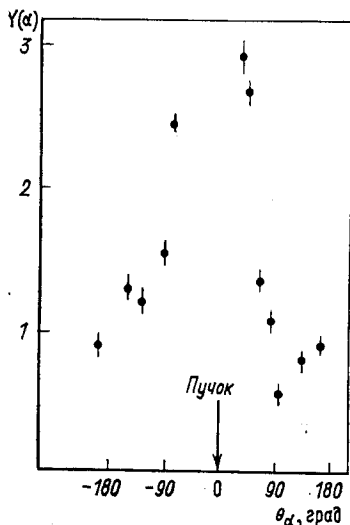


Рис. 12. Зависимость выхода α -частиц от угла вылета относительно направления пучка в плоскости реакции ($^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$)

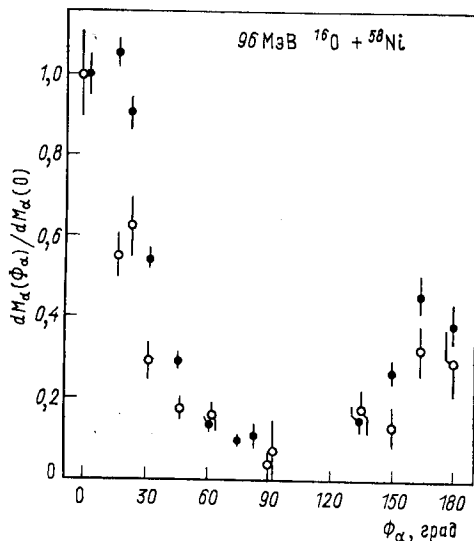


Рис. 13. Зависимость [выхода α -частиц от угла вылета Φ_α относительно плоскости реакции ($^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$)

ядра при $T = 2$ МэВ. Предравновесная компонента характеризуется асимметрией вперед — назад; временем эмиссии $\tau \approx 2 \cdot 10^{-21}$ с, что меньше на порядок времени жизни фрагмента с реализуемой в реакции энергией возбуждения; анизотропией вне плоскости реакции, которую нельзя описать в модели вращающегося ядра в тепловом равновесии.

Одно из возможных объяснений этих экспериментов — существование пространственно-локализованной области с более высокой температурой, чем остальная часть ядра [31, 32]. Большая передача энергии за короткое время может способствовать возникновению таких областей. Ясно, однако, что это не может быть простое частично-дырочное возбуждение, так как оно не локализовано в каком-либо узком интервале вдоль радиуса ядра и, имея определенный угловой момент, не локализовано по углу. Это должны быть коллективные возбуждения, локализованные в по-

верхностной области ядра. Необходим спектр таких возбуждений с различными l , чтобы добиться локализации по углу. Экспериментальным данным отвечает размер сильно нагретой области — порядка $1/5$ площади сферы.

Исследование явления локального «нагрева» чрезвычайно интересно, так как наблюдаемыми становятся не только пространственно-временная эволюция реакции, но и такое свойство ядерной материи, как теплопроводность. Само же явление имеет некоторое сходство с фэйрболом, и его исследование особенно при больших

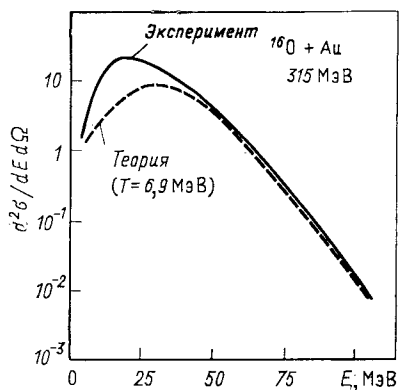


Рис. 14. Энергетический спектр протонов, испускаемых в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ ($E_{\text{лаб}} = 315$ МэВ)

энергиях возбуждения позволит перекинуть мост к физике взаимодействия тяжелых ионов при высоких энергиях. В качестве примера приведем результаты измерения спектра протонов в реакции $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ при энергии ~ 20 МэВ/нуклон [33]. Этот спектр (рис. 14) имеет форму, характерную для статистического испарительного процесса, но отвечает температуре 6,9 МэВ. Компонд-ядро $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ должно иметь температуру 3,3 МэВ. Как альтернатива приведенной выше модели можно предложить модель прямого выбивания α -частицы. Она не встречает трудностей в объяснении угловой асимметрии и анизотропии. Но чтобы объяснить статистические черты спектра, выбиваемая частица должна быть подвержена перерассеянию. Одно из следствий существования области повышенной температуры — возможность достижения очень высоких температур в малом объеме. Вопрос о существовании области с повышенной температурой не исчерпывает всех проблем, связанных с испусканием быстрых α -частиц в тяжелоионных столкновениях.

Измерения α -частиц в совпадении с легким фрагментом в реакции $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ при энергии 12 МэВ/нуклон не объяснили испускания вперед большей части α -частиц [29]. Правда, тяжелоионный детектор находился при фиксированном угле, близком к $\theta_{\text{гр}}$. Возможно, отношение α -частиц, измеренных в совпадении с легким фрагментом, к общему числу α -частиц будет расти с уменьшением угла регистрации легкого фрагмента.

В реакциях с энергией на нуклон, достигающей энергии 20 МэВ, развал налетающего иона может давать большой вклад в сечение совпадения α -частиц. Так, при исследовании реакции

$^{12}\text{C} + ^{160}\text{Gd}$ при энергиях 7,5 и 16,7 МэВ/нуклон [27], кроме полного слияния, квазиупругого и глубоконеупругого рассеяния были обнаружены процессы неполного слияния ($^{12}\text{C}, \alpha$) и ($^{12}\text{C}, 2\alpha$) и развала налетающего ядра. Зарегистрированные в совпадении α -частицы имеют в среднем скорости налетающего пучка. Угловые распределения этих α -частиц имеют максимум вперед. Отсутствие $\gamma - \alpha$ -совпадений, сопровождающих полный развал, говорит об отсутствии возбуждения тяжелого фрагмента.

В [42] измерялись сечения выхода изотопов различных элементов от He до F в реакциях $^{14}\text{B} + ^{107,109}\text{Ag}$ при $E_{\text{лаб}} = 86$ МэВ. Наблюдался большой выход α -частиц. Как и для более тяжелых элементов, результаты для He вполне согласовывались с Q_{gg} -систематикой. Это указывает на то, что основной вклад в выход α -частиц в этой реакции дают многонуклонные передачи.

Интерес к изучению эмиссии легких частиц, сопровождающей столкновения тяжелых ионов, резко возрос в последние годы. Но накопленный экспериментальный материал еще явно недостаточен. Мало что известно об испускании протонов, дейтонов, тритонов. Механизм испускания предравновесных частиц в тяжелоионных реакциях совершенно не выяснен, и можно думать, что именно в этой области в ближайшее время будут получены наиболее интересные результаты.

2.2. МНОГОНУКЛОННЫЕ ПЕРЕДАЧИ

Одна из наиболее изученных областей глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов — это процессы передачи массы (заряда) между налетающим ядром и ядром-мишенью. Широкие массовые (зарядовые) распределения продуктов реакции указывают на статистический характер рассматриваемых реакций. Но максимумы проинтегрированных по энергии и углу массовых (зарядовых) распределений, расположенные около масс налетающего ядра-мишени, указывают на то, что память о входном канале не потеряна полностью, и, следовательно, глубоконеупругие столкновения имеют предравновесный характер. Именно по этой причине диффузионная модель была применена для описания эволюции такой микросистемы как двойная ядерная система. Такие диффузионные процессы хорошо известны в других областях физики и описываются уравнением Фоккера — Планка или мастер-уравнением. Нюренберг [35] первым применил уравнение Фоккера — Планка для описания диффузии нуклонов между двумя ядрами в глубоконеупругих реакциях. Позднее [36, 37] с этой целью использовалось мастер-уравнение.

Используя транспортные уравнения для описания передачи нуклонов, мы основываемся на том факте, что процесс глубоконеупругого столкновения можно разделить на три стадии.

1. Очень быстрая диссипация кинетической энергии и формирование двойной ядерной системы.

2. Эволюция сильно возбужденной двойной ядерной системы и интенсивный обмен массой (зарядом) между двумя ее частями.

3. Распад двойной ядерной системы. Диффузионные модели [35—37] применялись для описания второй стадии реакции, независимо от относительного движения двух ионов. Предпринимались попытки [38, 39] одновременного рассмотрения относительного движения и диффузии массы, решая соответствующее уравнение движения и уравнение Фоккера — Планка для передачи массы.

Обсудим процесс диффузии заряда, основываясь на уравнении Фоккера — Планка для вероятности $P(z_1, t)$ найти систему в момент t с зарядовой асимметрией z_1 (рис. 15). Для характеристики зарядовой асимметрии системы $x = z_1/(z_1 + z_2)$ будем использовать заряд z_1 фрагмента, близкого к налетающему. Предположим также, что коэффициент дрейфа пропорционален производной по параметру зарядовой асимметрии от энергии основного состояния системы двух соприкасающихся сферических ядер в точке начальной асимметрии. Для простоты будем считать транспортные коэффициенты v_z и D_z постоянными. Решение уравнения Фоккера — Планка имеет форму гауссиана со средним значением $\langle z_1 \rangle = z_p + v_z t$ (z_p — заряд налетающего ядра) и дисперсией $\sigma_z^2 = 2D_z t$ (D_z — коэффициент диффузии). Зарядовое распределение продуктов глубоконеупругой реакции получается из этого решения интегрированием по всем вкладам парциальных волн, отвечающих различным временам взаимодействия.

Для сильно асимметричного начального распределения (см. рис. 15, а) скорость дрейфа v_z отрицательна, и, следовательно, среднее значение $\langle z_1 \rangle$ убывает с ростом времени взаимодействия. Для больших времен взаимодействия диффузионный процесс приводит к слиянию ($x = 0$). Зарядовые распределения $d\sigma/dz_1$ не симметричны относительно z_p и сечение больше в направлении большей асимметрии.

В случае рис. 15, б скорость дрейфа $v_z = 0$, что приводит к симметричному распределению $d\sigma/dz_1$ относительно $\langle z_1 \rangle = z_p$. Диффузия массы обусловлена статистическими флуктуациями.

В случае $v_z > 0$ (см. рис. 15, в) происходит дрейф в сторону симметричной конфигурации ($x = 0,5$), и, следовательно, зарядовое распределение опять становится асимметричным с сечением, большим в направлении меньшей асимметрии, т. е. $z_1 > z_p$.

Если начальная конфигурация симметрична (см. рис. 15, г), то скорость дрейфа снова равна нулю, что ведет к симметричному зарядовому распределению $d\sigma/dz_1$. В этом случае статистические флуктуации будут уменьшать коэффициент дрейфа при небольших отклонениях от симметричной конфигурации. Поэтому зарядовое распределение будет более узким, чем изображенное на рис. 15, б.

$$\frac{\partial}{\partial t} P(Z, t) = - \frac{\partial}{\partial Z_1} (V_Z P) + \frac{\partial^2}{\partial Z_1^2} (D_Z P)$$

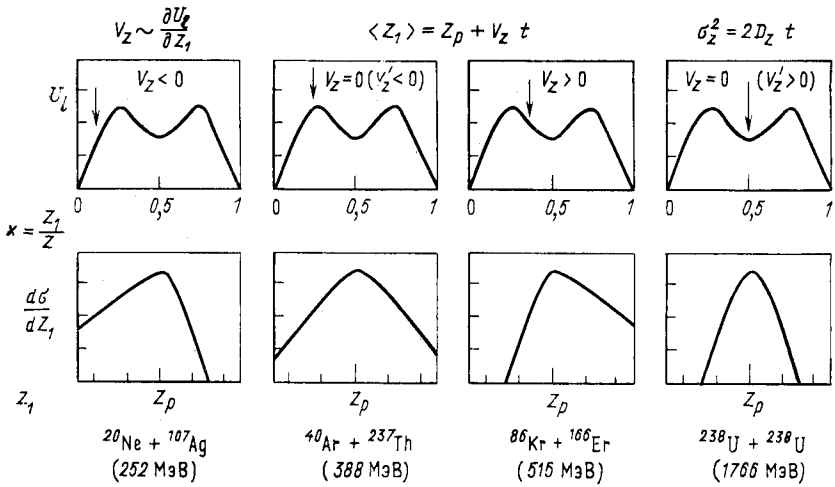


Рис. 15. Описание процесса передачи нуклонов на основе уравнения Фоккера — Планка

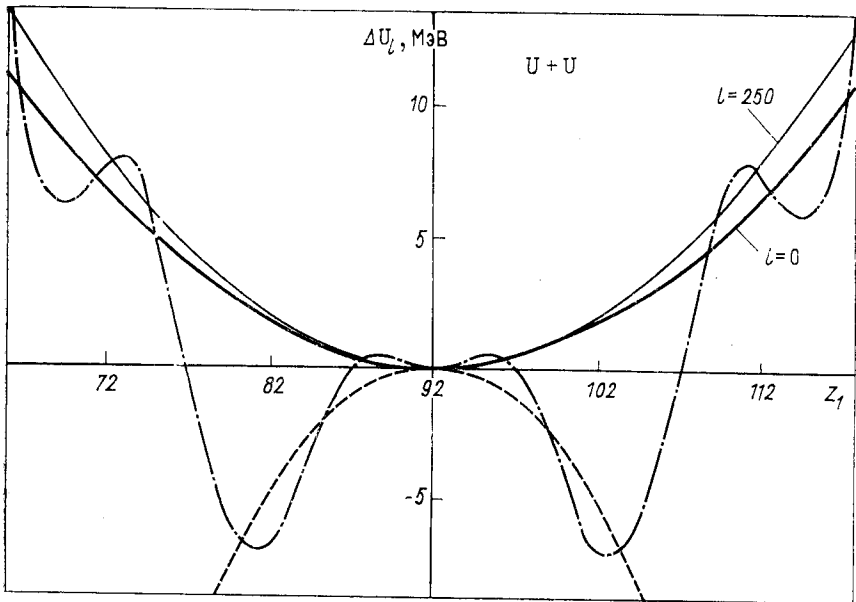


Рис. 16. Потенциальная энергия ΔU_i системы из двух соприкасающихся ядер, рассчитанная по модели жидкой капли при $l = 0$ и 250 (сплошные кривые) и с учетом оболочечных поправок (штрихпунктирная кривая)

Как отмечено на рис. 15, рассмотренные зарядовые распределения наблюдались экспериментально, хотя имеются и отклонения от такой идеализированной картины.

Так, для очень тяжелых ядер $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ [40] ($E = 7,42$ МэВ/нуклон) наблюдалась неожиданно большая диффузия протонов по сравнению с другой симметричной системой, такой, как $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ [41]. Возможной причиной может быть влияние оболочечных эффектов на диффузию нуклонов. На рис. 16 сравниваются потенциальные энергии для системы из двух соприкасающихся ядер, полученные в модели жидкой капли и с учетом оболочечных

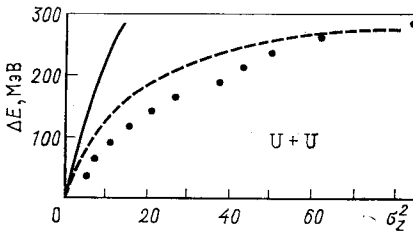


Рис. 17. Корреляции потерь кинетической энергии ΔE с шириной зарядового распределения σ_z^2 продуктов реакции:

..... — эксперимент; ———— — расчет без учета оболочечных поправок; — — — — расчет с учетом оболочечных поправок

эффектов, вычисленных на основе метода Струтинского [41]. Как видно из рисунка, можно ожидать сильный дрейф в сторону $z_1 = 82$, хотя оболочечные эффекты и будут исчезать с увеличением энергии возбуждения. Чтобы оценить верхний предел влияния оболочечных эффектов, можно пренебречь их зависимостью от энергии возбуждения [39]. Результаты приведены на рис. 17, где теоретические корреляции потерь кинетической энергии с шириной зарядового распределения сравниваются с экспериментальными данными [40]. Пунктирная кривая лежит выше экспериментальных данных, хотя и соответствует верхнему пределу для оболочечных эффектов. Следовательно, оболочечные эффекты не могут быть единственным источником наблюдаемого широкого элементного распределения в реакции $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$, хотя они частично ответственны за проявившиеся в $\Delta E - \sigma_z^2$ -корреляциях различия между реакциями $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ и $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$. Таким образом, вопрос о большой диффузии протонов в реакции $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ остается не решенным. Статическая деформация ядер ведет к эффективному увеличению области перекрывания сталкивающихся ядер. Возможно, это дополнительный источник широкого зарядового распределения. Но влияние эффектов деформации на процесс диффузии пока еще не исследовалось.

Имеется другой эксперимент [42], указывающий на возможное проявление оболочечных эффектов в реакциях с легкими ядрами $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ ($E_{\text{лаб}} = 285$ МэВ). Как видно из рис. 18, выход ядер быстро падает с уменьшением z_1 от 18 до 9 (фтор). Но затем выход начи-

нает возрастать с убыванием z_1 и достигает наибольшего значения для α -частиц. Кроме того, наблюдается усиленный выход ядер с замкнутыми оболочками как ^{16}O , ^{12}C , ^{15}N . Эти экспериментальные

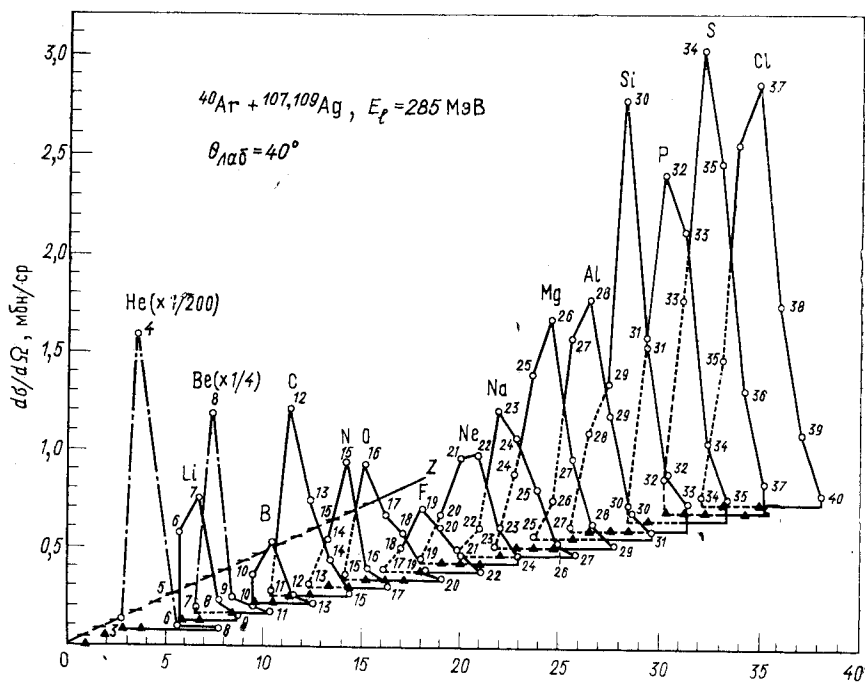


Рис. 18. Дифференциальное сечение $(d\sigma/d\Omega)_{40^\circ}$ выхода изотопов с $2 \leq z \leq 17$ в реакции $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ (285 МэВ)

результаты анализировались в [43], и было показано, что учет оболочечных эффектов позволяет качественно воспроизвести тенденции в поведении сечения $d\sigma/dz_1$.

2.3. ДИССИПАЦИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА. ОРИЕНТАЦИЯ

Переход относительного углового момента во внутренний угловой момент фрагментов — это одно из наиболее интересных релаксационных явлений, наблюдаемых в реакциях с тяжелыми ионами. Экспериментальная информация о переданном угловом моменте важна для понимания механизма диссипации энергии в глубоко-конеупругих столкновениях. Как уже отмечалось выше, диссипацию энергии можно описать в рамках классических представлений с помощью пропорциональных скорости сил трения. Силы

трения разлагаются на две компоненты — радиальную и тангенциальную. Радиальное трение ответственно за замедление относительного движения ядер. Тангенциальное трение ведет к дополнительным потерям энергии, связанным с диссипацией относительного углового момента. Для описания потерь углового момента используются различные модели, отличающиеся значением и радиальной зависимостью коэффициента тангенциального трения. Параметры этих моделей фиксируются так, чтобы описывать или сечение слияния [44, 45], или корреляции между потерями кинетической энергии и углом отклонения [46]. Таким образом, разные модели дают различные отношения между потерями энергии радиального и вращательного движения. Измерение потерь углового момента в глубококонепругих реакциях даст важную информацию о тангенциальном трении и критерии для отбора теоретических моделей.

Экспериментальная информация об ориентации (поляризации, выстраивании) переданного углового момента послужила подтверждению гипотезы о рассеивании на отрицательные углы [47]. Ее можно использовать для проверки различных теоретических функций отклонения. Кроме того, ориентационные эксперименты показали и ограниченность применения классического описания передачи углового момента. Если в классических моделях переданный фрагментам угловой момент полностью выстроен перпендикулярно плоскости реакции, то экспериментальное значение выстраивания меньше единицы. Таким образом, ориентационные эксперименты становятся важным средством изучения статистических черт механизма диссипации углового момента в глубококонепругих столкновениях.

Все выполненные до сих пор эксперименты по определению значения и ориентации углового момента можно разделить на четыре группы.

Измерение γ -многозначности. Это наиболее общий подход к получению какой-либо информации о переданном фрагментам угловом моменте. Метод состоит в определении числа γ -квантов, испущенных обоими фрагментами глубококонепругой реакции. Число γ -квантов связано с внутренними угловыми моментами фрагментов. Предпринимались попытки [48] разделить γ -кванты, испущенные легким и тяжелым фрагментами, измеряя средние энергии γ -квантов. Основным результатом измерения средней γ -многозначности можно сформулировать следующим образом [48—54]: в глубококонепругих столкновениях переданный угловой момент велик и близок к пределу, получаемому в предположении о «жестком» сцеплении двух сталкивающихся ядер, формирующих двойную ядерную систему.

Средняя многозначность γ -квантов мала для продуктов квазиупругой реакции, т. е. для малых потерь кинетической энергии.

Для больших потерь энергии γ -множественность велика и слабо зависит от общих потерь энергии.

Проинтегрированная по энергии γ -множественность M_γ растет с увеличением числа переданных в реакции нуклонов. Неожиданное различие в зависимости M_γ от зарядовой асимметрии продуктов реакции обнаружено для легких и тяжелых систем. В реакциях с легкими налетающими ионами M_γ растет с увеличением зарядовой асимметрии, как показано в верхней части рис. 19. Такая

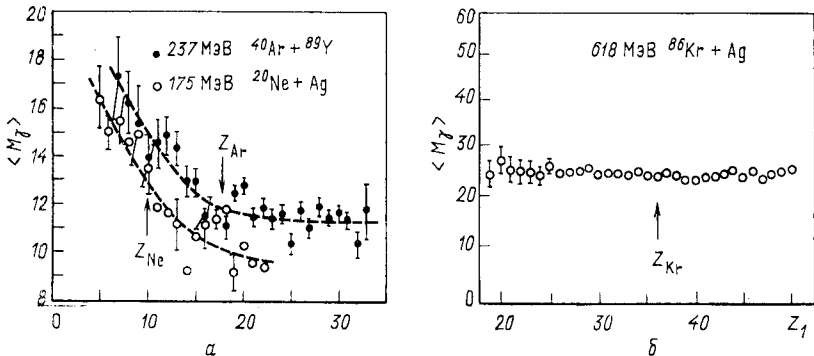


Рис. 19. Зависимость средней множественности γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$ от зарядовой асимметрии продуктов в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{89}\text{Y}$, $^{20}\text{Ne} + \text{Ag}$ (а) и $^{86}\text{Kr} + \text{Ag}$ (б)

зависимость качественно отвечает гипотезе о вращении, как единого целого, системы из двух сталкивающихся ядер. В реакции с ионами Кг γ -множественность нечувствительна к Z_1 легкого продукта реакции. Причины столь различного поведения двух систем до сих пор не ясны.

Чтобы качественно интерпретировать измерения γ -множественности, необходимо знать связь M_γ и углового момента. Обычно предполагается линейная зависимость $\langle I_{\text{tot}} \rangle = m \langle M_\gamma \rangle + n$. Но это соотношение зависит от массового числа и энергии возбуждения. Кроме того, эмиссия легких частиц, в особенности α -частиц, может уносить значительную часть углового момента, что также необходимо учитывать.

Измерение угловых корреляций в случае дискретных γ -переходов. Выстраивание. Угловые корреляции вне плоскости реакции γ -квантов известной мультипольности изучались в глубоко неупругих столкновениях ^{16}O с ^{27}Al в совпадении с легким фрагментом реакции [55]. Если угловой момент направлен первоначально перпендикулярно плоскости реакции, то дипольные γ -кванты будут иметь максимум интенсивности в направлении, перпендикулярном плоскости реакции, а квадрупольные γ -кванты будут иметь максимум интенсивности в плоскости реакции. Эти

предположения подтверждаются на эксперименте, и наблюдаемая анизотропия близка к значению, ожидаемому для полного выстраивания углового момента перпендикулярно плотности реакции.

Измерение угловых корреляций в случае непрерывного спектра γ -квантов. В работе [49] найдено (9—22)%-убывание выхода γ -квантов вне плоскости реакции по сравнению с их выходом в плоскости реакции при глубоконеупругом столкновении $\text{Cu} + \text{Au}$. В реакции $^{40}\text{Ar} + ^{89}\text{Y}$ [48] обнаружено 30%-убывание. Количественная интерпретация этих данных требует детального знания γ -каскада, в особенности, относительно числа дипольных и квадрупольных квантов. Так как анизотропия дипольных и квадрупольных квантов — разного знака, возможно значительное взаимное погашение, в результате чего полная анизотропия γ -квантов оказывается малой [56]. Таким образом, существование даже незначительной анизотропии вне плоскости реакции в глубоконеупругих столкновениях является следствием постоянства выстраивания вплоть до конечной стадии девозбуждения продуктов реакции.

Измерение циркулярной поляризации при непрерывном спектре γ -квантов. Измерение циркулярной поляризации γ -квантов, сопровождающих квазиупругие и глубоконеупругие реакции, было выполнено в [57]. Такие измерения дают информацию, скорее, о поляризации, чем о выстраивании угловых моментов продуктов реакции. Знак поляризации указывает на то, произошло ли рассеяние на положительные или отрицательные углы. Было показано, что в реакции $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ при двух значениях энергии налетающего иона квазиупругой компоненте спектра отвечает рассеяние на положительные углы, тогда как глубоконеупругие столкновения сопровождаются рассеянием на отрицательные углы. Этот факт можно рассматривать как экспериментальное подтверждение гипотезы о рассеянии на отрицательные углы в глубоконеупругих столкновениях.

Угловые корреляции α -частиц, сопровождающих глубоконеупругие столкновения. Испускание α -частиц возбужденными фрагментами реакции несет информацию о значении и выстроенности переданного углового момента. Необходимо, различать эти α -частицы и α -частицы, образовавшиеся в результате прямого процесса, такого, как развал налетающего иона. В [58] изучались угловые корреляции в плоскости и вне плоскости реакции α -частиц в совпадении с легким фрагментом реакции $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$. Результаты приведены на рис. 13. Видно, что испарительная компонента характеризуется большим значением анизотропии вне плоскости реакции, из которой можно извлечь среднее значение углового момента, переданного фрагментам $\langle I \rangle \approx 15$. Была определена также выстроенность углового момента [58], равная $A = 0,77$.

Угловые корреляции продуктов деления, сопровождающего глубоконеупругие столкновения. Этот метод состоит в измерении выходов продуктов деления тяжелого фрагмента в плоскости и вне плоскости реакции, определенной одновременной регистрацией легкого фрагмента реакции. Угловые корреляции продуктов деления тяжелого фрагмента реакции $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ ($E_{\text{лаб}} = 610$ МэВ) относительно направления отдачи в плоскости и вне плоскости реакции были исследованы в [59]. Извлеченный из экспериментальных данных переданный угловой момент оказался в соответствии с предсказанием модели, которая основана на предположении о «жестком» вращении двойной ядерной системы.

Реакция $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ ($E_{\text{лаб}} = 730$ МэВ) была изучена в [60]. Определяли выстроенность и угловой момент, переданный тяжелому фрагменту, при различных значениях Q -реакции (рис. 20). Видно, что и значение и выстроенность углового момента быстро падают с уменьшением потерь энергии.

Угловая анизотропия β -частиц. Угловая анизотропия β -частиц, испускаемых легким продуктом деления, содержит информацию о поляризации легкого ядра. Спиновая поляризация ^{12}B в реакции $^{100}\text{Mo}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$ при энергиях падающего иона $E = 90, 125$ и 200 МэВ и фиксированном угле вылета ядра ^{12}B была определена в [61]. Были получены следующие результаты:

а) поляризация — отрицательная и наибольшая по абсолютной величине при наибольших значениях Q , реализуемых в реакции ($Q \gtrsim -25$ МэВ). Поляризация убывает с уменьшением Q . Такое ее поведение при этих энергиях описывается в предположении о прямой передаче протонов;

б) поляризация становится положительной в области $-25 \text{ МэВ} \gtrsim Q \gtrsim -60 \text{ МэВ}$;

в) поляризация становится снова отрицательной и близкой к $-0,1$ при $Q \leq -70$ МэВ. Поляризация убывает с уменьшением Q (рис. 21). Результаты, приведенные на рисунке при низких значениях Q , отвечают глубоконеупругим столкновениям.

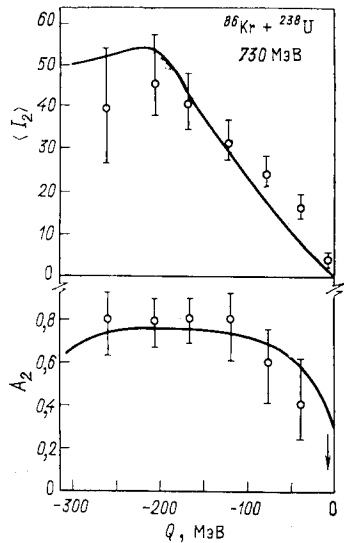


Рис. 20. Зависимость среднего реакции углового момента тяжелого фрагмента $\langle I_2 \rangle$ и его выстроенность A_2 в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ (730 МэВ) от значений Q -реакции

Дополнительные измерения были выполнены в [62] для реакции $^{232}\text{Th}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$ при $E_{\text{лаб}} = 129$ МэВ. Для значений Q , отвечающих глубоконеупругим событиям, поляризация оказалась положительной и убывающей с уменьшением Q .

Теоретическое рассмотрение передачи углового момента. *Классические модели.* Чтобы иметь качественное представление о том, какую часть начального орбитального момента l_i можно передать фрагментам, полезно рассмотреть некоторые макроскопические модели. Когда соприкасаются два сферических объекта, они

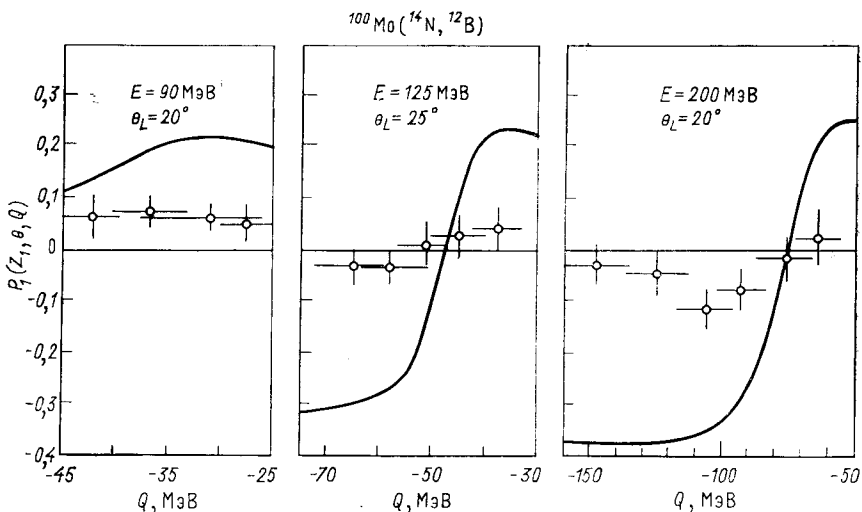


Рис. 21. Зависимость спиновой поляризации ядра ^{12}B (P_1) в реакции $^{100}\text{Mo}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$ от значений Q -реакции

могут либо катиться по поверхности друг друга, когда трение скольжения бесконечно велико, либо жестко соединиться и вращаться как твердое тело, если трение качения бесконечно велико.

В пределе бесконечного трения скольжения переданный фрагментам угловой момент $\Delta l = l_i - l_f = I_1 + I_2$ дается выражением

$$\Delta l = 2/7 l_i. \quad (1)$$

Он не зависит от массовой асимметрии продуктов реакции. Отношение угловых моментов, переданных фрагментам:

$$I_1/I_2 = R_1/R_2 = (A_1/A_2)^{1/3}. \quad (2)$$

В пределе, когда двойная ядерная система вращается как единое целое, переданный угловой момент

$$\Delta l = \frac{J_1 + J_2}{J_1 + J_2 + \mu(R_1 + R_2)^2} l_i \geq \frac{2}{7} l_i, \quad (3)$$

где μ — приведенная масса; $J_{1,2}$ — моменты инерции фрагментов. Из этого выражения видно, что переданный угловой момент растет с увеличением массовой асимметрии. Распределение углового момента между фрагментами определяется отношением их моментов инерции:

$$I_1/I_2 = J_1/J_2 = (A_1/A_2)^{5/3}. \quad (4)$$

Хотя рассмотренные модели и просты, но экспериментальные данные показывают, что максимальный передаваемый при глубоко-неупругих столкновениях угловой момент Δl близок к пределу (3).

Кроме этих двух простых моделей, существует большое число динамических моделей с трением [44—46]. В некоторых из них [44] не рассматривается внутреннее вращение фрагментов. Рассчитанный переданный угловой момент может превысить предел (3). В других моделях внутреннее вращение фрагментов принимается во внимание и, следовательно, автоматически появляются пределы (1) и (3). Параметры этих моделей выбираются так, чтобы корректно воспроизводить сечение слияния, а также угол поворота и потерю энергии. Не входя в детали проблемы, отметим, что очень трудно в рамках таких моделей найти набор параметров, удовлетворяющий перечисленным выше требованиям, и, кроме того, дающий правильное значение внутреннего момента.

Таким образом, максимальное значение переданного углового момента в глубоконеупругих столкновениях близко к классическому пределу (3), хотя нужно отметить, что наблюдаемое различие в зависимости $\langle M_{\nu} \rangle$ от массовой асимметрии для легких и тяжелых продуктов (см. рис. 19) не находит объяснения в рамках простых моделей. Далее, все классические модели предсказывают полное выстраивание углового момента, что не подтверждается экспериментально. Видимо, это указывает на присутствие статистических флуктуаций и их важность для понимания механизма диссипации углового момента в глубоконеупругих реакциях. Статистические флуктуации разрушают выстроенность внутреннего углового момента в процессе столкновения. Эти эффекты учитываются в статистических подходах [63—66].

Кинетический подход, основывающийся на одночастичной модели. В таком подходе диссипация углового момента трактуется как явление переноса, описываемое уравнением Фоккера — Планка [63]. В основе такого подхода лежит следующая физическая картина. На начальной стадии столкновения очень быстро диссипирует энергия радиального движения и небольшая часть углового момента. Затем возбужденная составная система начинает вращаться, и относительный угловой момент постепенно диссипирует в течение всего времени взаимодействия до момента разрыва. Эта стадия реакции описывается уравнением Фоккера — Планка для z -компоненты внутреннего углового момента с кине-

тическими коэффициентами, вычисленными в одночастичной модели [64]. В такой модели угловой момент передается частично-дырочным возбуждениям. Статистические флуктуации связаны с фермиевским движением нуклонов. Используя феноменологические модели для расчета функций отклонения и среднего времени взаимодействия, можно вычислить средние значения, среднеквадратические флуктуации, выстраивание и поляризацию внутреннего углового момента в зависимости от начального углового момента [65]. Вычисленные значения внутреннего углового момента находятся в разумном согласии с экспериментальными данными, хотя и имеется общая тенденция к недооценке переданного углового момента в области больших ΔE . Одна из возможных причин такого расхождения — нарушение взаимнооднозначного соответствия между ΔE — l_i при больших ΔE . Чтобы преодолеть эту трудность, нужна полностью динамическая трактовка. Кроме того, динамическая модель позволит вычислять значение, поляризацию и выстраивание внутреннего углового момента в зависимости от угла рассеяния, переданной энергии, массового числа продуктов реакции, что допускает непосредственное сравнение с экспериментальными данными. Такая модель будет описана ниже.

Кинетический подход, основывающийся на теории линейного отклика. Основным уравнением в этом подходе [66] является уравнение Фоккера — Планка в фазовом пространстве коллективных степеней свободы, полученное в [67] на основе теории линейного отклика. Это уравнение описывает и диссипацию, и флуктуации динамических переменных. В нем учтена связь классического движения по траектории с внутренними движениями. Последние характеризуются зависимой от времени температурой $T(t)$. Решение уравнения Фоккера — Планка содержит информацию о средних значениях и о флуктуациях динамических величин. При этом средние значения подчиняются уравнениям типа Ньютона с силами трения. Переход орбитального углового момента во внутренний вызван тангенциальной компонентой сил трения. Статистические флуктуации переданного углового момента определяются коэффициентом диффузии D , полученным с помощью соотношения Эйнштейна между коэффициентами диффузии и трения γ :

$$D = \gamma T(t).$$

В реализации такого подхода до сих пор использовались только феноменологические силы трения. Тем не менее эти модели позволяют интерпретировать однократные, двойные и тройные дифференциальные сечения выхода продуктов глубокоэластичных реакций [39].

Однако при описании перехода относительного углового момента во внутренний приходится сталкиваться с теми же проблемами, что и при классической трактовке диссипации углового момента. В [68] было показано, что в рамках моделей, явно учитывающих ротационные степени свободы двух ядер, рассчитанный переданный угловой момент оказывается значительно меньшим экспериментального. Кроме того, во всех использованных до сих пор формулировках теории [67] предсказывается полное выстраивание переданного углового момента, как и в классических моделях.

Эти трудности можно преодолеть, предположив, что [66]: 1) тангенциальное трение — трехмерное; 2) силы тангенциального трения зависят от углового момента. Это предполагает введение зависящего от углового момента форм-фактора, который делает силы тангенциального трения при достижении классического предела (3) равными нулю [69].

Результаты такого модельного расчета сравниваются на рис. 20 с экспериментальными данными, полученными при измерении угловых корреляций продуктов деления тяжелого фрагмента в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ [60]. Приведены средние значения углового момента тяжелого фрагмента и его выстреленность при различных значениях Q -реакции. Достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными без подгонки свободных параметров.

С учетом диффузии массы в течение реакции была рассчитана также поляризация ^{12}B в реакции $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})$ [61] для заданного угла вылета в зависимости от Q -реакции (см. рис. 21). Видно, что расчеты правильно воспроизводят тенденции в изменении поляризации в зависимости от Q . Корректно воспроизведено изменение знака поляризации при увеличении Q . Однако абсолютное значение поляризации переоценено. Это может быть вызвано двумя причинами:

а) угловой момент нельзя рассматривать классически в реакциях с легкими фрагментами;

б) не учтены моды движения при делении, которые ведут к деполаризации.

2.4. УСТАНОВЛЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ МЕЖДУ ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ И ЧИСЛОМ ПРОТОНОВ

Отношение N/Z обычно различно для налетающего иона (N_p/Z_p) и ядра-мишени (N_T/Z_T). Но для продуктов глубоконеупругих реакций это отношение не совпадает ни с N_p/Z_p , ни с N_T/Z_T , а отвечает составной системе. Одно это уже говорит о том, что коллективная мода, связанная с установлением равновесия по N/Z , принадлежит к числу быстрых.

Обычный путь изучения этой быстрой коллективной моды — измерение распределения по атомному числу при фиксированной

массовой асимметрии. Это распределение имеет гауссову форму и характеризуется двумя моментами: наиболее вероятным значением N/Z и шириной распределения. Экспериментальные данные показывают, что для легких систем ($\text{Ar} + \text{Ca}$, Ni , Zn) равновесие по N/Z устанавливается уже на ранней стадии процесса релаксации.

При рассеянии тяжелых ионов на тяжелых ядрах число нуклонов, которые должны быть переданы прежде, чем установится равновесие по N/Z , больше, чем для легких ядер. Поэтому для тяжелых систем, особенно при относительно низких энергиях, удобно изучать переход от неравновесного к равновесному отношению N/Z .

В реакциях $^{129,132,136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ при энергиях на 25 МэВ выше кулоновского барьера [70] для каждого элемента определено среднее значение N/Z и среднее число испущенных нейтронов. Какие результаты можно было ожидать? При отсутствии равновесия по N/Z среднее значение A при $Z = 79$ не должно меняться при переходе от ^{129}Xe к ^{132}Xe и ^{136}Xe (память о входном канале — ^{197}Au). Средние значения A для фрагментов с $Z = 54$ должны быть широко распределены для трех реакций: $N/Z = 1,39$; $1,46$; $1,52$. При установлении равновесия по N/Z должен наблюдаться параллельный сдвиг в зависимостях $\langle N/Z \rangle$ от Z при переходе от одной реакции к другой. Экспериментальные результаты показывают, что при передаче $Z > 1$ наблюдается параллельный сдвиг. При $Z = 79$ этот сдвиг резко уменьшается, а значение N/Z стремится к значению N/Z для ^{197}Au . При $Z = 54$ наблюдается широкий разброс значений N/Z для трех реакций. Эти значения приближаются к N/Z соответственно для ^{129}Xe , ^{132}Xe и ^{136}Xe . Таким образом, $\Delta Z = 1$ — это граница между отсутствием и установлением равновесия по N/Z . При $\Delta Z > 1$ испускается более четырех нейтронов. Средняя энергия возбуждения на испарительный нейтрон (9—11) МэВ, т. е. до достижения равновесия будет передано (40—50) МэВ. Скорость передачи энергии [71] $4 \cdot 10^{23}$ МэВ/с, следовательно, $\tau_{\text{ср}} = 1,2 \cdot 10^{-22}$ с. Оценка, основанная на коэффициенте диффузии, дает $1,4 \cdot 10^{-22}$ с.

Другой подход в изучении процесса установления равновесия по N/Z основан на изучении зависимости от энергии возбуждения ширины распределения по Z при фиксированной массовой асимметрии. Потенциальная энергия составной системы как функция Z при фиксированной массовой асимметрии имеет форму параболы. Поэтому интересующий нас тип коллективного движения можно рассматривать в гармоническом приближении. Строго говоря, такой осциллятор не изолирован, а связан с другими степенями свободы ядра. Включим их в рассмотрение как тепловой резервуар с температурой T . Будем исследовать влияние температуры на флуктуации нейтронного избытка, т. е. влияние энергии возбуж-

дения на ширину зарядового распределения при фиксированной массовой асимметрии. Она равна:

$$\sigma_z^2 = \langle Z^2 \rangle - \langle Z \rangle^2 = \frac{1}{C} \left[\left(\frac{1}{2} \hbar\omega + \hbar\omega \right) / (\exp(\hbar\omega/T) - 1) \right],$$

где C — жесткость; $\hbar\omega$ — энергия колебательного возбуждения. При $\hbar\omega \ll T$ $\sigma_z^2 = T/C$. В этом случае имеем дело со статистическими флуктуациями. Ширина зарядового распределения будет

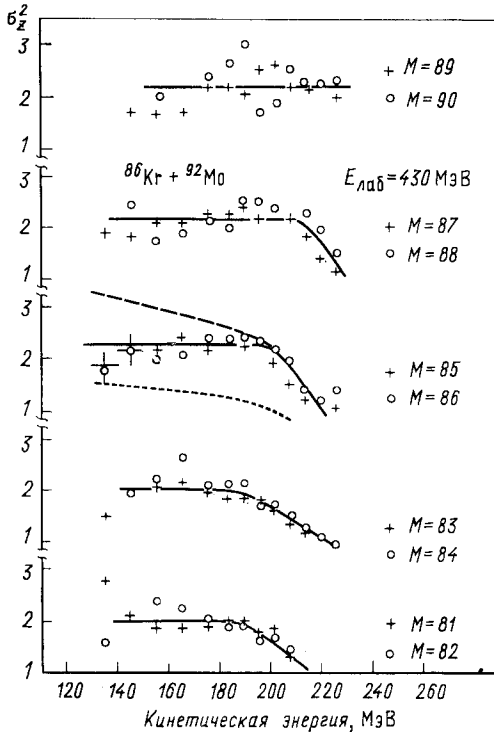


Рис. 22. Зависимость ширины зарядового распределения σ_z^2 продуктов реакции $^{86}\text{Kr} + ^{92}\text{Mo}$ ($E_{\text{лаб}} = 430$ МэВ) при фиксированной массовой асимметрии (M) от значения кинетической энергии в выходном канале

расти как $T^{1/2}$ с увеличением потерь энергии. При $\hbar\omega \gg T$ $\sigma_z^2 = \hbar\omega/2C$, т. е. ширина распределения не зависит от потерь энергии и имеют место квантовые флуктуации.

При изучении реакции $^{86}\text{Kr} + ^{92}\text{Mo}$ [72] было обнаружено (рис. 22), что ширина распределения сначала растет с увеличением потерь энергии, но затем выходит на плато при $\Delta E = 30$ МэВ. Полные потери энергии в этой реакции составляют 100 МэВ. Отсу-

да следует, что время релаксации для N/Z -моды по порядку величины равно 10^{-22} с.

Каким может быть микроскопический источник моды, связанной с нейтронным избытком? Очень вероятно, что это гигантский дипольный резонанс. В сферическом ядре $\hbar\omega = 78/A^{1/3}$ МэВ. Но естественно считать, что мода N/Z связана не с одним ядром, а с составной системой. В этом случае

$$\hbar\omega \sim 78/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ МэВ.}$$

Для рассматриваемой системы это дает $\hbar\omega = (8,6-8,7)$ МэВ.

На рис. 22 показана также ожидаемая зависимость σ_z^2 от потерь энергии для статистических флуктуаций (нормированная

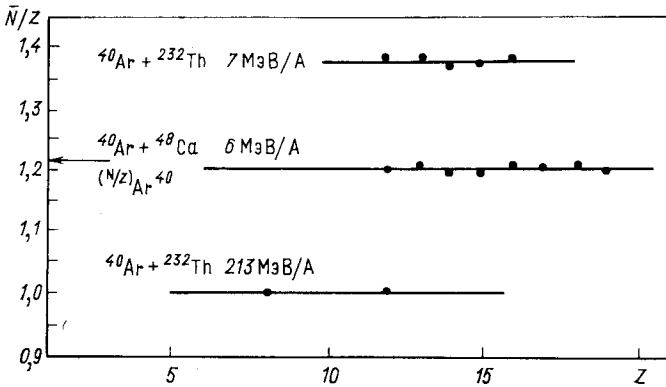


Рис. 23. Зависимость среднего значения отношения N/Z от Z в легком продукте реакции при различных значениях энергии на нуклон налетающего иона

на эксперимент при $\Delta E = 30$ МэВ). Там же приведена теоретическая кривая, отвечающая жесткости C , рассчитанной в модели жидкой капли для гигантских дипольных колебаний. Экспериментальная ширина распределения заметно больше теоретической и демонстрирует иную зависимость от потерь энергии.

В предположении о квантовой природе флуктуаций при том же значении жесткости C из экспериментального значения для $\hbar\omega$ получается значение порядка 8 МэВ, что согласуется с теоретической оценкой, сделанной в предположении о гигантских дипольных колебаниях в двойной ядерной системе.

Интересно продолжить исследование процесса установления равновесия N/Z при разных значениях энергии на нуклоны налетающего ядра. Эксперименты [73] показывают, что при энергиях до 10 МэВ/нуклон с большим сечением получают нейтрон-избыточные ядра, а при релятивистских энергиях — нейтрон-

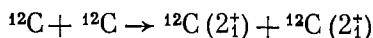
дефицитные ядра, что представляет интерес для спектроскопии ядер, удаленных от полосы стабильности. Зависимость $\langle N/Z \rangle$ от Z для различных значений энергии на нуклон и комбинации налетающий ион — ядро-мишень показана на рис. 23.

3. РЕАКЦИИ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

В последние годы интересные результаты были получены и в такой традиционной для физики тяжелых ионов области, как реакции слияния ядер. Ниже будут приведены лишь некоторые из полученных результатов, не нашедших до сих пор исчерпывающего объяснения.

Слияние легких ядер. Энергетическая зависимость сечения слияния легких ядер интенсивно изучалась в последние годы в основном по двум причинам.

Во-первых, были обнаружены осцилляции в функциях возбуждения для полного слияния в реакциях $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [74], $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ [75], $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ [76]. Осцилляции отсутствовали в реакциях $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$, $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ [77]. Эта резонансная структура проявлялась и в других неупругих каналах. На рис. 24, а приведена энергетическая зависимость сечения неупругого рассеяния $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [78]:



в интервале энергий от 15 до 45 МэВ. В нижней части рисунка приведено сечение слияния. Ясно видны корреляции в положении осцилляций. Причины появления осцилляций пока не ясны. Одно из возможных объяснений — существование ядерных или α -частичных молекул [79]. Но возможно и проявление входных состояний другой природы [80, 81].

Второй неожиданный результат касается абсолютной величины сечения слияния, когда один из партнеров переходит от p - к s — d -оболочке. Наблюдается резкий рост приблизительно на 20% в максимуме функции возбуждения для ($^{12}\text{C} + ^{18}\text{O}$), ($^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$), ($^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$), ($^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$) по сравнению с $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ (см. рис. 24, б). Результат можно интерпретировать как проявление эффекта оболочек. Хотя ясного понимания до сих пор нет.

Слияние тяжелых ядер. Неудача синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях с тяжелыми налетающими ионами, такими, как Zn, Ge, Kr, стимулировала эксперименты с ^{48}Ca . Использование ^{48}Ca для синтеза сверхтяжелых элементов имеет такие преимущества, как минимальная энергия возбуждения и максимальное число нейтронов в компаунд-ядре, сформированном в реакции слияния. До сих пор все попытки обнаружить сверхтяжелые элементы, используя нейтронообогащенное налетающее ядро ^{48}Ca и нейтронообогащенные мишени ^{243}Am , ^{242}Pu , $^{246,248}\text{Cm}$, дали

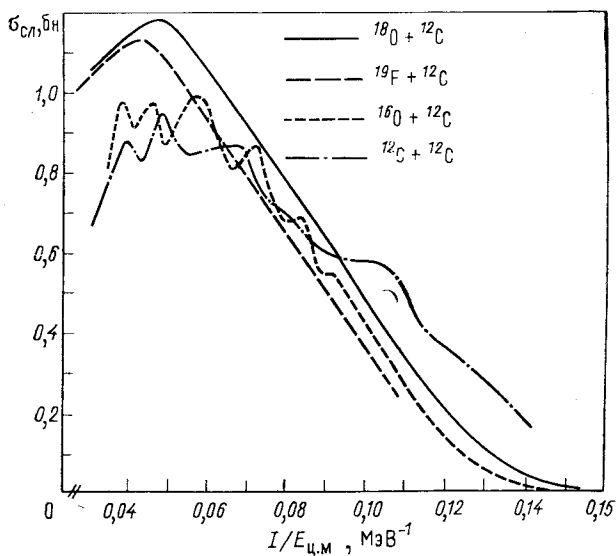
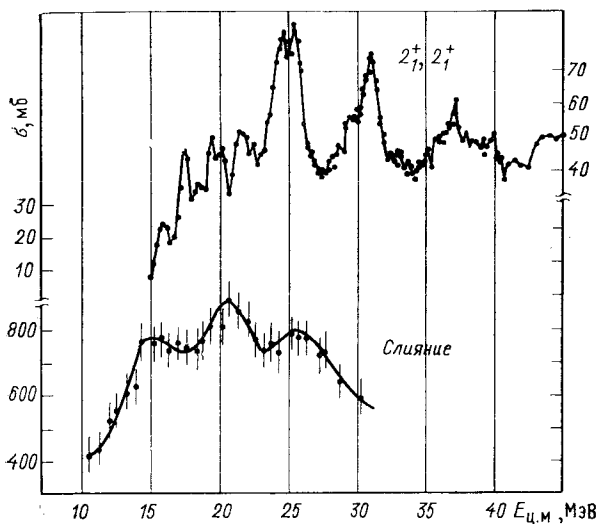


Рис. 24. Энергетическая зависимость сечения неупругого рассеяния $^{12}\text{C}(g.s) + ^{12}\text{C}(g.s) \rightarrow ^{12}\text{C}(2_1^+) + ^{12}\text{C}(2_1^+)$ (верхняя кривая) и сечения слияния $^{12}\text{C}(g.s) + ^{12}\text{C}(g.s) \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ (нижняя кривая) (а); энергетическая зависимость сечения слияния в реакциях $^{18}\text{O} + ^{12}\text{C}$, $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (б)

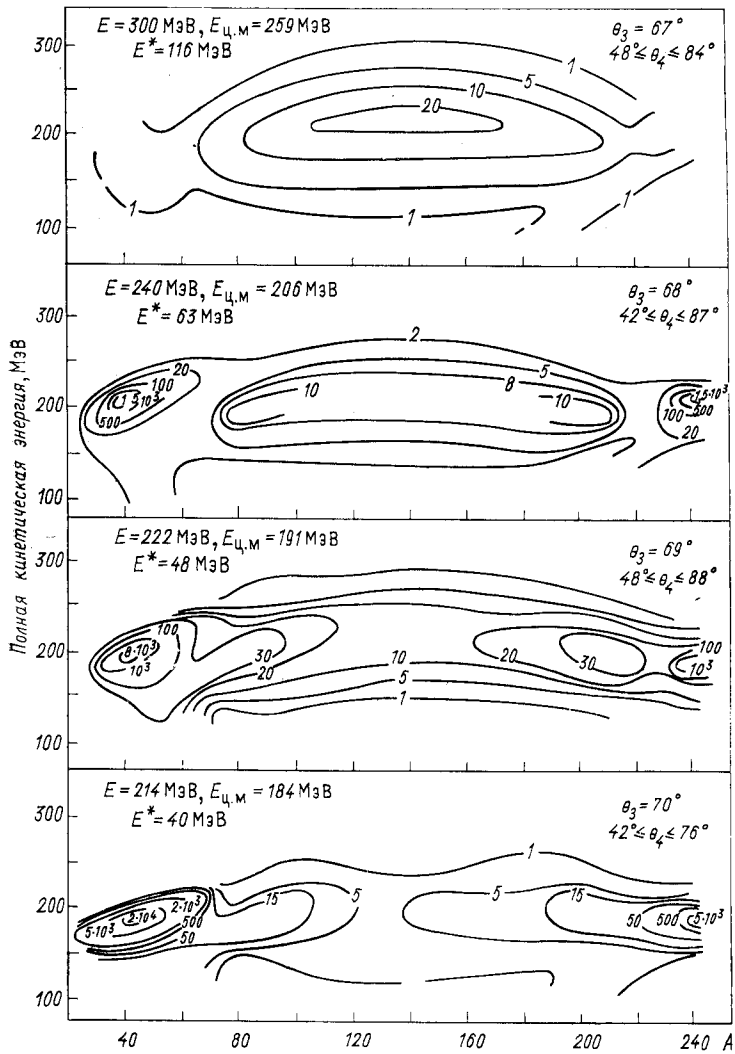


Рис. 25. Контурные диаграммы выхода продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{243}\text{Am}$ при разных значениях их кинетических энергий (ТКЕ)

только верхние оценки на время жизни и сечения выхода сверхтяжелых элементов [82].

Тем не менее изучение реакций слияния с тяжелыми налетающими ядрами, такими, как Са, Аг, привело к открытию новых элементов и изотопов. Кроме того, в исследованиях возможности

синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях слияния было осуществлено и систематическое изучение механизма реакции, особенно влияния энергии возбуждения и углового момента на «выживание» компаунд-ядер. Была изучена и энергетическая зависимость сечения слияния для различных комбинаций ядро — мишень.

Остановимся на двух примерах. При бомбардировке ионами ^{40}Ar ядра ^{243}Am [83] изучено массовое распределение продуктов реакции слияния с последующим делением при различных энергиях налетающего иона, т. е. при различных энергиях возбуждения

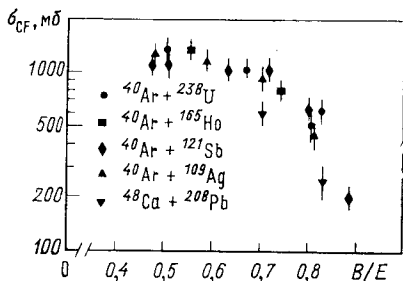


Рис. 26. Энергетическая зависимость сечения слияния

(V_B — кулоновский барьер; $E_{ц.м}$ — кинетическая энергия в системе центра масс). Для большинства комбинаций ядер сечения слияния отвечают общей зависимости, но для дважды магической системы $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ сечение слияния на 20% ниже. Снижение сечения слияния может указывать на увеличение барьера для полного слияния в таких системах. Интересно отметить, что в работе [85] предсказывалось снижение сечения слияния для магических систем.

Теоретические модели. Явление слияния еще далеко не понято с теоретической точки зрения. Отражением этого факта является существование огромного числа феноменологических моделей, исходящих из различных предположений и описывающих большую или меньшую совокупность экспериментальных данных. Эти модели можно объединить по разным признакам [86]. В некоторых моделях ограничения на сечение слияния вытекают из неустойчивости образованной системы из-за большого значения углового момента, вовлеченного в реакцию, или же из-за исчезновения барьера деления [87—94].

В других работах [92—102] возможность слияния связана с существованием минимума у потенциала взаимодействия ядер $V(l, R)$.

Третья группа работ [85, 103] связывает ограничение на сечение слияния с существованием критического радиуса. Эта концепция

компаунд-системы, изменяющейся в интервале от 40 до 116 МэВ. На рис. 25 показаны контурные карты выхода продуктов реакции при разных значениях их полных кинетических энергий. Видно, что с уменьшением энергии налетающего ядра массовое распределение становится асимметричным.

Сечения слияния для различных комбинаций налетающее ядро — ядро-мишень показаны на рис. 26 в зависимости от $V_B/E_{ц.м}$

возникла как альтернатива описания слияния в терминах критического углового момента. В [85] было показано, что концепция критического радиуса реализуется лишь для больших энергий относительного движения сталкивающихся ядер. При малых энергиях ограничения обусловлены барьером взаимодействия:

$$\begin{aligned} \sigma_{cf}(E) &= \pi R_B^2 (1 - V_B/E) - \text{«низкие» энергии;} \\ \sigma_{cf}(E) &= \pi R_{cf}^{2\infty} (1 - V_{cf}/E) - \text{«высокие» энергии,} \\ R_{cf} &= r_{cf}^{(0)} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \end{aligned}$$

В такой модели выделяются две энергетические области в поведении $\sigma_{CF}(E)$. На графиках зависимости σ_{CF} от $1/E$ появляются две прямые линии, наклон которых определяет значения R_B и R_{cf} , а точки пересечения с осью $1/E$ — значения V_B и V_{cf} . На основе анализа большого числа экспериментальных данных было показано, что параметр критического радиуса $r_{cf}^{(0)}$ практически не зависит от массового числа и $r_{cf}^{(0)} = (1,0 \pm 0,07)$ фм.

Авторы работы [85] интерпретировали критический радиус как расстояние между ионами, при котором большая часть кинетической энергии переходит во внутреннюю энергию. Оболочечная структура, присущая сталкивающимся ядрам, размывается, и начинает формироваться оболочечная структура компаунд-ядра. Поэтому для магических систем можно ожидать меньшего значения критического радиуса, чем обычно. В такой модели два иона обязательно сливаются, если они достигают расстояния R_{cf} . Другие ограничения отсутствуют.

Однако в некоторых случаях анализ экспериментальных данных на основе такой модели выявил некоторые физические несоответствия. При высоких энергиях r_{cf} начинает зависеть от энергии, и чтобы достичь согласия с экспериментом, необходимо задавать нефизически малые значения r_{cf} и очень большую глубину потенциала V_{cf} . Это было сильным аргументом против концепции критического радиуса. Но в работе [86] была предложена модель, в которой введена третья энергетическая область в поведении σ_{CF} ,

Таблица сравнения параметров $r_{cf}^{(0)}$ и V_{cf} , полученных при обработке экспериментальных данных на основе модели Гласа и Мозеля [104, 86]

Реакция	[104]		[86]	
	$r_{cf}^{(0)}$, фм	V_{cf} , МэВ	$r_{cf}^{(0)}$, фм	V_{cf} , МэВ
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$	0,75	-70	0,98	-13,7
$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	0,76	-100	1,00	-10,1
$^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$	0,69	-100	1,00	-5,9
$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$	0,56	-55	0,98	7,7

связанная с существованием ограничений на стабильность двойной ядерной системы, образованной при достижении критического радиуса. Как видно из таблицы, модель позволяет интерпретировать экспериментальные результаты при разумных значениях r_{cr} и V_{cr} . Концепция критического радиуса в настоящее время широко используется при анализе экспериментальных данных по слиянию. Но до сих пор не выяснены микроскопические основы этой концепции. Можно надеяться, что ответ на этот вопрос позволит понять механизм потерь энергии в глубоконеупругих столкновениях и при слиянии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря исследованию реакций с тяжелыми ионами в ядерной физике впервые появилась возможность для изучения различных релаксационных процессов в ядерном веществе.

В результате экспериментальных исследований, которые интенсивно велись в течение последних нескольких лет, выяснилось, что различные степени свободы ядерной системы характеризуются различными временами релаксации и их можно разделить на быстрые и медленные моды. Медленные моды с характерными временами релаксации $\sim 10^{-21}$ с (передача нуклонов, углового момента) тщательно изучены в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях ~ 10 МэВ/нуклон, и достигнуто качественное понимание наблюдаемых явлений.

Более быстрыми с характерными временами релаксации $\sim 10^{-22}$ — 10^{-23} с оказались степени свободы, связанные с диссипацией кинетической энергии, установлением равновесия между числом нейтронов и числом протонов. В протекании этих последних процессов многое до сих пор остается не выясненным, и для дальнейших исследований необходимы пучки тяжелых ионов с энергией $\sim (20-100)$ МэВ/нуклон. С помощью таких пучков можно будет изучать процессы, характеризующиеся короткими временами релаксации ($\tau < 10^{-21}$ с).

Как уже отмечалось во введении, в последние несколько лет велись интенсивные исследования реакций с тяжелыми ионами в основном в двух областях энергий: 10 и 1000 МэВ/нуклон. Исследование процессов с тяжелыми ионами, имеющими энергии ~ 100 МэВ/нуклон, позволит понять, как изменяется механизм взаимодействия ядер с ростом кинетической энергии на нуклон.

Сейчас в физике тяжелых ионов наблюдается быстрый рост экспериментальной информации, получаемой в различных корреляционных экспериментах. Такая информация дает более жесткие критерии для отбора теоретических моделей и поэтому более ценна, но для проведения корреляционных экспериментов требуются большие интенсивности пучков тяжелых ионов. По этим причинам

дальнейший прогресс в понимании механизма взаимодействия ядер, по нашему мнению, будет связан с повышением интенсивности тяжелоионных пучков и с переходом в области энергий ~ 100 МэВ/нуклон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fleury A., Alexander J. M.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1974, v. 24, p. 279; Volkov V. V.— Phys. Rep., 1978, v. 44, p. 93; Schröder W., Huizenga J.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, v. 27, p. 465.
2. Gridnev G. E., Volkov V. V., Wilczynski J.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 142, p. 385; Волков В. В.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 4, с. 1040.
3. Oganessian Yu. Ts. e.a.— Nucl. Phys. A, v. 1975, p. 239, 157; Oganessian Yu. Ts. e.a.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 239, p. 353; Оганесян Ю. Ц. и др.— Письмо ЖЭТФ, 1974, т. 70, с. 580; Oganessian Yu. Ts. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 273, p. 505.
4. Scott D. K.— Preprint LBL-7727, 1978.
5. Гриднев К. А., Оглоблин А. А.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 4, с. 393.
6. Betts R. R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1183.
7. Frascaria N. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 918.
8. Buenard M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1482.
9. Kamermans R. e.a.— Phys. Rev. Lett. B, 1979, v. 82, p. 221.
10. Doll P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 366.
11. Artukh A. G. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 215, p. 91.
12. Wabnet R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 258, p. 172.
13. Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 115.
14. Sann H. e.a.— Preprint GSI-Bericht P-5-77, Darmstadt, 1977.
15. Gross D. H. E., Kalinowski H.— Phys. Rep., 1978, v. 45, p. 175.
16. Beck R., Gross D. H. E.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 143; Wilczynski J.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 484.
17. Gross D. H. E., Kalinowski H.— Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 302.
18. Bondorf J. P. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 1265.
19. Deubler H. H., Dietrich K.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 277, p. 493.
20. Swiatecki W. J.— J. Physique, 1972, v. C5, p. 45.
21. Blocki J. e.a.— Preprint LBL-6100, 1977.
22. Schröder W. U. e.a.— Phys. Lett. B, 1977, v. 71, p. 283.
23. Hoffman H., Siemens P. J.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 257, p. 165.
24. Broglia E. A., Dasso C. H., Winther A.— Phys. Lett. B, 1974 v. 53, p. 301.
25. Plasil F. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1164.
26. Schmitt R. P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1152.
27. Britt H. C., Quinton A. R.— Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 877.
28. Galin J. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 1126; Galin J. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 1113.
29. Gamp A. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 215.
30. Ho H., Albrecht R., Dünneberger W.— Z. Phys. A, 1977, v. 283, p. 235.
31. Weiner R., Weström M.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 286, p. 282.
32. Gottschalk P. A., Weström M.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1250.
33. Symons T. J. M. e.a.— Annual Report 1977—1978, LBL-8151, UC-34.
34. Siwek-Wilczynska K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1159.
35. Nörenberg W.— Phys. Lett. B, 1974, v. 52, p. 289.
36. Moretto L. G., Sventek J. S.— Phys. Lett. B, 1975, v. 58, p. 26.
37. Ngô C. e.a.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 267, p. 181.
38. Ngô C., Hofmann H.— Z. Phys. A, 1977, v. 282, p. 83.
39. Schmidt R., Toneev V. D., Wolschin G.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 311, p. 247.
40. Hildenbrand K. D. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1065.
41. Bock R. e.a.— Jahresbericht MPI H70, 1977.

42. Volkov V. V. Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions. In: Conf. Proc., Winnipeg, 1978, p. 352.
43. Mikheev V. L. e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Collective Motion with Large Amplitude. Hungary, June, 1979.
44. Gross D. H. E., Kalinowski H., De J. N. Lectures Notes in Physics. V. 33, Springer, Berlin, 1975, p. 194.
45. Bondorf J. R., Sobel H. I., Sperber D.— Phys. Reports, 1974, v. C15, p. 83.
46. Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J. W.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 115.
47. Wilczynski J. W.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 484.
48. Natowitz J. B. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 751.
49. Berlinger M. e.a.— J. Phys. Lett., 1976, v. 12, L-323.
50. Ishihara M.— In: Proc. Symp. on Macroscopic Features of HI Collisions. Argonne, Illinois, 1976.
51. Alenard M. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 622.
52. Olmi A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 688.
53. Glassel P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 331.
54. Christensen P. R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1245.
55. Van Bibber K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 334.
56. Mollenauer J. F.— Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 867.
57. Trautmann W. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1062.
58. Ho H. e.a.— Z. Phys. A, 1977, v. 283, p. 235.
59. Dyer P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 392.
60. Puigh R. J. e.a.— Preprint, 1979.
61. Takahashi N. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 78, p. 397.
62. Takahashi N. e.a.— In: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Interactions. Canberra, Australia, 1978.
63. Wolschin G., Nörenberg W.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 691.
64. Ayik S., Wolschin G., Nörenberg W.— Z. Phys. A, 1978, v. 286, p. 271.
65. Wolschin G.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 316, p. 146.
66. Schmidt R., Reif R.— J. Phys., in print.
67. Hofmann H., Siemens P. J.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 275, p. 464.
68. Berlinger M. e.a.— Z. Phys. A, 1978, v. 286, p. 207.
69. Schmidt R., Reif R.— J. Phys. Lett., 1979, v. 65, p. 181.
70. Kratz J. V. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 984.
71. Huizeng J. R., Birkelund J. R., Schröder W. U.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 855.
72. Berlinger M. e.a.— Z. Phys. A, 1979, v. 291, p. 133.
73. Scott D. K.— Preprint, LBL-7727, 1978, p. 127.
74. Sperr P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 321.
75. Sperr P. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 405.
76. Kolata J. J. e.a.— Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 891.
77. Conjeand M. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 309, p. 515.
78. Cormier T. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 924.
79. Feshbach H.— J. Phys. (Paris), 1976, v. 37, p. C5—177; In: Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions. Conf. Proc., Winnipeg, 1978.
80. Scheid W., Greiner W., Lemmer R.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 176.
81. Cole B. J., Toepffer C., Dietrich K.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 3.
82. Oganessian Yu. Ts. e.a.— Nucl. Phys. A, 1978, v. 294, p. 213.
83. Kalpakchieva R., Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E., Sodan H.— Z. Phys. A, 1977, v. 283, p. 253.
84. Morrisey D. J., Loveland W., Otto R. J., Seaborg G. T.— Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 35.
85. Glas D., Mosel U.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 268; Nucl. Phys. A, 1975, v. 237, p. 429.
86. Schmidt R., Toneev V. D.— Nukleonika, 1978, v. 23, p. 71; Toneev V. D., Шмидт Р.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1191.

87. Kalinkin B. N., Petkov I. Z.— Acta Phys. Polonica, 1964, v. 25, p. 265.
88. Пяр-Пичак Г. А.— ЖЭТФ, 1958, т. 7, с. 239.
89. Beringer R., Knox W. J.— Phys. Rev., 1961, v. 121, p. 1195.
90. Sperber D.— Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 468.
91. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.— In: Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei. Asilomar, 1963, p. 325; Ann. Phys., 1974, v. 82, p. 557.
92. Grover J. R.— Phys. Rev., 1967, v. 157, p. 832.
93. Krappe H. J.— Nucl. Phys., 1976, A269, p. 493.
94. Blann M., Plasil F.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 303; Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 508.
95. Wilczynski J. W.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 216, p. 386.
96. Bass R.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 139; Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 45.
97. Gross D. H. E., Kalinowski H.— Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 302.
98. De J. N., Gross D. H. E., Kalinowski H.— Z. Phys. A, 1976, v. 277, p. 385.
99. Bondorf J. R., Scobel M. M., Sperber D.— Phys. Repts. C, 1974, v. 15, p. 83.
100. Tsang C. F.— Phys. Scripta, 1974, v. 10, p. 90.
101. Davies R. H.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 2411.
102. Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J. W.— Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 115.
103. Galin J. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 1018.
104. Kozub R. L. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 1497.
105. Moretto L. G. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1069.