

УДК 539.17.01

ПРОЦЕСС ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР
Слияние ядер в рамках концепции
двойной ядерной системы

В. В. Волков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	798
ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ	801
МОДЕЛИ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР	811
КОНЦЕПЦИЯ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРО- ЦЕССА ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР	831
АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РАМКАХ КОНЦЕПЦИИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ	842
КВАЗИЭМИССИЯ α -ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССЕ СЛИЯНИЯ МАССИВНЫХ ЯДЕР	849
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	853
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	855

УДК 539.17.01

ПРОЦЕСС ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР
Слияние ядер в рамках концепции
двойной ядерной системы

В. В. Волков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен анализу фундаментального ядерного процесса — слияния двух ядер в составное ядро. Несмотря на многолетние исследования, механизм формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами остается открытой научной проблемой. Автором с коллегами был предложен принципиально новый подход к его интерпретации и описанию — концепция двойной ядерной системы (КДЯС). Концепция базируется на информации о взаимодействии ядер в глубоконеупругих столкновениях, полученной при изучении реакций глубоконеупругих передач. Согласно КДЯС процесс слияния ядер включает в себя формирование двойной ядерной системы на стадии захвата и ее последующую эволюцию к составному ядру, протекающую путем передачи нуклонов от более легкого ядра более тяжелому. КДЯС позволила выявить две важные особенности в слиянии массивных ядер: существование потенциального барьера на пути к составному ядру и конкуренцию между полным слиянием и квазиделением. КДЯС и созданные на ее основе модели дали возможность описать основные характеристики ядерных реакций, используемых для синтеза трансактинидных и сверхтяжелых элементов. КДЯС выявила доминирующую роль квазиделения в холодном синтезе сверхтяжелых элементов, позволила рассчитать оптимальную энергию возбуждения составного ядра, показала бесперспективность использования симметричных ядерных реакций для синтеза сверхтяжелых элементов. Удалось также выявить неизвестный ранее эффект — квазиэмиссию α -частиц. В целом КДЯС дает возможность получить наиболее реалистическое представление о механизме формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. Впервые дается систематизированный обзор теоретических моделей полного слияния ядер, обсуждаются ядро-ядерные потенциалы, использованные в этих моделях.

A fundamental nuclear process — complete fusion of two nuclei — is analyzed. This process has been much investigated over the past years, however, the mechanism of the compound nucleus formation still remains an open question. The author and his colleagues proposed a basically new approach to the interpretation and description of the complete fusion process — the dinuclear system concept (DNSC). The concept is based on the information about the interaction of nuclei in deep inelastic collisions which was obtained in the study of deep inelastic transfer reactions. According to the DNSC, the process of fusion of nuclei includes a dinuclear system formation on the capture stage and a subsequent systems evolution to the compound nucleus via nucleon transfer from a light nucleus to a heavy one. The DNSC revealed two important peculiarities in the complete fusion of massive nuclei: the existence of the potential barrier on the way to the compound nucleus formation and the competition between complete fusion and quasi-fission channels. The DNSC and models based on it made it possible to describe the main characteristics of nuclear reactions used for the synthesis of transactinide and superheavy elements. The DNSC revealed the dominant role of quasi-fission in the cold synthesis of superheavy elements. It permitted calculations of the optimal value of the

compound nucleus excitation energy and showed that symmetrical nuclear reactions are not promising for the synthesis of superheavy elements. It also allowed us to reveal the effect of the α -particle quasi-emission, unknown before. On the whole the DNSC gives the most realistic idea about the mechanism of the compound nucleus formation in reactions with heavy ions. For the first time a review of theoretical models for nuclear fusion is given, and the nucleus-nucleus potentials used in these models are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Слияние двух ядер в составное ядро — один из основных ядерных процессов, реализующийся в столкновениях ускоренных тяжелых ионов с атомными ядрами при кинетических энергиях примерно до 20 МэВ/нуклон. Уже в первых экспериментах с ускоренными тяжелыми ионами были зарегистрированы радиоактивные продукты реакций, образование которых можно было объяснить лишь полным слиянием столкнувшихся ядер. В последующие годы изучение процесса полного слияния ядер и девозбуждения составного ядра стало одним из основных направлений ядерно-физических исследований с ускоренными тяжелыми ионами. За более чем сорок лет исследований этого фундаментального ядерного процесса накоплен обширный экспериментальный материал, создан ряд теоретических моделей для его описания, однако сам процесс перестройки столкнувшихся ядер в составное ядро продолжает оставаться открытой научной проблемой.

С самого начала исследований с тяжелыми ионами экспериментаторов привлекала возможность использования реакций полного слияния для синтеза новых трансурановых элементов. Резкое возрастание зарядового номера тяжелого ядра-мишени при полном слиянии с налетающим ядром давало возможность получать ядра новых, еще неизвестных элементов. И действительно, все новые трансменделеевы элементы ($Z > 101$) были синтезированы в реакциях полного слияния [1–10]. Реакции полного слияния с использованием массивных тяжелых ионов открыли путь в предсказывавшуюся теорией область сферических сверхтяжелых элементов. При слиянии ядер ^{48}Ca с ядрами ^{244}Pu и ^{248}Cm впервые были синтезированы ядра элементов 114 и 116 и получены прямые экспериментальные доказательства существования области сверхтяжелых элементов (СТЭ), ядра которых обладают повышенной устойчивостью по отношению к α -распаду и спонтанному делению [11, 12].

Благодаря большой массе тяжелого иона в составное ядро вносится весьма значительный угловой момент, достигающий многих десятков единиц \hbar . Стало возможным изучение реакции ядра на быстрое вращение. Теоретический анализ, проведенный в работе [13], показал, что с ростом спина ядра его форма может радикально измениться, а при большом спине составное ядро теряет устойчивость и распадается на два ядра-фрагмента. Изучение девозбуждения быстро вращающихся составных ядер привело к открытию супердеформи-

рованных состояний ядер, в которых большая ось деформации ядра может превосходить малую ось в два раза.

При слиянии двух массивных ядер соотношение между числом протонов и числом нейтронов в ядре существенно меняется по сравнению со стабильными изотопами, обладающими теми же массовыми числами. Формируются ядра со значительным дефицитом нейтронов, что позволило изучать зависимость свойств ядер от их изотопического спина. Именно в реакциях полного слияния впервые наблюдались новые виды радиоактивного распада, обусловленные большим дефицитом нейтронов: запаздывающее деление, испускание запаздывающих протонов, эмиссия протонов из основного состояния. Реакции полного слияния дали возможность получать ядра с предельным числом протонов для данного массового числа.

И вместе с тем, как это ни парадоксально, сам механизм формирования составного ядра оставался неясным. Две причины серьезно затрудняли его выявление. Первая — закрытый характер процесса полного слияния ядер. Сливающиеся ядра не посылают во внешний мир сигналов, которые позволили бы раскрыть механизм этого ядерного процесса. Экспериментаторы регистрируют на своих установках продукты распада возбужденного составного ядра. Но, как известно, составное ядро «забывает» историю своего образования. Вторая — теоретический анализ перестройки двух многонуклонных ядерных систем в единую систему представляет собой исключительно трудную задачу. В силу этого теоретики, создавая различные модели для расчетов сечений образования составных ядер, были вынуждены вносить существенные упрощения в картину этого ядерного процесса. В рамках этих моделей на первых порах удавалось описать имеющиеся экспериментальные данные. Однако при дальнейшем развитии экспериментальных исследований, и прежде всего при использовании более массивных тяжелых ионов, возникали противоречия между расчетами в рамках этих моделей и данными экспериментов. Эти расхождения указывали на неадекватность картин процесса полного слияния ядер, предлагаемых этими моделями, реальному ядерному процессу. В основе большинства моделей лежало предположение о том, что полное слияние ядер можно рассматривать в рамках жидкокапельной модели ядра, которая была использована для описания процесса деления ядер.

Открытие и исследование реакций глубоконеупругих передач (РГНП) [14–16], в которых, как и при слиянии, происходит полная диссипация кинетической энергии столкновения, позволили по-новому подойти к анализу механизма формирования составного ядра. В отличие от деления и полного слияния ядер РГНП являются открытыми реакциями. Двойная ядерная система (ДЯС), которая формируется в этих реакциях, участвует одновременно в двух ядерных процессах. Она эволюционирует по зарядовой (массовой) асимметрии системы и в то же время распадается (речь идет об ансамбле ДЯС) из всех промежуточных конфигураций. Изучая зарядовые, массовые и

энергетические распределения продуктов РГНП для различных углов вылета, что соответствует различным временам жизни ДЯС, можно получить достаточно полное представление о закономерностях ее эволюции. РГНП дают уникальную информацию о том, как взаимодействуют два ядра, оказавшиеся в тесном контакте после полной диссипации кинетической энергии столкновения. Именно эта информация и была использована автором данного обзора для раскрытия механизма формирования составного ядра [17, 18]. Оказалось, что основным содержанием процесса полного слияния ядер является формирование ДЯС и ее эволюция в направлении возрастания зарядовой (массовой) асимметрии системы. Этот подход к описанию процесса полного слияния ядер со временем получил название концепции двойной ядерной системы (КДЯС) [19].

КДЯС выявила две важные особенности слияния массивных ядер: возникновение специфического потенциального барьера на пути слияния ядер и конкуренцию между каналами полного слияния и квазиделения в ДЯС, формирующейся на стадии захвата. На основе КДЯС были разработаны модели конкуренции полного слияния и квазиделения, которые дали возможность описать сечения образования трансактинидных и сверхтяжелых элементов в реакциях с тяжелыми ионами. КДЯС позволяет также оценить оптимальную энергию возбуждения составного ядра при холодном синтезе тяжелых элементов.

Обзор состоит из введения, пяти разделов и заключения. В разд. 1 рассматриваются особенности взаимодействия двух ядер в процессе их полного слияния, используемые ядро-ядерные потенциалы. В разд. 2 дается краткая характеристика моделей полного слияния ядер, отмечается, что становление различных моделей тесно связано с прогрессом в экспериментальных исследованиях самого ядерного процесса. В разд. 3 рассматриваются основные положения концепции двойной ядерной системы, описываются модели конкуренции между полным слиянием и квазиделением. В разд. 4 на основе КДЯС анализируются реакции, используемые для синтеза трансактинидных и сверхтяжелых элементов, показывается важная роль квазиделения в быстром снижении сечения образования тяжелого элемента с возрастанием его атомного номера, приводятся результаты расчетов сечений образования сверхтяжелых элементов, отмечается бесперспективность использования симметричных ядерных реакций для синтеза сверхтяжелых элементов. В разд. 5 обсуждается эффект, предсказываемый КДЯС, — квазиэмиссия α -частиц при слиянии массивных ядер, приводятся подтверждающие его экспериментальные данные, отмечается, что этот эффект может быть воспроизведен только в рамках КДЯС. В заключении подчеркивается, что КДЯС позволяет получить наиболее реалистическое представление о процессе полного слияния ядер и механизме формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами.

Первая работа, в которой на основе КДЯС анализировались конкретные ядерные реакции, была опубликована в 1993 г. [19]. В последующие годы были проведены исследования, в которых в рамках КДЯС рассматривались различные аспекты процесса слияния массивных ядер и синтеза трансактинидных и сверхтяжелых элементов. Полученные результаты были опубликованы в научных журналах и доложены на многих международных конференциях. В этих исследованиях наряду с автором данного обзора участвовали: Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, А. К. Насиров (ЛТФ им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ), Е. А. Черепанов (ЛЯР им. Г. Н. Флерова ОИЯИ), В. Шайд (ИТФ Гиссенского университета им. Юстуса Либига). Настоящую работу можно рассматривать как некоторый итог десятилетнего исследования процесса слияния ядер на основе КДЯС.

1. ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

1.1. Двойственность процесса взаимодействия ядер. Атомные ядра, участвующие в процессе полного слияния, являются объектами ядерного микромира, и их взаимодействие подчиняется законам квантовой механики. Вместе с тем значительное число нуклонов, входящих в каждое из ядер, открывает возможность макроскопического подхода к описанию их взаимодействия. При таком подходе реальные ядра, состоящие из протонов и нейтронов и обладающие оболочечной структурой, заменяются каплями вязкой ядерной жидкости. Сложный квантовый процесс перестройки двух многонуклонных ядерных систем в структуру составного ядра заменяется несравненно более простым и удобным для количественного анализа макроскопическим процессом слияния двух капелек ядерной жидкости.

Малая длина де-бройлевской волны тяжелого иона (она обычно много меньше размеров участвующих в реакции ядер) позволяет рассматривать сталкивающиеся ядра как классические объекты, пользоваться представлением о движении тяжелого иона по траектории, описывать процесс взаимодействия ядер уравнениями классической физики. Классический, макроскопический подход широко использовался в моделях полного слияния ядер для расчетов сечения образования составных ядер и зависимости сечения от энергии. Однако при таком подходе картина процесса полного слияния, предлагаемая моделями, могла оказаться неадекватной реальности.

Взаимодействие ядер, ведущее к их полному слиянию, рассматривается обычно как динамический процесс. Статистический подход используется лишь для анализа распада возбужденного составного ядра, когда собственно процесс полного слияния уже завершился. Однако проведенный в рамках КДЯС анализ показал, что процесс полного слияния ядер включает в себя

как динамическую, так и статистическую фазу. Стадия захвата налетающего ядра ядром-мишенью с образованием возбужденной ДЯС протекает в основном как динамический процесс, тогда как эволюция ДЯС к составному ядру подчиняется статистическим закономерностям. Таким образом, процесс полного слияния ядер включает в себя и динамику, и статистику, имеет как классический макроскопический, так и квантово-механический аспект. В этом его сложность и в то же время привлекательность для исследователей.

1.2. Силы, действующие между ядрами в процессе их полного слияния. В столкновениях ядер, ведущих к их полному слиянию, действуют как консервативные, так и диссипативные силы. Консервативные кулоновские, ядерные и центробежные силы создают входной потенциальный барьер, для преодоления которого налетающий тяжелый ион должен обладать достаточным запасом кинетической энергии. Диссипативные силы вызывают необратимый переход кинетической энергии столкновения во внутреннее возбуждение ядерной системы.

Существуют два подхода к описанию консервативных сил, действующих между ядрами: приближение внезапности и адиабатическое приближение. В приближении внезапности исходят из того, что столкновение ядер, ведущее к их слиянию, протекает довольно быстро, за времена несколько единиц на 10^{-22} с. За столь короткий интервал времени ни форма ядер, ни их структура не успевают существенно измениться. Иногда говорят о «замороженности» формы и структуры ядер в момент их столкновения. При таком рассмотрении меняется лишь взаимное положение ядер. Оно может быть описано одним параметром — расстоянием между центрами ядер R . Подобного рода ситуация реализуется в столкновениях легких ядер при энергиях, заметно превышающих входной кулоновский барьер.

В столкновениях, когда мишенью служит тяжелое ядро, а бомбардирующей частицей — массивный тяжелый ион с энергией вблизи кулоновского барьера (именно такие ядерные реакции используются для синтеза сверхтяжелых элементов), деформацией ядер пренебрегать уже нельзя. При рассмотрении процесса слияния в рамках жидкокапельной модели в зоне перекрытия поверхностей ядер формируется и быстро растет шейка. Естественно, что одним параметром R описать эту более сложную картину процесса взаимодействия ядер уже невозможно. Как показал анализ, проведенный в [20], минимальное количество параметров, необходимых для описания процесса слияния массивных ядер, — три. Один из них характеризует расстояние между центрами ядер, другой — массовую асимметрию системы, третий — форму и размер шейки. Потенциальная энергия системы является функцией этих параметров и определяет динамическую эволюцию сливающихся ядер к составному ядру.

В адиабатическом приближении траектория динамической эволюции системы проходит через минимальные значения потенциальной энергии, опре-

деляемой этими параметрами. Процесс слияния протекает относительно медленно, и система успевает принять конфигурацию, отвечающую минимуму потенциальной энергии для каждого значения параметров.

Изучение реакций глубоконеупругих передач показало, что столкновение ядер с энергией выше кулоновского барьера сопровождается интенсивной диссипацией кинетической энергии, которая переходит во внутреннее возбуждение ядер. Описание диссипации кинетической энергии столкновения на микроскопическом уровне представляет собой достаточно сложную задачу. В моделях, предложенных для описания полного слияния ядер, используется обычно феноменологический подход. Диссипация кинетической энергии рассматривается как ядерное трение, возникающее при относительном движении ядер с перекрытием их объемов. При рассмотрении взаимодействия в приближении внезапности вводятся радиальное и тангенциальное трение, характеризующиеся своими коэффициентами, формфакторами и определенной зависимостью от скорости относительного движения.

1.3. Ядро-ядерный потенциал при рассмотрении столкновения ядер в приближении внезапности. В момент столкновения между ядрами действуют отталкивающие кулоновские и центробежные силы и силы ядерного притяжения. В приближении внезапности совокупному действию этих сил отвечает ядро-ядерный потенциал $V(R)$, который включает в себя кулоновский, ядерный и центробежный потенциалы:

$$V(R) = V_C(R) + V_N(R) + V_{\text{rot}}(R). \quad (1)$$

При столкновении ядер сферической формы все указанные потенциалы являются функциями только одной переменной — расстояния между центрами ядер R .

Расчет кулоновского и центробежного потенциалов не представляет особых проблем. Для расстояний R , превышающих сумму радиусов ядер: $R > R_1 + R_2$, кулоновский потенциал берется в форме, соответствующей взаимодействию двух точечных зарядов:

$$V_C(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}. \quad (2)$$

Здесь Z_1 и Z_2 — атомные номера ядер. При частичном перекрытии объемов сталкивающихся ядер наиболее точное значение $V_C(R)$ может быть получено с учетом реальных — фермиевых — распределений плотности зарядов в ядрах. Кулоновский потенциал в этом случае требует численных расчетов. В [21] было показано, что выражение для $V_C(R)$ можно получить в аналитической форме, если аппроксимировать зарядовые распределения в ядрах однородно заряженными сферами равновеликого объема. Выражение

для $V_C(R)$ имеет вид

$$V_C(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2(R_1 + R_2)} \left[3 - \left(\frac{R}{R_1 + R_2} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где R_1 и R_2 — эквивалентные радиусы для обоих ядер. Сравнение этих двух представлений кулоновского потенциала для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ показало, что для значений $R = 0,86(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ разница между потенциалами менее 0,1 %, а при $R = 0$ она не превышает 7 % [21]. Таким образом, при расчетах ядро-ядерного потенциала можно применять соотношение (3).

Центробежный потенциал $V_{\text{rot}}(R)$ рассчитывается обычно для твердотельного момента инерции ядерной системы:

$$V_{\text{rot}}(R) = \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu R^2}. \quad (4)$$

Здесь ℓ — орбитальный угловой момент столкновения, а μ — приведенная масса ядерной системы. После полной диссипации кинетической энергии столкновения и слипания ядер момент инерции системы становится равным $\mu R^2 + j_1 + j_2$, где j_1 и j_2 — моменты инерции взаимодействующих ядер.

Проблему представляет расчет ядерного потенциала $V_N(R)$. Приведем несколько схем расчетов $V_N(R)$, использованных при создании моделей полного слияния ядер.

1.3.1. Оптический потенциал Саксона–Вудса. Феноменологический оптический потенциал Саксона–Вудса (ОПСВ) широко использовался для описания взаимодействия с ядрами легких бомбардирующих частиц (p , n , d , t , ^3He , ^4He). Вполне естественно, что он был применен и для описания взаимодействия тяжелых ионов с ядрами. ОПСВ позволил воспроизвести упругое рассеяние тяжелых ионов [22]. Успешным оказалось его использование и для ядерных реакций, связанных с формированием составного ядра. Так, в [23] с помощью ОПСВ удалось описать сечения деления ^{238}U ионами ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne в интервале энергий столкновения от 5 до 10 МэВ/нуклон. Сечение деления в этих экспериментах изменялось на три порядка величины. Отметим, что в данных реакциях сечение деления близко к сечению формирования составного ядра. В [24, 25] с помощью ОПСВ удалось воспроизвести функции возбуждения реакций с вылетом от 3 до 8 нейтронов из составного ядра при облучении ионами ^{12}C , ^{13}C мишеней из разделенных изотопов урана и кюрия.

Если ввести в ОПСВ определенную зависимость одного из параметров от произведения атомных номеров сталкивающихся ядер $Z_1 Z_2$, то удастся воспроизвести в широком диапазоне изменений Z_1 и Z_2 сечение образования тяжелых составных ядер и предсказать сечения образования ядер СТЭ. В [26]

использовался ОПСВ в виде

$$V_N(R) = V_0 \left\{ 1 + \exp \left[\frac{R - r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d} \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где V_0 , r_0 и d — параметры оптического потенциала, а A_1 и A_2 — массы сталкивающихся ядер. Величины V_0 и r_0 были зафиксированы: $V_0 = -70$ МэВ, $r_0 = 1,26$ Фм, а величина параметра d изменялась согласно соотношению (6):

$$d = 0,950 - 0,00039Z_1Z_2 \text{ (Фм)}. \quad (6)$$

ОПСВ — феноменологический потенциал. Его параметры подбираются так, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные данные.

1.3.2. Потенциал свертки. Сталкивающиеся ядра состоят из нуклонов, и в процессе их слияния нуклоны одного из ядер взаимодействуют с нуклонами другого ядра. Идея конструирования потенциала свертки как раз и состоит в том, чтобы просуммировать все нуклон-нуклонные взаимодействия между обоими ядрами в зависимости от расстояния между их центрами. Основными ингредиентами потенциала свертки являются эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие и распределение плотности нуклонов в самих ядрах. Подробное рассмотрение потенциала свертки можно найти в [27]. Представим лишь схему его построения. Потенциал свертки записывается в следующей форме:

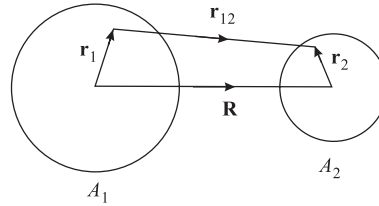


Рис. 1. Координаты, используемые в расчетах ядро-ядерного потенциала методом двойной свертки [27]

$$V_N(R) = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho_1(\mathbf{r}) \rho_2(\mathbf{r}) v(\mathbf{r}_{12}). \quad (7)$$

Здесь ρ_i — пространственное распределение нуклонов в основном состоянии i -го ядра, иными словами, распределение ядерной плотности; $v(\mathbf{r}_{12})$ — эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие между нуклонами, принадлежащими разным ядрам; \mathbf{r}_{12} — расстояние между взаимодействующими нуклонами. Связь \mathbf{r}_{12} с расстоянием между центрами ядер \mathbf{R} и радиусами-векторами нуклонов в ядрах \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 представлена на рис. 1.

Основная проблема при построении потенциала свертки — выбор эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия $v(\mathbf{r}_{12})$. Оно не совпадает с взаимодействием свободных нуклонов, так как нуклоны ядер погружены в

среду, где действует принцип Паули, а сами нуклоны участвуют в фермиевском движении. Именно по этой причине при выборе формы и интенсивности $v(\mathbf{r}_{12})$ широко используется феноменологический подход [27].

Информация о пространственном распределении протонов в ядрах может быть получена из опытов по рассеянию высокоэнергичных электронов. Если число нейтронов и протонов в ядрах совпадает: $N = Z$, таким же пространственным распределением будут обладать и нейтроны. Если $N > Z$, ρ_n и ρ_p могут различаться как по величине, так и по радиальной протяженности. Плотности ρ_n и ρ_p могут быть получены из расчетов в рамках метода Хартри–Фока для оболочечных нуклонных орбиталей. Используется и феноменологический подход: форма ρ аппроксимируется потенциалом Саксона–Вудса. Формула (7) отражает ситуацию, когда нуклоны ядра-мишени взаимодействуют с нуклонами налетающего ядра, и наоборот, поэтому потенциал, рассчитанный по этой формуле, называют потенциалом двойной свертки.

В моделях полного слияния ядер используется потенциал свертки, рассчитанный и по более простой схеме. Нуклоны одного из ядер взаимодействуют не с нуклонами другого ядра, а с заменяющим их оптическим потенциалом Саксона–Вудса. Параметры ОПСВ берутся из экспериментальных данных по рассеянию нуклонов на соответствующем ядре. Рассчитываемый таким образом потенциал получил название потенциала однократной свертки:

$$V_{12}(R) = \int d^3r' \rho_1(\mathbf{r}') V_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}'). \quad (8)$$

Здесь $\rho_1(\mathbf{r}')$ — распределение плотности в одном из ядер, а $V_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}')$ — нуклон-ядерный потенциал для другого ядра.

1.3.3. Потенциал плотности энергии. Еще один подход к конструированию ядро-ядерного потенциала, учитывающий нуклонный состав сталкивающихся ядер, был предложен в [28, 29] и получил название потенциала плотности энергии. Он базируется на исследованиях плотности энергии в бесконечной ядерной среде, состоящей из протонов и нейтронов, и приложении результатов этих исследований к расчетам масс атомных ядер. Плотность энергии ядерной системы $\varepsilon(r)$ есть функция плотности нейтронов $\rho_n(r)$ и плотности протонов $\rho_p(r)$:

$$\varepsilon(r) = \varepsilon[\rho_n(r), \rho_p(r)], \quad (9)$$

$\varepsilon(r)$ включает в себя три компонента: кинетическую энергию, потенциальную энергию и энергию кулоновского взаимодействия. Кинетическая энергия рассчитывается в приближении Томаса–Ферми. Потенциальная энергия содержит объемный член, параметры которого берутся из расчетов плотности энергии для бесконечной среды, и поверхностный член, отражающий влияние спада плотности в поверхностном слое ядра. Его параметры подбираются

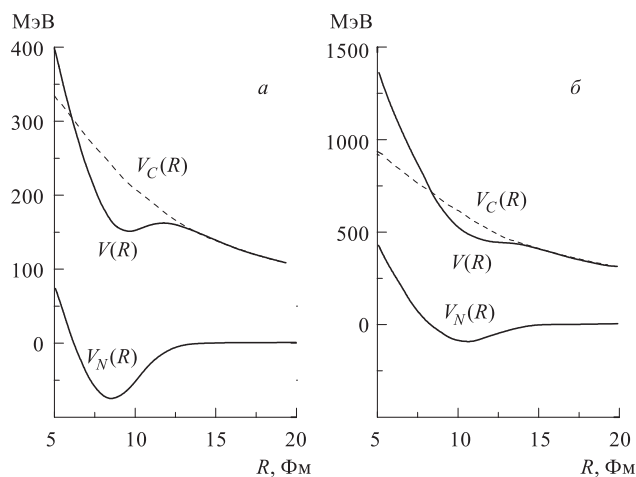


Рис. 2. Ядро-ядерный потенциал $V(R)$ для лобовых столкновений ядер в реакциях: $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ (а), $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ (б). R — расстояние между центрами ядер. Выделены: кулоновский $V_C(R)$ и ядерный $V_N(R)$ потенциалы. Ядерный потенциал $V_N(R)$ рассчитан методом плотности энергии [29]

таким образом, чтобы воспроизвести энергию связи ядра ^{40}Ca . Наконец, кулоновский член отражает энергию взаимодействия между протонами ядра. На этой основе удалось удовлетворительно воспроизвести массы атомных ядер.

В рамках этого подхода ядро-ядерный потенциал $V(R)$ вычисляется следующим образом:

$$V(R) = \int \{ \varepsilon(\rho_{1n} + \rho_{2n}, \rho_{1p} + \rho_{2p}) - \varepsilon(\rho_{1n}, \rho_{1p}) - \varepsilon(\rho_{2n}, \rho_{2p}) \} d^3r. \quad (10)$$

Здесь ρ_1 и ρ_2 — плотности нуклонов в ядре-мишени и налетающем ядре; R — расстояние между центрами ядер. В сконструированном таким образом ядро-ядерном потенциале могут быть выделены ядерная и кулоновская части:

$$V(R) = V_N(R) + V_C(R). \quad (11)$$

В столкновениях с угловым моментом, отличным от нуля, добавляется еще центробежный потенциал $V_{\text{rot}}(R)$, который рассчитывается согласно (4).

На рис. 2 представлены потенциалы $V(R)$, $V_N(R)$ и $V_C(R)$ для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ и $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$. Потенциал плотности энергии позволил выявить две важные особенности при лобовых столкновениях ядер. Первая — возникновение мощных отталкивающих сил на малых расстояниях между центрами

ядер, что отражает слабую сжимаемость ядерной материи. Вторая — исчезновение «кармана» в потенциале $V(R)$ в столкновениях массивных тяжелых ионов с тяжелыми ядрами. Исчезновение «кармана» означает, что захват налетающего ядра ядром-мишенью не может реализоваться, поэтому не может образоваться и составное ядро. Действительно, экспериментальные исследования показали, что в столкновениях массивных ядер, когда произведение их атомных номеров превышает 2500: $Z_1 Z_2 > 2500$, составные ядра не образуются [30]. Причина этого явления состоит в том, что с ростом масс и зарядов сталкивающихся ядер кулоновское отталкивание между ними растет быстрее, чем ядерное притяжение, и при больших величинах $Z_1 Z_2$ ядерное притяжение уже не в состоянии удержать два ядра в тесном контакте, что необходимо для формирования составного ядра.

1.3.4. Потенциал короткодействующих сил (proximity). Потенциал короткодействующих сил был получен на основе довольно общего положения о том, что энергия взаимодействия двух близко расположенных поверхностей, между которыми действуют короткодействующие силы, может быть записана в виде интеграла:

$$U = \int_S e(D) dr, \quad (12)$$

где S — сами поверхности; D — расстояние между элементами поверхностей, а $e(D)$ — энергия взаимодействия на единицу поверхности между двумя плоскостями, отстоящими друг от друга на расстоянии D .

Для двух сферических ядер с радиусами половинной плотности C_1 и C_2 , диффузностью поверхностного слоя b и средним коэффициентом поверхностного натяжения γ эта формула согласно [31, 32] может быть записана в виде

$$U(R) = K \Phi(\xi). \quad (13)$$

Здесь $\xi = s/b$ — расстояние между поверхностями ядер s , выраженное в единицах толщины диффузного слоя b (она принимается равной 1 Фм); $\Phi(\xi)$ — безразмерная функция, полученная в рамках подхода Томаса–Ферми к рассмотрению поверхностей ядер. В [31] она приводится в виде таблиц, в [32] дана в аналитической форме. Фактор K , определяющий величину взаимодействия, имеет вид

$$K = 4\pi\gamma Cb. \quad (14)$$

Здесь C — приведенный радиус взаимодействующих ядер:

$$C = C_1 C_2 / (C_1 + C_2). \quad (15)$$

Коэффициент поверхностного натяжения γ усреднен по обоим ядрам. C_1 и C_2 берутся из рассеяния быстрых электронов, дающих распределение зарядов в ядрах, с учетом влияния изотопического спина ядра [32]. В рамках

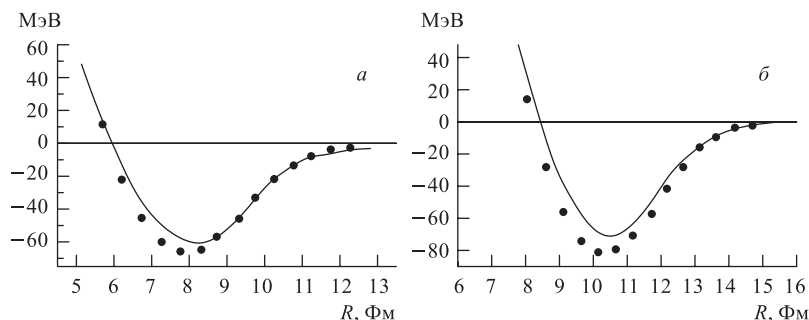


Рис. 3. Сравнение ядерных потенциалов $V_N(R)$ для лобовых столкновений ядер в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ (а), $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ (б). Линии — расчет ядерного потенциала $V_N(R)$ выполнен методом плотности энергии [29], точки — методом короткодействующих сил [31]

жидкокапельной модели ядра коэффициент поверхностного натяжения γ — также экспериментально определяемая величина. Таким образом, расчет потенциала короткодействующих сил опирается на довольно общее положение об энергии взаимодействия двух поверхностей в условиях короткодействующих сил и использование экспериментальных данных о свойствах сталкивающихся ядер.

На рис. 3 приведено сопоставление потенциала короткодействующих сил и потенциала плотности энергии для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ и $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ [31]. Видно, что они довольно близки. В потенциале короткодействующих сил, так же как и в потенциале плотности энергии, возникают отталкивающие силы при достаточно глубоком проникновении ядер друг в друга.

1.3.5. Сопоставление ядро-ядерных потенциалов. Ядерный и кулоновский потенциалы $V_N(R)$, $V_C(R)$ определяют высоту входного барьера для лобовых столкновений E_{0f} и его положение на оси, соединяющей центры ядер, R_{0f} . Можно было думать, что при сопоставлении экспериментальных и расчетных значений E_{0f} удастся получить информацию о преимуществе того или иного подхода к расчетам ядерного потенциала $V_N(R)$. Такое сопоставление было проведено в [33]. Для 87 ядерных реакций были рассчитаны E_{0f} и R_{0f} по экспериментальным функциям возбуждения сечений образования составного ядра. Произведение атомных номеров сталкивающихся ядер $Z_t Z_p$ изменялось в этих реакциях от 20 до 1422. Затем в рамках различных подходов к определению $V_N(R)$ были рассчитаны теоретические значения E_{0f} и R_{0f} . Сопоставление экспериментальных и расчетных значений E_{0f} представлено на рис. 4. По оси ординат отложена разница в процентах между величинами теоретического E'_{0f} и экспериментального E_{0f} барьеров,

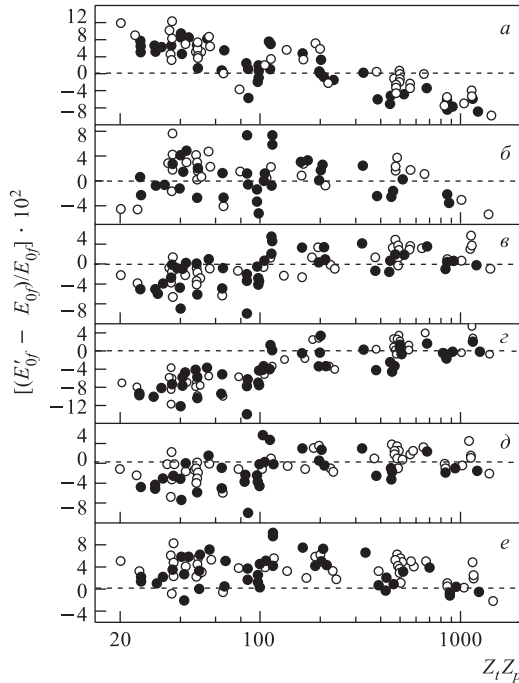


Рис. 4. Разница между рассчитанными теоретически кулоновскими барьерами E'_{0f} (для $\ell_i = 0$) и измеренными экспериментально E_{0f} , представленная в зависимости от произведения атомных номеров ядра-мишени Z_t и налетающего ядра Z_p . Расчеты ядерного потенциала $V_N(R)$ были проведены методами: а) ОПСВ [35]; б) свертки [27]; в) плотности энергии [29]; г) плотности энергии [28]; д) Краппе, Никса, Сирка [34]; е) короткодействующих сил [31]. Светлые кружки — экспериментальные данные, охватывающие интервал измерений σ_{CF} от 100 до 500 мб; темные кружки — данные, охватывающие менее полный интервал измерений

по оси абсцисс — произведение атомных номеров ядра-мишени и налетающего ядра. Для потенциала плотности энергии использованы две версии, опубликованные в 1975 [28] и 1980 [29] гг.

Из проведенного сравнения E'_{0f} и E_{0f} можно сделать вывод, что потенциал двойной свертки [27], потенциал плотности энергии (вариант 1980 г.) [29] и потенциал Краппе и др. [34] позволяют получить наилучшее согласие с данными экспериментов. Потенциал короткодействующих сил [31] дал завышенные, в среднем на 4%, значения величины E_{0f} . После внесения в 2000 г. корректировок в параметры, используемые в этом методе, это завышение удалось устранить [32]. Заметный и меняющий свой знак с ростом $Z_t Z_p$ разброс дает метод ОПСВ, предложенный в [35].

Сопоставление экспериментальных и расчетных значений входных потенциалов, проведенное в [33], не позволяет выделить преимущественный метод расчета $V_N(R)$. По-видимому, это связано с тем, что высота и положение входных барьеров E_{0f} определяется «хвостами» ядерных потенциалов $V_N(R)$, которые мало отличаются друг от друга в разных подходах. Доминирующий вклад в величину ядро-ядерного потенциала $V(R)$ на входном барьере дает кулоновский потенциал $V_C(R)$, который одинаков во всех методах расчета $V(R)$.

2. МОДЕЛИ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР

В экспериментах по изучению полного слияния ядер обычно измеряется сечение образования составного ядра и зависимость сечения от энергии бомбардирующих ионов $\sigma_{\text{CN}}(E)$. Вполне естественно, что и к теоретическим моделям полного слияния ядер предъявлялось прежде всего требование расчета $\sigma_{\text{CN}}(E)$. Во введении уже обращалось внимание на то, что процесс перестройки столкнувшихся ядер в составное ядро протекает скрыто от экспериментального наблюдения. Экспериментаторы не располагают информацией, которая позволила бы сделать выбор в пользу того или иного представления о механизме формирования составного ядра, однако $\sigma_{\text{CN}}(E)$ удавалось описывать в рамках различных моделей даже без знания этого механизма.

В 60–70-х гг. в экспериментах использовались не очень массивные тяжелые ионы, такие как ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne . В реакциях с этими ионами захват налетающего ядра ядром-мишенью приводит с неизбежностью к формированию составного ядра, так что сечение полного слияния $\sigma_{\text{CN}}(E)$ совпадает с сечением захвата $\sigma_{\text{C}}(E)$, и задача теории сводилась к выявлению условий, необходимых для реализации захвата.

2.1. Модель критического расстояния. Одной из первых моделей полного слияния ядер, в которой возможность формирования составного ядра определялась только ядро-ядерным потенциалом $V(R)$, была модель критического расстояния (МКР), предложенная Лефором и др. [36]. В модели предполагалось, что для реализации полного слияния необходимо, чтобы сталкивающиеся ядра сблизилась до критического расстояния $R = R_{\text{cr}}$, при котором происходит необратимая перестройка исходных ядер в составное ядро. Механизм самой перестройки не рассматривался, иногда он характеризовался понятием «черный ящик». Критическое расстояние R_{cr} определялось соотношением

$$R_{\text{cr}} = r_{\text{cr}}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), \quad (16)$$

где A_1 и A_2 — массовые числа сталкивающихся ядер, а r_{cr} — эмпирически подбираемый параметр. Для многих реакций величина r_{cr} лежала в пределах $r_{\text{cr}} = (1,0 \pm 0,07)$ Фм. Столкновение ядер в МКР рассматривалось в приближении внезапности: форма и структура ядер до достижения R_{cr} «замораживались». Движение ядер описывалось как движение классических частиц по траекториям. Ядро-ядерный потенциал $V(R)$ включал в себя кулоновский, ядерный и центробежный потенциалы и зависел только от расстояния между центрами ядер R . Ядерный потенциал $V_N(R)$ рассчитывался методом плотности энергии (см. п. 1.3.3).

На рис. 5 представлена схема столкновений ядер с энергией вблизи кулоновского барьера и существенно выше него. Расстояния между центрами ядер на вершине кулоновского барьера и при критической дистанции их

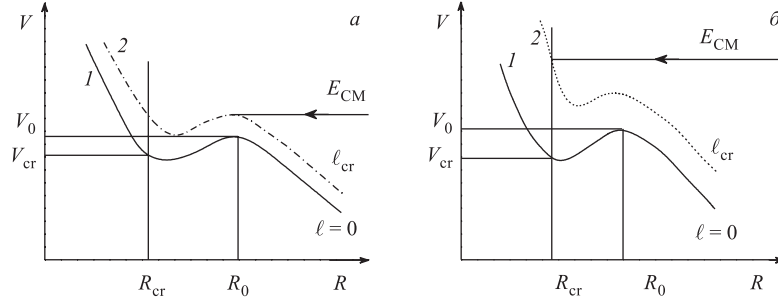


Рис. 5. Условия реализации полного слияния в МКР. Кривые 1 — ядро-ядерный потенциал $V(R)$ для лобовых столкновений ($\ell = 0$); кривые 2 — $V(R)$ для столкновений с критическим угловым моментом ($\ell = \ell_{cr}$). R — расстояние между центрами ядер; R_0 — радиус кулоновского барьера; R_{cr} — критический радиус; V_0 — высота кулоновского барьера для $\ell = 0$; V_{cr} — значение потенциала для $R = R_{cr}$ и $\ell = 0$; E_{CM} — кинетическая энергия столкновения [37]

сближения обозначены соответственно R_0 и R_{cr} . Отметим, что R_{cr} соответствует приблизительно минимуму ядро-ядерного потенциала $V(R)$ для лобовых столкновений. При энергиях столкновения вблизи кулоновского барьера (рис. 5, *a*) наибольшее значение углового момента ($\ell = \ell_{cr}$) для парциальных волн, дающих вклад в сечение полного слияния σ_F , определяется высотой входного потенциального барьера:

$$V_{\ell_{cr}}(R_{\ell}) = E_{CM}. \quad (17)$$

Сечение слияния σ_F в этом случае определяется суммированием вклада от всех парциальных волн с ℓ от нуля до ℓ_{cr} :

$$\sigma_F = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} (2\ell + 1) = \pi \lambda^2 (\ell_{cr} + 1)^2. \quad (18)$$

Из рис. 5, *a* видно, что налетающее ядро, пройдя над входным потенциальным барьером, обязательно достигает R_{cr} , что и обеспечивает полное слияние ядер. Поскольку в МКР при сближении ядер не происходит диссипации кинетической энергии столкновения, то без эффекта R_{cr} налетающее ядро, отразившись от внутренней части потенциала, могло бы вернуться во входной канал. Роль R_{cr} как раз и состоит в том, что он включает во взаимодействие между ядрами мощные силы, которые приводят к захвату налетающего ядра ядром-мишенью, их интенсивному возбуждению, обеспечивая тем самым условия для их полного слияния. Как было показано в [38, 39],

сечение полного слияния может быть описано соотношением

$$\sigma_F = \pi R_\ell^2 \left(1 - \frac{V(R_\ell)}{E_{\text{CM}}} \right). \quad (19)$$

Пренебрегая небольшими вариациями R_ℓ по сравнению с R_0 , энергетическую зависимость сечения полного слияния можно описать довольно простым соотношением

$$\sigma_F = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{V(R_0)}{E_{\text{CM}}} \right). \quad (20)$$

Это соотношение удовлетворительно описывает наблюдаемую в экспериментах линейную зависимость σ_F от величины, обратной энергии столкновения, $1/E_{\text{CM}}$.

При энергиях существенно выше кулоновского барьера (см. рис. 5, б) входной потенциальный барьер $V_{\ell_{\text{cr}}}(R_0)$ оказывается заметно ниже кинетической энергии столкновения и уже не может определять максимальную величину углового момента для парциальных волн, дающих вклад в σ_F . В этом случае величина ℓ_{cr} определяется сближением сталкивающихся ядер до расстояния $R = R_{\text{cr}}$:

$$V_{\ell_{\text{cr}}}(R_{\text{cr}}) = E_{\text{CM}}. \quad (21)$$

Сечение полного слияния описывается соотношением

$$\sigma_F = \pi R_{\text{cr}}^2 \left(1 - \frac{V(R_0)}{E_{\text{CM}}} \right). \quad (22)$$

Как и в первом случае, для σ_F получается линейная зависимость от $1/E$, однако с другим наклоном прямой. На рис. 6 экспериментальные данные для σ_F в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ сопоставляются с расчетами по МКР. Видно, что МКР неплохо передает наличие двух прямолинейных участков в энергетической зависимости σ_F от $1/E_{\text{CM}}$ [39]. Различные аспекты МКР обсуждаются также в [40, 41].

В рамках МКР удалось описать экспериментальные данные для σ_F во многих ядерных реакциях, где применялись не слишком массивные тяжелые ионы. Главное достоинство этой модели состояло в том, что в ней использовался лишь один параметр r_{cr} . Вместе с тем авторы МКР были вынуждены признать, что концепцию критической дистанции не удастся обосновать теоретически. В этом смысле МКР следует рассматривать как удачную рабочую модель полного слияния ядер. Можно даже сказать, что МКР является скорее не моделью полного слияния ядер, а моделью захвата. Наиболее важный этап перестройки исходных ядер в составное ядро в модели не рассматривался. Характеристика этого этапа как «черного ящика» вряд ли может

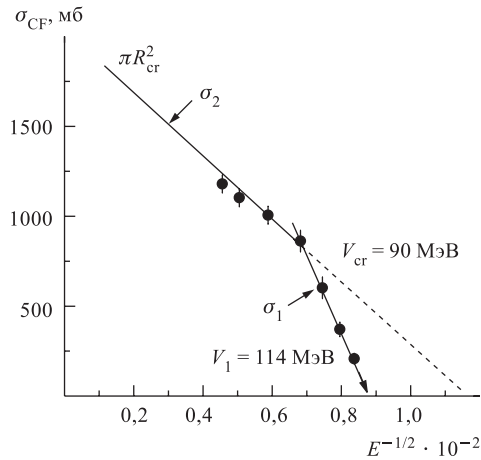


Рис. 6. Сечение полного слияния σ_{CF} в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$, представленное как функция $1/\sqrt{E}$, где E — кинетическая энергия столкновения. Точки — экспериментальные данные из [38]; прямые линии — результаты расчетов в рамках МКР; σ_1 — сечение полного слияния для низких энергий, когда возможность слияния определяется кулоновским барьером $V_1 = 114$ МэВ; σ_2 — сечение полного слияния для более высоких энергий, когда слияние определяется критическим радиусом ($r_{cr} = 0,98$ Фм), $V_{cr} = 90$ МэВ для $\ell = 0$ [39]

удовлетворить. Отметим также, что в рамках МКР невозможно описать реакции глубоконеупругих передач — реакции, которые характерны именно для взаимодействия двух сложных ядер. Действительно, поскольку радикальная перестройка структуры ядер начинается лишь после их сближения до критического расстояния R_{cr} , в рамках МКР возможны только два класса ядерных процессов: полное слияние ядер в составное ядро при $R < R_{cr}$ и упругие и квазиупругие ядерные реакции при $R > R_{cr}$.

2.2. Классическая динамическая модель, учитывающая трение поверхностей ядер. Открытие и изучение реакций глубоконеупругих передач показало, что в столкновениях ядер с заметным перекрытием поверхностей происходит интенсивная диссипация кинетической энергии, хотя ядра при этом сохраняют свою индивидуальность. Выражаясь языком классической физики, ядерное трение играет важную роль во взаимодействии ядер уже на стадии их сближения, еще до того, как достигнуто критическое расстояние R_{cr} .

Первая модель полного слияния ядер, в которой диссипация кинетической энергии столкновения включалась уже на стадии сближения ядер, была предложена Гроссом и Калиновски [42, 43]. В этой модели относительное движение ядер рассматривается классически как движение частицы с приведенной массой в ядро-ядерном потенциале, зависящем только от расстояния между центрами ядер. Стадия сближения, определяющая судьбу столкнувшихся ядер, протекает довольно быстро, поэтому форма и структура ядер на время столкновения «замораживались». Вводилось радиальное и тангенциальное трение, которые полагались пропорциональными соответствующим

скоростям движения. Уравнения движения имели вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\mu\dot{r}) - \mu r\dot{\varphi} + \frac{dV_{CN}}{dr} + K_r\dot{r} &= 0, \\ \frac{d}{dt}(\mu r^2\dot{\varphi}) + K_\varphi r^2\dot{\varphi} &= 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь r — расстояние между центрами сталкивающихся ядер; μ — их приведенная масса; K_r и K_φ — коэффициенты радиального и тангенциального трения; V_{CN} — ядро-ядерный потенциал, включающий в себя кулоновский и ядерный потенциалы.

Анализ, проведенный в рамках этой модели, показал: в столкновениях, ведущих к полному слиянию, ядра не проникают глубоко друг в друга. В момент остановки плотность в зоне перекрытия поверхностных слоев ядер составляла около 12 % от плотности в центре. Поэтому для кулоновского потенциала был взят потенциал взаимодействия двух точечных зарядов. Ядерный потенциал рассчитывался методом однократной свертки (см. п.1.3.2). Ядерное трение зависело от радиуса r и характеризовалось определенными формфакторами. В работе [42] использовались формфакторы в виде функции Ферми. Однако они не позволили описать слияние ядер в реакциях с такими массивными ионами, как Кг и Хе. Позднее были выбраны формфакторы, пропорциональные квадрату ядерных сил [44]:

$$K_r = K_r^0 (\nabla V_N)^2, \quad K_\varphi = K_\varphi^0 (\nabla V_N)^2, \quad (24)$$

где K_r^0 и K_φ^0 — параметры модели. Величины их были зафиксированы:

$$K_r^0 = 4 \cdot 10^{-23} \text{ с/МэВ}, \quad K_\varphi^0 = 0,01 \cdot 10^{-23} \text{ с/МэВ}. \quad (25)$$

С этими параметрами и был проведен анализ имевшихся на то время экспериментальных данных по реакциям полного слияния. В рамках этой модели сечение полного слияния σ_{CF} определяется соотношением

$$\sigma_{CF} = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} (2\ell + 1) = \pi\lambda^2 (\ell_{cr} + 1)^2. \quad (26)$$

Все парциальные волны с ℓ ниже ℓ_{cr} дают вклад в полное слияние ядер. Поэтому и сравнение с экспериментами проводилось по величине ℓ_{cr} , взятой в зависимости от кинетической энергии столкновения. На рис. 7 приведено сравнение расчетных и экспериментальных значений ℓ_{cr} . Видно, что модель неплохо описывает энергетическую зависимость ℓ_{cr} в довольно широком диапазоне масс ядер-мишеней и бомбардирующих ионов. В отличие от модели критического расстояния классическая динамическая модель с трением позволила описать и характерные особенности реакций глубоконеупругих передач:

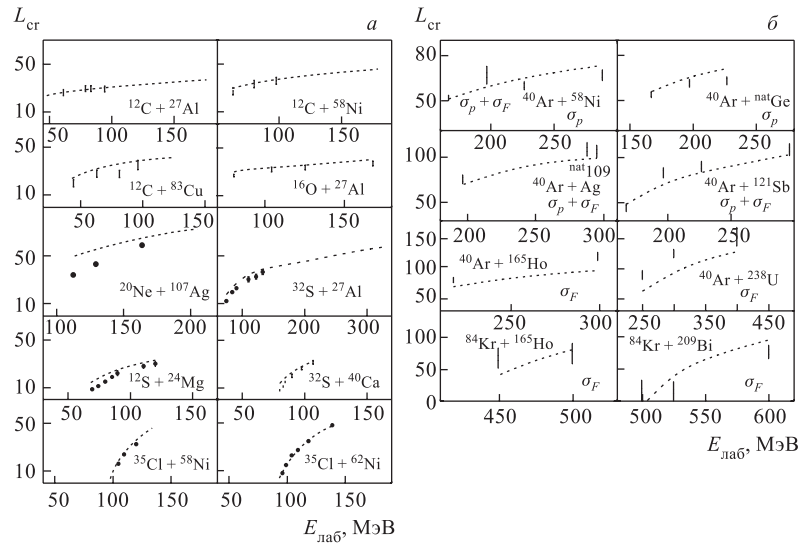


Рис. 7. Энергетическая зависимость критических угловых моментов L_{cr} , определяющих величину σ_{CF} согласно (26). Точками и вертикальными черточками показаны L_{cr} , извлеченные из экспериментальных данных для $\sigma_{CF}(E)$, штриховыми кривыми — расчетные значения L_{cr} , σ_p — сечение образования испарительных остатков, σ_F — сечение деления [44]

интенсивную диссипацию кинетической энергии столкновения, отклонение траекторий в область отрицательных углов вылета, фокусировку траекторий в реакциях с массивными тяжелыми ионами (Кг и Хе). Классическая динамическая модель с трением [42–44] подчеркнула важность учета диссипации кинетической энергии столкновения на стадии сближения ядер для описания реакций полного слияния.

2.3. Классическая динамическая модель с трением и учетом вращения ядер. В столкновениях ядер, ведущих к их полному слиянию, происходит не только интенсивная диссипация кинетической энергии, но и конверсия части орбитального углового момента столкновения в спины взаимодействующих ядер. Конверсия приводит к снижению центробежного потенциала, создавая условия для захвата большего числа парциальных волн, и, соответственно, к увеличению сечения полного слияния. В классической динамической модели с трением Биркелунда и др. [45, 46] учитывается этот эффект.

Система из двух взаимодействующих ядер описывается четырьмя динамическими переменными: r , Θ , Θ_t , Θ_p (см. рис. 8). Переменные r и Θ описывают расстояние между центрами ядер и угол ориентации системы в плос-

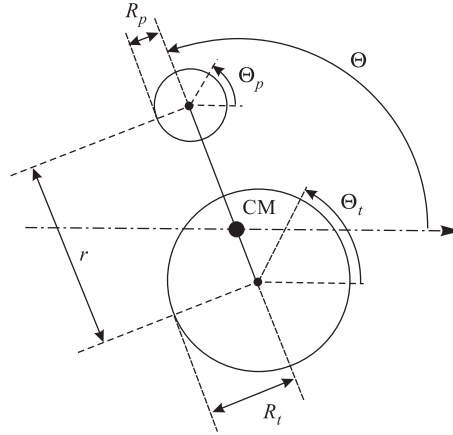


Рис. 8. Четыре степени свободы (r, Θ, Θ_p и Θ_t) системы из двух взаимодействующих ядер, рассматриваемые в модели [46]

кости реакции, Θ_t и Θ_p — ориентацию ядра-мишени и налетающего ядра. Траектория относительного движения ядер определяется решением системы из четырех уравнений:

$$\begin{aligned} \mu \ddot{r} &= -\frac{\delta V_C}{\delta r} - \frac{\delta V_N}{\delta r} + \mu r \dot{\theta}^2 - f_r(r) \dot{r}, \\ \mu r^2 \dot{\theta} &= L = L_0 - L_t - L_p, \\ \frac{dL_t}{dt} &= -C_t \left(\frac{r}{C_t + C_p} \right)^2 f_{\theta}(r) [C_t (\dot{\theta}_t - \dot{\theta}) + C_p (\dot{\theta}_p - \dot{\theta})], \\ \frac{dL_p}{dt} &= -C_p \left(\frac{r}{C_t + C_p} \right)^2 f_{\theta}(r) [C_t (\dot{\theta}_t - \dot{\theta}) + C_p (\dot{\theta}_p - \dot{\theta})]. \end{aligned} \quad (27)$$

В этих уравнениях V_C — кулоновский потенциал; V_N — ядерный потенциал; $\mu = M_t M_p / (M_t + M_p)$ — приведенная масса; $f_r(r)$ и $f_{\theta}(r)$ — формфакторы радиального и тангенциального трения. Моменты вращения мишени и налетающего ядра $dL_t/(dt)$ и $dL_p/(dt)$ полагаются пропорциональными формфактору тангенциального трения и скорости относительного движения поверхностей ядер v_t . Последняя определяется соотношением

$$v_t = \frac{r}{(C_t + C_p)} [C_t (\dot{\theta}_t - \dot{\theta}) + C_p (\dot{\theta}_p - \dot{\theta})]. \quad (28)$$

C_t и C_p — радиусы половинной плотности ядра-мишени и налетающего ядра. Они определялись соотношением

$$C_i = R_i [1 - (b/R_i)^2 \dots] \quad (i = t, p), \quad (29)$$

где R_i — эквивалентный радиус ядра с резкой границей, а b — константа, характеризующая диффузность поверхности ядер. Она равнялась примерно

1 Фм. R_i рассчитывались по формуле

$$R_i = 1,28A_i^{1/3} - 0,76 + 0,8A_i^{-1/3}. \quad (30)$$

L_0 — начальный угловой момент; L — его мгновенное значение для данного момента взаимодействия; L_t и L_p — спины ядра-мишени и налетающего ядра. Они рассчитывались согласно

$$L_t = \frac{2}{5}M_tR_t^2\dot{\theta}_t, \quad L_p = \frac{2}{5}M_pR_p^2\dot{\theta}_p, \quad (31)$$

где R_t и R_p — эквивалентные радиусы сталкивающихся ядер с резкой границей, определяемые соотношением (30).

При расчетах сечения слияния использовались два варианта расчета кулоновского потенциала V_C : вариант, предложенный в [47], и вариант, широко применяемый в оптической модели, — заряженная точка и равномерно заряженная сфера. В качестве ядерного потенциала V_N использовался потенциал короткодействующих сил [31, 49] (см. п. 1.3.4).

Эффект ядерного трения рассчитывается по модели [48], в которой предполагается, что диссипация кинетической энергии есть результат неупругих столкновений нуклонов одного ядра с меняющимся во времени усредненным одночастичным потенциалом другого ядра. Рэлеевская диссипативная функция относительного движения согласно [48] имеет вид

$$F = \pi n_0 \bar{R} b \Psi(\xi) [2v_r^2 + v_t^2], \quad (32)$$

где n_0 — полный поток нуклонов в ядре (он полагается равным $0,264 \times 10^{-22}$ МэВ · с · Фм⁻⁴); $\bar{R} = C_t C_p / (C_t + C_p)$, а $\Psi(\xi)$ — универсальная функция, представленная в [48] в виде таблицы. Формфакторы радиального и тангенциального трения равны соответственно

$$f_r(r) = 4\pi n_0 \bar{R} b \Psi(\xi), \quad (33)$$

$$f_\theta(r) = 2\pi n_0 \bar{R} b \Psi(\xi). \quad (34)$$

Модель [46] была применена в расчетах функций возбуждения полного слияния для большого числа ядерных реакций, в которых легкие, средние и тяжелые ядра-мишени облучались ионами от ⁴Не до ⁸⁴Кг и ¹³²Хе. В целом было получено удовлетворительное согласие расчетов с данными экспериментов. Исключение составляли лишь реакции, в которых тяжелые ядра облучались ионами ⁸⁴Кг. Было установлено, что в реакциях между легкими ядрами ($Z_t Z_p < 150$) вариации в способах расчета кулоновского и ядерного потенциалов практически не влияют на величину и форму функций возбуждения полного слияния. Напротив, для реакций между массивными ядрами эти вариации дают значительное расхождение для сечения полного слияния (см. рис. 9 и 10).

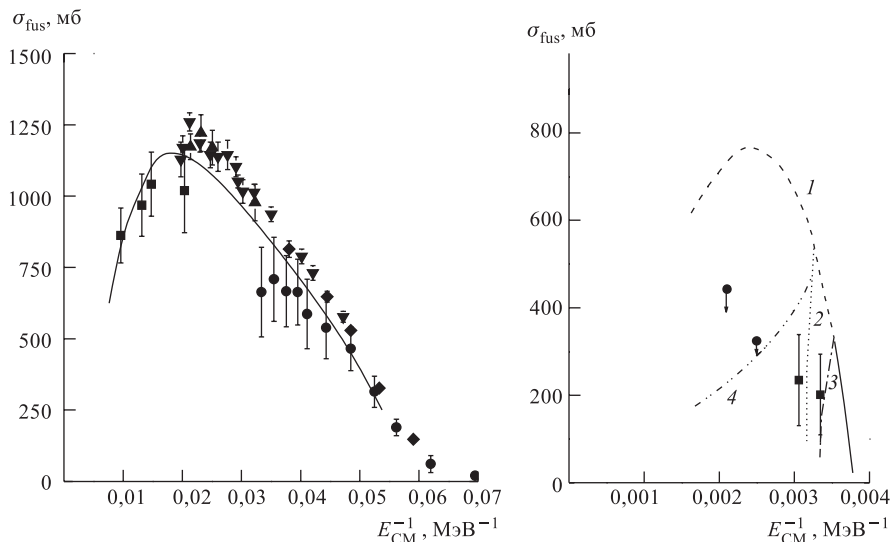


Рис. 9. Сечение слияния σ_{fus} как функция E_{CM}^{-1} в реакции $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$. Точки — экспериментальные данные; кривая — результат расчетов по модели [46]. Вариации в расчетах кулоновского $V_C(R)$ и ядерного $V_N(R)$ потенциалов не влияют на форму кривой

Рис. 10. Сечение слияния σ_{fus} как функция E_{CM}^{-1} в реакции $^{165}\text{Ho} + ^{84}\text{Kr}$. Кривая 1 — V_C рассчитан согласно [47], V_N — согласно [49]; кривая 2 — V_C рассчитан согласно [47], V_N — согласно [31]; кривая 3 — V_C для точки и сферы, V_N рассчитан согласно [31]; кривая 4 — V_C для точки и сферы, V_N рассчитан согласно [49]

2.4. Модель с поверхностным трением и динамической деформацией ядер. Классическая динамическая модель с поверхностным трением [42–44] была использована не только для описания слияния ядер, но и для анализа реакций глубоконеупругих передач. Оказалось, что в рамках этой модели не удастся воспроизвести кинетическую энергию продуктов РГНП: расчетные энергии были значительно выше зарегистрированных в экспериментах. Расхождение было отнесено на счет деформации ядер в выходных каналах реакций. Естественно было предположить, что динамическая деформация имеет место и во входном канале реакции, особенно в столкновениях массивных ядер. В классических динамических моделях (пп. 2.1–2.3) столкновение ядер рассматривалось в приближении внезапности, когда форма ядер «замораживалась».

Гросс и Сатпатси ввели в модель с поверхностным трением [42–44] динамическую деформацию ядер во входном и выходном (для РГНП) каналах реакции [50, 51]. Рассматривалась лишь квадрупольная деформация: столкни-

вающиеся ядра приобретали сплюснутую форму, ядра распадающейся ДЯС — сильно вытянутую. Деформация ядер полагалась одинаковой. Фребрих расширил этот подход, введя индивидуальную деформацию для каждого из сталкивающихся ядер, что было особенно существенно для асимметричных ядерных реакций [52, 53].

Лагранжиан и рэлеевская диссипативная функция для системы сталкивающихся ядер имели вид

$$L = \frac{P_r^2}{2\mu} + \frac{\ell^2}{2\mu r^2} + \sum_i \frac{\pi_i^2}{2D_i} - V(r, \alpha_i) - \frac{1}{2} \sum_i C_i \alpha_i^2, \quad (35)$$

$$R = \frac{1}{2} K_r \dot{r}^2 + \frac{1}{2} K_\Phi r^2 \dot{\Phi}^2 + \sum_i K_{r\alpha_i} \dot{r} \dot{\alpha}_i + \frac{1}{2} \sum_{ij} K_{\alpha_i \alpha_j} \dot{\alpha}_i \dot{\alpha}_j. \quad (36)$$

В лагранжиане P_r — радиальный импульс; r — расстояние между центрами ядер; ℓ — угловой момент столкновения; α_i — параметры деформации; π_i — их импульсы, взятые для гармонической моды деформации; μ — приведенная масса ядер; D_i и C_i — жидкокапельные массы ядер и параметры жесткости для мод деформации (индекс i относился к наиболее низкой моде квадрупольной деформации); $V(r, \alpha_i)$ — ядро-ядерный потенциал.

В рэлеевской диссипативной функции K_r и K_Φ — коэффициенты радиального и тангенциального трения. Связь между радиальным движением и квадрупольными вибрациями характеризовалась коэффициентом $K_{r\alpha_i}$, связь между вибрациями в обоих ядрах — коэффициентом $K_{\alpha_i \alpha_j}$ [54].

Уравнения движения имели вид

$$\begin{aligned} \dot{r} &= P_r / \mu, & \dot{P}_r &= -dV(r, \alpha_i) / dr - K_r P_r / \mu - \sum_i K_{r\alpha_i} \pi_i / D_i, \\ \dot{\Phi} &= \ell / (\mu R^2), & \dot{\ell} &= K_\Phi / \mu (\ell - \ell_s), & \dot{\alpha}_i &= \pi_i / D_i, \\ \dot{\pi}_i &= -dV(r, \alpha_i) / d\alpha_i - \sum_j K_{\alpha_i \alpha_j} \pi_j / D_j - K_{\alpha_i r} P_r / \mu - C_i \alpha_i. \end{aligned} \quad (37)$$

Суммирование ведется по переменным ядра-мишени и налетающего ядра. Уравнения движения содержат наряду с диагональными членами трения недиагональный член $K_{r\alpha_j}$, отражающий диссипацию относительного движения за счет деформации ядер. Имеется также взаимная диссипативная связь между обоими вибраторами: $K_{\alpha_i \alpha_j}$. Член $K_{\alpha_i r} P_r / \mu$ в уравнении для $\dot{\pi}_i$ помогает формированию сплюснутой деформации во входном канале реакции. Потери в угловом моменте столкновения ограничены угловым моментом ℓ_s , который отвечает условию слипания ядер, вращающихся как единое целое.

Консервативный ядро-ядерный потенциал $V(r, \alpha_i)$ включал в себя кулоновский и ядерный потенциалы. Кулоновский потенциал отвечал взаимодействию между двумя точечными зарядами и взаимодействию между точечными

зарядами и квадрупольями:

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{3}{5} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^3} \sum_i R_i^2 \alpha_i Y_{20}. \quad (38)$$

Использование точечных зарядов и взаимодействия между точечными зарядами и квадрупольями отражало поверхностный характер ядерного трения, препятствующего глубокому проникновению ядер друг в друга. Ядерный потенциал, как и в работе [44], брался в форме однократной свертки (см. п. 1.3.2).

Исходя из поверхностного характера ядерного трения для коэффициентов радиального и тангенциального трения, как и в работе [44], была принята пропорциональность их величин квадрату градиента ядерного потенциала:

$$K_r = K_r^0 [\partial V_N(r, \alpha_i) / dr]^2, \quad (39)$$

$$K_\Phi = K_\Phi^0 [\partial V_N(r, \alpha_i) / dr]^2. \quad (40)$$

K_r^0 и K_Φ^0 — параметры модели, величины которых были зафиксированы для всех реакций:

$$K_r^0 = 3,5 \cdot 10^{-23} \text{ с/МэВ}, \quad (41)$$

$$K_\Phi^0 = 0,01 \cdot 10^{-23} \text{ с/МэВ}. \quad (42)$$

Классическая динамическая модель с поверхностным трением и учетом динамической деформации ядер использовалась в расчетах сечений слияния и их зависимости от энергии для более чем ста ядерных реакций [53]. В этих реакциях ядра-мишени менялись от ^9Be до ^{248}Cm , а бомбардирующие ядра — от ^4He до ^{84}Kr . В целом было получено удовлетворительное согласие между расчетами и данными эксперимента. Обращалось внимание на то, что для легких и средних ядер расчеты дают сечение образования составного ядра, тогда как для реакций между тяжелыми ядрами-мишенями и массивными тяжелыми ионами — лишь сечение захвата σ_c .

Модель [53] не могла дать ответ на вопрос, какая часть σ_c в этих реакциях связана с формированием составного ядра и какая часть — с процессом квазиделения. В рамках модели [53] рассчитать сечение образования составного ядра невозможно, если тяжелые ядра-мишени облучаются массивными тяжелыми ионами. Но как раз такие реакции и используются в экспериментах по синтезу СТЭ.

2.5. Макроскопическая динамическая модель Святецкого. Рассмотренные в пп. 2.1–2.4 модели являются фактически моделями захвата: они фиксируют условия, необходимые для реализации захвата налетающего ядра ядром-мишенью. Дальнейшая судьба образовавшейся ядерной системы не

рассматривается. Для относительно легких тяжелых ионов эти модели позволяли рассчитывать сечение полного слияния ядер и зависимость сечения от энергии. С использованием в экспериментах более массивных тяжелых ионов возникла ситуация, когда захват не всегда приводил к формированию составного ядра. Ядерная система, образовавшаяся на стадии захвата, после обмена нуклонами между ядрами могла распасться на два близких по массе ядра-фрагмента без формирования составного ядра.

Необходимо было понять, что же происходит с ядерной системой после реализации стадии захвата, как протекает процесс ее перехода в составное ядро, существуют ли альтернативные каналы реакции, как зависит соотношение между различными каналами реакций от Z и A сталкивающихся ядер и кинетической энергии столкновения. Нами уже подчеркивалось: описание перестройки двух многонуклонных ядерных систем в единую систему — исключительно трудная задача. Возможный путь ее решения подсказывал опыт описания деления тяжелых ядер на основе жидкокапельной модели ядра. Деление тяжелого ядра согласно этой модели рассматривалось как процесс развития квадрупольной деформации в капле несжимаемой, вязкой ядерной жидкости. Слияние ядер и деление тяжелого ядра можно рассматривать в известных пределах как прямой и обратный ядерные процессы.

Святецкий был первым, кто, опираясь на жидкокапельную модель ядра, создал макроскопическую динамическую модель (МДМ), в которой описывается вся история слияния ядер от момента соприкосновения их поверхностей до момента формирования составного ядра [55–58]. Он дал также теоретическое обоснование этой модели, введя понятие «макроскопическая хаотическая динамика», согласно которой возбужденные ядра ведут себя как капли вязкой ядерной жидкости.

В рамках МДМ слияние ядер протекает следующим образом. После контакта поверхностей ядер в зоне контакта довольно быстро формируется и растет шейка. Ядра теряют свою индивидуальность, сливаясь в сильно деформированное моноядро. Преодолевая ядерное трение за счет запаса кинетической энергии столкновения, моноядро эволюционирует к более компактной форме, характерной для составного ядра. Полное слияние ядер реализуется, если моноядро окажется внутри и за барьером деления составного ядра. Если же кинетическая энергия окажется недостаточной, моноядро уходит в канал квазиделения: распадается на два близких по массе ядра-фрагмента. Таким образом, в МДМ процесс слияния ядер протекает в пространстве деформаций аналогично процессу деления тяжелого ядра.

Динамические ингредиенты модели включали:

- консервативные силы, определяемые потенциальной энергией ядерной системы, включавшей в себя поверхностную и кулоновскую энергии;
- диссипативные силы, характеризующиеся одной диссипативной функцией;

• инерционные силы, для дидра характеризующиеся приведенной массой системы, для моноядра они не учитываются (интенсивное ядерное трение и малая скорость деформации).

Для количественного описания процесса слияния ядер была выбрана форма ядерной системы, представленная на рис. 11. Система включала в себя два ядра сферической формы с радиусами R_1 и R_2 и конусную шейку, характеризовавшуюся углом Θ . Минимальное число переменных, с помощью которых можно описать форму такой ядерной системы, — три. Использовались следующие коллективные

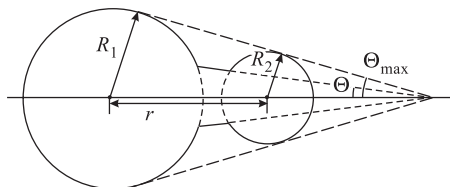


Рис. 11. Форма двойной ядерной системы, использованная в макроскопической динамической модели [55] для описания процесса слияния ядер

координаты: асимметрия системы $\Delta = (R_1 - R_2)/(R_1 + R_2)$, относительное расстояние между ядрами $\rho = r/(R_1 + R_2)$, параметр «окна» $\alpha = (\sin \Theta / \sin \Theta_{\max})^2$. $\sin \Theta_{\max}$ характеризует полностью открытое окно.

Анализ потенциальной энергии двух сливающихся массивных ядер позволил выявить три узловых конфигурации ядерной системы и соответствующие им энергетические пороги (см. рис. 12).

1. Контактная конфигурация. Поверхности сталкивающихся ядер входят в контакт, и начинается энергетически выгодный рост шейки. Конфигурацию можно охарактеризовать как дидра. Энергетический порог для этой конфигурации совпадает с входным кулоновским барьером: $E_i = B_c$.

2. Конфигурация условного равновесия. Это седловая точка на поверхности потенциальной энергии системы при условии «замороженности» ее зарядовой (массовой) асимметрии. Ей соответствует пороговая энергия $E_i = B_c + E_x$. При превышении этого порога «размораживается» зарядовая (массовая) асимметрия системы и дидра начинает трансформироваться в моноядро. Добавка энергии E_x получила название экстрапуша.

3. Конфигурация безусловного равновесия. Это форма ядерной системы в седловой точке деления составного ядра. Барьер деления удерживает составное ядро от мгновенного распада. Энергия, необходимая для прохождения моноядра над барьером деления $B_c + E_{xx}$, — третья пороговая энергия, выше которой возможно формирование составного ядра. E_{xx} получила название экстраэкстрапуша.

В зависимости от соотношения между кинетической энергией столкновения E_i и указанными пороговыми энергиями возможно четыре класса ядерных процессов:

• $E_i < B_c$, ядра не входят в контакт своими поверхностями, и возможно лишь упругое и квазиупругое рассеяние;



Рис. 12. Схема, иллюстрирующая энергетические пороги различных ядерных процессов, реализующихся в столкновениях двух массивных ядер [57]

- $B_c < E_i < B_c + E_x$, в этом интервале энергий реализуются реакции глубоконеупругих передач;
- $B_c + E_x < E_i < B_c + E_{xx}$, ядра сливаются в моноядро, однако составное ядро не может образоваться, моноядро уходит в канал квазиделения;
- $E_i > B_c + E_{xx}$, формируется составное ядро.

Таким образом, в МДМ слияние ядер еще не означает образование составного ядра.

Наиболее важный результат, полученный в рамках МДМ, — необходимость дополнительной кинетической энергии над входным кулоновским барьером для формирования составного ядра в столкновениях массивных ядер. В работе [58] были проведены расчеты E_{xx} для ряда ядерных реакций и сопоставление с экспериментальными данными. Рис. 13, заимствованный из этой работы, демонстрирует степень согласия между теоретическими расчетами и данными эксперимента.

МДМ внесла значительный вклад в понимание ядерных процессов, разыгрывающихся в столкновениях двух массивных ядер. Квазиделение, экстрапуш и экстраэкстрапуш прочно вошли в понятийный аппарат физики тяжелых ионов. Однако попытки применить МДМ для описания ядерных реакций, используемых при синтезе сверхтяжелых элементов, вызвали определенные трудности. Так, например, в реакциях холодного синтеза элементов с Z от

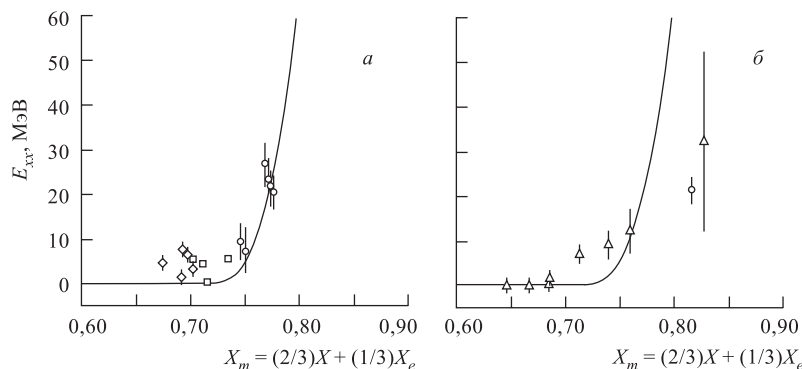


Рис. 13. Величина экстраэстрапуша E_{xx} как функция параметра X_m , где $X = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{cr}$; $X_e = (Z^2/A)_{eff}/(Z^2/A)_{cr}$, $(Z^2/A)_{eff} = 4Z_1Z_2/[A_1^{1/3}A_2^{1/3}/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})]$. A_1 и A_2 — массовые числа сталкивающихся ядер; Z_1 и Z_2 — их зарядовые номера, $Z = Z_1 + Z_2$. а) Для близких к симметрии ядерных реакций: кружки, квадраты и ромбы — значения E_{xx} , извлеченные из экспериментально измеренных функций возбуждения испарительных остатков; линия — расчетные значения E_{xx} для симметричных ядерных реакций. б) Для сильно асимметричных ядерных реакций: треугольники — данные для E_{xx} , полученные из анизотропии осколков деления; кружок — из измерения выхода испарительных остатков; линия — расчетные значения E_{xx} для симметричных ядерных реакций [58]

107 до 112 оптимальная кинетическая энергия столкновения, обеспечивающая максимальный выход, оказалась очень близкой к входному кулоновскому барьеру [7], тогда как МДМ предсказывала необходимость экстраэстрапушей, измеряемых десятками МэВ [59]. При расчетах сечения образования испарительных остатков в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ с использованием МДМ расчетные данные оказались на три порядка больше, чем данные эксперимента [19].

На наш взгляд, эти трудности обусловлены тем, что атомные ядра, состоящие из нейтронов и протонов и обладающие оболочечной структурой, заменяются в МДМ каплями гипотетической ядерной жидкости.

2.6. Флуктуационно-диссипативная модель. Флуктуационно-диссипативная модель (ФДМ), предложенная японскими теоретиками в [60] и развитая далее в [61–63], как и МДМ Святецкого, базируется на динамике слияния двух вязких ядерных капель. Однако по сравнению с МДМ она вводит в расчеты два новых фактора: статистическую флуктуацию траекторий в пространстве эволюции ядерной системы и оболочечные поправки в расчет потенциальной энергии системы. Таким образом, ФДМ учитывает не только динамический, но и статистический аспект процесса слияния двух массивных ядер. Процесс

слияния может развиваться по множеству траекторий в выбранном для описания ядерной системы пространстве коллективных переменных. Формально это делается введением в уравнение движения дополнительного члена, вызывающего вариации траекторий. Он был взят в виде функции ошибок, описывающей белый шум. В результате возникает конкуренция между каналами полного слияния и квазиделения. При одних и тех же условиях столкновения часть траекторий в пространстве деформаций приводит к формированию составного ядра, часть — к распаду ядерной системы на два ядра-фрагмента, т. е. к квазиделению.

Потенциальная энергия ядерной системы, образовавшейся на стадии захвата, рассчитывается согласно двуцентровой модели [64] с учетом зависящих от температуры системы оболочечных поправок. Это позволило более реалистично оценивать соотношение между каналами полного слияния и квазиделения.

Эволюция ядерной системы в пространстве деформаций описывается тремя переменными: расстоянием между центрами ядер Z , деформацией ядер β (одинаковой для обоих ядер) и массовой асимметрией системы α . Флуктуационно-диссипативная динамика системы в последних вариантах модели [63] рассматривается на основе многомерного уравнения Ланжевена

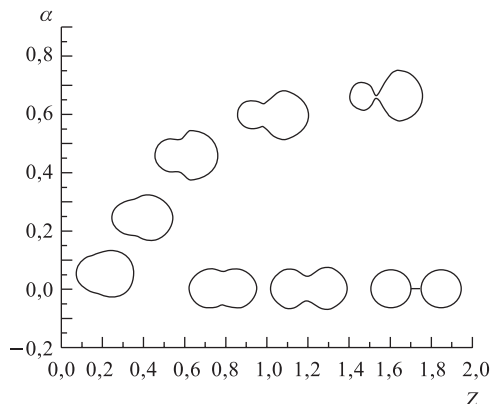
$$\begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= (m^{-1})_{ij} p_j, \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial V}{\partial q_i} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial q_i} (m^{-1})_{jk} p_j p_k - \gamma_{ij} (m^{-1})_{ik} p_k + g_{ij} R_j(t), \end{aligned} \quad (43)$$

в котором подразумевается суммирование по повторяющимся индексам; V — потенциальная энергия системы, зависящая от температуры; m_{ij} и γ_{ij} — тензор инерции системы и тензор диссипации. Нормализованная случайная сила $R_i(t)$ взята в виде белого шума, т. е. $\langle R_i(t) \rangle = 0$ и $\langle R_i(t_1) R_j(t_2) \rangle = 2\delta_{ij} \delta(t_1 - t_2)$. Интенсивность случайной силы определяется соотношением $\gamma_{ij} T = \sum_k g_{ij} g_{ik}$, где T — температура системы, рассчитанная из ее внутренней энергии $E_{\text{int}} = aT^2$, a — параметр плотности уровней. Выражение для потенциальной энергии и ее зависимость от температуры определялись следующим образом:

$$\begin{aligned} V(q_1 \ell_1 T) &= V_{\text{DM}}(q) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2I(q)} + V_{\text{shell}}(q) \Phi(T), \\ V_{\text{DM}}(q) &= E_s(q) + E_c(q), \end{aligned} \quad (44)$$

где $V_{\text{DM}}(q)$ — капельная потенциальная энергия; E_s и E_c — обобщенные поверхностная [65] и кулоновская энергии; $I(q)$ — твердотельный момент инерции системы; V_{shell} — оболочечные поправки при температуре $T = 0$.

Рис. 14. Иллюстрация протекания процесса слияния-деления тяжелого ядра-мишени и массивного налетающего ядра в флуктуационно-диссипативной модели. Z — расстояние между центрами ядер, α — массовая асимметрия ядерной системы

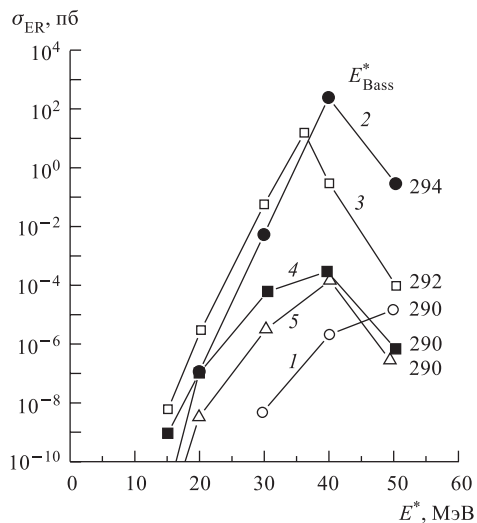


Температурный фактор Φ взят в следующей форме: $\Phi = \exp(-aT^2/E_d)$ согласно работе [66]. Энергия исчезновения оболочечных поправок $E_d = 20$ МэВ.

Рис. 14, любезно предоставленный Й. Аритомо, показывает, как протекает в пространстве деформаций процесс слияния двух массивных ядер: монотонно сокращается расстояние между центрами ядер Z , и уменьшается зарядовая асимметрия системы α .

В рамках ФДМ были проведены расчеты сечений образования элемента 114 в реакциях горячего слияния для нескольких комбинаций сталкивающихся ядер (см. рис. 15). Для реакции, в которой ^{244}Pu облучается ионами ^{48}Ca , сечение образования ядер элемента 114 получилось близким к

Рис. 15. Сечения образования элемента 114 в различных реакциях, рассчитанные в рамках флуктуационно-диссипативной модели [62]: 1 — $^{258}\text{Fm} + ^{32}\text{Si}$; 2 — $^{250}\text{Cm} + ^{44}\text{Ar}$; 3 — $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$; 4 — $^{238}\text{U} + ^{52}\text{Ti}$; 5 — $^{234}\text{Th} + ^{56}\text{Cr}$. E^* — энергия возбуждения составного ядра



10 пб. Были проведены также расчеты соотношения между каналами слияния-деления и квазиделения в реакциях: ^{238}U , ^{244}Pu , $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ для энергий вблизи входного кулоновского барьера. Расчеты показали, что доминирующий вклад в симметричную часть массового распределения фрагментов дают продукты квазиделения.

ФДМ можно рассматривать как дальнейшее развитие и углубление представлений о слиянии массивных ядер, заложенных в МДМ Святецкого. Вместе с тем предложение авторов ФДМ использовать для синтеза СТЭ симметричные ядерные реакции [61] вызывает серьезное сомнение (более детально этот вопрос обсуждается в п. 4.5).

2.7. Модель коллективизации нуклонов. В последние годы Загребавым был предложен еще один подход к описанию процесса полного слияния массивных ядер [67, 68]. В отличие от МДМ и ФДМ в нем учитывается нуклонная структура сталкивающихся ядер. В рамках этого подхода процесс слияния ядер протекает следующим образом. После преодоления кулоновского барьера и диссипации кинетической энергии столкновения формируется система из двух интенсивно взаимодействующих ядер. Благодаря заметному перекрытию поверхностей ядер нуклоны могут переходить из одного ядра в другое и обратно, что приводит к их коллективизации. Коллективизация захватывает вначале слабо связанные нуклоны верхних оболочек, затем и остальные нуклоны. Формирование составного ядра становится неизбежным, когда индивидуальные объемы сталкивающихся ядер, окруженных обобществленными нуклонами, оказываются внутри объема соответствующего составного ядра. Рис. 16, взятый из [68], иллюстрирует процесс слияния ядер по модели коллективизации нуклонов.

Потенциальная энергия ядерной системы, определяющая и полное слияние ядер, и ее распад за счет квазиделения, имеет вид

$$V_{\text{fus-fis}} = V_{12}(r, \delta_1, \delta_2, \Delta A) - [\tilde{\beta}_1 A_1 + \tilde{\beta}_2 A_2 + \tilde{\beta} \Delta A] + B(A_1^0) + B(A_2^0), \quad (45)$$

здесь r — расстояние между центрами ядер; δ_1 и δ_2 — их динамическая деформация; ΔA — число обобществленных нуклонов; $B(A_1^0)$ и $B(A_2^0)$ — энергии связи налетающего ядра и ядра мишени; $\tilde{\beta}_1$, $\tilde{\beta}_2$ и $\tilde{\beta} = (\tilde{\beta}_1 + \tilde{\beta}_2)/2$ — энергии связи нуклонов в ядрах-фрагментах A_1 и A_2 и обобществленных нуклонах ΔA . Они зависят от числа обобществленных нуклонов. Если меру коллективизации нуклонов определить величиной $x = \Delta A / \Delta A_{\text{CN}}$, то $\tilde{\beta}_1$, $\tilde{\beta}_2$ могут быть аппроксимированы соотношением

$$\tilde{\beta}_{1,2} \approx \beta_{1,2}^{\text{exp}} (1 - x) + \beta_{\text{CN}}^{\text{exp}} x. \quad (46)$$

Для иллюстрации развития событий в процессе полного слияния массивных ядер используется упрощенная модель [67, 68]. Каждое из двух сталкива-

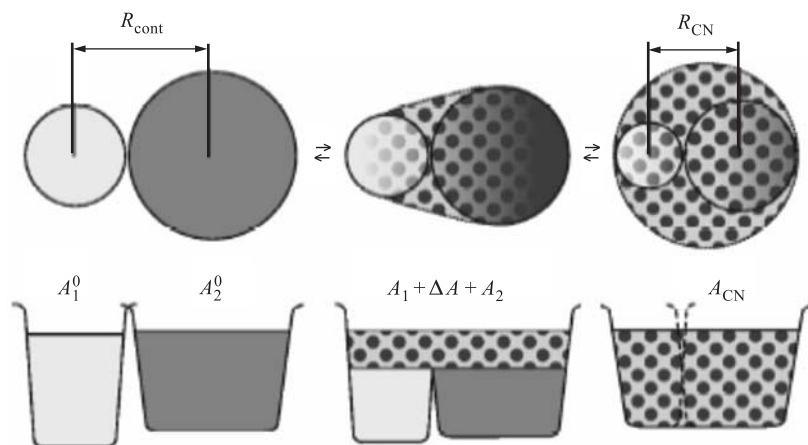


Рис. 16. Схематическая иллюстрация процесса формирования составного ядра в модели коллективизации нуклонов. A_1^0 , A_2^0 — число нуклонов в ядре-мишени и налетающем ионе; ΔA — число обобществленных нуклонов; A_{CN} — число нуклонов в составном ядре, $A_1 + A_2 + \Delta A = A_{CN}$ [68]

ющихся ядер состоит из коры и одного валентного нейтрона. Взаимодействие нейтрона с кором описывается потенциалом Саксона–Вудса, взаимодействие между ядрами — потенциалом короткодействующих сил с добавлением феноменологических диссипативных сил.

В рамках этой модели анализируется взаимодействие ядер в реакции $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ (230 МэВ). На рис. 17, а показано сближение ядер, сопровождающееся диссипацией кинетической энергии столкновения и заканчивающееся захватом налетающего ядра ядром-мишенью. На рис. 17, б сплошными линиями показана степень коллективизации валентных нейтронов ^{48}Ca и ^{248}Cm . Видно, что для нейтрона ^{48}Ca вероятность коллективизации довольно быстро, за время $\sim 10^{-21}$ с, достигает единицы.

Однако, на наш взгляд, развитие событий в ядерной системе $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ будет протекать по иному сценарию. Из рис. 17, а можно видеть, что к моменту завершения стадии захвата энергия возбуждения ядерной системы превысит 20 МэВ. Подавляющая часть этой энергии сосредоточится на ядре ^{248}Cm . Плотность однонуклонных состояний в этом ядре весьма высока. Нейтрон, переданный из ядра ^{48}Ca в ядро ^{248}Cm , окажется в настоящем ядерном лабиринте и вряд ли сможет найти обратный путь в материнское ядро. Плотность возбужденных состояний в ядре кюрия на много порядков величины превышает плотность возбужденных состояний в ядре кальция, а это значит, что подавляющую часть времени нейтрон ядра кальция будет проводить в ядре

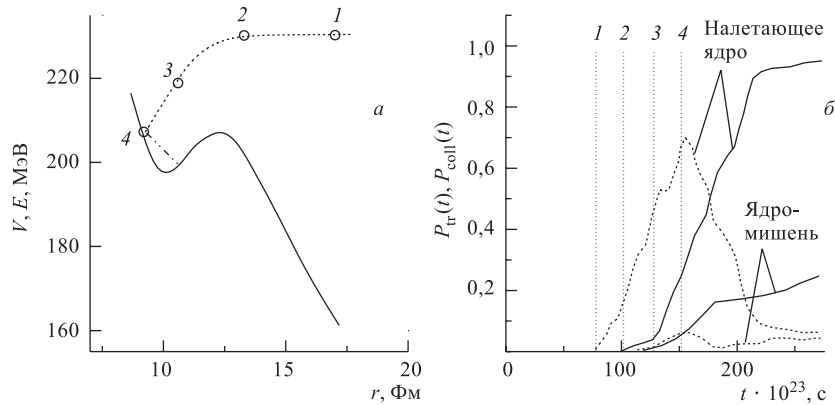


Рис. 17. Процесс обобществления валентных нейтронов ядер ^{48}Ca и ^{248}Cm в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ (230 МэВ): а) ядро-ядерный потенциал и траектория относительного движения ядер ^{48}Ca и ^{248}Cm при энергии $E_{\text{СМ}} = 230$ МэВ; б) вероятность передачи валентного нейтрона (пунктирная линия) и коллективизации нейтрона (сплошная линия) [67]

кюрия. В таких условиях предположение о его обобществлении оказывается неадекватным реальности.

Такая же судьба ожидает и протон, переданный из ядра ^{48}Ca в ядро ^{248}Cm . При передаче протона кулоновская часть потенциальной энергии ядерной системы уменьшится на 5–6 МэВ. В ядре кюрия протон окажется в возбужденном состоянии. В условиях высокой плотности уровней и их сильного перекрытия в ядре кюрия переданный протон довольно быстро перейдет в низкоэнергичное состояние. А это будет означать, что обратный путь в ядро кальция для него закрыт по энергетическим соображениям.

Далее, на рис. 16, где схематически показан процесс коллективизации нуклонов, видна большая квазишейка, практически совпадающая с размерами сливающихся ядер. Нуклоны обоих ядер уходят довольно далеко в межъядерное пространство. Если бы нуклоны были чисто классическими частицами, это не вызвало бы вопросов. Но нуклоны — микрочастицы, обладающие волново-корпускулярным дуализмом. С каждым из нуклонов связана стоячая де-бройлевская волна, пространственное положение которой определяется стенками ядерного потенциала. Ее проникновение за пределы потенциала характеризуется величинами меньше 1 Фм, и нуклон с нормальной энергией связи не может удаляться от ядра на значительное расстояние.

Анализ эволюции двойной ядерной системы в рамках квантово-механической теории фрагментации [70, 71] показал, что нуклоны каждого ядра

в процессе слияния ядер находятся в рамках своих границ, шейка имеет весьма скромные размеры, порядка 1 Фм, и эволюция ДЯС развивается по координате, характеризующей ее зарядовую (массовую) асимметрию.

Несмотря на то, что в рамках модели коллективизации нуклонов удалось воспроизвести сечения образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях холодного и горячего слияния [69], картина процесса полного слияния массивных ядер, предлагаемая этой моделью, представляется, на наш взгляд, неадекватной реальности.

3. КОНЦЕПЦИЯ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРОЦЕССА ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ЯДЕР

3.1. Основы концепции. Концепция двойной ядерной системы [17–19] не является одной из возможных теоретических моделей процесса полного слияния ядер. КДЯС дает качественное представление — сценарий этого фундаментального ядерного процесса. Можно сказать, что КДЯС напоминает концепцию составного ядра, предложенную в свое время Нильсом Бором.

В основе КДЯС лежит утверждение о подобии процессов взаимодействия ядер в реакциях глубоконеупругих передач (РГНП) и при их полном слиянии. Действительно, в обоих ядерных процессах происходит полная диссипация кинетической энергии столкновения и относительная скорость ядер падает практически до нуля. В обоих процессах между ядрами действуют одни и те же консервативные и диссипативные силы. На шкале угловых моментов столкновения существует зона, в которой могут реализоваться и РГНП, и полные слияния ядер.

Что же дает утверждение о подобии реакций полного слияния и РГНП? В отличие от реакций полного слияния РГНП — открытые реакции. Двойная ядерная система, которая формируется в этих реакциях, участвует одновременно в двух ядерных процессах: во-первых, эволюционирует путем передачи нуклонов от одного ядра к другому в направлении понижения потенциальной энергии системы и, во-вторых, распадается на два ядра из всех промежуточных конфигураций (речь идет об ансамбле ДЯС). Изучая зарядовые, массовые и энергетические распределения продуктов РГНП для различных углов вылета (α им соответствуют различные времена жизни ДЯС), можно получить достаточно полное представление о закономерностях эволюции ДЯС.

Наиболее важные особенности РГНП, существенные для анализа процесса полного слияния ядер, состоят в следующем [14–16].

- После полной диссипации кинетической энергии столкновения формируется специфический ядерный комплекс — двойная ядерная система, в которой ядра интенсивно взаимодействуют друг с другом и в то же время сохраняют свою индивидуальность.

- ДЯС — неустойчивое образование. Она непрерывно изменяется за счет передачи нуклонов от ядра к ядру. Этот процесс носит эволюционный характер и направляется потенциальной энергией системы, которая зависит от массовой и зарядовой асимметрии ДЯС, ее спина и энергии возбуждения.

- Эволюция ДЯС протекает по множеству траекторий в Z - и N -пространстве формирующих ее ядер, что отражает статистическую природу эволюции системы и связано с быстрым установлением в ней теплового равновесия.

- Сохранение индивидуальности ядер, входящих в ДЯС, обусловлено их оболочечной структурой. Передавая другому ядру слабо связанные нуклоны верхних оболочек, ядро одновременно сохраняет прочно связанные нуклоны нижних оболочек.

РГНП дают нам уникальную информацию о характере взаимодействия двух атомных ядер, оказавшихся в тесном контакте после полной диссипации кинетической энергии столкновения. Именно эта уникальная информация и была использована автором обзора для раскрытия содержания процесса полного слияния ядер, механизма формирования составного ядра [17, 18]. Со временем этот подход к рассмотрению процесса слияния ядер получил название концепции двойной ядерной системы.

Согласно КДЯС процесс полного слияния ядер имеет следующий сценарий.

1. На стадии захвата после полной диссипации кинетической энергии столкновения формируется двойная ядерная система.

2. Процесс полного слияния ядер реализуется в результате эволюции ДЯС в направлении увеличения ее зарядовой и массовой асимметрии: нуклоны более легкого ядра, оболочка за оболочкой, передаются более тяжелому ядру. Процесс завершается передачей тяжелому ядру четырех нуклонов $1s$ -оболочки легкого ядра.

3. В реакциях между массивными ядрами энергетически выгодна эволюция ДЯС в противоположном направлении: нуклоны от более тяжелого ядра передаются более легкому ядру, что ведет к симметризации формы системы. В симметричной ДЯС кулоновское отталкивание между ядрами достигает максимального значения, и система распадается на два близких по массе фрагмента — происходит квазиделение.

4. В силу статистического характера эволюции в массивных ДЯС возникает конкуренция между каналами полного слияния и квазиделения, что приводит к снижению сечения образования составного ядра по сравнению с сечением захвата.

Еще раз подчеркнем, что и при эволюции к составному ядру, и при эволюции к симметричной форме ядра ДЯС сохраняют свою индивидуальность — следствие их оболочечной структуры.

3.2. Особенности слияния массивных ядер. КДЯС выявила две важные особенности процесса полного слияния массивных ядер [19]:

- наличие потенциального барьера на пути слияния столкнувшихся ядер в составное ядро;
- конкуренцию между каналами полного слияния и квазиделения в ДЯС, сформировавшейся на стадии захвата.

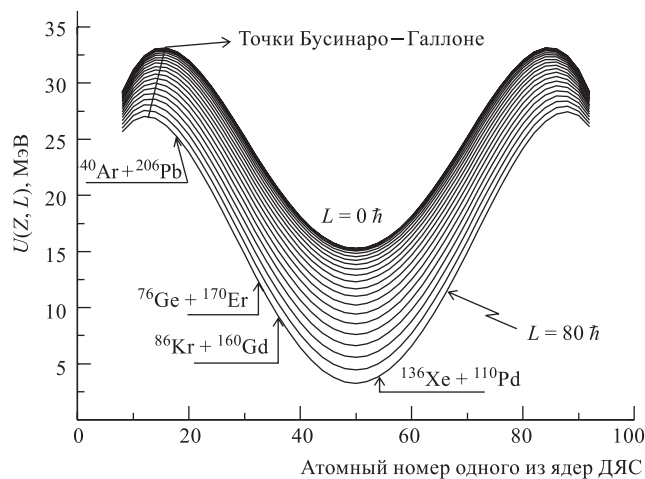


Рис. 18. Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в реакциях: $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$, $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$, представленная в зависимости от атомного номера одного из ядер ДЯС и углового момента столкновения L . Стрелками указаны входные точки реакций [72]

Эволюция ДЯС определяется потенциальной энергией системы как функцией ее зарядовой (массовой) асимметрии и углового момента. На рис. 18 представлена потенциальная энергия ДЯС, которая формируется в четырех различных реакциях, приводящих к одному и тому же составному ядру ^{246}Fm [72]. Потенциальная энергия $U(Z, L)$ рассчитывалась согласно соотношению

$$U(Z, L) = B_1 + B_2 + V(R^*, L) - [B_{\text{CN}} + V_{\text{tot}}(L)]. \quad (47)$$

Здесь Z — атомный номер одного из ядер ДЯС; L — угловой момент системы; B_1 , B_2 и B_{CN} — энергии связи ядер ДЯС и составного ядра. $V(R, L)$ — ядро-ядерный потенциал, который включает в себя кулоновский, ядерный и центробежный потенциалы:

$$V(R, L) = V_C(R) + V_N(R) + V_{\text{rot}}(R, L). \quad (48)$$

R — расстояние между центрами ядер; R^* — значение R , при котором ДЯС находится на дне «кармана» в потенциале $V(R, L)$. Ядерный потенциал $V_N(R)$ рассчитывается методом двойной свертки [73] или методом короткодействующих сил [31, 32]. Центробежный потенциал $V_{\text{tot}}(R, L)$ берется для твердотельного момента инерции ДЯС. ДЯС имеет вид двух сфер, слегка перекрывающихся своими поверхностями. Изотопная композиция ядер ДЯС определялась условием равновесного отношения N/Z . Деформация ядер ДЯС не учитывалась. Потенциальная энергия ДЯС нормировалась на потенциальную энергию вращающегося составного ядра, которая принималась за нулевую точку отсчета.

Стрелками на рис. 18 указаны входные точки четырех исследовавшихся реакций: $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$, $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$. Различные кривые относятся к различным угловым моментам столкновения L . Результаты экспериментального изучения этих реакций представлены в [74].

Из рис. 18 следует, что для реализации процесса полного слияния ядер ДЯС должна преодолеть потенциальный барьер, величина которого зависит от исходной зарядовой (массовой) асимметрии реакции и углового момента столкновения. В реакции $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ величина барьера не превышает нескольких МэВ, тогда как в более симметричной реакции $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$ она возрастает до 20 МэВ. Барьер увеличивается с ростом углового момента столкновения. Возникновение потенциального барьера на пути слияния ядер связано с эндотермическим характером эволюции ДЯС на участке от входной точки реакции до точки Бусинаро–Галлоне. Энергия на преодоление потенциального барьера слияния черпается из энергии возбуждения ДЯС E^* . Указанный потенциальный барьер получил название «внутренний барьер слияния» и обозначение B_{fus}^* [19]. Звездочка символизирует источник энергии для преодоления барьера.

В рамках КДЯС B_{fus}^* — энергетический порог для процесса полного слияния ядер. B_{fus}^* и E_{xx} в МДМ Святецкого имеют совершенно различную природу: E_{xx} — избыток кинетической энергии столкновения над входным кулоновским барьером, необходимый для преодоления ядерной вязкости в процессе динамической эволюции исходного диядра к компактному составному ядру; B_{fus}^* — запас энергии возбуждения исходной ДЯС, необходимый для эндоэнергетической перестройки системы в более асимметричную конфигурацию и достижения точки Бусинаро–Галлоне. После этой точки процесс эволюции ДЯС к составному ядру приобретает экзоэнергетический характер.

Конкуренция между каналами полного слияния ядер и квазиделения вытекает естественным образом из статистического характера процесса эволюции ДЯС. Как можно видеть на рис. 18, эволюция ДЯС к симметричной форме не встречает препятствий. Более того, она энергетически выгоднее эволюции к полному слиянию, так как самое низкое значение потенциальной энергии системы отвечает симметричной форме ДЯС.

Следует отметить, что КДЯС выявила новую серьезную опасность на пути синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов — распад ДЯС, сформировавшейся на стадии захвата, в канал квазиделения.

3.3. Сечение образования ядер тяжелых и сверхтяжелых элементов.

На протяжении многих лет процесс синтеза ядер трансурановых элементов в реакциях с тяжелыми ионами рассматривался в рамках нижеследующей схемы. Налетающее ядро, преодолев входной кулоновский барьер, сливалось с ядром-мишенью, образуя возбужденное составное ядро трансуранового элемента. Основные каналы девозбуждения тяжелого составного ядра — канал деления и каналы с эмиссией различного числа нейтронов. Эмиссия заряженных частиц затруднена высокими выходными кулоновскими барьерами. Ядро нового тяжелого элемента можно было получить, если удавалось сбросить подавляющую часть энергии возбуждения составного ядра за счет эмиссии нейтронов настолько, что его остаточная энергия возбуждения оказывалась ниже барьера деления. Естественно, что в центре внимания у экспериментаторов и теоретиков находились систематики отношений нейтронных и делительных ширин Γ_n/Γ_f , их зависимость от Z и A составного ядра.

Сечения образования синтезируемых ядер тяжелых элементов рассчитывались по формуле

$$\sigma_{\text{ER}} = \pi \lambda_0^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{cr}}} (2\ell + 1) T(\ell, E_{\text{CM}}) W_{\text{sur}}. \quad (49)$$

Первая часть формулы, до W_{sur} , характеризовала сечения захвата σ_c , а W_{sur} — выживание составного ядра при его девозбуждении; σ_c рассчитывалось обычно по оптической модели. Для расчетов W_{sur} использовалась статистическая модель распада возбужденного ядра.

В рамках этой схемы удавалось описать сечение образования трансурановых элементов вплоть до резерфордия ($Z = 104$). Однако для больших значений Z синтезируемого элемента возникало драматическое расхождение между расчетами и данными эксперимента. Эту ситуацию иллюстрирует рис. 19, взятый из работы [75], в которой в рамках традиционной схемы описывался холодный синтез элементов 104, 108 и 110. Для элементов 108 и 110 расхождение между расчетом и экспериментом достигает трех и пяти порядков величины. Причина этого расхождения — квазиделение, которое в данных реакциях становится доминирующим каналом, резко снижающим сечение образования составного ядра.

С точки зрения КДЯС формула, описывающая сечение образования ядер тяжелого элемента, кроме сечения захвата σ_c и вероятности выживания составного ядра W_{sur} , должна включать третий фактор — P_{CN} — вероятность формирования составного ядра в конкуренции с квазиделением [19]:

$$\sigma_{\text{ER}} = \sigma_c P_{\text{CN}} W_{\text{sur}}. \quad (50)$$

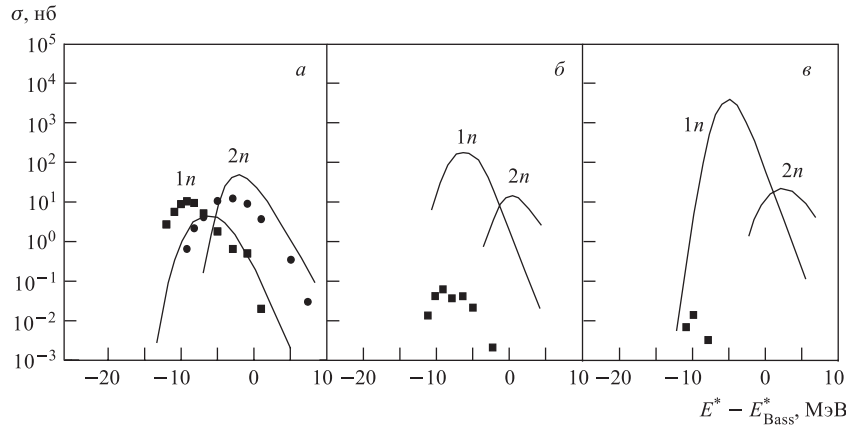


Рис. 19. Сечение образования элементов 104, 108 и 110 в реакциях холодного слияния (НЛ, $1n - 2n$): а) $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$; б) $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$; в) $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$. Квадраты и кружки — данные экспериментов; кривые — результаты расчетов в рамках традиционной схемы [75]. E^* — энергия возбуждения составного ядра; E^*_{Bass} — энергия возбуждения составного ядра при столкновении с энергией, равной входному барьеру по модели Басса

КДЯС не только выявила важную роль квазиделения в реакциях синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов — она стала основой для создания моделей конкуренции между каналами полного слияния и квазиделения как в симметричных, так и в асимметричных ядерных реакциях.

3.4. Модель конкуренции каналов полного слияния и квазиделения в симметричных ядерных реакциях. На рис. 20 представлена потенциальная энергия ДЯС в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ [19]. Независимо от углового момента столкновения исходная ДЯС оказывается в минимуме потенциальной энергии системы, а также и в минимуме ядро-ядерного потенциала $V(R)$ — на дне «потенциального кармана». Исходная ДЯС представляет собой гигантскую ядерную молекулу и находится в квазистационарном состоянии. Для того чтобы два ядра ^{110}Pd слились в составное ядро ^{220}U , ДЯС должна преодолеть внутренний барьер слияния B^*_{fus} . Вместе с тем существует определенная вероятность распада ДЯС на два исходных ядра ^{110}Pd . В этом случае системе придется преодолеть барьер квазиделения B_{qf} в ядро-ядерном потенциале $V(R)$. Квазистационарный характер исходного состояния ДЯС и достаточно высокая энергия возбуждения системы позволяют использовать статистический подход к расчету конкуренции между каналами полного слияния и квазиделения. Можно полагать, что вероятность полного слияния двух ядер ^{110}Pd и вероятность квазиделения исходной ДЯС пропорциональны плотности состо-

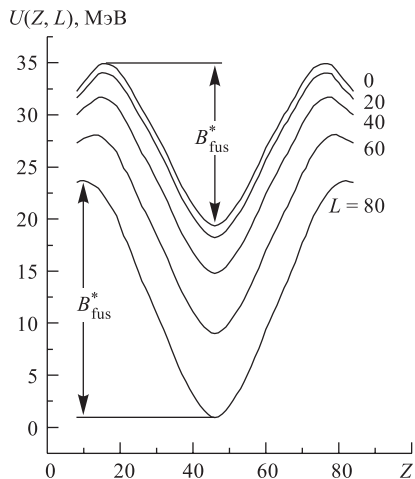


Рис. 20. Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$, в зависимости от атомного номера одного из ядер ДЯС и углового момента столкновения L . B_{fus}^* — внутренний барьер слияния [19]

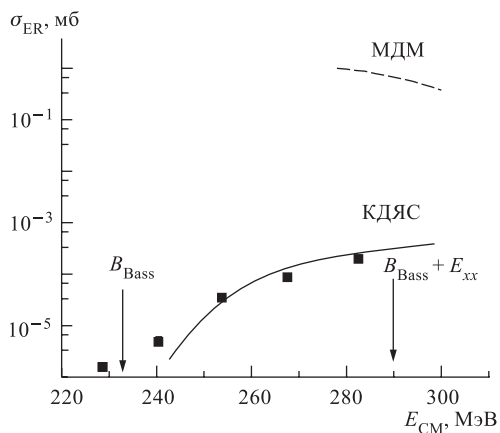
яний ДЯС на вершинах барьеров слияния и квазиделения ($\rho_{B_{\text{fus}}^*}$ и $\rho_{B_{\text{qf}}}$) [19]. Вероятность формирования составного ядра в конкуренции с квазиделением P_{CN} будет определяться соотношением

$$P_{\text{CN}} = \frac{\rho_{B_{\text{fus}}^*}}{\rho_{B_{\text{fus}}^*} + \rho_{B_{\text{qf}}}}. \quad (51)$$

Для плотности состояний ДЯС было использовано выражение, предложенное в [76]. Оно имеет вид

$$\rho = \left[\frac{g^2}{g_1 \cdot g_2} \right]^2 \frac{g}{6^{3/4} (2gE^*)^{5/4}} \exp [2(aE^*)^{1/2}], \quad (52)$$

Рис. 21. Сечение образования испарительных остатков σ_{ER} в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ в зависимости от энергии столкновения E_{CM} . Квадраты — данные эксперимента [78]; сплошная линия — результаты расчетов в рамках КДЯС [19]; штриховая линия — результат расчетов в рамках МДМ Святецкого; B_{Bass} — входной барьер по модели Басса



где g_i — плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми для ядер ДЯС; $2g = g_1 + g_2$; $a = \pi^2 g/3$; g_i взяты из систематики, представленной в [77].

С использованием этой модели был проведен расчет сечения образования испарительных остатков σ_{ER} в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Результаты расчетов представлены на рис. 21 [19]. Для энергий столкновения выше кулоновского барьера удастся описать экспериментальные данные.

3.5. Модели конкуренции между полным слиянием и квазиделением для асимметричных ядерных реакций. Для асимметричных ядерных реакций между массивными ядрами были предложены две модели конкуренции каналов полного слияния и квазиделения. В одной из них для описания эволюции и распада ДЯС используется метод Монте-Карло [72], в другой — квазистационарное решение двумерного уравнения Фоккера–Планка [79].

3.5.1. Модель с использованием метода Монте-Карло. Статистический характер процесса обмена нуклонами между ядрами ДЯС ведет к тому, что судьба отдельно взятой ДЯС носит случайный характер. Система в процессе своей эволюции может достигнуть вершины потенциального барьера B_{fus}^* , и тогда ее эволюция завершится формированием составного ядра, однако она может эволюционировать и к симметричной форме, из которой распадется на два ядра-фрагмента в канале квазиделения. Если взять большое число исходных ДЯС и проследить судьбу каждой из них, то отношение числа ДЯС, переваливших через B_{fus}^* , к числу достигших симметричной формы окажется довольно устойчивым для данной ядерной реакции. Это отношение и будет характеризовать величину фактора P_{CN} .

Метод Монте-Карло был использован в модели [72]. В модели был введен ряд упрощений процесса эволюции ДЯС. Как известно, эволюция ДЯС развивается по множеству траекторий в Z - и A -пространстве ядер, входящих в ДЯС. В модели [72] множество траекторий заменялось одной, «главной» траекторией, которая проходила по дну долины потенциальной энергии ДЯС. Далее, предполагалось, что каждое ядро ДЯС может передавать соседнему ядру или получать от него лишь один протон и один-два нейтрона для сохранения равновесного отношения Z/N . Передача кластеров исключалась.

Вероятность передачи протона рассчитывалась по соотношению, предложенному в [80]. Макроскопическая вероятность перехода $P_{zz'}$ определялась соотношением

$$P_{zz'} = \lambda_{zz'} \rho_z, \quad (53)$$

где $\lambda_{zz'}$ — микроскопическая вероятность перехода, а ρ_z — плотность уровней системы. Плотность уровней ДЯС рассчитывалась согласно

$$\rho_z = \rho[E - U(Z, L)] = \rho(E^*), \quad (54)$$

где E — кинетическая энергия столкновения, $U(Z, L)$ — потенциальная энергия ДЯС в данной конфигурации, а E^* — энергия возбуждения ДЯС. Согласно [80] $\lambda_{zz'} = \lambda_0(\rho_z \cdot \rho_{z'})^{-1/2}$, где λ_0 — константа. Окончательно вероятность захвата протона или его потери определялась соотношением

$$P^+ = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{U(Z+1, L) - U(Z-1, L)}{2T} \right] \right\}^{-1},$$

$$P^- = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{U(Z-1, L) - U(Z+1, L)}{2T} \right] \right\}^{-1},$$
(55)

где $T = (E^*/a)^{1/2}$ — температура ДЯС и $a = 0,093A$ — параметр плотности уровней. В модели предполагалось, что ДЯС, достигшая вершины барьера B_{fus}^* , уходит необратимо в канал полного слияния, а ДЯС, достигшая симметричной формы, также необратимо уходит в канал квазиделения.

Модель [72] была применена для расчетов фактора P_{CN} в четырех реакциях с различной исходной асимметрией, но приводящих к одному и тому же составному ядру ^{246}Fm . На рис. 22 представлены рассчитанные значения P_{CN} для этих реакций в зависимости от углового момента столкновения L . Используя эти данные для P_{CN} , а также сечения захвата σ_c , полученные в рамках оптической модели, и величины W_{sur} , рассчитанные в рамках статистической модели, удалось удовлетворительно воспроизвести экспериментальные данные по сечениям образования ядер ^{244}Fm в реакциях с ионами ^{40}Ar и ^{76}Ge . В эксперименте [74] регистрировался спонтанно делящийся изотоп фермия ^{244}Fm . Более низкие значения P_{CN} для реакций с ионами ^{86}Kr и ^{136}Xe указали причину, по которой в реакциях с этими ионами экспериментаторам не удалось зарегистрировать ядра ^{244}Fm . В реакциях синтеза сверхтяжелых элементов ДЯС может распадаться в канал квазиделения из многих конфигураций, включая начальную. Эта особенность эволюции массивной ДЯС была учтена в следующей модели.

3.5.2. Полное слияние и квазиделение как процессы диффузии в ДЯС. Диссипативные коллективные движения большой амплитуды, реализующиеся

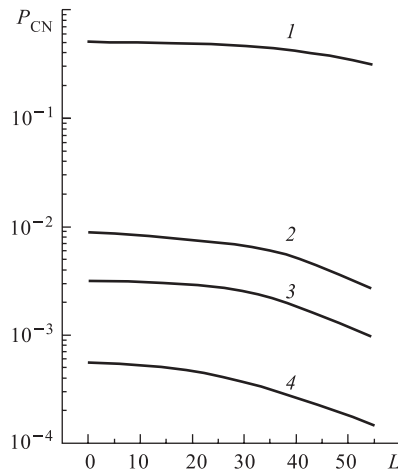


Рис. 22. Вероятность полного слияния ядер P_{CN} в реакциях: $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ (1), $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$ (2), $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ (3), $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$ (4), рассчитанная в рамках модели конкуренции полного слияния и квазиделения [72]

в процессах деления, квазиделения, реакциях глубоконеупругих передач, могут быть описаны в рамках транспортной теории. Процесс полного слияния ядер принадлежит к этому же классу ядерных процессов, поэтому такого рода подход может быть использован и для его описания.

Модель конкуренции полного слияния и квазиделения, предложенная в [79], рассматривает полное слияние и квазиделение как диффузионные процессы в ДЯС по двум коллективным переменным η и R . Переменная η характеризует массовую асимметрию ДЯС: $\eta = (A_1 - A_2)/A$, где $A = A_1 + A_2$, а R — расстояние между центрами ядер ДЯС. Диффузия по η в направлении ее возрастания приводит к формированию составного ядра, диффузия по R — к распаду ДЯС на два ядра-фрагмента, т. е. к квазиделению. В моделях слияния ядер, опирающихся на жидкокапельное представление о ядре, вводится параметр, характеризующий состояние шейки системы. Поскольку модель [79] базируется на концепции двойной ядерной системы, в этом нет необходимости. Ядра ДЯС сохраняют свою самостоятельность в процессе эволюции системы, и зона, которая ассоциируется с шейкой, представляет собой просто перекрытие небольших участков поверхности ядер ДЯС.

В рамках модели [79] вероятность слияния ядер определяется интегрированием потока вероятностей λ_η через барьер B_{fus}^* за время существования ДЯС t_{int} :

$$P_{\text{CN}} = \int_0^{t_{\text{int}}} \lambda_\eta(t) dt. \quad (56)$$

$\lambda_\eta(t)$ берется для η , соответствующего вершине барьера B_{fus}^* (точка Бусинаро–Галлоне): $\eta = \eta_{\text{BG}}$. Вероятность квазиделения аналогичным образом определяется потоком вероятности через барьер квазиделения λ_R .

Проведенный в работе [79] анализ показал, что время установления стационарных потоков вероятности через потенциальные барьеры B_{fus}^* и B_{qf} много меньше времени жизни самой ДЯС. Эта особенность эволюции ДЯС в процессе слияния ядер обусловлена высокой ядерной вязкостью, что открывает возможность применения подхода Крамерса [81]. Для описания диффузии используется квазистационарное двумерное решение уравнения Фоккера–Планка. Квазистационарные скорости потоков вероятности λ_η^{Kr} и λ_R^{Kr} через барьеры $B_{\text{fus}}^* = B_\eta$ и $B_{\text{qf}} = B_R$ определяют соотношение между каналами полного слияния и квазиделения в ДЯС. Так что вероятность полного слияния P_{CN} равна

$$P_{\text{CN}} = \frac{\lambda_\eta^{\text{Kr}}}{\lambda_R^{\text{Kr}} + \lambda_\eta^{\text{Kr}}}. \quad (57)$$

В реакциях холодного синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов, где в качестве мишеней используются ядра ^{208}Pb и ^{209}Bi , исходная ДЯС находится в довольно глубоком локальном минимуме потенциальной энергии

системы, обусловленном оболочечными эффектами. Конкуренция между каналами полного слияния и квазиделения определяется в основном величинами B_η и B_R именно для этой конфигурации. Для расчетов λ_η^{Kr} и λ_R^{Kr} может быть использовано соотношение

$$\lambda_k^{\text{Kr}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_k \omega_{\bar{k}}}{\omega_R^{B_k} \omega_\eta^{B_{\bar{k}}}} \left(\sqrt{\left[\frac{\Gamma}{2\hbar} \right]^2 + (\omega_k^{B_k})^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right) \exp(-B_k/\theta). \quad (58)$$

Локальная термодинамическая температура $\Theta = (E^*/a)^{1/2}$, где E^* — энергия возбуждения ДЯС и $a = A/12 \text{ МэВ}^{-1}$. Величины $\omega_k^{B_k}(k, \bar{k} = R, \eta)$ — частоты перевернутых гармонических осцилляторов, аппроксимирующих потенциальную энергию в окрестностях барьеров по переменным η и R . Величины ω_k и $\omega_{\bar{k}}(k, \bar{k} = R, \eta), k \neq \bar{k}$, соответствуют частотам гармонических осцилляторов, аппроксимирующих потенциал входной ДЯС. Коэффициент трения определяется выражением $\gamma_{k\bar{k}} = \Gamma \mu_{k\bar{k}}$, где Γ — усредненная удвоенная ширина одночастичных состояний ядер ДЯС. Расчет массовых параметров μ_{RR} и $\mu_{\eta\eta}$ проведен

согласно [82]. Было показано, что коэффициенты трения γ_{RR} и $\gamma_{\eta\eta}$, полученные при значении $\Gamma = 2 \text{ МэВ}$, имеют тот же порядок величины, что и коэффициенты трения, рассчитанные в рамках других подходов. Модель [79] была апробирована для ядерных реакций между массивными ядрами, в которых сечения испарительных остатков были измерены экспериментально, а величина W_{sur} была известна. На рис. 23 представлены данные для фактора P_{CN} , рассчитанные в рамках этой модели для реакций холодного синтеза $(\text{HI}, 1n)$ тяжелых и сверхтяжелых элементов с атомными номерами Z от 104 до 114. Если для резерфордия ($Z = 104$) P_{CN} находится на уровне $\sim 5 \cdot 10^{-2}$, то для элемента 112 P_{CN} падает до 10^{-6} и еще на порядок ниже для элемента 114. Анализ реакций холодного синтеза сверхтяжелых элементов в рамках КДЯС показал, что квазиделение является главным фактором снижения сечения образования сверхтяжелого элемента с ростом его атомного номера Z .

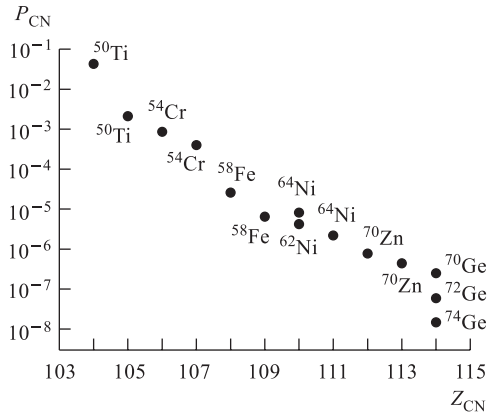


Рис. 23. Вероятность полного слияния ядер P_{CN} в реакциях холодного слияния для составных ядер с атомными номерами от 104 до 114. Расчет проведен в рамках модели [79]. Указаны бомбардирующие тяжелые ионы, мишени — ^{208}Pb и ^{209}Bi [85]

4. АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РАМКАХ КОНЦЕПЦИИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

4.1. Реакции горячего и холодного слияния. Менделевий ($Z = 101$) стал последним трансурановым элементом, синтезированным облучением мишени легкими бомбардирующими частицами (d, α). Дальнейшее продвижение к большим значениям Z тяжелого элемента требовало применения реакций с тяжелыми ионами. При синтезе элементов с Z от 102 до 106 использовались сравнительно легкие тяжелые ионы [3, 4] ^{13}C , ^{15}N , ^{18}O , ^{22}Ne и мишени из актинидных элементов. Энергия возбуждения составного ядра в реакциях с этими ионами достигала 40–50 МэВ. Чтобы получить ядро нового элемента, необходима была эмиссия 4–5 нейтронов. Деление составного ядра было главным фактором снижения сечения образования тяжелого элемента с увеличением его атомного номера.

Ситуация радикально изменилась, когда Оганесяном было предложено использовать в качестве мишени изотоп свинца ^{208}Pb [2]. Ядро этого изотопа, обладающего замкнутыми протонной и нейтронной оболочками, плотно упаковано, и составное ядро при энергии столкновения, равной кулоновскому барьеру, получает энергию возбуждения ~ 15 –20 МэВ. Для его девозбуждения достаточно испарить один-два нейтрона, что резко снижает конкуренцию со стороны канала деления и, соответственно, резко повышает выход синтезируемого элемента. Реакции с использованием ^{208}Pb и ^{209}Bi в качестве мишеней получили название реакций «холодного слияния», реакции, в которых актинидные элементы облучались более легкими тяжелыми ионами, — «горячего слияния». Новые тяжелые элементы с атомными номерами от 107 до 112 были впервые синтезированы именно в реакциях холодного слияния [6, 7].

Однако с помощью реакций холодного слияния продвинуться дальше элемента 112 не удалось. Попытка синтеза элемента 113 оказалась безрезультатной: была установлена лишь верхняя граница сечения — 0,6 пб. Не удалось синтезировать и 116-й элемент, облучая мишени из ^{208}Pb ионами ^{82}Se [7]. В реакциях холодного слияния синтезируются нейтронодефицитные изотопы тяжелых элементов, и с помощью этих реакций невозможно проникнуть даже в окрестности области сферических сверхтяжелых элементов.

Еще в 1970 г. Флеров предложил использовать для продвижения в область сверхтяжелых элементов реакции, в которых мишени из тяжелых изотопов актинидных элементов — ^{244}Pu и ^{248}Cm — облучаются ионами ^{48}Ca [1]. Ядро ^{48}Ca , подобно ядру ^{208}Pb , обладает замкнутыми протонной и нейтронной оболочками, что ведет к понижению энергии возбуждения составного ядра, хотя и не так сильно, как в случае использования свинцовой мишени. При столкновениях с энергией около кулоновского барьера энергия возбуждения составного ядра близка к 30 МэВ, и для получения ядра нового элемента

достаточно испарить 3–4 нейтрона. Это меньше, чем в реакциях горячего слияния, поэтому реакции с ионами ^{48}Ca иногда называют реакциями «теплого слияния». Однако в природном кальции содержится всего 0,187% изотопа ^{48}Ca , и его выделение требует больших финансовых затрат. Создание экономичного ионного источника, позволяющего получать высокоинтенсивный пучок ускоренных ионов ^{48}Ca — серьезная технологическая задача. Она была решена лишь к концу 90-х гг. [83].

Для экспериментаторов наиболее существенными характеристиками реакций синтеза новых тяжелых и сверхтяжелых элементов являются сечение их образования и оптимальная энергия возбуждения составного ядра, позволяющая получить максимальный выход нового элемента. Ниже рассмотрены результаты расчетов этих характеристик реакций на основе КДЯС.

4.2. Сечения образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях холодного слияния. Расчеты сечений образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях холодного слияния были проведены согласно соотношению (50). Сечение захвата σ_c рассчитывалось по оптической модели [26], которая удовлетворительно воспроизводит σ_c как для сферических, так и для деформированных ядер (см. рис. 24). Девозбуждение составного ядра — фактор W_{sur} — рассчитывалось по статистической модели [84], которая была адаптирована к реакциям синтеза трансурановых элементов. Конкуренция между полным слиянием ядер и квазиделением — фактор P_{CN} — рассчитывалась по модели [79] (рис. 23). На рис. 25 сопоставлены экспериментальные и расчетные данные для холодного синтеза элементов с Z от 104 до 112 [86]. Видно, что получено неплохое согласие между расчетами и данными экспериментов.

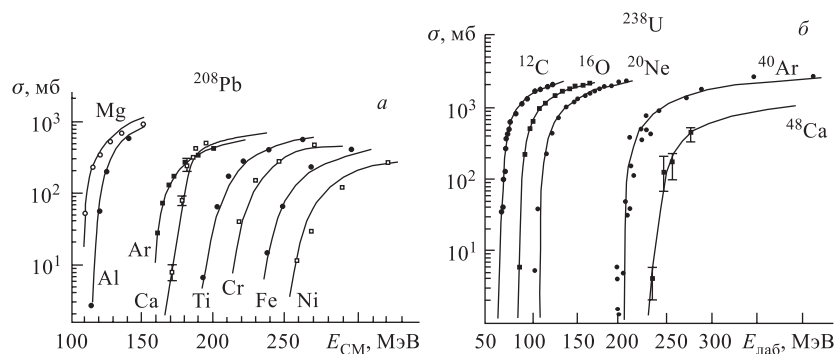


Рис. 24. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных для сечения захвата σ_c : а) мишень из ^{208}Pb ; б) мишень из ^{238}U . Точки — экспериментальные данные; кривые — результаты расчетов в рамках модели [26]; указаны бомбардирующие тяжелые ионы [95]

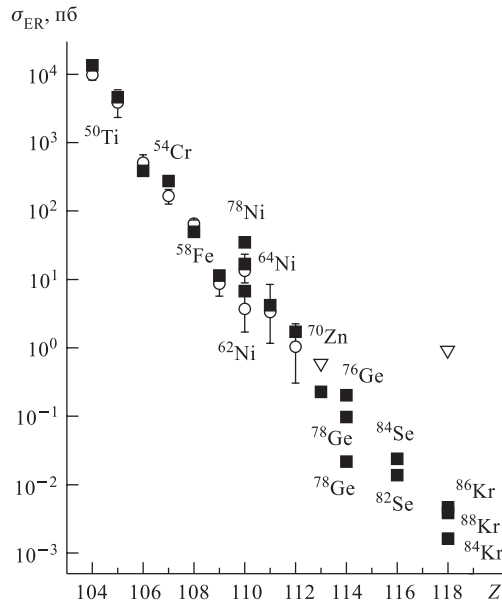


Рис. 25. Сечение образования испарительных остатков в реакциях холодного синтеза элементов с Z от 104 до 118. Кружки — экспериментальные данные; квадраты — результаты расчетов; треугольники — верхний предел сечения, полученного в экспериментах. Мишени из ^{208}Pb и ^{209}Bi , указаны бомбардирующие ионы [86]

В 1999 г. Смолянчуком была предложена феноменологическая модель расчета сечений образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в реакциях холодного слияния [87]. Удовлетворительно описывая сечение образования уже синтезированных элементов, модель предсказывала необычайно высокое (540 пб) сечение образования элемента 118 в реакции $^{208}\text{Pb} + ^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{293}118 + 1n$. Однако эксперименты не подтвердили этого предсказания. В работах [88, 89] для данной реакции была получена лишь верхняя граница, на уровне 1 пб. Анализ этой реакции в рамках КДЯС показал, что сечение образования элемента 118 много меньше 1 пб [86, 90]. Причина резкого завышения сечения в работе [87] заключается в том, что предложенная модель не учитывает конкуренции между каналами полного слияния и квазиделения. Для энергии возбуждения составного ядра 15 МэВ, при которой в [87] проводился расчет сечения, фактор P_{CN} имеет величину $\sim 10^{-9}$.

4.3. Энергия возбуждения составного ядра в реакциях холодного слияния. Как можно видеть на рис. 26, минимальная энергия возбуждения составного ядра определяется формой кривой потенциальной энергии ДЯС. Основную часть энергии возбуждения составное ядро получает во время спуска ДЯС с вершины внутреннего барьера слияния B_{fus}^* (точка Бусинаро–Галлоне). Вместе с тем при подходе к вершине B_{fus}^* энергия возбуждения ДЯС мала и система холодная. Эта особенность эволюции ДЯС при синтезе тяжелых элементов требует определенной модификации расчетов ее потенциальной энергии. Жидкокапельные массы ядер ДЯС заменяются реальными массами,

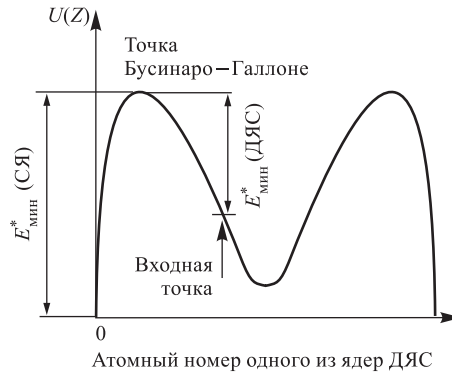


Рис. 26. Минимальная энергия возбуждения ДЯС, необходимая для реализации полного слияния ядер, $E_{\text{мин}}^*$ (ДЯС) и минимальная энергия возбуждения составного ядра $E_{\text{мин}}^*$ (СЯ) согласно КДЯС. Стрелкой указана входная точка реакции

приведенными в соответствующих таблицах. Учитывается также деформация ядер. Она берется для их основных состояний.

Модифицированные таким образом расчеты минимальной энергии возбуждения составных ядер элементов с Z от 102 до 114 представлены на рис. 27. Результаты расчетов [91] показаны кружками, экспериментальные данные, взятые из работы [92], отмечены ромбами. Они соответствуют энергии возбуждения составного ядра в максимуме функции возбуждения реакции ($Н1, 1n$). На рис. 27, *a* видно, что результаты расчетов близки к результатам экс-

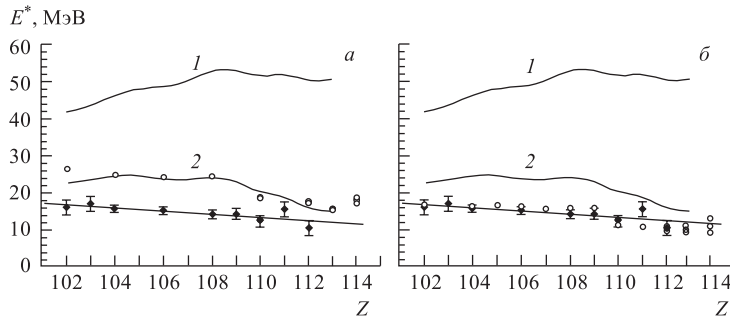


Рис. 27. Энергия возбуждения составных ядер элементов с атомными номерами Z от 102 до 112, синтезированных в реакциях холодного слияния: *a*) учитывалась деформация тяжелого ядра ДЯС; *б*) учитывалась деформация как тяжелого, так и легкого ядра ДЯС. Ромбы — экспериментальные данные [92]; кружки — результаты расчетов в рамках КДЯС [91]; кривая 1 — результаты расчетов в рамках модели Фребриха [53]; кривая 2 — энергия возбуждения составного ядра при столкновении с энергией, равной высоте входного барьера согласно модели Басса; прямая линия проведена через экспериментальные точки

перимента, но лежат на несколько МэВ выше. Это различие исчезает, если сделать предположение, что легкое ядро находится в низшем возбужденном состоянии 2^+ с соответствующей деформацией (рис. 27, б). Следует, правда, отметить, что данные для энергии возбуждения ядра элемента 110, полученные в последнее время в Японии для той же реакции холодного слияния, оказались на 4 МэВ выше [93].

4.4. Сечения образования сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами ^{48}Ca . В Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ впервые был синтезирован элемент 114 в реакции $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ [94]. Свойства радиоактивного распада этого элемента — период полураспада и энергия α -частиц — определенно указывают на существование области сверхтяжелых элементов, предсказывавшейся теорией.

В рамках КДЯС были проведены расчеты сечения образования элемента 114 в указанной реакции при эмиссии различного числа нейтронов из возбужденного составного ядра [95]. Отметим, что эти расчеты были сделаны еще до завершения экспериментов по синтезу 114-го элемента. Результаты расчетов представлены на рис. 28. Верхняя кривая — сечение захвата σ_{cap} , рассчитанное в рамках оптической модели. Ниже нее — сечение образования составного ядра σ_{fus} . Разница между кривыми — следствие квазиделения,

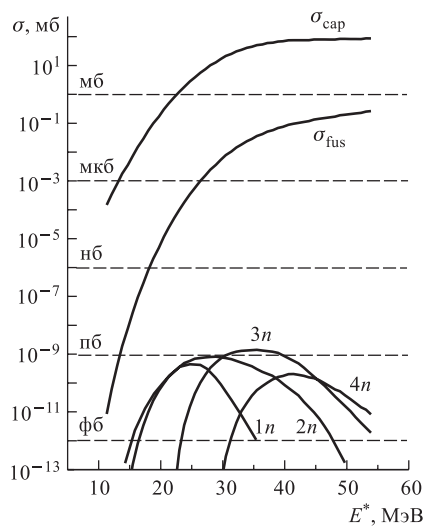


Рис. 28. Расчет сечения образования элемента 114 в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ в рамках КДЯС [95]

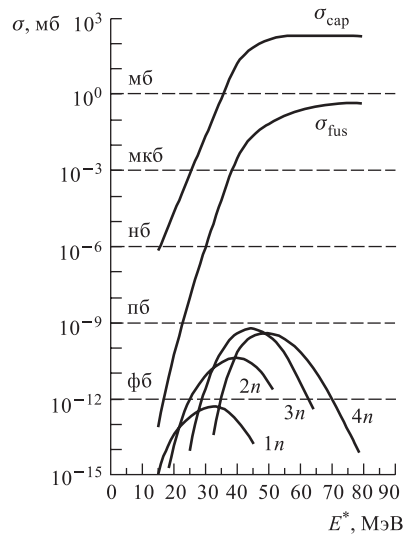


Рис. 29. Расчет сечения образования элемента 116 в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ в рамках КДЯС [95]

которое в этой реакции является доминирующим каналом. Кривые $1n-4n$ отражают конкуренцию между делением и девозбуждением составного ядра при вылете различного числа нейтронов. Им соответствуют сечения образования различных изотопов элемента 114. В эксперименте для изотопа $^{288}_{114}$, который образуется при вылете четырех нейтронов из составного ядра $^{292}_{114}$, получено сечение $0,5^{+0,6}_{-0,3}$ пб. Видно, что расчетные данные довольно близки к экспериментальным. Первая оценка сечения образования элемента 114 в реакции $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ с вылетом четырех нейтронов $\sigma_{4n} \sim 1$ пб была сделана в [79]*.

На рис. 29 представлены аналогичные расчетные данные для синтеза 116-го элемента в реакции $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ [95]. В эксперименте был синтезирован изотоп $^{292}_{116}$, который образуется при вылете четырех нейтронов из составного ядра $^{296}_{116}$ [96]. Экспериментальное сечение его образования $0,5^{+0,8}_{-0,3}$ пб. Расчетные данные также находятся в удовлетворительном согласии с данными эксперимента. Расчет был выполнен до завершения эксперимента.

4.5. О возможности использования симметричных ядерных реакций для синтеза сверхтяжелых элементов. В некоторых теоретических работах (см., например, [97]) обсуждалась возможность использования симметричных ядерных реакций для синтеза сверхтяжелых элементов. Их привлекательная особенность — большое отрицательное Q реакции. Слияние двух массивных ядер с энергией столкновения, равной кулоновскому барьеру, должно было бы приводить к составным ядрам, энергия возбуждения которых не превышает нескольких МэВ, т. е. ниже барьера деления. Девозбуждение такого ядра будет происходить за счет эмиссии γ -квантов, что позволяет избежать разрушительного влияния канала деления.

Однако анализ симметричных ядерных реакций в рамках КДЯС с целью их использования для синтеза сверхтяжелых элементов не дает повода для оптимизма. На рис. 30 представлены потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в столкновениях двух ядер ^{136}Xe , и соответствующий ядро-ядерный потенциал [91]. Из рисунка следует, что внутренний барьер слияния B_{fus}^* в этой реакции достигает 30 МэВ. Это значит, что при столкновении этих ядер с энергией, равной кулоновскому барьеру, они вообще не сольются. Необходимо ввести в ДЯС энергию возбуждения не менее 30 МэВ, чтобы система получила шанс перевалить через B_{fus}^* . Кинетическая энергия столкновения ядер должна существенно превышать входной кулоновский барьер. Из ри-

*В последующих экспериментах было идентифицировано три изотопа 114-го элемента: $^{289}_{114}$, $^{288}_{114}$ и $^{287}_{114}$, образующихся при вылете из составного ядра $^{292}_{114}$ соответственно 3, 4 и 5 нейтронов. Энергия возбуждения составного ядра варьировалась в пределах 30–55 МэВ. Сечения образования изотопов в максимумах функций возбуждения составили соответственно $1,7^{+2,5}_{-1,1}$, $5,3^{+3,6}_{-2,1}$, $1,1^{+2,6}_{-0,9}$ пб [103].

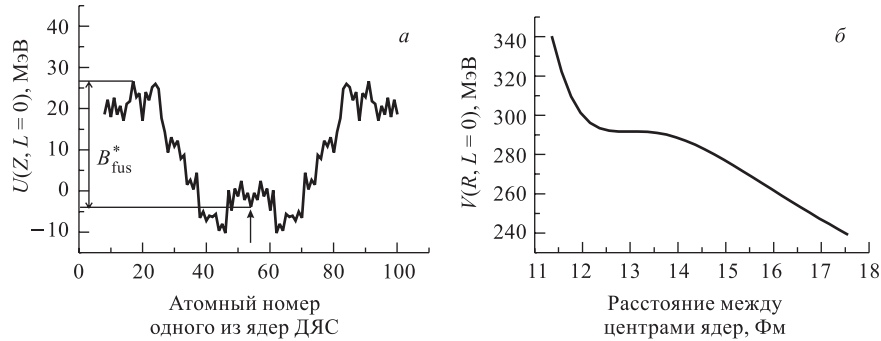


Рис. 30. а) Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в реакции $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ в лобовых столкновениях ядер. Указана минимальная энергия возбуждения ДЯС, необходимая для реализации полного слияния ядер. б) Ядро-ядерный потенциал для лобовых столкновений двух ядер ^{136}Xe [91]

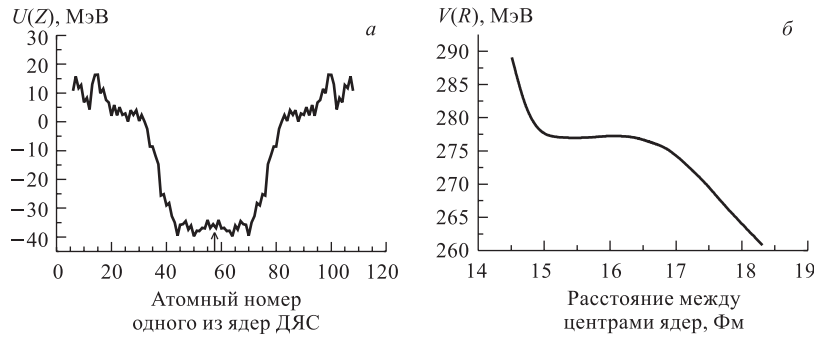


Рис. 31. а) Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в лобовых столкновениях ядра ^{149}La с ядром-мишенью ^{149}La . б) Ядро-ядерный потенциал для лобовых столкновений ядер ^{149}La . Расчеты выполнены Г. Г. Адамяном и Н. В. Антоненко

сунка также следует, что энергия возбуждения составного ядра ^{272}U будет не менее 25 МэВ и получить холодное составное ядро в этой реакции не удастся.

Далее, как можно видеть из формы ядро-ядерного потенциала, «карман», необходимый для реализации захвата, очень мелкий (если он вообще существует). Барьер квазиделения B_{qf} в этой реакции много меньше барьера слияния B_{fus}^* . Оценки фактора P_{CN} дают величину порядка 10^{-9} , а это означает, что сечение образования составного ядра будет исчезающе-малым.

В работе [97] японские теоретики предложили использовать симметричную реакцию $^{149}\text{La} + ^{149}\text{La} \rightarrow ^{298}114$ для синтеза элемента 114. По их

оценкам, сечение образования испарительных остатков в этой реакции составляет 20 пб при энергии возбуждения составного ядра 30 МэВ. Оставим пока в стороне экспериментальную возможность осуществления этой реакции. Дело в том, что и налетающее ядро, и ядро-мишень — радиоактивные ядра с периодом полураспада около 1 с. Ядро ^{149}La имеет избыток в десять нейтронов по сравнению с самым тяжелым стабильным изотопом лантана ^{139}La . Оценим сечение образования составного ядра $^{298}114$.

На рис. 31 представлены потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в этой реакции, и ядро-ядерный потенциал. Внутренний барьер слияния B_{fus}^* превышает 50 МэВ, а барьер квазиделения B_{qt}^* менее 1 МэВ. При таком соотношении высот барьеров вероятность слияния ядер ^{149}La в составное ядро $^{298}114$ исчезающе-мала. В обозримом будущем вряд ли удастся провести эксперименты по слиянию ядер ^{149}La . Если воспользоваться эмпирической систематикой сечений образования испарительных остатков в симметричных или близких к симметричным реакциях [98], то для реакции $^{149}\text{La} + ^{149}\text{La}$ получается величина много меньше 1 фб.

Как видим, использование симметричных ядерных реакций для синтеза сверхтяжелых элементов оказывается бесперспективным.

5. КВАЗИЭМИССИЯ α -ЧАСТИЦ В ПРОЦЕССЕ СЛИЯНИЯ МАССИВНЫХ ЯДЕР

В рамках нескольких моделей полного слияния ядер, которые существенно различаются по своим основам, тем не менее удастся получить сечения образования тяжелых и сверхтяжелых элементов, близкие к экспериментальным данным. На наш взгляд, это связано с тем, что конкуренция между каналами полного слияния и квазиделения, играющая решающую роль в этих реакциях, определяется в значительной степени начальной конфигурацией ДЯС. В потенциальной энергии системы всегда имеется минимум, обязанный ядру ^{208}Pb или ^{48}Ca . Именно эта начальная конфигурация дает главный вклад в сечение образования составного ядра. Вклад от более симметричных конфигураций ДЯС много меньше, так как для них барьер слияния B_{fus}^* существенно выше. Начальные же конфигурации ядерной системы в КДЯС, ФДМ и в МКН довольно близки — это два исходных ядра, находящихся в тесном контакте. Потенциальные энергии ядерной системы в окрестностях ее исходной конфигурации различаются также незначительно. Для оценки реалистичности того или иного представления о процессе слияния ядер желательно найти такие особенности ядерного процесса, где предсказания различных моделей могли бы радикально различаться.

Хорошим тестом для этих целей может служить форма ядерной системы на заключительном этапе ее эволюции, непосредственно перед формирова-

нием составного ядра. И в ФДМ, и в МКН эти формы мало отличаются от формы составного ядра. Напротив, в КДЯС форма двойной ядерной системы, предшествующая образованию составного ядра, имеет весьма характерную особенность — это α -кластерная конфигурация. В КДЯС α -кластерная конфигурация возникает неизбежно на последней стадии эволюции ДЯС, когда все нуклоны более легкого ядра, кроме двух протонов и двух нейтронов, находящихся в $1s$ -оболочке, оказываются переданными более тяжелому ядру. В α -кластерной конфигурации потенциальная энергия ДЯС имеет глубокий минимум, обусловленный плотной упаковкой нуклонов в α -частице. Особая прочность α -частицы хорошо известна. В α -частицу необходимо ввести более 20 МэВ энергии возбуждения, чтобы один из ее нуклонов перешел на возбужденный уровень и мог быть передан другому ядру. Вероятность концентрации на α -частице такой высокой энергии возбуждения мала, и α -кластерная конфигурация ДЯС может существовать довольно длительное по ядерным масштабам время. Образно выражаясь, α -кластерную конфигурацию ДЯС можно рассматривать как своеобразное «ядерное накопительное кольцо».

Рассмотрим экспериментальные данные, свидетельствующие о формировании α -кластерной конфигурации ДЯС в процессе полного слияния массивных ядер. Критический угловой момент l_{cr} при слиянии двух массивных ядер, сталкивающихся с энергией заметно выше кулоновского барьера, составляет несколько десятков единиц \hbar . Критический угловой момент для удержания α -частицы около другого ядра много меньше. Это приводит к тому, что большая часть α -кластерных конфигураций ДЯС, образовавшихся в процессе эволюции системы к составному ядру, будет распадаться за счет центробежных сил. Испускаемые при этом α -частицы будут обладать энергетическим спектром и угловым распределением, близким к тем же самым характеристикам испарительных α -частиц. Этот своеобразный ядерный процесс можно назвать квазиэмиссией α -частиц. Однако при квазиэмиссии канал реакции с вылетом α -частицы не конкурирует с каналом деления составного ядра. В результате «испарительных» α -частиц окажется много больше, чем следует из расчетов их выхода по статистической модели распада составного ядра.

Действительно, такая ситуация имела место в работе [99], где изучался выход испарительных α -частиц в реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ (340 МэВ). Ядро ^{237}Bk , образующееся в качестве составного ядра, даже при нулевом спине имеет барьер деления высотой всего 2 МэВ, поэтому деление — доминирующий канал при его девозбуждении. Расчеты выхода испарительных α -частиц, проведенные в рамках статистической модели, дали одну α -частицу на 250 актов деления. В эксперименте же регистрировалась одна α -частица на три акта деления, т. е. выход испарительных α -частиц оказался на два порядка выше. Авторы [99] констатировали драматическое расхождение между предсказаниями теории и данными эксперимента, однако найти объяснение наблюдаемому расхождению им не удалось.

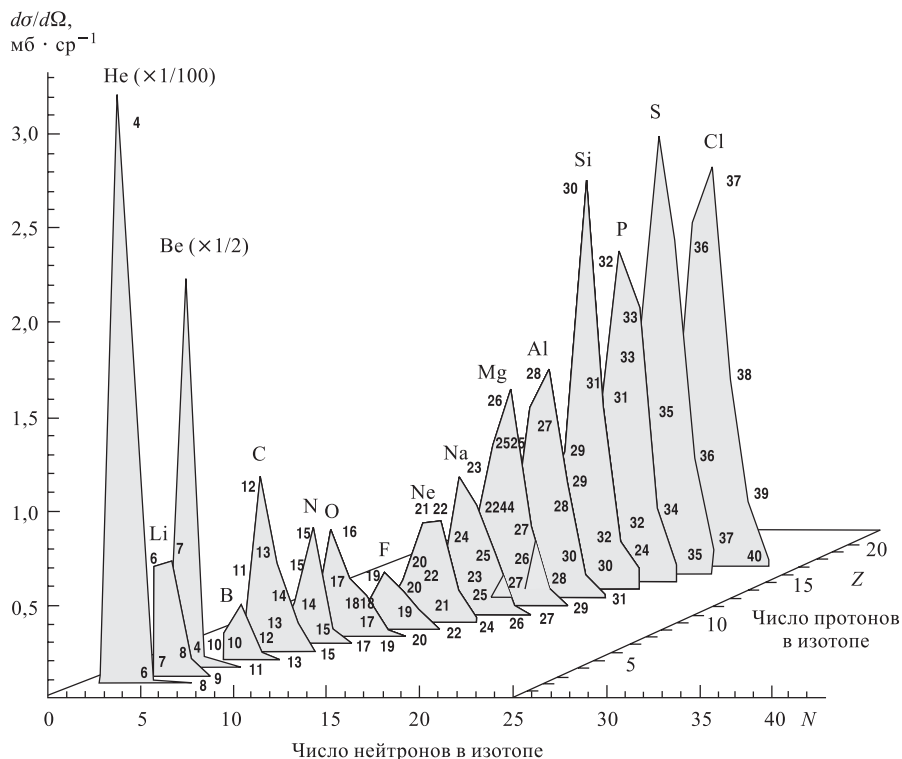


Рис. 32. Дифференциальные сечения образования изотопов элементов от хлора до гелия — продуктов РГНП при облучении мишеней из естественного серебра ионами ^{40}Ar с энергией 258 МэВ [102]

В реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ (240 МэВ) для симметричной части углового распределения α -частиц, ассоциируемых с эмиссией из составного ядра, было получено сечение образования ~ 70 мб [100]. Теоретические расчеты сечения эмиссии α -частиц, проведенные в рамках статистической модели, дали величину на два порядка меньше [101].

Особая роль α -кластерной конфигурации ДЯС в процессе ее эволюции проявляется и в реакциях глубоконеупругих передач. На рис. 32 представлены дифференциальные сечения образования изотопов элементов от хлора до гелия — продуктов глубоконеупругих передач, зарегистрированных при облучении мишени из $^{\text{nat}}\text{Ag}$ ионами ^{40}Ar с энергией 285 МэВ [102]. Продукты регистрировались под углом 40° магнитным анализатором, в фокус которого был помещен $\Delta E - E$ -телескоп. Аналогичная картина наблюдалась и при облучении мишени из ^{197}Au ионами ^{40}Ar с энергией 290 МэВ. Энергетические

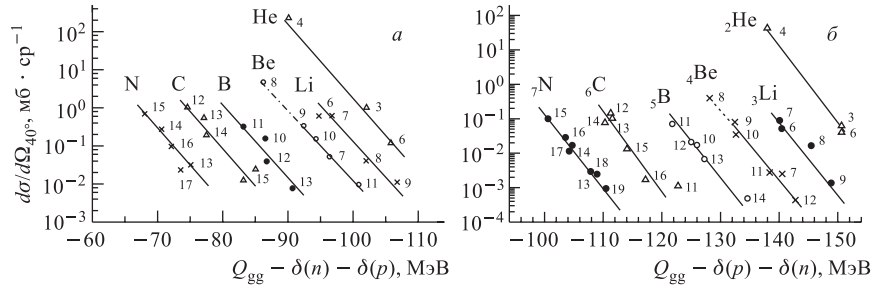


Рис. 33. Q_{gg} -систематика дифференциальных сечений образования изотопов легких элементов с атомными номерами от 2 до 7. Указаны массовые числа изотопов. а) Реакция $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$ (285 МэВ); б) реакция $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ (290 МэВ) [102]

спектры всех продуктов реакций, в том числе изотопов гелия ^3He , ^4He и ^6He , имели форму, характерную для продуктов реакций глубоконеупругих передач. На рис. 33 представлена Q_{gg} -систематика сечений образования изотопов легких элементов от гелия до азота. На выход изотопов легких элементов не оказывают влияния вторичные ядерные процессы. Хорошо известно, что Q_{gg} -систематика — характерная особенность сечений образования продуктов реакций глубоконеупругих передач [15]. Из рисунка следует, что сечения образования изотопов гелия подчиняются Q_{gg} -систематике в обеих реакциях, хотя их относительный выход на мишенях из ^{nat}Ag и ^{197}Au различен.

Сечение образования ^4He в сотни раз превышает сечение образования изотопов всех других элементов, хотя конфигурация ДЯС с ^4He в качестве одного из ядер системы наиболее удалена от ее исходной конфигурации. α -кластерная конфигурация ДЯС, действительно, играет роль «ядерного накопительного кольца».

Рис. 32 наглядно демонстрирует развитие процесса эволюции ДЯС в направлении возрастания ее зарядовой и массовой асимметрии, влияние оболочечной структуры легких ядер, входящих в систему, и особую роль α -кластерной конфигурации ДЯС. Таким же путем развивается и процесс полного слияния массивных ядер, однако закрытый характер процесса не позволяет проследить экспериментально отдельные стадии его развития.

КДЯС позволила выявить специфический ядерный процесс, связанный со слиянием двух массивных ядер, — квазиэмиссию α -частиц. Квазиделение и квазиэмиссия α -частиц — это два ядерных процесса, протекающих в ядерной системе без формирования составного ядра. Квазиделение порождается доминированием кулоновского отталкивания над ядерным притяжением при симметризации формы ДЯС. Квазиэмиссия α -частиц, напротив, возникает в сильно асимметричных ДЯС в результате доминирования центральных

сил над ядерным притяжением. Квазиделение имеет место и при столкновении массивных ядер на кулоновском барьере. Для реализации квазиэмиссии α -частиц необходим значительный угловой момент, который может быть реализован лишь при энергиях столкновений ядер, заметно превышающих кулоновский барьер.

Подчеркнем, что в таких теоретических моделях полного слияния ядер, как МДМ, ФДМ, МКН, описать квазиэмиссию α -частиц невозможно. Так что ее можно рассматривать как тест при оценке реалистичности описания процесса полного слияния ядер, даваемого различными моделями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре рассматривается процесс слияния атомных ядер и механизм формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами.

Процесс слияния ядер изучается многие годы, однако до сих пор механизм формирования составного ядра остается нерешенной научной проблемой. Это связано с закрытым характером процесса и сложностью его теоретического анализа. Экспериментаторы регистрируют продукты распада составного ядра, но составное ядро «забывает» историю своего формирования. Перестройка двух многонуклонных ядерных систем в единую систему — весьма трудная задача для адекватного теоретического описания.

В теоретических моделях слияния ядер вводились довольно серьезные упрощения реального ядерного процесса. Ядра, состоящие из протонов и нейтронов и обладающие оболочечной структурой, заменялись каплями вязкой ядерной жидкости, а их взаимодействие описывалось уравнениями классической физики. В рамках предложенных моделей удавалось на первых порах описать имевшиеся экспериментальные данные по сечениям образования составных ядер и зависимости сечений от энергии столкновения. Однако использование более массивных тяжелых ионов приводило к тому, что предсказания теоретических моделей вступали в противоречие с данными экспериментов.

Автором обзора был предложен принципиально иной подход к интерпретации механизма формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. Он опирался на подобие реакций полного слияния и реакций глубоконеупругих передач. В отличие от полного слияния глубоконеупругие передачи — открытые реакции. Их изучение дает уникальную информацию о том, как взаимодействуют два ядра, оказавшиеся в тесном контакте после полной диссипации кинетической энергии столкновения. Именно эта информация и была использована для раскрытия механизма формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. Основным содержанием процесса слияния ядер является формирование двойной ядерной системы на стадии захвата и

ее эволюция к составному ядру, протекающая путем передачи нуклонов от одного ядра к другому. Важная черта этой эволюции — сохранение индивидуальности ядер, входящих в ДЯС, на протяжении всего процесса, что обусловлено их оболочечной структурой. Со временем новый подход получил название концепции двойной ядерной системы. Отметим, что КДЯС не является одной из возможных моделей слияния ядер. Подобно концепции составного ядра КДЯС дает качественную картину — сценарий процесса полного слияния ядер.

КДЯС выявила две особенности в процессе слияния массивных ядер: существование потенциального барьера на пути эволюции ДЯС к составному ядру и конкуренцию между каналами полного слияния и квазиделения.

На основе КДЯС были разработаны модели конкуренции между каналами полного слияния и квазиделения для симметричных и асимметричных ядерных реакций. Рассчитанные с помощью этих моделей вероятности формирования составного ядра позволили удовлетворительно воспроизвести экспериментальные сечения образования трансактинидных и сверхтяжелых элементов, синтезированных в реакциях холодного и горячего слияния. Было установлено, что в реакциях холодного слияния квазиделение является главным фактором, определяющим уменьшение сечения образования тяжелого элемента с ростом его атомного номера. Была выявлена бесперспективность использования симметричных ядерных реакций для продвижения в область сверхтяжелых элементов. В рамках КДЯС удалось также описать оптимальную энергию возбуждения составного ядра в реакциях холодного синтеза трансактинидных элементов. КДЯС выявила особую роль α -кластерной конфигурации ДЯС, формирующейся на заключительной стадии эволюции ДЯС к составному ядру и проявляющей себя в явлении квазиэмиссии α -частиц.

В целом КДЯС и созданные на ее основе модели конкуренции полного слияния и квазиделения позволили описать все наиболее важные характеристики ядерных реакций между массивными ядрами, в том числе реакций, используемых для синтеза трансактинидных и сверхтяжелых элементов.

Это позволяет нам утверждать, что КДЯС дает наиболее реалистическое представление о процессе полного слияния ядер и механизме формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. Преимущество КДЯС обусловлено тем, что она опирается на экспериментальную информацию о взаимодействии ядер в глубоконеупругих столкновениях, полученную при изучении РГНП.

Благодарности. Автор признателен Г. Г. Адамяну, Н. В. Антоненко, А. К. Насирову, Е. А. Черепанову, прочитавшим рукопись статьи и сделавшим ценные замечания. Автор благодарен А. Б. Гуськовой, Е. В. Прохоровой и Е. А. Черепанову за большую помощь в подготовке рукописи к изданию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Flerov G. N., Druin V. A.* // At. Energy Rev. 1970. V. 8. P. 255.
2. *Oganessian Yu. Ts.* // Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions. Berlin; Heidelberg; N. Y., 1975. P. 221.
3. *Flerov G. N., Ter-Akopian G. M.* Treatise on Heavy-Ion Science / Ed. D. A. Bromley. N. Y.; London, 1985. V. 4. P. 231.
4. *Seaborg G. T., Loveland W. D.* Treatise on Heavy-Ion Science / Ed. D. A. Bromley. N. Y.; London, 1985. V. 4. P. 253.
5. *Armbruster P.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985. V. 35. P. 135.
6. *Munzenberg G.* // Rep. Prog. Phys. 1988. V. 51. P. 57.
7. *Hofmann S.* // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. P. 639.
8. *Oganessian Yu. Ts.* Heavy Elements and Related New Phenomena / Ed. W. Greiner, R. K. Gupta. Singapore, 1999. P. 43.
9. *Hofmann S., Munzenberg G.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
10. *Оганесян Ю. Ц.* // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 1391.
11. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 041604.
12. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 011301.
13. *Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.* // Ann. Phys. 1974. V. 82. P. 557.
14. *Volkov V. V.* // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93.
15. *Волков В. В.* Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоиздат, 1982.
16. *Schroder W. V., Huizenga J. R.* Treatise on Heavy-Ion Science / Ed. D. A. Bromley. N. Y.; London, 1984. V. 2. P. 115.
17. *Волков В. В.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1879.
18. *Волков В. В.* // Междунар. шк.-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 1986. Дубна, 1987. С. 528.
19. *Antonenko N. V. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 319. P. 425; Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2635.
20. *Swiatecki W. J.* // Phys. Scripta. 1981. V. 24. P. 113.
21. *Devries R. M., Clover M. R.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 243. P. 528.
22. *Satchler G. R.* // Proc. of the Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville, Tennessee, USA, 1974. N. Y., 1974. V. 2. P. 171.
23. *Viola V. E., Sikkeland T.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 767.
24. *Sikkeland T., Maly J., Lebeck D. F.* // Phys. Rev. 1968. V. 169. P. 1000.
25. *Sikkeland T., Giorso A., Nurmia M. J.* // Ibid. V. 172. P. 1232.
26. *Ильинов А. С., Оганесян Ю. Ц., Черепанов Е. А.* // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 118.
27. *Satchler G. R., Love W. G.* // Phys. Rep. 1975. V. 55. P. 183.
28. *Ngô C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 252. P. 237.
29. *Ngô H., Ngô C.* // Nucl. Phys. A. 1980. V. 348. P. 140.
30. *Schmidt K.-H., Morawek W.* // Rep. Prog. Phys. 1991. V. 54. P. 949.
31. *Blocki J. et al.* // Ann. Phys. 1977. V. 105. P. 427.
32. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 044610.
33. *Vaz L. C., Alexander J. M., Satchler G. R.* // Phys. Rep. 1981. V. 69. P. 373.
34. *Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 992.
35. *Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 74. P. 313.
36. *Galin J. et al.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1018.
37. *Lefort M.* // Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions. Berlin; Heidelberg; N. Y., 1975. P. 274.

38. Gauvin H. et al. // Phys. Lett. B. 1975. V. 58. P. 228.
39. Lefort M. // J. Phys. C. 1976. V. 5. P. 5–57.
40. Glass D. E., Mosel U. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 237. P. 429.
41. Ngô X. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1985. V. 16. P. 139.
42. Gross D. H. E., Kalinowski H. // Phys. Lett. B. 1974. V. 48. P. 302.
43. Gross D. H. E., Kalinowski H., De J. N. // Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions. Berlin; Heidelberg; N. Y., 1975. P. 194.
44. Gross D. H. E., Kalinowski H. // Phys. Rep. 1978. V. 45. P. 175.
45. Birkelund J. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1123.
46. Birkelund J. R. et al. // Phys. Rep. 1979. V. 56. P. 107.
47. Bondorf J. P., Sobel M. I., Sperber D. // Phys. Rep. 1974. V. 15. P. 83.
48. Randrup J. // Ann. Phys. 1978. V. 112. P. 356.
49. Randrup J. // Nucl. Phys. A. 1978. V. 307. P. 319.
50. Gross D. H. E., Nayak R. C., Satpathy L. // Z. Phys. A. 1981. V. 299. P. 63.
51. Gross D. H. E., Satpathy L. // Phys. Lett. B. 1982. V. 110. P. 31.
52. Fröbrich P. // Phys. Lett. B. 1983. V. 122. P. 338.
53. Fröbrich P. // Phys. Rep. 1984. V. 116. P. 337.
54. Broglia R. A., Dasso C. H., Winter A. // Proc. of Intern. School of Physics «Enrico Fermi», Varenna Course. Amsterdam, 1981.
55. Swiatecki W. J. // Phys. Scripta. 1981. V. 24. P. 113.
56. Swiatecki W. J. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 376. P. 275.
57. Bjørnholm S., Swiatecki W. J. // Ibid. V. 391. P. 471.
58. Blocki J. P., Feldmeier H., Swiatecki W. J. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 459. P. 145.
59. Popeco A. G. // Nuovo Cim. A. 1997. V. 110. P. 1137.
60. Aritomo Y. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. R1011.
61. Wada T. et al. // Proc. of DANF'98, Slovakia, 1998. Singapore, 1999. P. 77.
62. Aritomo Y. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 796.
63. Aritomo Y. et al. // Proc. of Intern. Workshop on Fusion Dynamics at the Extremes, Dubna, 2000. Singapore, 2001. P. 123.
64. Maruhn J., Greiner W. // Z. Phys. 1972. V. 251. P. 431.
65. Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J. // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 992.
66. Игнатюк А. В., Смиренькин Г. Н., Тишин А. С. // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 225.
67. Zagrebaev V. I. // Intern. Workshop on Fusion Dynamics at the Extremes, Dubna, 2000. Singapore, 2001. P. 215.
68. Zagrebaev V. I. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034606.
69. Zagrebaev V. I. // J. Nucl. Radiochem. Sci. 2002. V. 3. P. 13.
70. Gupta Raj K. // 1st Intern. Conf. on the Chemistry and Physics of the Transactinide Elements, Seeheim, Germany, 1999. Extended Abstr. 0-32.
71. Gupta Raj K., Greiner W. Heavy Elements and Related New Phenomena / Ed. W. Geiner, Raj K. Gupta. Singapore, 1999. V. 1. P. 536.
72. Cherepanov E. A. et al. // Proc. of Intern. Conf. «Heavy Ion Physics and its Application», Lanzhou, China, 1995. Singapore, 1996. P. 272.
73. Adamian G. G. et al. // Intern. J. Mod. Phys. 1996. V. E5. P. 191.
74. Geggeler H. et al. // Z. Phys. A. 1984. V. 316. P. 291.
75. Pustyl'nik B. I. // Proc. of the 3rd Intern. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Častá-Papiernička, Slovak Republic. Dubna, 1996. P. 121.

76. Ayik S., Schurmann B., Nörenberg W. // Z. Phys. A. 1978. V. 277. P. 299.
77. Iljinov A. S., Cherepanov E. A. // Nucleonika. 1980. V. 25. P. 611.
78. Morawek W. et al. // Z. Phys. A. 1991. V. 341. P. 75.
79. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 618. P. 176;
Adamian G. G. et al. // Ibid. V. 627. P. 361;
Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 24.
80. Moretto L. G., Sventek J. S. // Phys. Lett. B. 1975. V. 58. P. 26.
81. Kramers H. A. // Physics. 1940. V. 7. P. 284.
82. Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 205.
83. Kutner V. B. et al. // Proc. of the XV Intern. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Caen, France, 1998. Bristol, 1999. P. 405; Rev. Sci. Instr. 2000. V. 71. P. 860.
84. Cherepanov E. A., Iljinov A. S., Mebel M. V. // Nucl. Phys. 1983. V. 9. P. 931; 1397.
85. Адамян Г. Г. и др. // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1997. № 6[86]. С. 39.
86. Scheid W. et al. // Intern. Symp. on Exotic Nuclei, Lake Baikal, Russia, 2001. Singapore, 2002. P. 88.
87. Smolanczuk P. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 2634.
88. Hofmann S. // Experimental Nuclear Physics in Europe, Sevilla, 1999: AIP Conf. Proc. 1999. V. 495. P. 137.
89. Grevy S. et al. (FULIS collab.) // J. Nucl. Radiochem. Sci. 2002. V. 3. P. 9.
90. Волков В. В., Черепанов Е. А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. С. 644.
91. Volkov V. V. et al. // Nuovo Cim. A. 1997. V. 110. P. 1127.
92. Hofmann S. // VI Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics. Dubna, 1997. Singapore, 1998. P. 385.
93. Morita K. et al. // RIKEN Accel. Prog. Rep. 2002. V. 35. P. 1.
94. Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3154; Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 041604(R); Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 1679.
95. Cherepanov E. A. // Pramana J. Phys. 1999. V. 53. P. 619;
Cherepanov E. A. // Intern. Workshop on Fusion Dynamics at the Extremes, Dubna, 2000. Singapore, 2001. P. 186.
96. Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 011301(R).
97. Wada T. et al. // 4th Intern. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Časta-Papiernička, Slovak Republic, 1998. Singapore, 2000. P. 77.
98. Armbruster P. // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62. P. 465.
99. Logan D. et al. // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 1080.
100. Капуцник А. и др. // ЯФ. 1967. Т. 6. С. 1142.
101. Волков В. В., Ершов С. Н., Иванова С. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 2049.
102. Волков В. В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. С. 2234; 1980. Т. 44. С. 2226.
103. Oganessian Yu. Ts. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 054607.