

**В. В. Волков**

**ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ  
ИЗБРАННЫЕ РАБОТЫ**

Объединенный институт ядерных исследований

**В. В. Волков**

**ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ  
ИЗБРАННЫЕ РАБОТЫ**

Дубна 2012

**Волков В. В.**

**В67** Ядерно-физические исследования с тяжелыми ионами: Избранные работы. — Дубна: ОИЯИ, 2012. — 390 с.

ISBN 978-5-9530-0322-3

В книге рассмотрены ядерные процессы, реализующиеся в столкновениях атомных ядер низких энергий: реакции глубоконеупругих передач и реакции полного слияния ядер в составное ядро, а также получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами низких, релятивистских и промежуточных энергий. В книгу включены монография «Ядерные реакции глубоконеупругих передач», обзоры «Процесс полного слияния атомных ядер. Слияние ядер в рамках концепции двойной ядерной системы» и «Получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами».

Для научных работников, ведущих ядерно-физические исследования с тяжелыми ионами, аспирантов, студентов старших курсов, специализирующихся в ядерной физике, а также лиц, интересующихся проблематикой физики ядра и историей ее развития.

*Посвящается жене  
Гуськовой Анне Борисовне*

## ОТ АВТОРА

Ядерно-физические исследования с тяжелыми ионами были начаты в СССР в середине 1950-х гг. по инициативе академика Игоря Васильевича Курчатова и члена-корреспондента АН СССР Георгия Николаевича Флерова в Институте атомной энергии (ИАЭ), который носит теперь имя И. В. Курчатова. На 1,5-метровом циклотроне института были ускорены ионы углерода, азота и кислорода до энергии около 100 МэВ. В те годы это была рекордная энергия для таких ионов. Определяющее значение в получении высокоэнергичных тяжелых ионов сыграла разработка в отделе академика Л. А. Арцимовича (ИАЭ) сотрудниками отдела Б. Н. Маковым, Н. М. Морозовым и М. С. Иоффе мощного источника многозарядных ионов. На пучках этих ионов Г. Н. Флеровым с сотрудниками была проведена серия экспериментов по синтезу трансурановых элементов, в том числе нового 102-го элемента, и изучению ядерных процессов, протекающих при столкновении двух ядер. Результаты этих исследований были доложены Г. Н. Флеровым на II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.).

Автору книги посчастливилось участвовать в этих первых экспериментах с тяжелыми ионами. Совместно с Г. Н. Флеровым и А. С. Пасюком были проведены эксперименты по изучению реакции срыва нейтрона и подхвата  $\alpha$ -частицы налетающим ядром. В этих экспериментах впервые были выявлены характерные особенности угловых распределений и функций возбуждения реакций передачи нуклонов. С рукописью статьи, в которой описывались полученные данные, ознакомился Игорь Васильевич Курчатов, который в то время, будучи директором института, возглавлял отдел физики ядра.

К концу 1950-х гг. стало ясно, что для дальнейшего развития исследований с тяжелыми ионами необходимо создавать специальный ускоритель тяжелых ионов. Было принято решение соорудить мощный циклотрон с диаметром полюсов три метра. Игорь Васильевич предложил сооружать этот ускоритель в Дубне, где в 1956 г. был основан международный научный центр исследований в области элементарных

частиц и физики ядра — Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ).

В 1957 г. в составе ОИЯИ была создана Лаборатория ядерных реакций (ЛЯР) для проведения исследований с тяжелыми ионами. Основателем лаборатории и ее директором стал Георгий Николаевич Флеров.

В 1960 г. был запущен мощный трехметровый циклотрон тяжелых ионов (У-300). Запуском циклотрона руководил Ю. Ц. Оганесян. Сотрудники ЛЯР получили в свое распоряжение прекрасный ускоритель тяжелых ионов, который по интенсивности пучков и многообразию ускоряемых ионов в течение десятка лет занимал лидирующее положение в мире.

Ядерно-физические исследования с тяжелыми ионами были новой областью физики ядра. Обладание таким ускорителем, как У-300, открывало сотрудникам ЛЯР благоприятные возможности для изучения ядерных процессов, протекающих при столкновении двух атомных ядер, получения новых нуклидов и прежде всего ядер новых транс-урановых элементов, а также изучения специфических состояний ядер, возбуждаемых в реакциях с тяжелыми ионами.

Автор предлагаемой читателю книги занимался ядерно-физическими исследованиями с тяжелыми ионами более 50 лет. В ЛЯР ОИЯИ он руководил работой научного сектора, в состав которого входили научные сотрудники из стран-участниц ОИЯИ: СССР, ВНР, ПНР, СРР. Усилия сектора были сосредоточены на решении двух научных проблем: изучении реакций многонуклонных передач и использовании этих реакций для получения нейтроноизбыточных изотопов легких элементов.

В результате проведенных экспериментов был открыт новый класс ядерных реакций с тяжелыми ионами, который получил название реакций глубоконеупругих передач (РГНП). Вместе с РГНП в ядерную физику вошли новые объекты ядерного микромира — эволюционирующие во времени двойные ядерные системы (ДЯС).

Впервые для получения новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов были с успехом использованы реакции многонуклонных передач. За сравнительно короткий срок удалось получить 29 новых изотопов элементов от углерода до хлора и установить закономерность в сечениях их образования. Работы сектора по получению новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов вошли в цикл работ ЛЯР ОИЯИ «Синтез и изучение свойств ядер вблизи границы ядерной устойчивости», удостоенных в 1975 г. Государственной премии СССР.

Результаты экспериментальных исследований автора совместно с сотрудниками ОИЯИ и других научных институтов были опубликованы более чем в 150 статьях, докладывались на многих международных конференциях и получили признание международной научной общественности.

В книгу включены три наиболее крупные работы автора, в которых рассматриваются ядерные процессы, реализующиеся в столкновениях двух атомных ядер, и получение ядер, удаленных от области стабильности.

Первая работа — монография «Ядерные реакции глубоконеупругих передач» (М.: Энергоиздат, 1982). Она дает достаточно полное представление о методиках изучения РГНП, основных экспериментальных характеристиках этих реакций, теоретических моделях, используемых для их описания. Особое внимание обращается на своеобразие механизма РГНП: формирование ДЯС и ее эволюцию, протекающую в форме процесса передачи нуклонов от одного ядра системы к другому.

Новые экспериментальные данные, полученные в последующие годы, не изменили представлений о механизме РГНП, изложенных в монографии. С течением времени все больше выявляется эвристическая ценность процесса образования ДЯС и ее эволюции в раскрытии механизмов ядерных процессов, в которых происходит глубокая перестройка структуры ядра или системы из двух ядер: деления возбужденных тяжелых ядер, квазиделения, спонтанного деления, кластерной радиоактивности, слияния двух ядер в составное ядро.

Монография в числе других работ автора, посвященных изучению РГНП, была удостоена в 1993 г. международной премии им. академика Г. Н. Флерова.

Вторая работа — обзорная статья «Процесс полного слияния атомных ядер. Слияние ядер в рамках концепции двойной ядерной системы» была опубликована в 2004 г. в журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра».

Статья посвящена анализу процесса слияния двух ядер в составное ядро. Автором с коллегами был предложен принципиально новый подход к интерпретации этого процесса — концепция двойной ядерной системы (КДЯС). Концепция базируется на информации о взаимодействии ядер в глубоконеупругих столкновениях, полученной при изучении РГНП. Согласно КДЯС процесс слияния ядер включает в себя формирование ДЯС на стадии захвата налетающего ядра ядром-мишенью и последующую эволюцию ДЯС к составному ядру, протекающую путем передачи нуклонов от более легкого к более тяжелому ядру.

КДЯС позволила выявить возникновение потенциального барьера при слиянии двух массивных ядер и конкуренцию между каналами полного слияния и квазиделения. Обзор теоретических моделей слияния ядер показал, что КДЯС дает наиболее реалистическое представление о механизме формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами.

В 2005 г. эта обзорная статья была отмечена премией Международной издательской компании «Наука/Интерпериодика».

В отличие от первой и второй работ, третья — обзор автора «Получение ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами» — публикуется на русском языке впервые.

Обзор охватывает широкий круг проблем, связанных с получением ядер, удаленных от области стабильности, в реакциях с тяжелыми ионами низких, релятивистских и промежуточных энергий. Рассматриваются экспериментальные методики, используемые для выделения и идентификации ядер, возникновение новых видов радиоактивного распада, увеличение размеров ядер при наличии в них слабо связанных нейтронов, роль этих ядер в нуклеосинтезе. Следует подчеркнуть, что реакции с тяжелыми ионами продолжают оставаться наиболее эффективным методом получения ядер, удаленных от области стабильности.

Автор глубоко благодарен научному руководителю ЛЯР ОИЯИ академику Ю. Ц. Оганесяну за ознакомление с содержанием рукописи книги и высказанные пожелания по ее совершенствованию.

Автор глубоко благодарен директору ЛЯР ОИЯИ профессору С. Н. Дмитриеву за ознакомление с содержанием рукописи книги и полезные замечания.

Автор выражает признательность рецензенту книги профессору Ю. П. Гангрскому за внимательное прочтение рукописи книги и конструктивные советы.

Автор благодарен своей жене А. Б. Гуськовой за большую помощь в редактировании рукописи книги.

Автор благодарит начальника издательского отдела А. Н. Шабашову за подготовку книги к печати и ее публикацию.

# ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПЕРЕДАЧ <sup>1)</sup>

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Прогресс наших знаний о ядерном микромире тесно связан с развитием ускорительной техники. На протяжении десятков лет экспериментаторы получали информацию о структуре и свойствах атомных ядер, облучая их ускоренными электронами, протонами, дейтонами,  $\alpha$ -частицами. С созданием специальных ускорителей тяжелых ионов стало возможным использовать и сами атомные ядра в качестве бомбардирующих частиц.

Тяжелые ионы оказались перспективными бомбардирующими частицами. Они открыли путь к экспериментальной разработке таких фундаментальных проблем ядерной физики, как синтез новых трансурановых и сверхтяжелых элементов, изучение свойств ядер, обладающих высоким спином, формирование ядерных молекул и др.

Решение этих проблем требовало исследования механизма взаимодействия двух сложных ядер. На первом этапе складывалось впечатление, что в реакциях с тяжелыми ионами экспериментаторы имеют дело с уже знакомыми им ядерными процессами: упругим и неупругим рассеянием, прямыми реакциями, сопровождающимися передачей от ядра к ядру небольшого числа нуклонов, формированием и распадом возбужденного составного ядра. Однако со временем были обнаружены новые экспериментальные факты, которые не укладывались в рамки известных ядерных процессов. Был открыт принципиально новый класс ядерных реакций, в механизме которых тесно переплетались свойства прямых реакций и распада возбужденного составного ядра. Новые реакции получили название реакций глубоконеупругих передач. Дальнейшие исследования показали, что протекание глубоконеупругих передач связано с формированием своеобразного ядерного комплекса — двойной ядерной системы. Об этом новом и во многом замечательном явлении ядерного микромира и рассказывается в предлагаемой читателю монографии.

<sup>1)</sup> М.: Энергоиздат, 1982. 2-е изд., стер.



Реакции глубокоэластичных передач были открыты в Дубне, в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), созданной по инициативе академика И. В. Курчатова и руководимой со дня ее основания академиком Г. Н. Флеровым. Открытие было сделано научным коллективом в составе: А. Г. Артюх, В. В. Волков, Г. Ф. Гриднев, В. Л. Михеев (СССР), Я. Вильчински, П. Децовски (ПНР). Успешному проведению экспериментов во многом способствовали высокие параметры ускорителей тяжелых ионов, которыми располагала лаборатория, — циклотронов с диаметрами полюсов 3 и 2 м.

Автор вместе со своими коллегами — научными сотрудниками из СССР, ВНР, ПНР, СРР с начала 1970-х гг. занимается изучением реакций глубокоэластичных передач. В этом плане монография является итогом определенного этапа данных исследований, обобщением накопленного опыта. Работая над ней, автор, естественно, использовал опубликованные им в советской и зарубежной периодической печати обзорные статьи и доклады.

Исследованием реакций глубокоэластичных передач занимаются во многих лабораториях мира. Поток статей, посвященных новым реакциям, стремительно растет. За рубежом вышли в свет книги по проблемам взаимодействия двух сложных ядер, в которых обсуждаются и реакции глубокоэластичных передач. Все это делает актуальной задачу знакомства российского читателя с этим бурно развивающимся направлением ядерно-физических исследований.

В процессе работы над монографией автор не стремился представить в ней все появившиеся в печати публикации о реакциях глубокоэластичных передач: это потребовало бы значительного увеличения объема книги. Вместе с тем автор опирался на обзоры Ж. Р. Хайзенги, Л. Г. Моретто (США), Ж. Галена, М. Лефора, Х. Нго (Франция), Р. Бока, Г. А. Вайденмюллера, А. Гобби, В. Нёренберга (ФРГ), Д. Х. Е. Гросса (Западный Берлин), которые во многом способствовали формированию современных представлений о механизме новых реакций. В поле зрения автора постоянно находились работы Г. Н. Флерова, Ю. Ц. Оганесяна, В. И. Струтинского, А. И. Базя (СССР), А. Д. Бромли, В. Я. Святецкого, Д. Скотта (США), В. Грайнера (ФРГ), Я. П. Бондорфа (Дания), посвященные различным аспектам взаимодействия двух сложных ядер.

подавляющая часть экспериментов с глубокоэластичными передачами выполнена при энергии тяжелых ионов до 10–12 МэВ/нуклон. Эта область энергий и рассматривается в монографии. Данные при более высоких энергиях носят пока фрагментарный характер, и автор счел преждевременным включать их в книгу.

Данная работа состоит из шести глав: в первой рассмотрены экспериментальные методы, применяемые при изучении глубокоэластичных передач; во второй систематизированы основные экспериментальные характеристики новых реакций; в третьей дан анализ взаимодействия

двух сложных ядер в глубоконеупругих столкновениях, приводящих к формированию двойной ядерной системы; в четвертой дана качественная интерпретация основных свойств реакций глубоконеупругих передач на основании концепции двойной ядерной системы; в пятой рассмотрены теоретические подходы, развитые для количественного описания глубоконеупругих передач; в шестой представлены возможности использования реакций глубоконеупругих передач для синтеза сверхтяжелых элементов, получения нуклидов, удаленных от области  $\beta$ -стабильности, возбуждения в ядрах состояний с большим угловым моментом.

Автор искренне признателен академику Г. Н. Флерову за стимулирующий интерес к проблеме глубоконеупругих передач и неизменную поддержку исследований новых реакций, что имело решающее значение для становления и развития этих исследований, а также за ценные указания по совершенствованию рукописи монографии.

Автор пользуется случаем выразить чувство глубокой благодарности коллективу Лаборатории ядерных реакций — научным сотрудникам, инженерам, конструкторам, операторам циклотрона У-300, рабочим, лаборантам, сотрудникам отдела обслуживания за всестороннюю помощь в подготовке и проведении исследований глубоконеупругих передач.

Автор выражает свою благодарность советским и зарубежным ученым, на работы которых он опирался при написании монографии и рисунки из которых были им использованы.

Автор благодарит рецензента рукописи Ю. П. Гангрского, коллег по работе А. Г. Артюха, Г. Ф. Гриднева, В. Л. Михеева, А. Н. Мезенцева за полезные замечания и советы.

## ВВЕДЕНИЕ

Со времени первой ядерной реакции с искусственно ускоренными протонами (1931 г.) основными бомбардирующими частицами, применявшимися для изучения структуры атомного ядра, были протоны, нейтроны, дейтоны и  $\alpha$ -частицы. В начале 1950-х гг. в СССР, Великобритании, США и Швеции небольшие группы физиков-энтузиастов сделали следующий важный шаг на пути создания более тяжелой ядерной артиллерии. Используя имевшиеся циклотроны, они ускорили ядра углерода, азота и кислорода и осуществили первые ядерные превращения, в которых участвовали два сложных атомных ядра.

В СССР ядерно-физические исследования с тяжелыми ионами были начаты по инициативе и под руководством И. В. Курчатова и Г. Н. Флерова в Институте атомной энергии, который носит сейчас

имя Игоря Васильевича Курчатова <sup>1)</sup>. Они первыми обратили внимание на перспективность использования тяжелых ионов для синтеза новых трансурановых элементов. Слияние ядер урана или плутония с ядром легкого элемента увеличивает атомный номер исходного ядра сразу на шесть-восемь единиц, позволяя проникнуть в заманчивую область далеких трансурановых элементов.

В Ленинграде на циклотроне Физико-технического института были проведены первые эксперименты по кулоновскому возбуждению тяжелыми ионами коллективных состояний в ядрах. Большой заряд тяжелого иона резко повышает вероятность кулоновского возбуждения, низкая проникаемость кулоновского барьера уменьшает фон от излучения продуктов ядерных реакций.

Довольно быстро было осознано также преимущество тяжелых ионов при получении ядер с очень высоким спином. В реакциях с тяжелыми ионами угловой момент составного ядра может достигнуть многих десятков единиц  $\hbar$ , открывая тем самым возможность изучения реакции ядра на быстрое вращение. Первые теоретические оценки влияния большого углового момента на делимость ядер были выполнены в ИАЭ им. И. В. Курчатова.

Благодаря значительной массе тяжелого иона длина его дебройлевской волны падает до 0,1 фм и ниже, что много меньше размеров большинства ядер. При движении вблизи ядра-мишени тяжелый ион ведет себя подобно классической частице. Выделяя по углу рассеяния касательные столкновения, можно было надеяться получить информацию о структуре поверхности ядра.

Однако чтобы реализовать все эти возможности, необходимо было ускорить тяжелые ионы до энергии, при которой они могли преодолеть кулоновский барьер ядра-мишени. Поскольку высота кулоновского барьера пропорциональна атомному номеру налетающего ядра, требовались энергии, измеряемые десятками мегаэлектронвольт. Единственным ускорителем, который в то время мог обеспечить получение тяжелых ионов нужных энергий, был крупный циклотрон. Энергия частиц, ускоренных в циклотроне, определяется уравнением

$$E = K \frac{Z_i^2}{A} R^2 H^2, \quad (B.1)$$

где  $K$  — константа;  $Z_i$  — заряд иона, выраженный в элементарных зарядах и совпадающий с числом сорванных с атома электронов;  $A$  — массовое число ядра;  $R$  — радиус, с которого ускоренные частицы выводятся из циклотрона;  $H$  — напряженность магнитного поля циклотрона. Поскольку радиус и магнитное поле циклотрона были фиксированы, высоких энергий частиц можно было достичь лишь повышением зарядности ионов  $Z_i$ . Ионные источники, применявшиеся

<sup>1)</sup> В настоящее время — Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт». — *Авт.*

для получения ионов водорода и гелия, не подходили для этих целей: они выдавали в основном однозарядные и лишь в очень небольшом количестве двухзарядные ионы.

В 1953 г. Левингстоном и Зукром был создан более мощный ионный источник, который в заметных количествах давал трехзарядные ионы азота. На циклотроне Ок-Риджской лаборатории (США) с диаметром полюсов 1,5 м эти ионы ускорялись до энергии 28 МэВ и использовались для изучения ядерных реакций, правда, лишь в области легких элементов.

Для повышения зарядности тяжелых ионов, ускоряемых в циклотроне, Фремлин использовал явление их дальнейшей многократной ионизации при столкновениях с атомами остаточного газа в камере циклотрона. В таких столкновениях двухзарядные ионы могли потерять четыре электрона и превратиться в шестизарядные ионы, которые ускорялись при той же высокой частоте на дуантах. На 1,5-м циклотроне Бирмингемского университета (Великобритания) удалось ускорить ионы азота и кислорода до энергии более 60 МэВ и впервые наблюдать реакции передачи нескольких нуклонов. Серьезными недостатками метода были низкая интенсивность пучков и очень широкий энергетический спектр частиц.

Наибольший успех в создании источника многозарядных ионов был достигнут в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова. В 1956 г. Л. А. Арцимовичем, Б. Н. Маковым, Н. М. Морозовым и М. С. Иоффе был разработан мощный дуговой ионный источник с подогревным катодом и осцилляцией электронов в дуге. С помощью этого ионного источника, установленного на 1,5-м циклотроне ИАЭ, удалось получить довольно интенсивные пучки ионов  $^{12}\text{C}(+4)$ ,  $^{14}\text{N}(+5)$ ,  $^{16}\text{O}(+6)$  с рекордной для того времени энергией частиц, превышающей 100 МэВ. На пучках этих ионов был выполнен большой цикл экспериментов, продемонстрировавших уникальные возможности тяжелых ионов для ядерно-физических исследований [1].

С течением времени как в СССР, так и за рубежом все более отчетливо складывалось убеждение, что для дальнейшего развития этого перспективного направления необходимо сооружение специальных ускорителей тяжелых ионов. Американские ученые пошли по пути создания линейных ускорителей, в которых ускорение тяжелых ионов проходит в два этапа: сначала ионы низкой зарядности, поступающие из ионного источника, ускоряются в предускорителе, затем они направляются на тонкую мишень, в которой за счет потери электронов происходит повышение их зарядности, и далее ускоряются уже в основной части ускорителя. Построенные на таком принципе линейные ускорители тяжелых ионов были запущены в Беркли и Йеле (США) в конце 1950-х гг.

В Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований в Дубне был сооружен и в 1960 г. запущен мощный циклотрон тяжелых ионов с диаметром полюсов 310 см. При выборе

типа ускорителя для сооружения в Дубне решающую роль сыграл успех в создании высокоэффективного ионного источника в ИАЭ им. И. В. Курчатова. В процессе эксплуатации конструкцию и режим работы ионного источника постоянно совершенствовали. В результате в рамках схемы классического циклотрона удалось создать ускоритель тяжелых ионов, который более десяти лет занимал лидирующее положение среди остальных ускорителей тяжелых ионов по интенсивности пучка и диапазону масс ускоряемых частиц.

В 1960-е гг. после вступления в строй первого поколения специальных ускорителей тяжелых ионов были сделаны важные научные открытия, которые в дальнейшем легли в основу целых научных направлений. В Дубне были открыты: явление спонтанного деления тяжелых ядер из изомерного состояния, новые типы радиоактивного распада — эмиссия запаздывающих протонов и запаздывающее деление, впервые были синтезированы новые трансурановые элементы с атомными номерами от 102 до 105, получены новые изотопы легких ядер с большим избытком нейтронов, открыт новый тип ядерных реакций [2]. В Беркли также интенсивно проводили эксперименты по синтезу новых трансурановых элементов, в реакциях с ионами аргона были возбуждены ротационные состояния ядер урана и тория с высокими спинами. В Йеле получена значительная информация о механизмах ядерных реакций с тяжелыми ионами. На тандемном электростатическом генераторе в Чок-Ривере (Канада) при исследовании взаимодействия двух ядер  $^{12}\text{C}$  было открыто явление образования ядерных молекул.

С конца 1960-х гг. физиков все больше захватывает идея искусственного синтеза сверхтяжелых элементов, возможность существования которых предсказывала теория. Наиболее устойчивые ядра сверхтяжелых элементов, по расчетам теоретиков, должны были обладать атомными номерами  $Z = 110 \div 114$  и массовым числом  $A = 298$ . В 1964 г. Г. Н. Флеровым было выдвинуто предложение использовать для синтеза сверхтяжелых элементов столкновения тяжелых ядер, особенно ядер урана. Существующие ускорители позволяли получать ионы не тяжелее аргона — железа. Необходимо было создать новое поколение более мощных ускорителей, которые ускоряли бы ионы всех элементов, включая ионы урана. Определенным этапом на пути к созданию второго поколения ускорителей тяжелых ионов были различные варианты ускорительных тандемов, в которых использовали имевшиеся ускорители: в Орсе — комбинацию линейного ускорителя и 160-см циклотрона, а в Дубне — комбинацию 3-м и 2-м циклотронов, в Беркли — комбинацию двух линейных ускорителей. На этих ускорительных тандемах были получены пучки ионов германия, криптона, ксенона и проведены первые эксперименты по синтезу сверхтяжелых элементов [3]. К сожалению, низкая интенсивность ионных пучков позволила определить лишь верхние границы сечений, однако эти эксперименты дали ценную информацию о механизме взаимодействия двух тяжелых ядер.

Во второй половине 1970-х — начале 1980-х гг. вошли в строй мощные ускорители тяжелых ионов нового поколения: линейный ускоритель в Дармштадте (ФРГ), 4-м изохронный циклотрон с повышенной напряженностью магнитного поля в ОИЯИ (Дубна), гигантские электростатические тандемные генераторы в Ок-Ридже (США) и Дарсбери (Великобритания), тандем из двух секторных циклотронов в Кане (Франция).

С запуском ускорителей второго поколения экспериментаторы получили в свое распоряжение весь возможный набор тяжелых ионов, включая ионы урана, и ядерно-физические исследования с тяжелыми ионами вступили в полосу своей зрелости.

Основные направления ядерных исследований с тяжелыми ионами можно сгруппировать в три крупных блока: ядерные процессы, нуклиды, ядерные состояния. В каждом из этих блоков тяжелые ионы позволяют получать принципиально новые результаты, во многих случаях недоступные для легких бомбардирующих частиц.

В блок ядерных процессов входят: упругое и неупругое рассеяние, реакции передачи нуклонов, формирование и распад составного ядра. Эти процессы реализуются и при облучении ядер легкими частицами, однако переход к взаимодействию двух сложных ядер вызвал качественные изменения в механизмах реакций, открыл новые возможности их применения. При неупругом рассеянии тяжелых ионов стали возможными кулоновское деление тяжелых ядер и возбуждение высокоспиновых ротационных состояний деформированных ядер. В реакциях передачи с тяжелыми ионами от ядра к ядру передаются десятки нуклонов, а механизм этих реакций не имеет аналога среди ядерных процессов с легкими частицами. Формирование составного ядра при слиянии двух сложных ядер также коренным образом отличается от процесса образования составного ядра в реакциях с легкими частицами.

В блоке нуклидов особое внимание привлекают проблемы синтеза новых трансурановых и сверхтяжелых элементов и изучение свойств их радиоактивного распада. Все новые элементы с атомными номерами больше 101 получают в реакциях с тяжелыми ионами. Дальнейшее продвижение в область больших значений  $Z$ , и прежде всего решение фундаментальной проблемы синтеза сверхтяжелых элементов, возможно только с помощью тяжелых ионов. Реакции с тяжелыми ионами являются также эффективным методом получения ядер, удаленных от области  $\beta$ -стабильности, и изучения новых видов радиоактивного распада, специфичных для этих нуклидов (эмиссия запаздывающих протонов, запаздывающее деление, протонная и двухпротонная радиоактивность).

В блок ядерных состояний входит получение ядер с высоким спином и изучение реакции ядра на быстрое вращение. Тяжелые ионы позволяют получать ядра с большой энергией возбуждения без осложнений, связанных с внутриядерным каскадом, который возникает при

использовании для этих целей высокоэнергичных легких частиц. На пучках тяжелых ионов развивается ядерная спектроскопия нуклидов, удаленных от области  $\beta$ -стабильности, ядер трансурановых элементов, изучаются свойства ядерных молекул.

Изучение взаимодействия тяжелых ионов с ядрами привело к открытию в конце 1960-х гг. нового класса ядерных реакций, неизвестных для легких бомбардирующих частиц и реализующихся лишь в столкновениях двух сложных ядер, насчитывающих значительное число нуклонов. Новые реакции впервые наблюдались в Дубне [4] и, несколько позже, но независимо, в Орсе [5] и Беркли [6]. В разных лабораториях им были даны различные названия, это зависело от того, что авторы считали наиболее существенным в их механизме. В Дубне они получили название реакций глубокоэластичных передач. Это название отражает две наиболее характерные особенности новых реакций: полную диссипацию кинетической энергии столкновения и интенсивный обмен нуклонами между ядрами. В Орсе их назвали квазиделением, желая подчеркнуть особенности энергетических спектров продуктов этих реакций, напоминавших энергетические спектры осколков деления. В Беркли каждая из двух групп, изучавших новые реакции, дала им свое название: релаксационное явление и сильнодемпфированные столкновения. В настоящее время чаще всего используют первое название: глубокоэластичные передачи — для обозначения самих реакций и глубокоэластичные столкновения — для характеристики столкновений ядер, которые приводят к этим реакциям.

Своеобразие реакций глубокоэластичных передач (ГЭП) состоит в том, что в механизме этих реакций тесно переплетаются динамические и статистические закономерности, характерные для двух полярных ядерных процессов — прямых реакций и распада возбужденного составного ядра. Как и в прямых реакциях, в ГЭП сохраняется сильная связь между входным и выходными каналами реакций. Продукты ГЭП «не забывают» ни направления движения исходных ядер, ни их атомных номеров и массовых чисел. Угловые распределения ГЭП асимметричны относительно угла  $90^\circ$  в системе центра масс: легкие продукты реакций вылетают преимущественно под малыми углами или углами, близкими к углу рассеяния при касательном столкновении ядер. Массовые и зарядовые распределения ГЭП имеют максимумы выхода в окрестностях массовых чисел и атомных номеров исходных ядер. Вместе с тем энергетические спектры продуктов ГЭП, как и при распаде возбужденного составного ядра, не зависят от начальной кинетической энергии столкновения и определяются лишь выходным кулоновским барьером. Продукты ГЭП приобретают кинетическую энергию за счет кулоновского отталкивания между сопряженными конечными ядрами, «скатываясь» с вершины выходного кулоновского барьера. Дисперсия массовых и зарядовых распределений ГЭП весьма значительна и напоминает массовую и зарядовую дисперсию осколков деления. В сечениях образования отдельных изотопов — продуктов

ГНП наблюдают закономерности, которые свидетельствуют об установлении в системе из двух взаимодействующих ядер статистического равновесия в отношении некоторых степеней свободы. Статистическое равновесие — особенность, присущая составному ядру и чуждая прямым реакциям. Воспользовавшись образным сравнением, можно сказать, что ГНП — своего рода физический кентавр среди известных классических механизмов ядерных реакций.

Своеобразие механизма ГНП обусловлено формированием специфического ядерного комплекса при столкновении двух сложных ядер, получившего название двойной ядерной системы (ДЯС) или композиционной системы. Формирование двойной ядерной системы является результатом большой ядерной вязкости, ведущей к интенсивной диссипации кинетической энергии столкновения, мощных отталкивающих сил, возникающих при значительном проникновении ядер друг в друга, и оболочечной структуры, которая обеспечивает сохранение индивидуальности ядер в условиях их интенсивного взаимодействия. В отличие от ядерной молекулы, для которой характерна квазистационарность состояний, ДЯС очень быстро изменяет свое состояние во времени, эволюционируя к конфигурации с минимумом потенциальной энергии. В ГНП физики столкнулись с совершенно новым объектом ядерного микромира, порожденным взаимодействием двух многонуклонных ядерных систем.

ГНП привлекли к себе пристальное внимание и экспериментаторов, и теоретиков. Новые ядерные реакции обладали богатым физическим содержанием, открывая возможность продвижения в ряде важных направлений ядерно-физических исследований.

Прежде всего ГНП позволили получить уникальную информацию о взаимодействии сложных ядер. При изучении распада возбужденного составного ядра и квазиупругих прямых реакций (неупругое рассеяние, малонуклонные передачи) от внимания физиков ускользала очень важная стадия во взаимодействии двух ядер — от момента соприкосновения их поверхностей до момента, когда в системе устанавливается полное статистическое равновесие. Действительно, составное ядро не сохраняет в памяти историю своего образования, что же касается квазиупругих прямых реакций, то они дают информацию лишь о периферийных столкновениях, в которых ядра слегка касаются друг друга. Только в результате изучения ГНП удалось установить, что наиболее драматические события, определяющие судьбу столкнувшихся ядер, разыгрываются именно на стадии формирования двойной ядерной системы и ее эволюции к равновесной конфигурации. Например, было выяснено, что лобовые столкновения тяжелых ядер с энергией выше кулоновского барьера не ведут, как полагали раньше, к их полному слиянию и формированию составного ядра.

В ГНП от ядра к ядру передаются десятки нуклонов, и может быть произведена очень глубокая перестройка исходных ядер. Состав нуклонных групп, передаваемых от ядра к ядру, необычайно много-



образен. Они могут состоять или из одних нейтронов, или из одних протонов, содержать нейтроны и протоны в различных пропорциях. Эти особенности ГНП можно использовать для получения нуклидов легких элементов, значительно удаленных от области  $\beta$ -стабильности, а также тяжелых изотопов далеких трансурановых элементов, которые невозможно синтезировать в реакциях полного слияния. Реакции глубокоэластичных передач при столкновении ядер урана с ядрами трансурановых элементов являются в настоящее время одним из двух основных путей синтеза сверхтяжелых элементов. С помощью ГНП можно получать быстровращающиеся ядра с предельно высоким спином.

Открытие ГНП дало толчок для разработки новых теоретических подходов к анализу взаимодействия двух сложных ядер. Оказалось, что известные теоретические концепции, широко используемые для описания прямых реакций и распада возбужденного составного ядра, не подходят для описания формирования ДЯС и ее последующей эволюции. В обеих этих концепциях отсутствует явная зависимость состояния системы от времени, тогда как для ДЯС время — важнейшая переменная. Были разработаны новые теоретические подходы, в основу которых положены кинетические уравнения, описывающие неравновесные статистические процессы.

Изучение ГНП оказало также большое влияние на развитие методов регистрации продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами.

## Глава I

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

### 1.1. Особенности регистрации продуктов реакций передачи с тяжелыми ионами

В реакциях передачи с тяжелыми ионами сталкиваются и вступают во взаимодействие две сложные ядерные системы. Высокая энергия возбуждения и интенсивный обмен нуклонами между ядрами открывают множество выходных каналов, и в качестве продуктов реакций образуются десятки и даже сотни различных нуклидов. По многообразию продуктов реакции передачи можно сравнить с реакциями деления или глубокого расщепления ядер частицами высоких энергий.

Изучение реакций передачи с тяжелыми ионами требует измерения выходов, зарядовых и массовых распределений продуктов реакций, их энергетических спектров и угловых распределений. Для решения этих задач экспериментатор должен прежде всего располагать методами идентификации продуктов реакций, т. е. методами определения их атомных номеров  $Z$  и массовых чисел  $A$ . Необходимость получения

информации о кинетической энергии продукта  $E$  и углах вылета  $\theta$  и  $\varphi$  требует, чтобы идентификация проводилась «в пучке», т. е. без предварительного торможения и остановки продукта реакции.

По сравнению с делением или глубоким расщеплением ядер идентификация продуктов реакций передачи *осложняется упруго- и неупругорассеянными ионами*. Сечение упругого рассеяния на несколько порядков превышает сечение отдельных каналов реакций передачи. Интенсивный поток упругорассеянных тяжелых ионов перегружает детекторы, снижает их разрешающую способность и даже может вывести их из строя.

В начале исследований с тяжелыми ионами экспериментаторы стремились использовать уже известные методы идентификации, разработанные для более легких бомбардирующих частиц. Это были метод регистрации радиоактивных продуктов, свойства распада которых были хорошо известны, и метод измерения удельной ионизации и энергии продукта, так называемый  $\Delta E - E$ -метод. Однако со временем стало ясно, что реакции передачи с тяжелыми ионами требуют разработки специальных методов идентификации. Развитие экспериментальных методик пошло по пути сооружения все более усложненных детекторных систем, которые объединяли в одной установке магнитный анализ,  $\Delta E - E$ -метод и измерение времени пролета.

*Двухтельный характер реакций передачи* также оказал влияние на технику эксперимента. В выходных каналах реакций передачи формируются два крупных фрагмента — два сложных конечных ядра. Энергия возбуждения, которая может превосходить сотню мегаэлектронвольт, распределяется между фрагментами. Возбужденные фрагменты испускают нейтроны, протоны,  $\alpha$ -частицы,  $\gamma$ -кванты. Потери массы конечных ядер за счет эмиссии нуклонов могут достигать десяти и более процентов. Массовые и зарядовые распределения, которые измеряет экспериментатор, фактически являются результатом наложения двух ядерных процессов: обмена нуклонами между исходными ядрами и последующего испарения нуклонов и  $\alpha$ -частиц из возбужденных фрагментов. Для того чтобы восстановить первоначальные массовое и зарядовое распределения продуктов реакций передачи, необходимо определить число и заряд нуклонов, вылетевших из каждого фрагмента. Характер распределения энергии возбуждения между фрагментами тесно связан с механизмом реакций передачи и представляет самостоятельный интерес. Энергетические спектры и угловые распределения нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц позволяют оценить роль предравновесных процессов во взаимодействии двух сложных ядер. Информацию об этих важных аспектах механизма реакций передачи можно получить только в корреляционных экспериментах с одновременной регистрацией легких частиц и одного из фрагментов. Корреляционные измерения позволяют «отстроиться» от ядерных процессов, связанных с распадом возбужденного компаунд-ядра, и надежно выделить частицы, обязанные своим происхождением реакциям передачи.

Реакции передачи реализуются в столкновениях ядер с большим угловым моментом, который может достигать сотен единиц  $\hbar$ . В процессе диссипации кинетической энергии и обмена нуклонами между ядрами угловой момент столкновения переходит частично в спины ядер. Это перераспределение начального углового момента — один из важных аспектов механизма реакций передачи, особенно глубоконеупругих передач. Информацию о спинах конечных ядер можно получить *измерением множественности  $\gamma$ -квантов*, так как именно они уносят подавляющую часть собственного углового момента фрагмента. Для измерения множественности  $\gamma$ -квантов используют систему из нескольких гамма-детекторов. Однако и в этом случае необходимо проводить корреляционные измерения с регистрацией одного из фрагментов реакций передачи. Корреляционные измерения позволяют не только избавиться от регистрации  $\gamma$ -излучения продуктов распада компаунд-ядра, но и установить связь между множественностью  $\gamma$ -квантов, потерями кинетической энергии столкновения и числом переданных в реакции нуклонов.

При столкновении двух тяжелых ядер, например ядер урана, реакции передачи могут сопровождаться делением обоих продуктов. Чтобы изучить такого рода сложные процессы, необходимы детекторы, которые позволили бы регистрировать одновременно все четыре фрагмента и измерять их наиболее важные параметры.

Наконец, хотя косвенные данные и указывают на двухтельный характер глубоконеупругих передач, только прямые корреляционные измерения с одновременной регистрацией двух сопряженных фрагментов позволяют сделать окончательный вывод об этой важной характеристике механизма реакций. Интенсивное развитие техники корреляционных экспериментов, особенно в реакциях с наиболее тяжелыми ионами, — отличительная особенность экспериментальных исследований последних лет.

## 1.2. Регистрация радиоактивных продуктов реакций передачи

В первых экспериментах с тяжелыми ионами мишени облучались в основном ускоренными ионами азота  $^{14}\text{N}$  и в качестве продуктов реакций передачи были зарегистрированы радиоактивные нуклиды:  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$ . Эти нуклиды — позитронные излучатели с удобными для регистрации периодами полураспада. Они образуются при срыве с налетающего ядра или при подхвате налетающим ядром  $^{14}\text{N}$  от одного до четырех нуклонов. Обнаружение именно этих нуклидов с большими пробегами и направленным вперед угловым распределением послужило первым экспериментальным доказательством того, что в столкновениях двух атомных ядер возможна передача нескольких нуклонов.

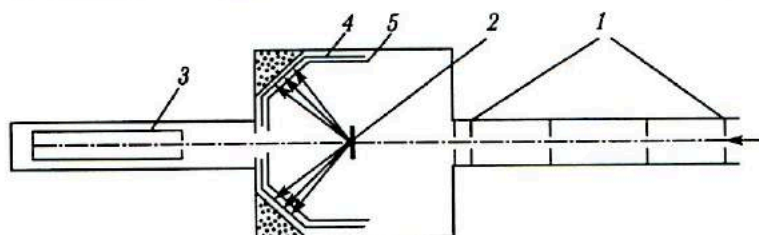


Рис. 1.1. Схема устройства камеры рассеяния, используемой при регистрации радиоактивных продуктов реакций передачи: 1 — коллиматор пучка ионов; 2 — мишень; 3 — цилиндр Фарадея; 4 — сборник радиоактивных продуктов реакции; 5 — защитная фольга

Малонуклонные передачи реализуются обычно в квазупругих касательных столкновениях ядер, поэтому энергия и пробег легких продуктов реакций сравнимы с энергией и пробегом бомбардирующих ионов, а их угловые распределения характеризуются концентрацией выхода вблизи угла кулоновского рассеяния. Эти свойства малонуклонных передач и были использованы для разделения продуктов реакций передачи и продуктов реакций полного слияния ядер. Типичная схема используемой для этих целей экспериментальной аппаратуры представлена на рис. 1.1. Коллимированный пучок тяжелых ионов падает на тонкую мишень и, прострелив ее, попадает в цилиндр Фарадея, который служит для измерения интенсивности пучка. Продукты реакций передачи, обладающие большим пробегом, вбиваются в сборники из металлической фольги. Радиоактивные продукты реакций слияния ядер, например осколки деления, задерживаются защитной фольгой. После кратковременного облучения пучком тяжелых ионов камеру быстро разбирают, извлекают сборники активности и разрезают их на кольцевые полоски, каждая из которых отвечает определенному интервалу углов вылета продуктов реакций. Затем сборники свертывают в рулончики и вставляют в алюминиевые капсулы, толщина стенок которых обеспечивает полное торможение позитронов радиоактивного распада ядер-продуктов. Активность сборников измеряют по аннигиляционным  $\gamma$ -квантам. В качестве детектора обычно используют установку из двух сцинтилляционных гамма-счетчиков с кристаллами NaI(Tl), включенных в схему совпадения. Идентификацию продуктов реакций передачи проводят по периодам полураспада. Такого рода измерения дают информацию об угловых распределениях малонуклонных передач в относительных единицах. Переход к дифференциальным сечениям реакций требует учета временного режима облучения и знания эффективности детектора. Последнюю определяют градуировкой по гамма-источникам известной интенсивности.

Для измерения энергетических спектров применяли сборники в виде пачки тонких алюминиевых фольг. Зная толщину поглотителя перед определенным листком алюминиевой фольги сборника, можно

было рассчитать, пользуясь соотношением пробег-энергия, кинетическую энергию продукта, который остановился именно в этом листке.

Для изучения реакций подхвата одного, двух и трех нейтронов ядрами  $^{15}\text{N}$  и  $^{14}\text{N}$  использовали регистрацию радиоактивного излучения нейтроноизбыточных изотопов азота  $^{16}\text{N}$  и  $^{17}\text{N}$  [7]. Ядра  $^{16}\text{N}$  испускают при  $\beta$ -распаде энергичные электроны и  $\gamma$ -кванты ( $E_{\text{макс}}^{\beta} = 10,3$  МэВ;  $E_{\gamma} = 6,13$  МэВ), ядра  $^{17}\text{N}$  являются излучателями запаздывающих нейтронов. Эти особенности распада ядер  $^{16}\text{N}$  и  $^{17}\text{N}$  позволяли надежно выделять их излучение на фоне радиоактивного излучения других продуктов реакций. Периоды полураспада  $^{16}\text{N}$  и  $^{17}\text{N}$  измеряются секундами, тогда как разборка камеры рассеяния, извлечение сборников и перенос их к детекторам занимают несколько минут. Поэтому в экспериментах применяли специальные камеры рассеяния (рис. 1.2). Они имели окна, закрытые тонкой майларовой пленкой, через которую ядра  $^{16}\text{N}$  и  $^{17}\text{N}$  могли вылетать наружу. Ядра  $^{16}\text{N}$  попадали прямо на корпус органического сцинтиллятора, регистрировавшего энергичные электроны от  $\beta$ -распада  $^{16}\text{N}$ , ядра  $^{17}\text{N}$  собирались на гибкий ленточный сборник, который переносил их внутрь нейтронного детектора. Облучение велось в циклическом режиме. Цикл облучения мишени ионами азота занимал 20–30 с и сменялся циклом регистрации радиоактивного распада ядер  $^{16}\text{N}$  или  $^{17}\text{N}$ .

В рамках рассмотренных выше методических схем можно было регистрировать один-два радиоактивных нуклида в одном облучении, т.е. получать экспериментальную информацию лишь об одном-двух каналах реакций передачи. Переход к другим каналам реакций требовал смены бомбардирующего иона, а зачастую и всей экспериментальной аппаратуры. Возможность выбора каналов реакций передачи была ограничена: без радиохимической обработки удавалось надежно выделять лишь малонуклонные передачи, в которых получали радиоактивные нуклиды с большим выходом. Однако для понимания механизма реакций передачи важно было в одном облучении получить информацию о возможно большем числе каналов реакций. Решение такой спектральной задачи требовало привлечения методов радиохимии.

Схема первого спектрального эксперимента, выполненного в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в 1962 г., представлена на рис. 1.3 [8]. Облучение проводили ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 160 МэВ и ионами  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 190 МэВ. В качестве мишеней были выбраны тантал и тербий. Этот выбор диктовался следующими соображениями. Для радиохимической обработки удобны редкоземельные элементы: большое сходство их химических свойств позволяет оперировать со всей группой как с единым целым при химической очистке от других радиоактивных продуктов. Разделение редкоземельных элементов можно провести методами ионообменной хроматографии. На рис. 1.3 дана схема химической части эксперимента, идентификацию отдельных нуклидов в разделенных фракциях редкоземельных элементов проводили по  $\gamma$ -спектру и периоду полураспада.  $\gamma$ -спектр измеряли

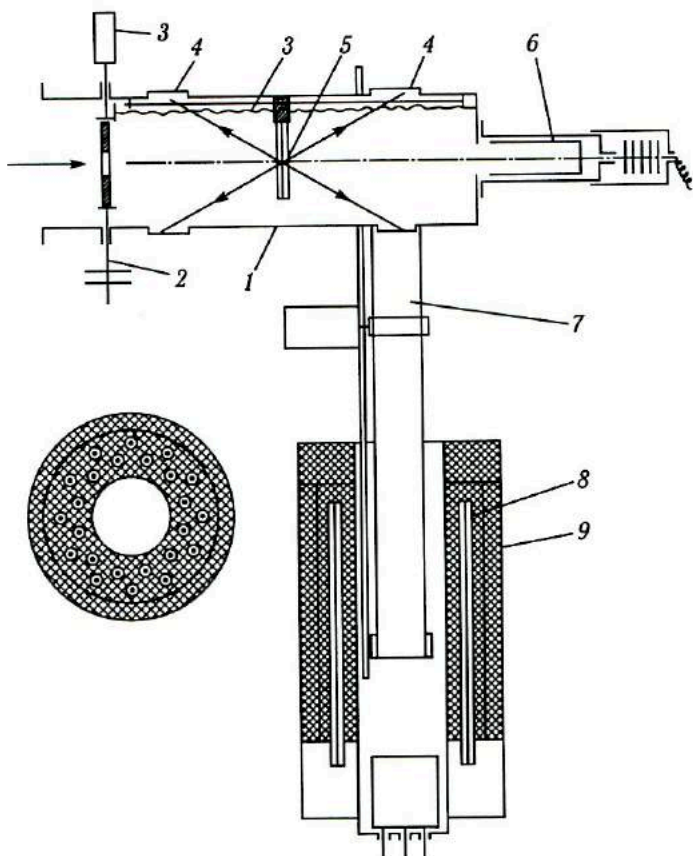


Рис. 1.2. Схема устройства камеры рассеяния и детектора нейтронов для измерения выхода ядер  $^{17}\text{N}$  [7а]: 1 — корпус камеры; 2 — коллиматор пучка; 3 — система перемещения мишени вдоль оси камеры; 4 — окна для вылета ядер  $^{17}\text{N}$ , закрытые майларовой пленкой; 5 — мишень; 6 — цилиндр Фарадея; 7 — лента-транспортер; 8 — нейтронный счетчик; 9 — детектор нейтронов; слева дан поперечный разрез детектора нейтронов

сцинтилляционным счетчиком с кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$ . Тантал расположен в Периодической системе элементов Д. И. Менделеева на две клетки правее лютеция — наиболее тяжелого из редкоземельных элементов. В эксперименте с облучением тантала выделяли каналы реакций, соответствующие передаче нуклонов от ядра тантала к ядру неона.

При облучении тербия, который расположен в середине группы редкоземельных элементов, регистрировались как реакции срыва нуклонов с ядра тербия, так и реакции подхвата нуклонов ядром тербия, а также реакции передачи, в которых сталкивающиеся ядра обме-

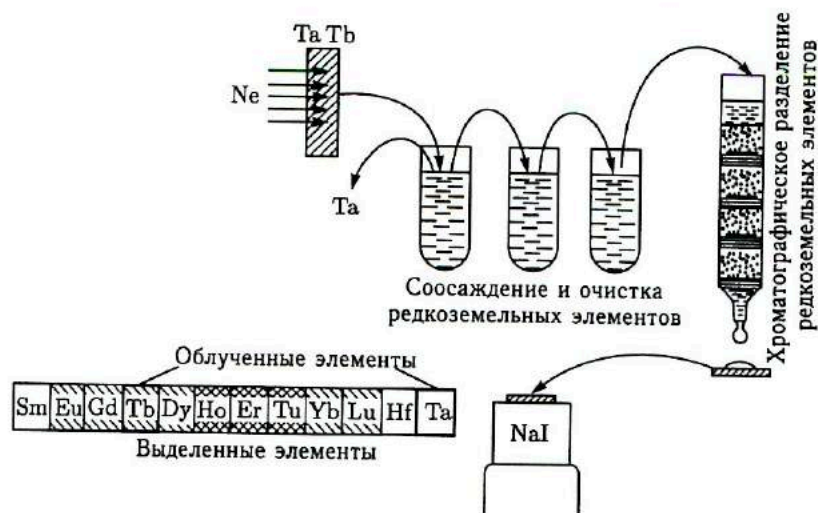


Рис. 1.3. Схема радиохимического выделения продуктов реакций передачи при облучении  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{159}\text{Tb}$  ионами неона

нивались нуклонами. В этих экспериментах были измерены одновременно сечения образования около тридцати радиоактивных нуклидов — продуктов реакций передачи и впервые была показана возможность передачи от ядра к ядру до двадцати нуклонов. Применение Ge(Li)-детекторов для регистрации  $\gamma$ -спектров радиоактивных нуклидов существенно расширило возможности радиохимического метода, обеспечило получение экспериментальной информации о закономерностях образования нуклидов в реакциях передачи для различных комбинаций мишеней и тяжелых ионов [9].

В последние годы были разработаны новые методы идентификации продуктов реакций передачи и созданы сложные детекторные системы, которые открыли перед экспериментаторами широкие возможности изучения механизмов реакций с тяжелыми ионами. Тем не менее метод регистрации радиоактивных продуктов реакций продолжает оставаться одним из эффективных средств изучения взаимодействия двух сложных ядер. Можно даже сказать, что этот метод переживает «вторую молодость». Внедрение в практику физического эксперимента германиевых детекторов для регистрации  $\gamma$ -излучения и детекторов рентгеновского излучения, обладающих высоким энергетическим разрешением, создание программ обработки  $\gamma$ -спектров на ЭВМ, прогресс в методах химического разделения элементов и повышение их экспрессности — все это позволяет выделять и идентифицировать в одном облучении до 150–200 различных нуклидов или обнаруживать экзотические ядра с очень малым сечением образования.

Метод регистрации радиоактивных продуктов реакций обладает определенными достоинствами, которые делают его труднозаменимым при решении отдельных специфических задач исследования взаимодействия тяжелых ионов с ядрами. «Разрешающая способность» радиохимического метода не зависит от  $A$  и  $Z$  продукта реакции. Современные детекторные системы встречаются серьезные трудности при попытках идентифицировать нуклиды с  $Z > 70$  и  $A > 150$ . Методами радиохимии изотопы тяжелых элементов идентифицируются так же хорошо, как и изотопы легких элементов. Более того, специфические для тяжелых элементов виды радиоактивного распада:  $\alpha$ -распад и спонтанное деление — резко повышают чувствительность радиохимического метода, позволяя тем самым продвинуться до очень низких сечений, что имеет важное значение, например, в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов.

В радиохимическом методе происходит «интегрирование» дифференциальных сечений образования нуклидов по энергии и углам. Если в облучении используется толстая мишень, то интегрирование распространяется и на функции возбуждения реакций. Эта особенность радиохимического метода обеспечивает ему высокую чувствительность при решении задач «спектрального» типа, в которых необходимо получить информацию о массовом распределении продуктов взаимодействия двух сложных ядер. Радиохимические исследования массовых распределений в реакциях  $^{181}\text{Ta} + \text{Xe}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{56}\text{Fe}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{86}\text{Kr}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{136}\text{Xe}$ ,  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  [10] позволили составить общее представление об основных механизмах ядерных реакций, которые реализуются в столкновениях наиболее тяжелых ионов с тяжелыми ядрами. Была выявлена важная тенденция к быстрому снижению сечения реакций полного слияния с увеличением массы бомбардирующего ядра и возрастанию вклада глубоконеупругих передач.

Метод регистрации радиоактивных продуктов с успехом применяют для измерения пробегов и угловых распределений тяжелых фрагментов реакций многонуклонных передач. Обычно энергия тяжелого фрагмента невелика, а угловое распределение концентрируется вблизи нуля градусов. Эти особенности энергетических спектров и угловых распределений тяжелых фрагментов затрудняют их идентификацию «в пучке». Регистрация радиоактивных тяжелых фрагментов позволяет обойти эти трудности. Регистрация  $\alpha$ -активных изотопов редкоземельных элементов, которые формировались за счет многонуклонных передач при облучении ионами  $^{40}\text{Ar}$ , описана в работах [11]. В реакции  $^{86}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$  (522 МэВ) для идентификации изотопов элементов с  $70 \leq Z \leq 86$  использовали регистрацию рентгеновского излучения. В скобках указана энергия ионов в л. с. Данные о пробегах и угловых распределениях были получены с помощью сборников без применения радиохимической обработки [12].



### 1.3. Идентификация продуктов реакций передачи измерением их удельной ионизации и энергии, $\Delta E - E$ -метод

Отдавая должное методу регистрации радиоактивных продуктов реакций, нельзя не видеть и его ограничений. Этот метод не позволяет выделять стабильные и радиоактивные нуклиды с очень короткими или очень длинными периодами полураспада. Однако именно эти продукты представляют особый интерес: стабильные и долгоживущие нуклиды дают наибольший вклад в сечения реакций передачи, короткоживущие — наиболее удалены от области  $\beta$ -стабильных ядер. Измерение энергетических спектров реакций передачи с помощью пачек тонких фольг — утомительная процедура, особенно при необходимости проводить измерения в широком интервале углов. Точность таких измерений невелика из-за неоднородности толщин фольг, статистического разброса измерений их активности, неполноты данных о пробегах различных ионов в веществе.

Ограничения радиохимии были преодолены в методе идентификации, основанном на одновременном измерении удельных потерь энергии частицы в веществе  $dE/dx$  и ее кинетической энергии  $E$ . Для этих целей использовали телескоп, состоящий из тонкого прострельного детектора  $\Delta E$  и детектора полного поглощения энергии  $E$ . В прострельном детекторе выделяется обычно заметная часть энергии частицы  $\Delta E$ , отсюда и краткое обозначение метода:  $\Delta E - E$ -метод.

В основе  $\Delta E - E$ -метода лежит известное уравнение Бете-Блоха для удельных потерь энергии заряженной частицы в веществе. В несколько упрощенной форме оно имеет вид

$$-dE/dx = a(z^2 c^2/v^2) \ln [bv^2/(c^2 - v^2)], \quad (1.1)$$

где  $z$  — заряд частицы в элементарных единицах заряда;  $v$  — ее скорость;  $c$  — скорость света;  $a$  и  $b$  — константы, которые зависят только от свойств тормозящего вещества.

В нерелятивистском случае  $v^2 = 2E/M$ , и, если пренебречь медленным изменением логарифмического члена с изменением энергии частицы, уравнение сведется к простому соотношению

$$(dE/dx)E \approx kMz^2 \quad \text{или} \quad \Delta E \cdot E \approx kMz^2, \quad (1.2)$$

где  $k$  — коэффициент, не зависящий от массы и заряда частицы. В последнем уравнении слева находятся величины, измеряемые в эксперименте, справа — произведение массы и квадрата заряда частицы. В табл. 1.1 представлены значения произведения  $Mz^2$  для легких ядер в предположении их полной ионизации, т. е. когда их заряды совпадают с атомным номером:  $z = Z$ . Произведение меняется довольно резко от ядра к ядру, особенно для изотопов самых легких элементов, поэтому его можно рассматривать как параметр идентификации продукта ре-

акции. На практике чаще всего используют два следующих варианта идентификации частиц  $\Delta E - E$ -методом. Если изучается массовый и зарядовый спектр продуктов реакций передачи, то импульсы с  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов подаются на многоканальный амплитудный анализатор, работающий в двухмерном режиме. Функции многоканального анализатора может выполнять и ЭВМ. На плоскости с осями  $\Delta E$  и  $E$  уравнение идентификации (1.2) отображается семейством гипербол, каждая из которых соответствует нуклиду с определенным значением  $A$  и  $Z$ . Идентификация продуктов реакций передачи облегчается тем, что самые интенсивные гиперболы принадлежат упруго- и неупруго-рассеянным ионам, а среди гипербол изотопов других элементов — стабильным ядрам. Помогает идентификации и отсутствие гипербол для ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{B}$ , которые распадаются за очень короткие времена и не достигают детектора.

Таблица 1.1. Величина параметра идентификации  $MZ^2$  и его относительное изменение для двух соседних изотопов данного элемента в области легких ядер

Ядро	$MZ^2$	$\Delta M/M$
${}^1\text{H}$	1	1
${}^2\text{H}$	2	0,500
${}^4\text{He}$	16	0,250
${}^7\text{Li}$	63	0,143
${}^9\text{Be}$	144	0,111
${}^{11}\text{B}$	275	0,091
${}^{12}\text{C}$	432	0,083
${}^{14}\text{N}$	686	0,071
${}^{16}\text{O}$	1024	0,062
${}^{19}\text{F}$	1539	0,053
${}^{20}\text{Ne}$	2000	0,050

При необходимости детального изучения небольшого числа каналов реакций передачи применяют электронные схемы, которые определенным образом преобразуют исходные импульсы с  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов. Один из электронных блоков в аналоговой или цифровой форме перемножает импульс  $\Delta E$  и суммарный импульс  $\Delta E + E$  и вырабатывает характерный для каждого продукта «импульс идентификации». Другой блок обеспечивает сложение импульсов с  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов и вырабатывает сигнал, пропорциональный кинетической энергии частицы. С многоканального анализатора или с ЭВМ поступает информация о виде частицы, ее энергетическом спектре, числе зарегистрированных частиц.

Если энергетические спектры продуктов реакций передачи захватывают широкие интервалы энергий, то изменением логарифмического члена в (1.1) уже нельзя пренебрегать. Кроме того, средний заряд продукта  $Z_{\text{эф}}$  при прохождении  $\Delta E$ -детектора совпадает с его атомным

номером  $Z$  только у самых легких продуктов и при достаточно высокой энергии. В общем случае ядро удерживает некоторое число электронов и  $Z_{\text{эф}}$  может заметно отличаться от  $Z$ . Различие между  $Z$  и  $Z_{\text{эф}}$  возрастает с атомным номером и уменьшением скорости продукта реакции. Изменения логарифмического члена и среднего заряда продукта с энергией вызывают изменение и параметра идентификации частицы. Для того чтобы компенсировать влияние обоих этих факторов, из амплитуд  $\Delta E$ - и  $E$ -импульсов конструируют более сложную функцию по сравнению с (1.2). Одна из широко используемых функций имеет следующий вид:

$$(E + E_0 + k\Delta E)\Delta E \sim MZ_{\text{эф}}^2, \quad (1.3)$$

где  $E_0$  и  $k$  — константы, которые подбираются экспериментально для каждого вида бомбардирующих ионов исходя из требования минимальных изменений параметра идентификации в широком интервале энергий.

Впервые  $\Delta E - E$ -метод был применен для изучения реакций передачи с тяжелыми ионами А. Д. Бромли с сотрудниками [13]. В качестве  $\Delta E$ -детектора использовали прострельную ионизационную камеру с сеткой Фриша, в качестве  $E$ -детектора — поверхностно-барьерный кремниевый детектор. С созданием тонких поверхностно-барьерных кремниевых детекторов экспериментаторы получили возможность комплектовать простые, удобные в работе и относительно недорогие  $\Delta E - E$ -детекторы. Внедрение в практику физического эксперимента ЭВМ открыло широкие возможности быстрой и гибкой обработки экспериментальной информации.  $\Delta E - E$ -метод получил широкое распространение и стал одним из основных методов изучения реакций передачи с тяжелыми ионами.

$\Delta E - E$ -метод особенно эффективен при изучении малонуклонных передач в квазиупругих процессах с не очень тяжелыми ионами, до ионов кислорода включительно. В этой области исследований он обеспечивает надежное разделение нуклидов, высокое угловое и энергетическое разрешение.

Переход к использованию более тяжелых ионов, а также эксперименты по получению изотопов легких элементов, значительно удаленных от области  $\beta$ -стабильности, выявили принципиальные ограничения возможностей  $\Delta E - E$ -метода в идентификации продуктов реакций. Одна из трудностей связана с повышением требований к разрешающей способности метода при увеличении массы продуктов реакций. Приведенные в табл. 1.1 величины показывают, что различие в параметрах идентификации двух соседних изотопов данного элемента быстро падает с увеличением массового числа. Для соседних по  $A$  изотопов аргона отношение  $\Delta M/M$  составляет 2,5% и становится меньше 1% для соседних изотопов ксенона. Трудность разделения изотопов с большим  $A$  усугубляется малой длиной пробега тяжелых продуктов реакций в веществе. Это заставляет экспериментаторов ис-

пользовать  $\Delta E$ -детекторы толщиной менее 10 мкм, для которых трудно получить высокую однородность по толщине. Энергетический разброс в  $\Delta E$ -детекторе растет также за счет флуктуаций заряда продукта. При прохождении через вещество тяжелый ион непрерывно теряет и захватывает электроны, так что его заряд все время изменяется, флукутируя вокруг среднего значения  $Z_{\text{эф}}$ . Энергетический разброс в  $\Delta E$ -детекторе, связанный с этими флуктуациями, примерно в 2,5 раза превышает разброс, обязанный статистике числа пар электрон-дырка.

Вторая трудность, возникающая при идентификации продуктов реакций  $\Delta E - E$ -методом, связана с тем, что нейтроноизбыточные изотопы элемента  $Z$  и нейтронодефицитные изотопы элемента  $Z + 1$  могут иметь совпадающие или очень близкие параметры идентификации. Вероятность такого совпадения возрастает с массой продуктов, так как интервал между параметрами идентификации двух соседних элементов сокращается с увеличением  $Z$ . Обе указанные трудности ограничивают область применения  $\Delta E - E$ -метода для определения массового числа продукта реакции  $A$  верхним пределом около 20.

Возможность идентификации атомного номера  $Z$  оказалась более благоприятной. Из (1.1) следует, что разрешение по  $Z$  в  $\Delta E - E$ -методе в 2 раза превышает разрешение по  $A$ . Если принять во внимание, что для большинства ядер  $Z \leq A/2$ , то относительное продвижение в сторону больших  $Z$  для  $\Delta E - E$ -метода (если иметь в виду долю идентифицируемых элементов) в 4 раза и более превышает относительное продвижение по  $A$ . При выделении элементов исключается возможность совпадения их параметров идентификации, так как эти параметры образуют монотонно возрастающую с увеличением  $Z$  последовательность величин. Стремление экспериментаторов добиться максимального разрешения по  $Z$  определяется еще и тем, что измерение удельных ионизационных потерь является единственным универсальным методом определения атомного номера продукта реакции.

Переход от тонкого полупроводникового детектора к прострельной ионизационной камере решил задачу создания достаточно тонкого и однородного по толщине  $\Delta E$ -детектора. Хотя затраты энергии на образование одной электрон-ионной пары в газе на порядок больше, чем в полупроводниковом детекторе, высокая ионизирующая способность тяжелых продуктов позволяет получать в ионизационной камере электрические импульсы достаточной величины. Прочные полимерные пленки толщиной всего 20–30 мкг/см<sup>2</sup> в сочетании с поддерживающими сетками высокой прозрачности позволяют удерживать в ионизационной камере давление на уровне в несколько десятков торр. Потери энергии тяжелыми продуктами в таких пленках не превышают нескольких мегаэлектронвольт. В качестве примера на рис. 1.4 представлены результаты идентификации элементов  $\Delta E - E$ -методом с использованием прострельной ионизационной камеры с сеткой Фриша [14]. Таким путем удается идентифицировать элементы с атомным номером вплоть до  $Z \approx 60$  [15].

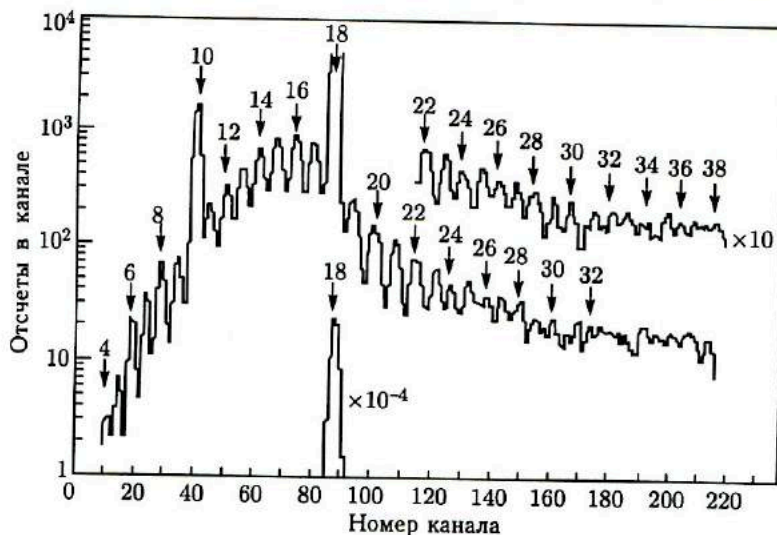


Рис. 1.4. Разделение продуктов реакций передачи по  $Z$ , полученное  $\Delta E - E$ -методом с использованием ионизационной камеры для измерения  $\Delta E$  [14]

«Элементарный» подход — идентификация продуктов реакции только до  $Z$  — сыграл важную роль в открытии и изучении глубоконеупругих передач. Основная масса экспериментальной информации о свойствах глубоконеупругих передач была получена в рамках элементарного подхода. Для наиболее тяжелых ионов — ионов криптона и ксенона — экспериментаторы проводили еще более широкое «обобществление» выходных каналов реакций передачи, поскольку в этих случаях даже идентификация отдельных элементов среди продуктов реакций передачи представляет проблему. Продукты реакций, генетически связанные с налетающим ядром, объединяли в одну группу, генетически связанные с ядром-мишенью — в другую. Хотя это весьма грубый подход, он позволил тем не менее выявить некоторые важные свойства глубоконеупругих передач, например специфическую форму угловых распределений в реакциях с наиболее тяжелыми ионами.

#### 1.4. Комбинация $\Delta E - E$ -метода и измерения времени пролета

Массу частицы можно установить, если известны кинетическая энергия  $E$  и скорость  $v$ :

$$M = 2E/v^2. \quad (1.4)$$

Традиционный метод определения скорости частицы состоит в измерении времени  $t$  пролета частицей некоторой базы  $d$ . В этом случае

уравнение для массы частицы имеет вид

$$M = 2E(d^2/t^2). \quad (1.5)$$

Объединение в одной экспериментальной установке двух методов:  $\Delta E - E$  и измерения времени пролета (ИВП) позволяет определить  $Z_{эф}$  и  $M$ , что в большинстве случаев достаточно для однозначной идентификации продуктов реакций передачи.

Простой по идее ИВП-метод предъявляет, однако, весьма высокие требования к временному разрешению детекторов и временным характеристикам электронной части аппаратуры, поскольку измеряемые временные интервалы лежат в наносекундной области. Если выразить скорость продукта в сантиметрах за 1 нс, энергию — в мегаэлектронвольтах, а массу — в единицах атомных масс, то для скорости продукта получим соотношение  $v = 1,389(E/M)^{1/2}$  см/нс. Продукт с энергией 5 МэВ/нуклон пролетает базу длиной 100 см за 33 нс. Конечно, можно увеличить длину пролетной базы, но это приведет к снижению телесного угла детектора, а вместе с ним и чувствительности системы.

Разрешение по массе в ИВП-методе зависит от точности измерения величин  $E$ ,  $d$  и  $t$ :

$$(\delta M/M)^2 = (\delta E/E)^2 + (2\delta d/d)^2 + (2\delta t/t)^2. \quad (1.6)$$

Полупроводниковые детекторы обеспечивают измерение энергии частицы  $E$  в пределах от 1 до 0,5%. Длину пролетной базы можно измерить с высокой точностью. Основной фактор, определяющий временное разрешение ИВП-метода, — точность измерения временных интервалов  $t$ .

*Измерение времени пролета между кремниевыми  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторами.* Довольно естественно возникает мысль использовать для измерения времени пролета полупроводниковые детекторы  $\Delta E$  и  $E$ , раздвинув их на расстояние в несколько десятков сантиметров. Такую схему применяли для идентификации нейтроноизбыточных изотопов легких элементов, образующихся в реакциях глубокого расщепления тяжелых ядер высокоэнергичными протонами [16]. При этом использовали довольно сложное выражение для параметра идентификации продукта реакции, которое обеспечивало линейную зависимость параметра идентификации от  $Z$  при нечувствительности к изменениям его энергии. Временное разрешение составляло 0,1 нс. Полученная в этой работе контурная карта выходов различных изотопов элементов от бериллия до натрия при облучении  $^{238}\text{U}$  протонами энергией 5,5 ГэВ приведена на рис. 1.5. Совершенствование электроники, введение охлаждения кремниевых детекторов позволили довести временное разрешение  $\Delta E - E$ -системы примерно до 80 нс.

При всей привлекательности использования полупроводниковых кремниевых детекторов для измерения времени пролета от этой схемы во многих случаях приходится отказываться из-за искажений, вносимых  $\Delta E$ -детектором в измерение некоторых важных характеристик ре-



Рис. 1.5. Контурная карта выхода изотопов элементов от Be до Na, иллюстрирующая изотопное разрешение, достигнутое в  $\Delta E - E$ -методе с использованием двух полупроводниковых  $\Delta E$ -детекторов и ИВП; цифры указывают массовые числа изотопов [16]

акций передачи. Надежность идентификации атомного номера продукта реакции  $Z$  требует, чтобы  $\Delta E$ -детектор имел достаточную толщину. Однако уже при толщине в несколько миллиграмм на квадратный сантиметр нельзя пренебрегать эффектом многократного рассеяния, вызывающим заметное угловое отклонение траектории частицы от первоначального направления движения. Особенно сильно проявляется этот эффект при малой энергии частицы. Многократное рассеяние зависит от энергии продукта, которая меняется с углом вылета, поэтому такой эффект может внести заметные искажения в измерение угловых распределений продуктов реакций передачи. Неоднородность толщины  $\Delta E$ -детектора увеличивает энергетический разброс, что приводит к ухудшению временного разрешения системы. Преодолеть эти трудности удалось за счет снижения толщины чувствительного элемента детектора стартового сигнала времени. Были предложены два варианта решения этой задачи:

1) использование тонкой сцинтиллирующей пленки в соединении с быстрым ФЭУ;

2) использование явления выбивания заряженной частицей вторичных электронов из тонкой пленки с последующим их размножением.

Сцинтилляционную пленку в соединении с ФЭУ впервые использовали для получения стартового сигнала в реакциях с тяжелыми ионами в [17]. Было исследовано временное разрешение такого детектора в зависимости от толщины и материала пленки, геометрических условий сбора фотонов, некоторых вариантов электронных схем.

Конструкция детектора с тонкой сцинтилляционной пленкой разрабатывается таким образом, чтобы обеспечить возможно более полный сбор на фотокатод ФЭУ испущенных фотонов и минимальное время их сбора (рис. 1.6). Сцинтилляционная фольга размещается внутри полусферического алюминиевого зеркала, в боковых стенках которого сделаны два небольших отверстия для входа и выхода продуктов реакций, размеры зеркала сокращаются до минимума. Оптимальная толщина пленки соответствует энергетическим потерям примерно 600 кэВ. Дальнейшее увеличение толщины пленки не приводит к повышению временного разрешения, уменьшение толщины снижает его. В детекторных системах со сцинтилляционной пленкой для получения стартового сигнала и кремниевым  $E$ -детектором для получения стоп-сигнала было достигнуто временное разрешение на уровне 0,2–0,3 нс.

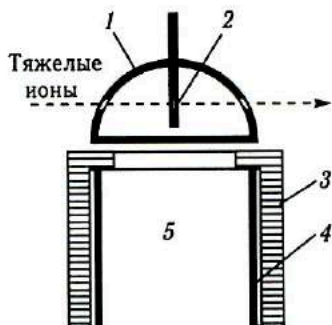


Рис. 1.6. Схема конструкции сцинтилляционного детектора, обеспечивающая максимальную эффективность и минимальное время сбора фотонов на фотокатод ФЭУ [17]: 1 — зеркало; 2 — сцинтиллирующая пленка; 3 — держатель; 4 — магнитная защита; 5 — ФЭУ

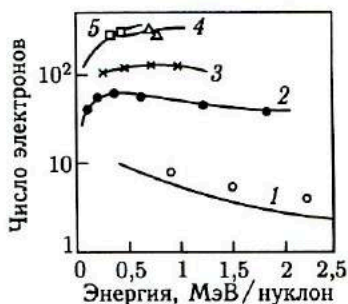


Рис. 1.7. Зависимость выхода вторичных электронов от атомного номера и энергии тяжелых ионов [18]: 1 — He ( $Z = 2$ ); 2 — O ( $Z = 8$ ); 3 — S ( $Z = 16$ ); 4 — Tc ( $Z = 43$ ); 5 — Cs ( $Z = 55$ ); точки — данные эксперимента; кривые — расчетные данные для удельных потерь энергии

*Эмиссия вторичных электронов ( $\delta$ -электронов) из тонких пленок* при прохождении через них тяжелых заряженных частиц — явление давно известное. Зависимость выхода вторичных электронов от атомного номера и энергии тяжелых ионов дана на рис. 1.7 [18]. Выход электронов коррелирует с удельной ионизацией тяжелых ионов, и эту особенность эффекта можно использовать для грубой оценки  $Z_{эф}$  продуктов реакций. Главное достоинство метода получения стартового сигнала с помощью вторичных электронов состоит в использовании весьма тонких пленок толщиной в несколько микрограмм на квадратный сантиметр. Пленки такой толщины практически не влияют ни на



энергию, ни на угловое распределение продуктов реакций и с этой точки зрения являются идеальным элементом детектора стартовых сигналов. Однако получение короткого стартового сигнала, инициируемого вторичными электронами, — нетривиальная задача. Суммарный заряд вторичных электронов мал, и его необходимо значительно усилить. Электроны при вылете из фольги имеют большой разброс по энергии и углам вылета, поэтому требуются специальные меры для обеспечения изохронности их движения между фольгой и входом электронного умножителя. Поскольку почти весь энергетический спектр вторичных электронов укладывается в пределах от 0 до 10 эВ, изохронность их движения обеспечивают ускорением в электрическом поле с разностью потенциалов в несколько киловольт. Если в качестве умножителя электронов использовать сцинтилляционный счетчик или полупроводниковый кремниевый детектор, то этого напряжения недостаточно и электроны приходится разгонять до более высоких энергий, порядка 20 кэВ.

Наиболее совершенным стартовым детектором, использующим эффект вторичных электронов, является детектор, в котором для умножения электронов применяют шевронные микроканальные пластины, а для создания условий изохронности — поперечное магнитное поле и определенным образом подобранную систему диафрагм и ускоряющих сеток. Схема одного из таких детекторов представлена на рис. 1.8 [19]. С этим стартовым детектором и полупроводниковым  $E$ -детектором было получено временное разрешение 0,084 нс.

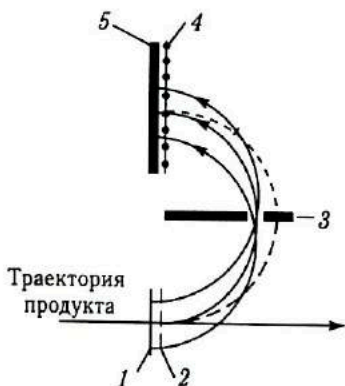


Рис. 1.8. Схема детектора стартового сигнала с использованием вторичных электронов, выбитых из тонкой пленки, шевронных микроканальных пластин для их регистрации и поперечного магнитного поля [19]: 1 — углеродная пленка; 2 — ускоряющая сетка; 3 — коллиматор; 4 — защитная сетка; 5 — шевронная микроканальная пластина

Переход от полупроводникового  $\Delta E$ -детектора к тонким сцинтилирующим пленкам или тонким фольгам — источникам вторичных электронов решает задачу создания детектора быстрого стартового сигнала для определения массы продукта реакции, который не вносит искажений в измеряемые энергетические спектры и угловые распределения. Однако в такой схеме измерений невозможно идентифицировать атомный номер продукта. Для того чтобы восполнить эту потерю, в си-

стему добавляют ионизационную камеру. Таким образом, детекторная система, в которой используют комбинацию  $\Delta E - E$ - и ИВП-методов, включает три основных элемента: детектор стартового сигнала с тонкой сцинтилляционной пленкой или тонкой фольгой — источником вторичных электронов, полупроводниковый  $E$ -детектор, который одновременно выдает стоп-сигнал, и прострельную ионизационную камеру для измерения удельных ионизационных потерь. Детекторные системы такого типа успешно используют для изучения реакций передачи. Для характеристики их возможностей можно привести пример системы, в которой при пролетной базе длиной 170 см было достигнуто разделение элементов с  $Z$  до 28 и изотопов с  $A$  до 60 [20].

### 1.5. Идентификация продуктов реакций передачи с помощью магнитного анализатора. Детекторные системы типа $MA + E$ и $MA + \Delta E - E$

Важный этап на пути создания эффективной детекторной системы для анализа продуктов реакций передачи — введение магнитного поля в качестве одного из элементов системы. Впервые магнитный анализатор был установлен на пучке тяжелых ионов в Институте ядерной физики в Орсе в 1966 г. [21]. В фокальную плоскость анализатора был помещен небольшой, диаметром 5 мм, полупроводниковый детектор для измерения энергии частиц. Детекторная  $MA + E$ -система (рис. 1.9) вместе с измерением выхода и кинетической энергии продукта реакции позволяет определять отношение массового числа к квадрату ионного заряда  $A/q^2$ , как это следует из уравнения магнитного анализа

$$E = (A/q^2)B^2\rho^2, \quad (1.7)$$

где  $B$  — напряженность магнитного поля;  $\rho$  — радиус кривизны траектории продукта в магнитном поле.

Детекторная система с магнитным полем имеет два важных преимущества перед детекторными системами «прямого видения» мишени. Во-первых, благодаря различию в магнитных жесткостях продукты реакции и упругорассеянные ионы разделяются пространственно. Подбором магнитного поля можно добиться таких условий регистрации продуктов реакций, при которых упругорассеянные ионы не попадают в детектор. Это позволяет использовать пучки тяжелых ионов максимальной интенсивности и проводить измерения под малыми углами. Благодаря эффекту фокусировки магнитным полем в магнитном анализаторе можно использовать значительно большие телесные углы, чем в детекторных системах прямого видения. Во-вторых, точность измерения параметра идентификации  $A/q^2$  определяется в основном энергетическим разбросом в  $E$ -детекторе, который можно сделать менее 1%.

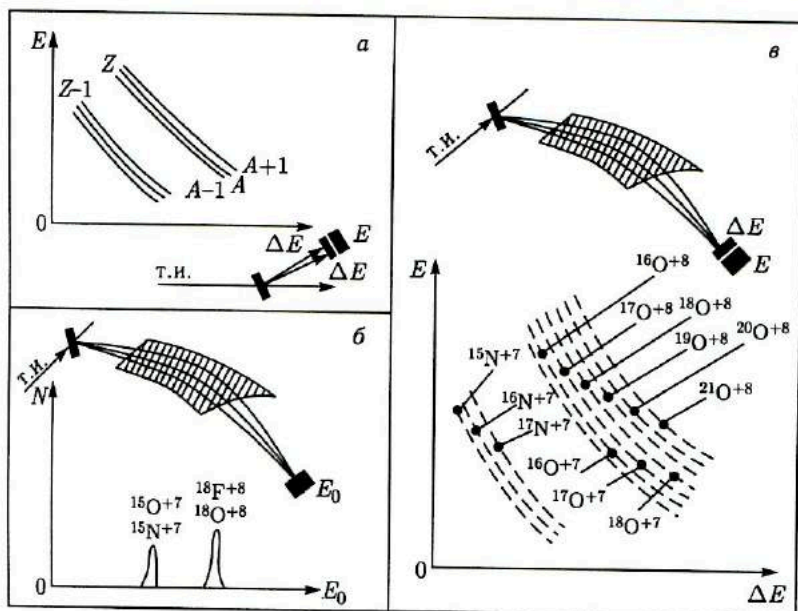


Рис. 1.9. Сравнение различных методов идентификации продуктов реакций передачи с тяжелыми ионами [23]: а)  $\Delta E - E$ -метод; б) магнитный анализ с измерением энергии продукта реакции  $E_0$ ; в) комбинация магнитного анализа и  $\Delta E - E$ -метода

Вместе с тем нетрудно заметить и недостатки, присущие детекторной МА +  $E$ -системе. Прежде всего это низкая эффективность: в  $E$ -детектор попадают частицы из очень узкого энергетического интервала. Для того чтобы снять весь энергетический спектр, необходимо проводить измерения при многих значениях напряженности магнитного поля анализатора. Этот недостаток можно преодолеть, если разместить в фокальной плоскости анализатора несколько позиционно-чувствительных полупроводниковых детекторов. Такие детекторы позволяют измерять энергию и координату частицы на значительном участке фокальной плоскости. Последняя необходима для определения радиуса кривизны  $\rho$ , который в этом случае становится переменным. В Орсе в фокальную плоскость магнитного спектрометра устанавливали три позиционно-чувствительных полупроводниковых  $E$ -детектора размером  $50 \times 10$  мм [22]. В сумме они перекрывали энергетический интервал около 9% по отношению к средней энергии регистрируемых частиц. Обработку импульсов с позиционно-чувствительных детекторов ведут с помощью ЭВМ.

Второй серьезный недостаток детекторной МА +  $E$ -системы состоит в неоднозначности идентификации  $Z$  и  $A$  продуктов реакций. Среди множества продуктов, образованных в реакциях передачи, по-

что всегда встречаются два-три изотопа, у которых отношения  $A/q^2$  совпадают или близки. Это могут быть изобары соседних элементов, находящихся в одном и том же зарядовом состоянии, например  $^{22}\text{O}$  (+8),  $^{22}\text{F}$  (+8),  $^{22}\text{Ne}$  (+8). Пока в качестве бомбардирующих частиц использовали сравнительно «легкие» тяжелые ионы  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ , идентификацию продуктов в МА + E-системе удавалось проводить, используя некоторые дополнительные соображения: различие в Q реакции, больший выход стабильных изотопов и т. п. Однако при переходе к более тяжелым ионам, а также в экспериментах по получению нуклидов, значительно удаленных от области  $\beta$ -стабильности, детекторная МА + E-система уже не могла обеспечить надежной идентификации продуктов реакций передачи. Выход из этого положения был найден в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (Дубна), где впервые были объединены в одной установке метод магнитного анализа и  $\Delta E - E$ -метод [23]. В фокальную плоскость магнитного анализатора поместили  $\Delta E - E$ -детектор, состоящий из тонкого полупроводникового  $\Delta E$ -детектора и E-детектора полного поглощения. Вырождение по изобарам с одинаковым ионным зарядом  $q$  в такой системе снималось, так как удельную ионизацию, создаваемую продуктами реакции в  $\Delta E$ -детекторе, определяли не ионным зарядом  $q$ , а атомным номером продукта  $Z$  (см. рис. 1.9).

Магнитный анализатор, используемый в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, имел однородное магнитное поле и обеспечивал двойную фокусировку второго порядка. Он был копией спектрометра, сконструированного для изучения рассеяния электронов с импульсом 400 МэВ/с [24]. Приведем его основные параметры:

Радиус средней траектории	126 см
Угол отклонения	$70^\circ$
Максимальная индукция	18 кГс
Телесный угол	$3 \cdot 10^{-3}$ ср
Дисперсия по импульсам	12,7 мм/%
Разрешение по импульсам при источнике диаметром 10 мм	0,3%

Схема самой экспериментальной установки представлена на рис. 1.10.

Детекторная МА +  $\Delta E - E$ -система успешно применялась как для изучения механизма реакций передачи, так и для идентификации изотопов легких элементов, значительно удаленных от области  $\beta$ -стабильности. С ее помощью была установлена важная закономерность в сечениях образования нуклидов в многонуклонных передачах —  $Q_{gg}$ -систематика и впервые идентифицировано около тридцати новых нейтроноизбыточных изотопов элементов от углерода до хлора. Разрешающая способность такой системы при регистрации изотопов элементов Ag и P — продуктов реакций передачи из реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ) иллюстрируется рис. 1.11 [25].

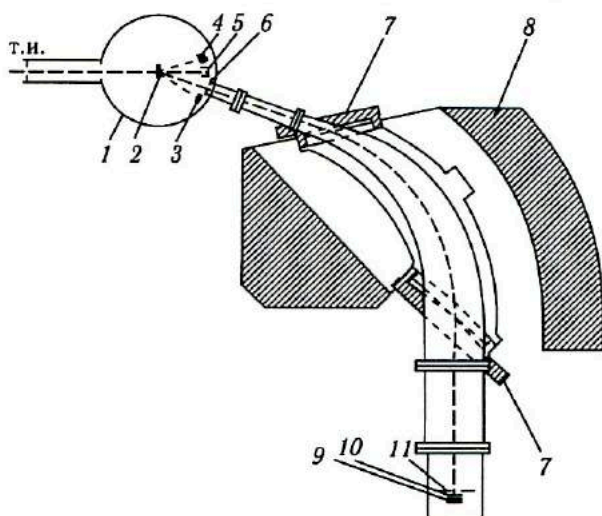


Рис. 1.10. Схема экспериментальной установки, в которой использована комбинация магнитного анализа и  $\Delta E - E$ -метода [23]: 1 — камера рассеяния; 2 — мишень; 3 — монитор; 4 —  $\Delta E - E$ -телескоп камеры рассеяния; 5 — цилиндр Фарадея; 6 — входная диафрагма магнитного анализатора; 7 — магнитные экраны; 8 — ярмо магнита; 9 —  $E$ -детектор; 10 —  $\Delta E$ -детектор; 11 — диафрагма  $\Delta E - E$ -телескопа

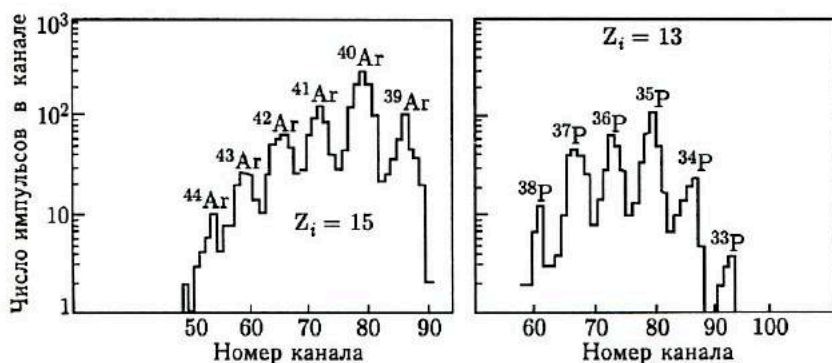


Рис. 1.11. Иллюстрация разрешающей способности детекторной  $MA + \Delta E - E$ -системы [25]. Измерения проводились при фиксированном магнитном поле, указаны зарядовые состояния изотопов, угол регистрации  $40^\circ$

## 1.6. Детекторные системы, включающие магнитный анализ, $\Delta E - E$ - и ИВП-методы

Детекторная  $MA + \Delta E - E$ -система во многих случаях обеспечивает надежное разделение нуклидов и идентификацию  $Z$  и  $A$  продуктов

реакций передачи, однако полностью избежать наложения двух различных нуклидов не удастся. Опасность такого наложения возникает при регистрации изотопов легких элементов с очень большим избытком нейтронов и малым сечением образования. При множественности продуктов реакций передачи и значительной ширине их энергетических спектров может возникнуть ситуация, когда  $Z_{эф}^2 A$  у нейтроноизбыточного изотопа элемента  $Z$  и нейтронодефицитного изотопа элемента  $Z + 1$  окажутся почти одинаковыми, а их энергетические спектры частично перекроются. В  $\Delta E - E$ -детекторе оба изотопа создадут одинаковые импульсы и различить их будет невозможно. Среди зарядовых состояний изотопа элемента  $Z + 1$  почти всегда имеются компоненты с меньшей на одну-две единицы величиной  $q$ , чем зарядовое состояние, в котором регистрируется нейтроноизбыточный изотоп элемента  $Z$ . Обычно для последнего выбирается значение  $q$ , соответствующее максимальному выходу изотопа. В этом случае отношение  $A/q^2$  для обоих изотопов может оказаться близким, и оба изотопа будут попадать в  $\Delta E - E$ -детектор при одинаковых значениях напряжений магнитного поля. Так, при регистрации изотопов  $^{19}\text{C}$  и  $^{20}\text{C}$  опасность представляют изотопы азота  $^{13,14}\text{N}$ , при регистрации  $^{14}\text{Be}$  — изотоп бора  $^8\text{B}$ . Мешающие изотопы располагаются по  $Z$  и  $A$  ближе к области  $\beta$ -стабильности и поэтому обладают много большим выходом. В этих условиях выделить нейтроноизбыточные изотопы с малым сечением образования невозможно.

Существенное различие в массах нейтроноизбыточных и мешающих изотопов подсказывает метод выделения нужного продукта — использование различия во времени пролета от мишени до  $\Delta E - E$ -детектора. Фокусирующее действие магнитного поля спектрометра позволяет использовать пролетную базу длиной в несколько метров. При такой длине можно получить удовлетворительное разрешение по массе даже при временном разрешении в несколько наносекунд.

Комбинация магнитного анализа,  $\Delta E - E$ - и ИВП-методов была использована в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ для идентификации таких экзотических изотопов легких элементов, как  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{19}\text{C}$ ,  $^{20}\text{C}$ , которые получали в качестве продуктов реакций передачи при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  и  $^{22}\text{Ne}$ . Для формирования стартового временного сигнала использовалось ВЧ-напряжение, подаваемое на дуанты циклотрона. Предварительные измерения показали, что временная ширина сгустков ускоренных ионов, связанных с одним периодом высокой частоты, лежит в пределах 2–3 нс при интервале между сгустками около 200 нс. Средняя энергия продуктов многонуклонных передач составляла около 5 МэВ/нуклон. При 300-см пролетной базе время пролета продуктов реакции от мишени до детектора близко к 150 нс. Продукт реакции, образуемый при взаимодействии одного из сгустков тяжелых ионов с мишенью, попадал в  $\Delta E - E$ -телескоп еще до того, как следующий сгусток ионов достигал мишени. Стоп-сигнал снимали с  $\Delta E$ -детектора. На рис. 1.12 представлены выходы тяжелых изотопов

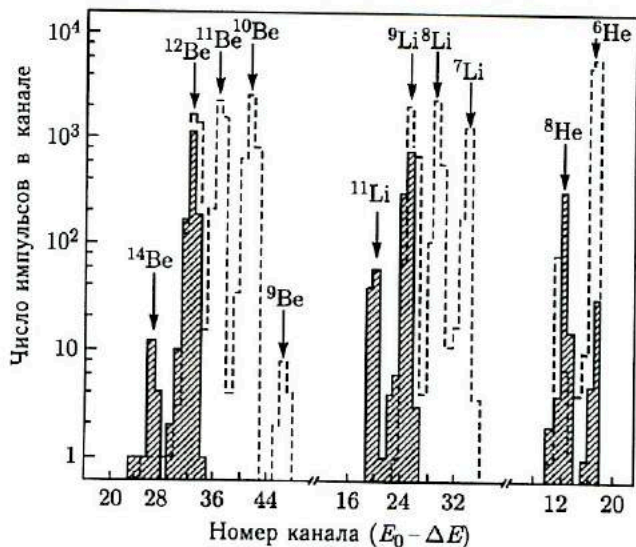


Рис. 1.12. Выход изотопов Be, Li и He под углом  $40^\circ$  в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ) [26]: пунктиром отмечен выход изотопов без дискриминации по времени пролета; заштрихованной гистограммой — выход с дискриминацией по времени пролета. Во втором случае интегральный поток ионов  $^{15}\text{N}$  был в 30 раз больше, чем в первом

бериллия, лития и гелия из реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ). Видна решающая роль отбора продуктов по времени пролета для надежной идентификации  $^{14}\text{Be}$  [26].

Детекторные  $\text{MA} + \Delta E - E$  и ИВП-системы для изучения реакций передачи с тяжелыми ионами были созданы в Орсе [27] и Беркли [28]. В Орсе  $\Delta E - E$ -телескоп состоял из полупроводниковых детекторов, для получения стартового сигнала использовали тонкую сцинтилляционную пленку в комбинации с быстрым ФЭУ. Пленку устанавливали на входе магнитного анализатора под некоторым углом к средней траектории, добиваясь таким путем компенсации разброса длин траекторий в магнитном поле анализатора. Стоп-сигнал снимали с  $\Delta E$ -детектора. Пролетная база анализатора была равна 309 см. При входном телесном угле  $1,8 \cdot 10^{-3}$  ср получено временное разрешение 0,7 нс. Разделение изотопов железа приведено на рис. 1.13 [27].

В магнитном спектрометре Лаборатории им. Э. Лоуренса в Беркли использовали комбинацию магнитного анализа с измерениями места попадания частицы в фокальную плоскость, ее удельной ионизации и времени пролета. Координату и удельную ионизацию частицы измеряли прострельным пропорциональным счетчиком. Стартовый сигнал для измерения времени пролета давала сцинтиллирующая пленка, соединенная световодами с двумя быстрыми ФЭУ и установленная

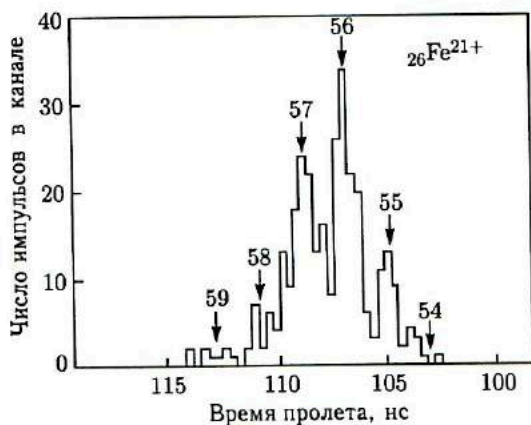


Рис. 1.13. Разделение изотопов железа, полученное в детекторной системе, включающей магнитный анализ,  $\Delta E - E$ -телескоп и измерение времени пролета. Регистрировали зарядовое состояние  $21^+$  [27]

на входе магнитного анализатора, стоп-сигнал — скинтилляционный счетчик, расположенный за пропорциональным. Точность измерения координаты вдоль фокальной плоскости составляла 0,7 мм, с измерением удельной ионизации дело обстояло хуже — энергетический разброс при измерении  $\Delta E$  достигал 10%. Значительные размеры пропорционального счетчика позволяли захватывать энергетический интервал одновременно регистрируемых частиц около 25%. Временное разрешение было 2,5 нс, что составляло около 1% времени пролета большинства продуктов реакций. Специальная конструкция магнитной системы обеспечивала удержание разброса длин траекторий в пределах 1% при входном угле  $2 \cdot 10^{-3}$  ср.

Таким образом, потребность в надежной идентификации продуктов реакций передачи с тяжелыми ионами привела к созданию детекторных систем, которые объединяли в себе магнитный анализ, измерение удельной ионизации, энергии и времени пролета частицы.

**Развитие детекторных систем.** Для первых детекторных систем экспериментаторы использовали уже имевшиеся магнитные анализаторы, которые были сконструированы в целях изучения реакций с легкими бомбардирующими частицами. Как правило, в таких анализаторах разброс траекторий был значительным и приходилось применять различные приемы, чтобы приблизиться к условиям изохронности движения частиц, регистрируемых в данной точке фокальной плоскости. Радикальное решение задачи требовало разработки специализированных магнитных систем, обеспечивающих минимальный разброс длин траекторий при достаточно большом входном телесном угле. Для целей идентификации продуктов реакций с тяжелыми ионами более удобно



нормальное расположение фокальной плоскости по отношению к средней траектории.

Другое направление совершенствования детекторных систем связано с повышением их эффективности. Малая чувствительная площадь  $\Delta E - E$ -телескопа, собранного из полупроводниковых детекторов, позволяла регистрировать лишь небольшую часть продуктов, которые попадали в фокальную плоскость магнитного анализатора. Необходим был детектор, чувствительная поверхность которого имела бы десятки сантиметров в длину при высоте в несколько сантиметров. Детектор должен был обеспечить измерение удельной ионизации и кинетической энергии продукта, фиксировать место попадания продукта в фокальной плоскости и угол входа в нее, что необходимо для внесения поправок на кинематическое изменение энергии частицы и вариации длин траекторий в магнитном поле. Наконец, такой детектор должен был давать быстрый временной сигнал для измерения времени пролета. Удовлетворить всем этим требованиям полупроводниковые детекторы не могли, и взоры экспериментаторов обратились к газовым детекторам.

Благодаря высокой ионизирующей способности и значительной кинетической энергии продукты реакций передачи с тяжелыми ионами могут создавать в ионизационной камере импульсы достаточной величины для получения высокого энергетического разрешения при измерении удельной ионизации и энергии продуктов. Толщину газовых детекторов можно легко варьировать, что представляет несомненное удобство при регистрации продуктов, обладающих широкими зарядовыми и массовыми распределениями. Схема устройства одного из первых многофункциональных газовых детекторов, предназначенного для размещения в фокальной плоскости магнитного анализатора, приведена на рис. 1.14 [29].

Входное окно детектора размером  $10 \times 270$  мм закрыто металлизированной майларовой пленкой толщиной 3,5 мкм. Давление газа

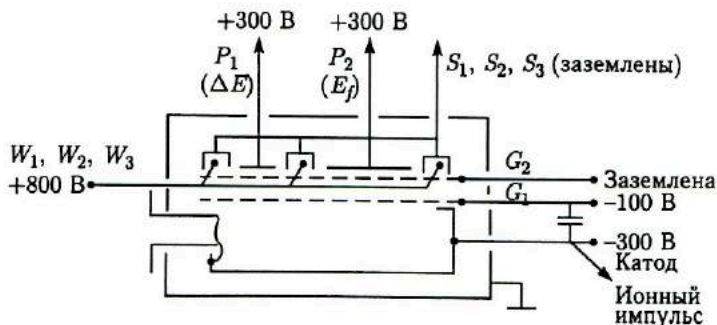


Рис. 1.14. Схема устройства газового детектора фокальной плоскости магнитного анализатора, предназначенного для измерения  $\Delta E, E$  и места попадания частицы в фокальную плоскость; указаны подаваемые потенциалы [29]

в камере выбирают таким образом, чтобы пробеги продуктов реакций заканчивались в газовом объеме. Анод камеры состоит из двух секций. Ближняя к входному окну секция служит для измерения удельной ионизации  $\Delta E$ , вторая — остаточной ионизации  $E_f$ . Электрические импульсы на аноде возникают во время движения электронов от первой ко второй сетке. Катод вместе с первой сеткой и металлизированным окном служит цилиндром Фарадея для положительных ионов и используется для получения импульса, пропорционального полной энергии частицы  $E$ . Из-за медленности движения положительных ионов скорость счета в таком детекторе ограничена примерно 100 имп./с. Некоторая часть электронов в своем движении к аноду достигает окрестностей проволочных анодов пропорциональных счетчиков  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $W_3$ . Высокое сопротивление проволоки позволяет определять место прохождения частицы методом деления заряда. Импульсы с первых двух счетчиков обеспечивают измерение координат и угла входа частицы в фокальную плоскость. Сигнал с третьего пропорционального счетчика используют для дискриминации частиц, пробеги которых не заканчиваются в газовом объеме ионизационной камеры. Детектор позволяет измерять энергию ионов  $^{16}\text{O}$  с точностью 1–1,4%, потери энергии  $\Delta E$  — с точностью до 3% и координаты — 1,2 мм.

**Магнитный спектрометр GSI.** Примером детекторной системы, специально сконструированной для экспериментов с тяжелыми ионами (рис. 1.15), может служить магнитный спектрометр Общества исследований с тяжелыми ионами (GSI), установленный на пучке линейного ускорителя в Дармштадте (ФРГ) [30]. Магнитная система спектрометра включает семь элементов. Основной дипольный магнит обеспечивает пространственное разделение продуктов реакций в соот-

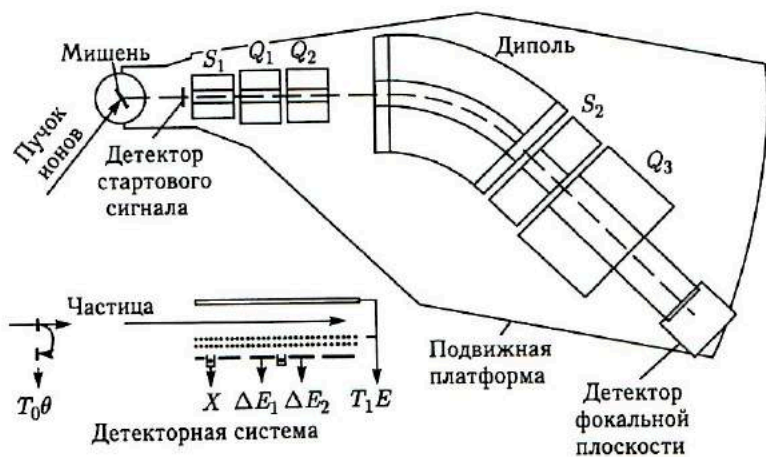


Рис. 1.15. Общая схема устройства магнитного спектрометра GSI, пояснения даны в тексте [30]

ветствии с величиной их импульсов и ионных зарядов. Квадрупольные линзы  $Q_1$  и  $Q_2$  осуществляют вертикальную и горизонтальную фокусировку пучка регистрируемых продуктов реакций, обеспечивая минимальный разброс длин траекторий. Квадрупольная линза  $Q_3$  с большой апертурой (проходной диаметр 30 см) позволяет в широких пределах варьировать дисперсию магнитного анализатора, поскольку при изучении глубокоэластичных и квазиупругих процессов к дисперсии анализатора предъявляются разные требования. Секстипольные линзы  $S_1$  и  $S_2$  — корректирующие элементы системы ( $S_1$  используется для корректировки некоторых aberrаций,  $S_2$  позволяет несколько изменять угол входа продуктов в фокальную плоскость). Фокальная поверхность спектрометра плоская и расположена нормально к средней траектории. Энергетический акцептанс спектрометра можно менять в пределах от  $\pm 33$  до  $\pm 8,5\%$  в зависимости от выбранной дисперсии. Характеристики магнитной системы следующие:

$(BR)_{\text{макс}}$	3 Тл · м
Угол отклонения	$45^\circ$
Телесный угол	$(1-3) \cdot 10^{-3}$ ср
Дисперсия	1,5-6 см/%
Длина фокальной плоскости	50 см
Энергетический акцептанс	$\pm 33 \dots \pm 8,5\%$
Энергетическое разрешение	$5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$
Различие в длинах траекторий	$6 \cdot 10^{-3}$

Детекторная часть магнитного спектрометра GSI состоит из стартового детектора на входе анализатора и детектора фокальной плоскости. Временной стартовый импульс создается вторичными электронами, выбиваемыми из тонкой углеродной пленки при прохождении через нее продукта реакции. Электроны размножаются с помощью микроканальных пластин. Ширина стартового импульса составляет 150 пс. Существенно, что стартовый детектор фиксирует с точностью примерно 1 мм место прохождения продуктом реакции углеродной пленки. Это позволяет определять входной угол траектории продукта и вносить необходимые поправки на кинематический эффект и вариации длин траекторий в спектрометре.

Детектор фокальной плоскости — ионизационная камера больших размеров с двумя сетками, секционированным анодом и пропорциональными счетчиками для определения координат. Удельная ионизация частицы измеряется с помощью секционированного анода, при этом можно использовать две соседних секции, что эквивалентно применению двух тонких  $\Delta E_1$ - и  $\Delta E_2$ -детекторов. При глубине ионизационной камеры 50 см обеспечивается полное торможение продуктов реакций и получение импульса, пропорционального энергии частицы  $E$ . Для получения временного стоп-сигнала перед входом в ионизационную камеру помещают тонкую сцинтиллирующую фольгу, поверхность ко-

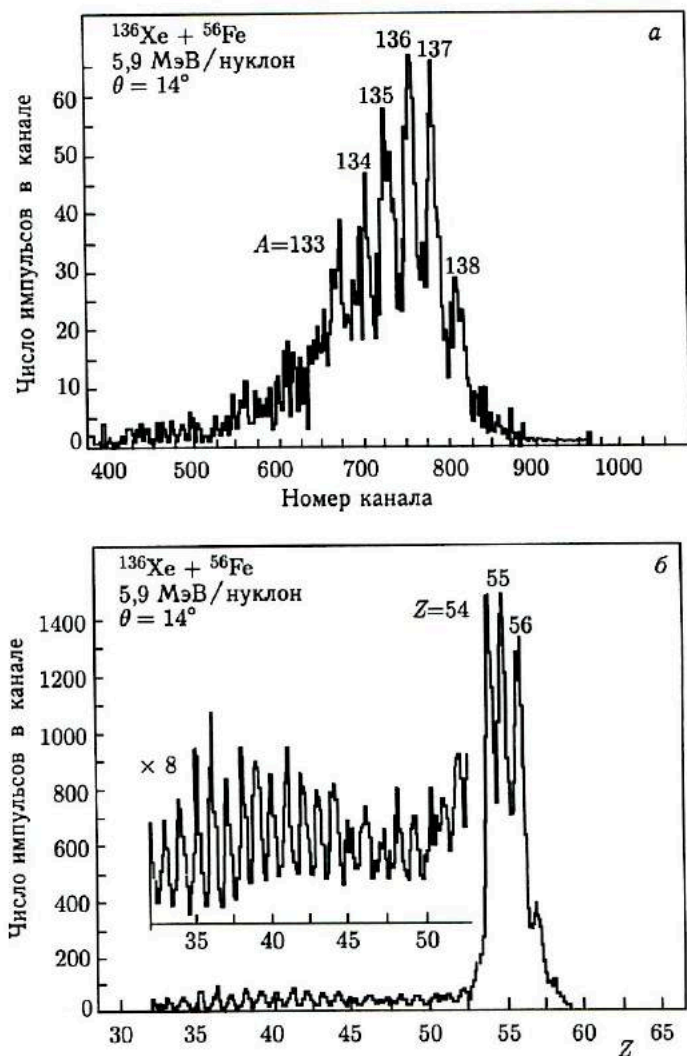


Рис. 1.16. Разрешающая способность магнитного спектрометра GSI [30]:  
 а) разделение по массовому числу  $A$ ; б) разделение по атомному номеру  $Z$

торой просматривают четыре ФЭУ. Временное разрешение системы составляет 0,5 нс. При длине пролетной базы 7,5 м массовое разрешение  $A/\Delta A$  достигает 250 для продуктов с энергией около 5 МэВ/нуклон. Разрешающая способность спектрометра GSI при разделении продуктов по массовому числу  $A$  и атомному номеру  $Z$  показана на рис. 1.16.

### 1.7. Уравнения идентификации детекторных систем типа $MA + \Delta E - E + \text{ИВП}$ , их разрешение и эффективность

**Уравнения идентификации.** Продукт реакций передачи, вылетевший из мишени под полярными углами  $\theta$  и  $\varphi$ , обладает определенными значениями  $Z$ ,  $A$ ,  $q$  и  $E$ . Эти характеристики продукта определяют его траекторию в магнитном поле анализатора, координаты и угол входа в фокальную плоскость, количество выделенной энергии в тонком  $\Delta E$ -детекторе и детекторе полного поглощения  $E$ , время пролета определенной базы. Измеряемые значения  $E$ ,  $\Delta E$ ,  $\rho$ ,  $t$ ,  $d$  и искомые характеристики продукта  $Z$ ,  $A$ ,  $q$  и  $E$  связаны уравнениями (1.2), (1.5) и (1.7) магнитного анализа,  $\Delta E - E$  и ИВП:

$$M/q^2 = E/H^2\rho^2; \quad MZ_{\text{эф}}^2 = E\Delta E; \quad 2E/M = (d/t)^2.$$

Массу продукта  $M$  можно определить из (1.5), если измерена кинетическая энергия продукта  $E$  и время пролета  $t$  некоторой базы  $d$ . Сложнее обстоит дело с идентификацией атомного номера продукта  $Z$ , поскольку он прямо не входит ни в одно из уравнений. В реакциях с тяжелыми ионами  $Z$  и  $Z_{\text{эф}}$  продукта могут существенно различаться, поэтому необходимо еще одно уравнение, в которое атомный номер продукта входил бы явно. Для этих целей используют экспериментальные и расчетные данные о пробегах заряженных частиц в веществе. Пробег  $R$  определяется атомным номером, массовым числом и кинетической энергией продукта:  $R = R(A, Z, E)$ . Выраженные в форме графиков или таблиц данные о пробегах позволяют рассчитать потери энергии в тонком  $\Delta E$ -детекторе для любого продукта и тем самым устанавливают функциональную связь между ионизационными потерями и характеристиками частицы:

$$\Delta E = f(Z, A, E). \quad (1.8)$$

Это соотношение и следует рассматривать как четвертое уравнение идентификации детекторной  $MA + \Delta E - E + \text{ИВП}$ -системы. Массу  $M$  определяют из (1.5) независимо от атомного номера; напротив, чтобы определить  $Z$ , необходимо знать массу продукта.

Проведенное рассмотрение показывает, что детекторная  $MA + \Delta E - E + \text{ИВП}$ -система обеспечивает однозначную идентификацию продуктов реакций передачи с тяжелыми ионами. С этой точки зрения такую детекторную систему можно назвать полной. Ее эксплуатация требует применения ЭВМ и программ для обработки многопараметрической экспериментальной информации. Вместе с тем практика исследований показывает, что некоторые задачи изучения реакций передачи можно успешно решать и с помощью неполных детекторных систем. В этом случае дополнительным источником информации служат упругорассеянные ионы. Канал упругого рассеяния обладает наибольшим

сечением и легко выделяется среди каналов реакций передачи. Поскольку  $Z$  и  $A$  упругорассеянных ядер известны, а энергию  $E$  можно легко рассчитать из кинематических соотношений, идентификация различных зарядовых компонент упругорассеянных ядер не встречает затруднений. Эти компоненты используют затем в качестве реперов при идентификации продуктов реакций передачи.

**Энергетическое разрешение.** Детекторные системы с использованием магнитного поля обладают наиболее высоким энергетическим разрешением среди существующих детекторных систем. Характерные значения отношения  $E/\Delta E$  лежат в пределах  $10^3 - 10^4$ , т. е. на один-два порядка превосходят энергетическое разрешение систем, в которых для определения энергии используется эффект ионизации. Энергетическое разрешение магнитного анализатора зависит от точности измерения радиуса кривизны  $\rho$ :  $E/dE = (1/2)B\rho/d(B\rho)$ . Ряд эффектов, обусловленных большой массой тяжелых ионов и спецификой их взаимодействия с веществом мишени, ограничивает точность измерения  $\rho$ , если даже детектор фокальной плоскости фиксирует координаты частиц с высокой точностью.

Прежде всего это кинематический эффект. Благодаря большой массе тяжелого иона, сравнимой, а иногда и превосходящей массу ядра-мишени, переносная скорость в реакциях с тяжелыми ионами велика. Продукты реакции, вылетевшие в системе центра масс (с. ц. м.) с одной и той же кинетической энергией, но под несколько различными углами, в лабораторной системе координат (л. с.) имеют заметно различающиеся энергии. Так, при упругом рассеянии частиц равной массы и регистрации частиц под углом  $30^\circ$  к пучку кинематическое изменение энергии достигает около 13% при угле акцептанса  $\Delta\theta = 6,5^\circ$  [31]. Моноэнергетическая в с. ц. м. группа одинаковых частиц будет зарегистрирована в фокальной плоскости магнитного анализатора в виде довольно протяженного распределения.

Многократное рассеяние бомбардирующих ионов и продуктов реакций при их прохождении через мишень, энергетический разброс, обусловленный статистическими флуктуациями ионного заряда бомбардирующих частиц и продуктов реакций, отличный от нуля эмиттанс пучка — все эти эффекты вносят свой вклад в угловой и энергетический разброс продуктов реакций и ставят определенный предел энергетическому разрешению детекторной системы.

**Разрешение по массе и заряду, эффективность.** Разрешение полной детекторной системы по массе определяется в основном точностью измерения времени пролета, поскольку энергия продукта измеряется с высокой точностью. Благодаря эффекту фокусировки пролетная база в магнитных спектрометрах достигает нескольких метров, что обеспечивает благоприятные условия для получения высокого временного разрешения. Специальная конструкция магнитной системы, обеспечивающая минимальный разброс длин траекторий, и учет угла входа в магнитный спектрометр позволяют довести массовое разрешение  $A/dA$

примерно до 250–300, т. е. обеспечить разделение изотопов практически всех элементов.

Разрешение по  $Z$  определяет энергетический разброс в  $\Delta E$ -детекторе. Как было показано при обсуждении  $\Delta E - E$ -метода, ионизационные камеры позволяют продвинуться по  $Z$  вплоть до 50–60. Использование двух  $\Delta E$ -детекторов (две секции анода) улучшает разрешение.

Эффективность полной детекторной системы определяют входной телесный угол  $d\Omega$  и энергетический интервал одновременно регистрируемых продуктов — энергетический акцептанс. Обычно  $d\Omega$  выбирают в пределах  $(1-3) \cdot 10^{-3}$  ср. Можно сконструировать магнитные системы и с большим телесным углом, однако это приведет к двум нежелательным последствиям. Во-первых, возрастет разброс длин траекторий продуктов реакций в магнитном поле и соответственно снизится разрешение по массе, во-вторых, увеличится энергетический разброс за счет кинематического эффекта. По этим причинам телесный угол системы ограничивают указанным пределом. Интенсивные пучки современных ускорителей тяжелых ионов позволяют достигать высокой чувствительности при регистрации продуктов реакций и при входных телесных углах  $(1-3) \cdot 10^{-3}$  ср.

Энергетический интервал одновременно регистрируемых продуктов реакций определяют дисперсия магнитной системы и размер детектора фокальной плоскости. Требования получения высокого разрешения при измерении координат,  $\Delta E$ ,  $E$  и  $t$  накладывают ограничения на размер детектора. По-видимому, длина около 50 см близка к оптимальной. Требования к дисперсии зависят от исследуемой проблемы. Так, при изучении квазиупругих реакций необходимо иметь высокую дисперсию, при изучении глубокоэластичных процессов желательно иметь значительный энергетический акцептанс, поскольку энергетический спектр глубокоэластичных передач имеет большую протяженность. Удобна возможность варьирования величины дисперсии и, соответственно, энергетического акцептанса, как это сделано в магнитном спектрометре GSI.

### 1.8. Детекторные системы для регистрации двух сопряженных продуктов реакций передачи

Выше было рассмотрено развитие детекторных систем, которые использовали для регистрации одного из конечных продуктов реакций передачи. Обычно это был легкий фрагмент, поскольку идентификация его проще. В ядерной реакции, протекающей как двухтельный процесс, для получения кинематической информации о продуктах реакции (масса, энергия, импульс) достаточно измерить кинетическую энергию  $E$  и углы вылета  $\theta$  и  $\varphi$  одного из фрагментов и идентифицировать его атомный номер  $Z$  и массовое число  $A$ . Те же характеристики для второго фрагмента рассчитывают из законов сохранения энергии, импульса,

числа нуклонов и заряда. Для малонуклонных передач, которые реализуются в квазиупругих столкновениях, двухтельный характер механизма реакций не вызывал сомнений. Для глубоконеупругих передач это было далеко не очевидным. Проверка двухтельности механизма глубоконеупругих передач была одной из побудительных причин введения в практику эксперимента с тяжелыми ионами простейших двухплечевых детекторных систем, аналогичных системам, используемым для регистрации осколков деления ядер.

Наибольшее влияние на развитие и совершенствование двухплечевых детекторных систем оказала необходимость выяснить судьбу энергии возбуждения, которую двойная ядерная система получает в глубоконеупругих столкновениях, а также закономерность ее распределения между конечными ядрами. Имелись основания считать, что при диссипации кинетической энергии столкновения большая ее часть переходит в тепловое возбуждение системы и после ее распада проявляется в виде эмиссии нуклонов и  $\alpha$ -частиц из возбужденных фрагментов.

Испарение нуклонов и  $\alpha$ -частиц вызывает два эффекта в кинематических характеристиках продуктов глубоконеупругих передач. Во-первых, уменьшается масса фрагмента, во-вторых, нарушается коллинеарность траекторий сопряженных фрагментов в с. ц. м. Последний эффект связан с отдачей при вылете частиц из ядра. Существует определенная связь между дисперсией по углам вылета  $\theta$  и  $\varphi$ , числом вылетевших нейтронов и температурой ядра. Потерю массы продукта глубоконеупругих передач можно пересчитать в энергию возбуждения. Измеряя массу каждого из сопряженных фрагментов, можно определить потери массы за счет вторичных ядерных процессов. Традиционный метод определения массы состоит в измерении кинетической энергии и скорости продукта. Два  $E$ -детектора располагают от мишени на достаточном расстоянии, чтобы можно было измерять время пролета, и включают их на совпадение. Детекторы можно перемещать по углам  $\theta$  и  $\varphi$  независимо друг от друга. Для получения информации о зарядовом распределении к детектору легкого фрагмента добавляют ионизационную камеру. Двухтельный характер реакций передачи, в том числе глубоконеупругих передач, позволяет заменить измерения времен пролета обоих фрагментов измерением времени пролета одного из фрагментов и разницы во времени достижения каждым из фрагментов своего детектора. Это обеспечивает большую точность. При изучении угловых корреляций положение одного из детекторов фиксируется, второй детектор перемещается по углу  $\theta$  или по углу  $\varphi$  при фиксированном  $\theta$ . В первом случае получают информацию об угловой дисперсии в плоскости реакции, во втором — вне ее.

Перемещение детекторов по углам  $\theta$  и  $\varphi$  не представляет технической проблемы, однако малые телесные углы детекторов требуют затраты значительного времени работы ускорителя на проведение корреляционных экспериментов. Позиционно-чувствительные полупроводниковые детекторы позволяют захватить большие угловые интервалы,



если их установить недалеко от мишени, однако при этом невозможно измерить время пролета продукта с точностью, необходимой для определения его массы.

Как и для детекторов фокальной плоскости магнитных анализаторов, радикальный выход был найден в переходе к газовым детекторам. Такие детекторы можно делать больших размеров и устанавливать на значительном расстоянии от мишени, получая хорошую пролетную базу. Газовые детекторы обеспечивают измерение удельных ионизационных потерь и полной энергии продукта. Для создания быстрого временного сигнала, отмечающего попадание продукта в детектор, удобным оказался плоскопараллельный лавинный счетчик (ППЛС) [32]. Он состоит из двух покрытых тонким слоем металла органических пленок, установленных параллельно друг другу на расстоянии 1–3 мм. В объеме между пленками находится газ при давлении около 10 торр. На пленки подается разность потенциалов в несколько сотен вольт. При прохождении заряженной частицы через ППЛС вдоль трека частицы в газовом объеме образуются электрон-ионные пары. В сильном электрическом поле счетчика электроны инициируют таунсендовскую лавину, которая обеспечивает коэффициент газового усиления первоначального заряда около  $10^4$ . Типичная амплитуда сигнала составляет несколько милливольт. Во временной структуре сигнала можно выделить две части: быструю электронную компоненту со временем нарастания около 2 нс и медленную ионную компоненту со временем нарастания примерно 1 мкс. Для получения временного сигнала используют электронную компоненту. ППЛС обеспечивает временное разрешение, измеряемое десятками долями наносекунды.

Для определения места попадания продукта реакции на чувствительную поверхность газового детектора используют многопроволочные пропорциональные счетчики, которые широко применяют для тех же целей в физике высоких энергий [33]. Два таких счетчика с взаимно перпендикулярным расположением проволочных анодов обеспечивают измерение координат  $x$  и  $y$ . Таким образом, газовый детектор двухплечевой детекторной системы представляет собою своего рода «сэндвич» из специализированных газовых детекторов, каждый из которых выполняет определенные функции. Схема устройства двухплечевой детекторной системы с газовыми детекторами приведена на рис. 1.17 [34].

При столкновении двух тяжелых ядер, например ядер урана, каждый из двух продуктов реакции передачи, обладая значительным возбуждением, может разделиться, и в выходных каналах реакций будут образовываться четыре ядра-фрагмента. Деление вызывает значительный угловой разброс фрагментов, и для изучения процессов такого типа газовые детекторы должны охватывать большие телесные углы. Детекторная система, предназначенная для изучения таких ядерных процессов, установлена на ускорителе GSI [35]. В камере рассеяния, которая имеет диаметр 3 м и высоту 2,7 м, размещены два мно-

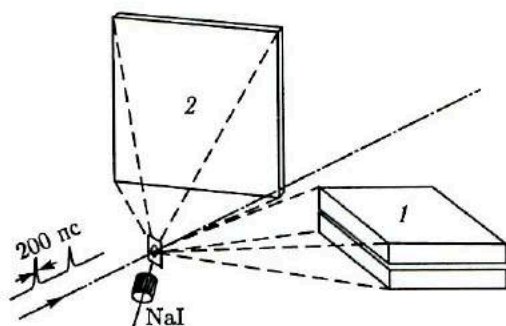


Рис. 1.17. Схема двухплечевой детекторной системы GSI, в которой используют газовые детекторы большой площади [34]: 1 — позиционно-чувствительная ионизационная камера; 2 — детектор ядер отдачи, который состоит из плоскостного лавинного счетчика для измерения времени пролета и многопроволочного пропорционального счетчика для измерения угла вылета ядра отдачи. Фотоумножитель с кристаллом Na служит для регистрации  $\gamma$ -квантов

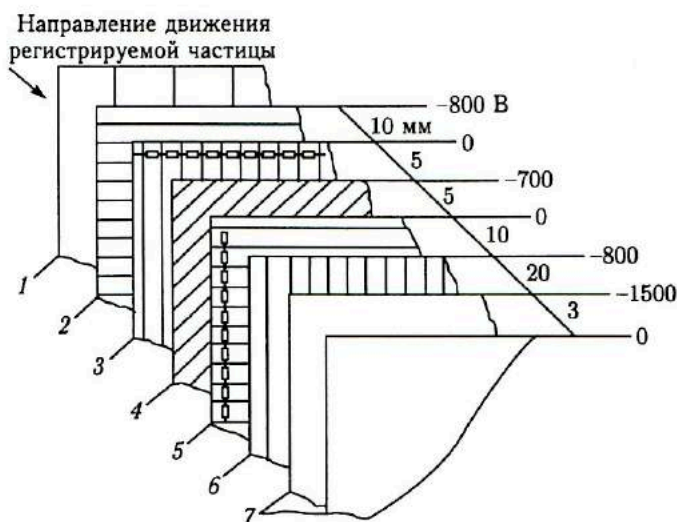


Рис. 1.18. Схема устройства многофункционального газового детектора большой площади [35]: 1 — входная пленка; 2, 6 — сетки-катоды; 4 — сетка-анод; 3, 5 — сетки для измерения координат  $x$  и  $y$ ; 7 — входная пленка ППЛС, указаны расстояния между сетками (в мм) и подаваемые на них потенциалы

гофункциональных газовых детектора, которые могут перемещаться относительно мишени независимо друг от друга. Чувствительная поверхность каждого детектора достигает почти  $1 \text{ м}^2$ . Схема устройства одного из детекторов системы приведена на рис. 1.18. Механическую основу детектора образует алюминиевая рама квадратного сечения.

Сторона, обращенная к мишени, закрыта тонкой пленкой из хостафана. На расстоянии 50 мм по глубине детектора расположено пять сеток, сделанных из проволоки диаметром 50 мкм, с шагом 2 мм. Две из них с взаимно перпендикулярным расположением проволок служат для измерения координат  $x$  и  $y$ . Три другие сетки используются в качестве катодов и анода. Далее по глубине расположен плоскопараллельный лавинный счетчик. Один из его электродов образует металлизированная хостафановая пленка, второй — лист плексигласа с нанесенным на него тонким слоем золота, он же выполняет одновременно роль задней стенки детектора. Расстояние между электродами ППЛС равно 3 мм. Поскольку при такой большой поверхности трудно обеспечить постоянство зазора между электродами ППЛС, он выполнен в виде девяти отдельных идентичных детекторов размером 30 × 30 см. В качестве рабочего газа используют изобутилен при давлении 5–10 торр. На пучке нонов Кг в этом детекторе было получено временное разрешение 0,5 нс, энергетический разброс при измерении  $\Delta E$  составил 10%, точность измерения координат около 0,5 мм.

### 1.9. Регистрация нейтронов, $\alpha$ -частиц и $\gamma$ -квантов в реакциях передачи

**Регистрация нейтронов.** Нейтроны, испущенные в реакциях передачи, их множественность, энергетические спектры и угловые распределения несут ценную информацию о механизме реакций передачи. Множественность отражает степень термализации энергии возбуждения, энергетические спектры позволяют определить температуру фрагментов, возможность установления в двойной ядерной системе теплового равновесия за время взаимодействия ядер. Присутствие в энергетическом спектре нейтронов высоких энергий с направленным вперед угловым распределением может указывать на определенную роль предравновесных процессов в диссипации кинетической энергии столкновения.

Для того чтобы выделить нейтроны, вылетевшие именно в реакциях передачи, необходимы корреляционные эксперименты, в которых одновременно регистрируют нейтроны и фрагменты реакций передачи. Схема одного из таких корреляционных экспериментов приведена на рис. 1.19 [36]. Два фрагмента реакций передачи регистрировала на совпадение пара плоскопараллельных лавинных счетчиков, которые были модифицированы таким образом, что позволяли определять координаты  $x$  и  $y$  регистрируемых фрагментов. Измерение углов вылета  $\theta$  и  $\varphi$  обоих фрагментов и времени пролета до детекторов позволяло определять исходную (до испарения) массу фрагментов и их кинетическую энергию. Нейтроны регистрировали восемь сцинтилляционных счетчиков с органическими кристаллами диаметром 12,6 см и толщиной 5 см, расположенными под разными углами на расстоянии 75 см

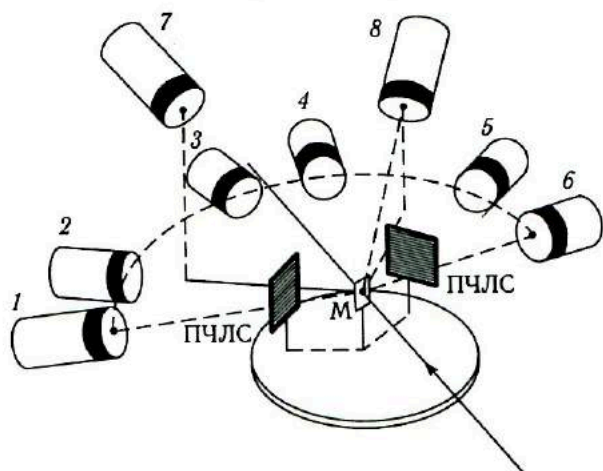


Рис. 1.19. Схема установки для регистрации нейтронов в совпадении с продуктами глубоконеупругих передач [36]: М — мишень; ПЧЛС — позиционно-чувствительные ППЛС; 1-6 — сцинтилляционные нейтронные счетчики, расположенные в плоскости реакции; 7, 8 — сцинтилляционные нейтронные счетчики, расположенные вне плоскости реакции

от мишени. Энергию нейтронов измеряли по времени пролета. Для получения стоп-сигнала использовали временную структуру пучка линейного ускорителя, один сгусток ионов занимал временной интервал 250 пс. Временное разрешение нейтронных трактов составляло 1 нс. Каждый акт регистрации по крайней мере одного нейтрона в совпадении с двумя фрагментами записывался в накопительной системе. Фиксировались: номер нейтронного счетчика, время пролета нейтрона, координаты и времена пролета фрагментов.

**Регистрация  $\alpha$ -частиц.** Уже в первых экспериментах с тяжелыми ионами наблюдалось образование большого числа «прямых»  $\alpha$ -частиц, угловое распределение которых было сконцентрировано под малыми углами. Открытие ГНП усилило интерес к механизму их образования, так как прямые  $\alpha$ -частицы могли быть ответственны за диссипацию части кинетической энергии столкновения.

Схемы корреляционных экспериментов с регистрацией прямых  $\alpha$ -частиц даны на рис. 1.20. На рис. 1.20, а показана регистрация совпадения между  $\alpha$ -частицей и легким фрагментом реакции передачи. Такие совпадения дают информацию об  $\alpha$ -частицах, испущенных возбужденным легким фрагментом или образованных в результате развала налетающего легкого ядра при столкновении с ядром-мишенью. Совпадение между  $\alpha$ -частицей и неупругорассеянным ионом указало бы на выбивание  $\alpha$ -частицы с поверхности ядра-мишени.

Совпадение  $\alpha$ -частицы с тяжелым фрагментом (рис. 1.20, б) представляет особый интерес в том случае, когда конечными продуктами

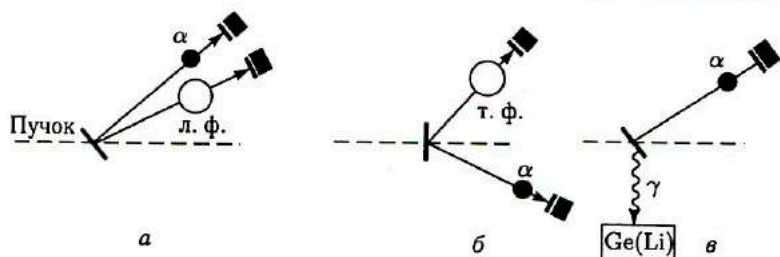


Рис. 1.20. Схемы корреляционных измерений при изучении вылета  $\alpha$ -частиц в реакциях с тяжелыми ионами: а) регистрация  $\alpha$ -частицы и легкого фрагмента реакций передачи; б) регистрация  $\alpha$ -частицы и тяжелого фрагмента; в) регистрация  $\alpha$ -частицы и  $\gamma$ -квантов, испущенных сопряженным тяжелым фрагментом

реакции оказываются  $\alpha$ -частица и тяжелый фрагмент. Такая пара продуктов может образоваться при передаче ядру-мишени всех нуклонов из налетающего ядра, кроме четырех нуклонов, входящих в  $\alpha$ -частицу, или при выбивании  $\alpha$ -частицы из ядра-мишени с одновременным поглощением мишенью налетающего ядра. Для изучения такого типа процессов необходимо идентифицировать  $Z$  и  $A$  фрагмента, поэтому схему, приведенную на рис. 1.20, б, применяют для легких ядер-мишеней. В схеме, показанной на рис. 1.20, в, ядру-мишени также передаются все нуклоны, за исключением четырех, образующих  $\alpha$ -частицу. Идентификация  $Z$  и  $A$  фрагмента осуществляется по  $\gamma$ -спектру вращательной полосы конечного ядра. Отметим, что в этом случае удается определить примерное значение углового момента столкновения по соотношению интенсивностей линий вращательной полосы.

**Регистрация  $\gamma$ -квантов.** Реакции передачи реализуются в периферийных столкновениях ядер, в которых угловой момент может достигать 100 и более единиц  $\hbar$ . В процессе диссипации кинетической энергии начальный угловой момент частично переходит в спины ядер. После распада двойной ядерной системы каждый из фрагментов несет определенный спин, значение которого зависит от механизма реакций передачи. Испаряющиеся нейтроны уносят основную часть энергии теплового возбуждения фрагмента, большая часть его вращательной энергии уносится  $\gamma$ -квантами. Есть основания считать, что большая часть  $\gamma$ -квантов обязана квадрупольным переходам в ядре. В этом случае каждый  $\gamma$ -квант уносит угловой момент, равный  $2\hbar$ . Таким образом, измерив множественность  $\gamma$ -квантов, можно оценить суммарный угловой момент фрагментов, что представляет ценную информацию для понимания механизма реакций глубоконеупругих передач. Множественность  $\gamma$ -квантов измеряют в специальных камерах рассеяния, в которые вводят несколько (иногда более десяти) сцинтилляционных счетчиков с кристаллами NaI. Счетчики включены в электронную схему, позволяющую измерять энергию  $\gamma$ -квантов и отбирать совпадения

различной кратности. Значения спина фрагментов зависят от неупругости столкновения и отношения масс фрагментов, поэтому в камеру рассеяния добавляют детектор для измерения массы и кинетической энергии одного из фрагментов.

## Глава 2

# ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИЙ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПЕРЕДАЧ

### 2.1. Особенности взаимодействия двух сложных ядер

Значительный заряд и масса тяжелых ионов приводят к резкому возрастанию роли кулоновских и центробежных сил во взаимодействии между сложными ядрами. Два столкнувшихся ядра не всегда сливаются даже при сильном перекрытии их поверхностей. Как показал эксперимент, для каждой пары ядер существует некоторое критическое значение орбитального углового момента  $l_{кр} \hbar$ , выше которого не происходит образования составного ядра. Величина  $l_{кр}$  зависит от энергии иона.

Дебройлевская волна  $\lambda$  тяжелых ионов для кинетических энергий, превышающих кулоновский барьер, лежит в пределах 0,1–0,01 фм, что много меньше не только размеров самих ядер, но и глубины их поверхностного слоя. Ядерный микроскоп, в котором в качестве лучей используются тяжелые ионы, обладает достаточно высоким разрешением, чтобы изучать структуру поверхности ядра. Малая длина дебройлевской волны тяжелых ионов позволяет описывать относительное движение двух ядер как движение классических частиц по траекториям.

Полуклассический характер тяжелых ионов послужил основой для систематизации различных процессов взаимодействия двух сложных ядер в зависимости от параметра столкновения. Пример такой систематики представлен на рис. 2.1 [1]. В этой систематике выделяли три типа взаимодействий — дальние, касательные и слияние ядер. При *дальних*



Рис. 2.1. Систематика взаимодействий тяжелых ионов с ядрами согласно [1]

взаимодействиях поверхности ядер не соприкасаются и между ядрами действуют лишь электромагнитные силы. Такие столкновения приводят к упругому и неупругому рассеянию, сопровождаются возбуждением коллективных состояний в ядрах. При касательных взаимодействиях поверхности ядер слегка перекрываются и в игру вступают ядерные силы. Ядра могут обмениваться небольшим числом нуклонов, возможен также развал налетающего легкого ядра на  $\alpha$ -частицы и нуклоны. Изучение энергетических спектров малонуклонных передач показало, что скорости продуктов реакций близки к скорости налетающего ядра. Касательные взаимодействия сопровождаются слабой диссипацией кинетической энергии, поэтому процесс носит квазиупругий характер.

Слияние ядер в составное ядро происходит при лобовых или близких к лобовым столкновениях. Девозбуждение составного ядра осуществляется эмиссией нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц,  $\gamma$ -квантов; в тяжелых составных ядрах доминирует деление.

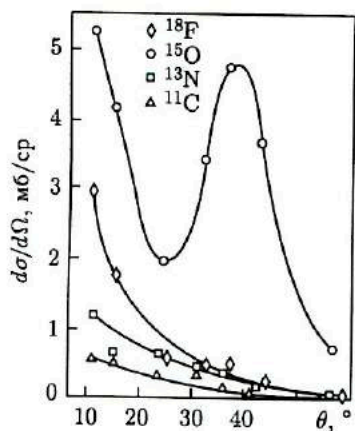


Рис. 2.2. Дифференциальные сечения  $d\sigma/d\Omega$  образования  $^{18}\text{F}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{11}\text{C}$  в реакции  $^{103}\text{Rh} + ^{16}\text{O}$  (101 МэВ) [37]

Эти представления о типах взаимодействий тяжелых ионов с ядрами оставались неизменными на протяжении почти двух десятков лет. Правда, в 1961 г. Кауфманом и Вольфгангом были обнаружены особенности в касательных взаимодействиях ядер, показанные на рис. 2.2 [37]. При передаче одного нейтрона угловые распределения имеют форму, характерную для квазиупругих столкновений двух сложных ядер: максимум выхода соответствует углу кулоновского рассеяния при касательном столкновении налетающего ядра с ядром-мишенью. При передаче нескольких нуклонов форма угловых распределений резко изменяется: выход легких продуктов реакций быстро нарастает с уменьшением угла вылета. Для объяснения направленного вперед углового распределения Кауфман и Вольфганг выдвинули идею образования скользящего ядерного контакта между поверхностями двух столкнувшихся ядер. Такой контакт усиливает интенсивность взаимодействия между ядрами, создавая условия для передачи нескольких нуклонов, и одновременно вызывает отклонение траекторий легких продуктов реакции передачи в сторону малых углов. Подъем сечения образования  $^{15}\text{O}$  на малых углах указывал на то, что и однонуклонные передачи также могут частично реализовываться в скользящих столкновениях.

Вместе с тем форма энергетических спектров (рис. 2.3) свидетельствовала о слабой диссипации кинетической энергии в скользящих

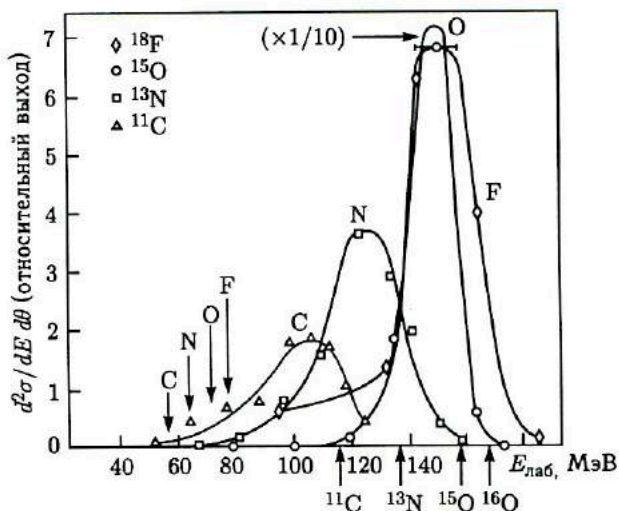


Рис. 2.3. Энергетические спектры продуктов реакций передачи:  $^{18}\text{F}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{11}\text{C}$  из реакции  $^{103}\text{Rh} + ^{16}\text{O}$  (168 МэВ);  $\theta_{\text{лаб}} = 18,1^\circ$  [37]. Стрелками снизу указаны энергии продуктов реакций, соответствующие той же скорости, что и у налетающего ядра  $^{16}\text{O}$ ; стрелками сверху — энергии, отвечающие выходному кулоновскому барьеру продукта (дополнено автором)

столкновениях: средняя энергия на нуклон в продуктах реакций передачи составляла около 90% энергии на нуклон в налетающем ядре и не опускалась ниже 75%, т.е. процесс взаимодействия оставался квазиупругим. Теоретический анализ данных, полученных в работе [37], проведенный В.М. Струтинским, показал, что направленные вперед угловые распределения реакций передачи нескольких нуклонов с успехом можно описать в рамках модели квазиупругих поверхностных реакций [38]. Таким образом, систематика, представленная на рис. 1.2, казалось, включала в себя все возможные виды взаимодействий двух сложных ядер.

## 2.2. Первые экспериментальные наблюдения реакций глубокоэластичных передач

Первые свидетельства того, что реакции передачи нуклонов в столкновении двух сложных ядер могут не только протекать в форме квазиупругого процесса, но и сопровождаться значительными потерями кинетической энергии, были получены в Дубне в конце 1960-х гг. при изучении энергетических спектров легких продуктов реакций [4а]. Важную роль при этом сыграла регистрация низкоэнергетической части спектра и выбор для изучения реакций подхвата нуклонов налетающим ядром. В этих реакциях был исключен вклад от процессов



развала налетающего ядра. Эти процессы также могли давать низкоэнергетические частицы.

Энергетические спектры  $^{18}\text{F}$  из реакции  $^{27}\text{Al}(^{14}\text{N}, ^{18}\text{F})$ , измеренные для нескольких углов вылета и четырех значений энергии бомбардирующих частиц, приведены на рис. 2.4. Измерения были сделаны по распределению позитронной активности  $^{18}\text{F}$  в стопках алюминиевых фольг. Несмотря на грубость измерений, в энергетических спектрах отчетливо выделяются две части, особенно при больших энергиях.

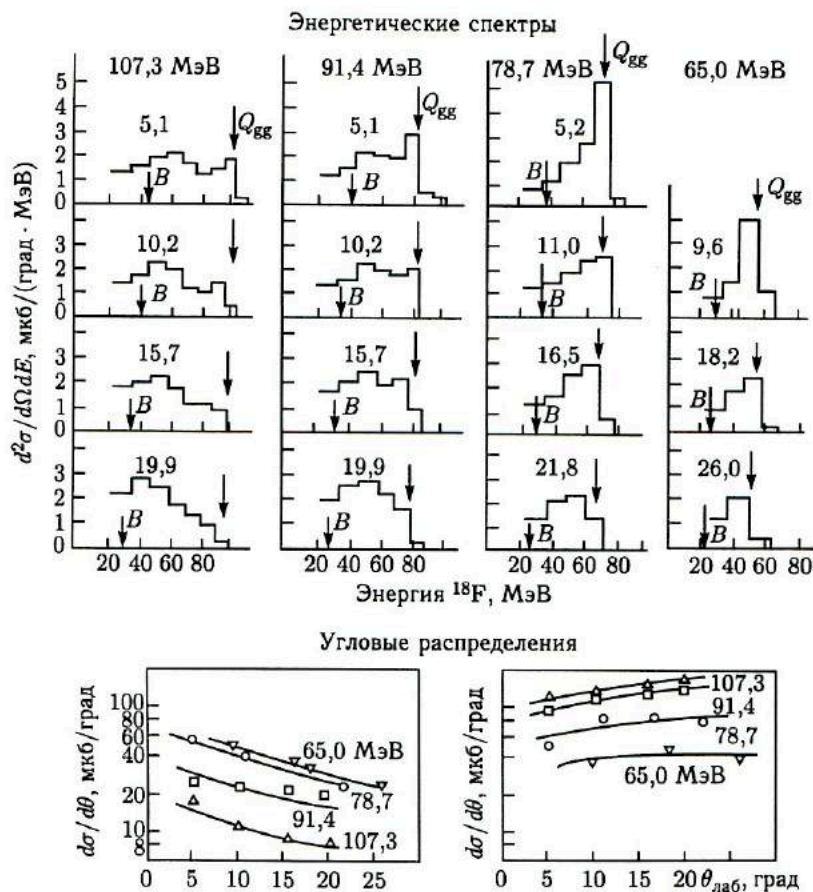


Рис. 2.4. Энергетические спектры и угловые распределения  $^{18}\text{F}$  из реакции  $^{27}\text{Al}(^{14}\text{N}, ^{18}\text{F})$  для четырех значений энергии ионов  $^{14}\text{N}$  в л.с. [4а]: цифры над спектрами указывают углы вылета  $^{18}\text{F}$ ; стрелки с  $Q_{\text{egg}}$  — энергию  $^{18}\text{F}$  для случая образования конечных ядер в основных состояниях; стрелки с  $B$  — выходной кулоновский барьер; угловое распределение квазиупругой части — слева, неупругой — справа

Квазиупругая часть соответствует подхвату  $\alpha$ -частицы ядром  $^{14}\text{N}$  при слабом возбуждении конечных ядер. Максимум более широкой неупругой части соответствует энергии, близкой к выходному кулоновскому барьеру для  $^{18}\text{F}$ . Заметная часть энергетического спектра лежит даже ниже выходного кулоновского барьера. Угловые распределения обеих частей спектра существенно различаются. Дифференциальное сечение  $d\sigma/d\theta$  квазиупругой части монотонно возрастает с уменьшением угла вылета, подобно тому как это было в работе [37]. Угловое распределение неупругой части неожиданно оказалось почти изотропным. Такая форма углового распределения никогда не наблюдалась в реакциях передачи нуклонов, поскольку она характерна для распада возбужденного составного ядра. В работе [46] изучались реакции подхвата от одного до трех протонов и различного числа нейтронов ядром  $^{16}\text{O}$  при облучении мишеней из  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{51}\text{V}$  и  $^{93}\text{Nb}$ . Энергия ионов выбиралась таким образом, чтобы обеспечить одинаковые кинематические условия во входных каналах реакций (67 МэВ над кулоновским барьером). Легкие продукты реакций передачи (F, Ne, Na) регистрировались  $\Delta E - E$ -детектором. Толщина  $\Delta E$ -детектора равна примерно 10 мкм. В эксперименте был впервые использован элементный подход к идентификации продуктов реакции передачи, разделявшихся только по  $Z$ .

Энергетические спектры F, Ne и Na из реакции  $^{93}\text{Nb} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ) для разных углов вылета даны на рис. 2.5 [46]. В спектрах F можно выделить квазиупругую и неупругую части. Максимумы спектров неупругой части лежат вблизи выходного кулоновского барьера. Заметная часть спектров попадает в область ниже кулоновского барьера. Угловые распределения неупругих частей энергетических спектров F, Ne, Na по сравнению с квазиупругими были также более изотропными. Аналогичные результаты были получены и при облучении  $^{27}\text{Al}$  и  $^{51}\text{V}$  [46].

Характерные особенности энергетических спектров и угловых распределений продуктов реакций передачи, полученные в этих экспериментах, позволили высказать предположение о наблюдении нового механизма ядерных реакций, занимающего промежуточное положение между прямыми реакциями и реакциями, сопровождающимися образованием составного ядра. По мысли авторов работ [4а, б], квазиупругие передачи реализуются при периферийных поверхностных столкновениях, тогда как неупругие — при столкновениях в окрестностях критического углового момента  $l \gtrsim l_{\text{кр}}$ . Возникновение низкоэнергичных продуктов авторы объясняли следующим образом. При сильном перекрытии ядерных поверхностей интенсивное взаимодействие приводит к передаче значительной части кинетической энергии ядру-мишени и образованию системы из двух сильно взаимодействующих ядер. Однако при столкновениях с угловым моментом, большим критического:  $l > l_{\text{кр}}$ , кулоновские и центробежные силы превосходят притяжение между ядрами, не позволяя им слиться, поэтому система, спустя короткий промежуток времени, разрывается.

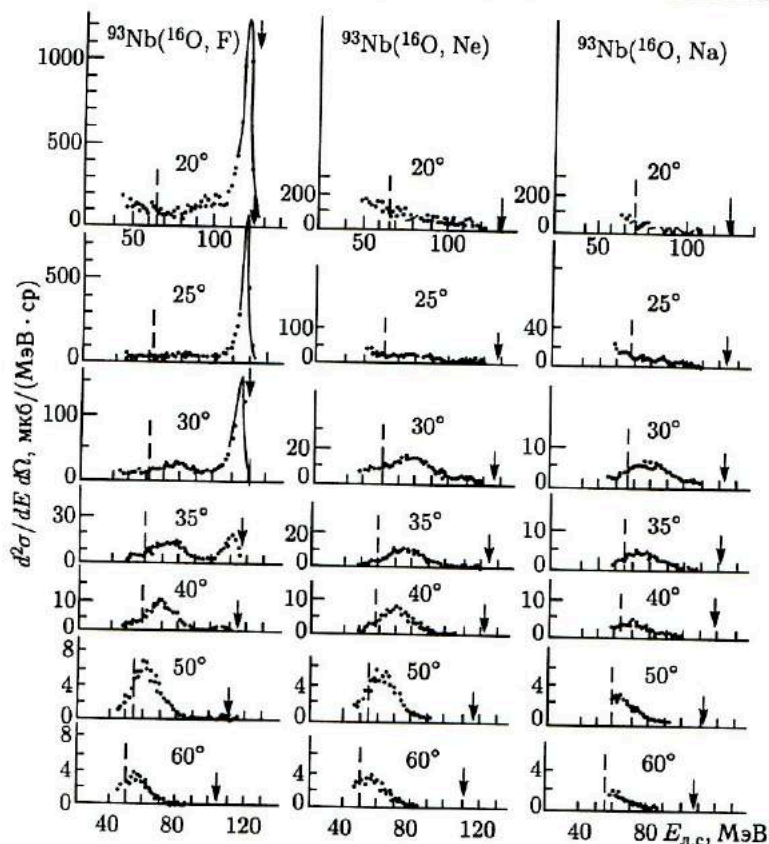


Рис. 2.5. Энергетические спектры F, Ne и Na из реакции  $^{93}\text{Nb} + ^{16}\text{O}$  (131 МэВ) в л.с. [46]: пунктир — энергия, соответствующая выходному кулоновскому барьеру; стрелки — энергии, соответствующие образованию конечных ядер в основных состояниях

Продукты реакций передачи с малой кинетической энергией наблюдали также в Орсе при облучении Ag ионами  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$  [5а]. В этих экспериментах было продемонстрировано радикальное изменение формы угловых распределений реакций передачи в зависимости от неупругости процесса. Однако значительная толщина  $\Delta E$ -детекторрв не позволила выявить полную картину низкоэнергичной части спектров.

Эти первые работы, в которых было установлено, что передача нуклонов может сопровождаться большими потерями кинетической энергии столкновения, не привлекли к себе на первых порах особого внимания. Настоящий «бум» в исследовании реакций глубоконеупругих передач начался несколько лет спустя. Этому способствовали два обстоятельства. Во-первых, неудача первых попыток синтеза сверхтя-

желых элементов заставила заняться более тщательным исследованием процессов взаимодействия двух сложных ядер. Во-вторых, оказалось, что в реакциях с более тяжелыми ионами, такими как ионы криптона и ксенона, сечение реакций глубоконеупругих передач быстро возрастает и они становятся доминирующим ядерным процессом. Новый этап в исследовании реакций глубоконеупругих передач был открыт экспериментами с ионами аргона и криптона, выполненными в Дубне, Орсе и Беркли [4в, 5б, 6а, б].

### 2.3. Энергетические спектры продуктов глубоконеупругих передач

Наиболее характерная особенность ГНП — образование низкоэнергичных продуктов реакций, что свидетельствует об интенсивной диссипации кинетической энергии во время столкновения ядер. На примере взаимодействия ионов  $^{40}\text{Ar}$  с ядрами  $^{232}\text{Th}$  [4в] рассмотрим более детально энергетические спектры ГНП. В этом эксперименте продукты реакций передачи регистрировали  $\Delta E - E$ -телескопом из тонкого и толстого полупроводниковых детекторов. Использовали элементный подход: продукты реакций разделялись по  $Z$  без идентификации массового числа  $A$ .

Энергетические спектры  $d^2\sigma/dE d\Omega$  элементов Cl, Ar, K и Ca, измеренные под различными углами в л.с. при энергии ионов аргона 388 МэВ, приведены на рис. 2.6. Ядра Cl образуются при срыве протона с ядра  $^{40}\text{Ar}$ , ядра Ca и K — при подхвате ядром  $^{40}\text{Ar}$  соответственно одного и двух протонов. Последующие измерения выхода различных изотопов показали, что вместе с протонами передается в среднем такое же число нейтронов.

В энергетических спектрах всех четырех элементов обращает на себя внимание их огромная протяженность, они простираются более чем на 200 МэВ. Кинетическая энергия ионов  $^{40}\text{Ar}$  в момент столкновения с ядром  $^{232}\text{Th}$  (на кулоновском барьере) составляет 170 МэВ. Из сравнения этих двух значений энергии следует, что передача небольшого числа нуклонов, а также неупругое рассеяние ядер  $^{40}\text{Ar}$  может сопровождаться полной диссипацией кинетической энергии столкновения. Таких огромных потерь кинетической энергии в процессах рассеяния ионов или в малонуклонных передачах экспериментаторы, работающие с тяжелыми ионами, раньше никогда не наблюдали.

В реакциях передачи с тяжелыми ионами выделяют угол касательного столкновения  $\theta_{к.с.}$ . Вблизи этого угла лежат максимумы выходов реакций передачи небольшого числа нуклонов. Угол  $\theta_{к.с.}$  соответствует рассеянию налетающего ядра при поверхностном касательном столкновении с ядром-мишенью, когда во взаимодействии доминируют кулоновские силы. В реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (388 МэВ)  $\theta_{к.с.} = 33^\circ$ . В окрестностях этого угла энергетические спектры Cl–Ca имеют острые мак-

симумы. Энергии в максимумах всех четырех элементов близки. Это означает, что вблизи угла касательного столкновения основной вклад в сечения реакций срыва и подхвата небольшого числа нуклонов дает квазиупругий процесс. Положение радикально изменяется при переходе к большим и малым углам вылета. С увеличением угла интенсивность высокоэнергичной части спектра быстро падает, и на самых

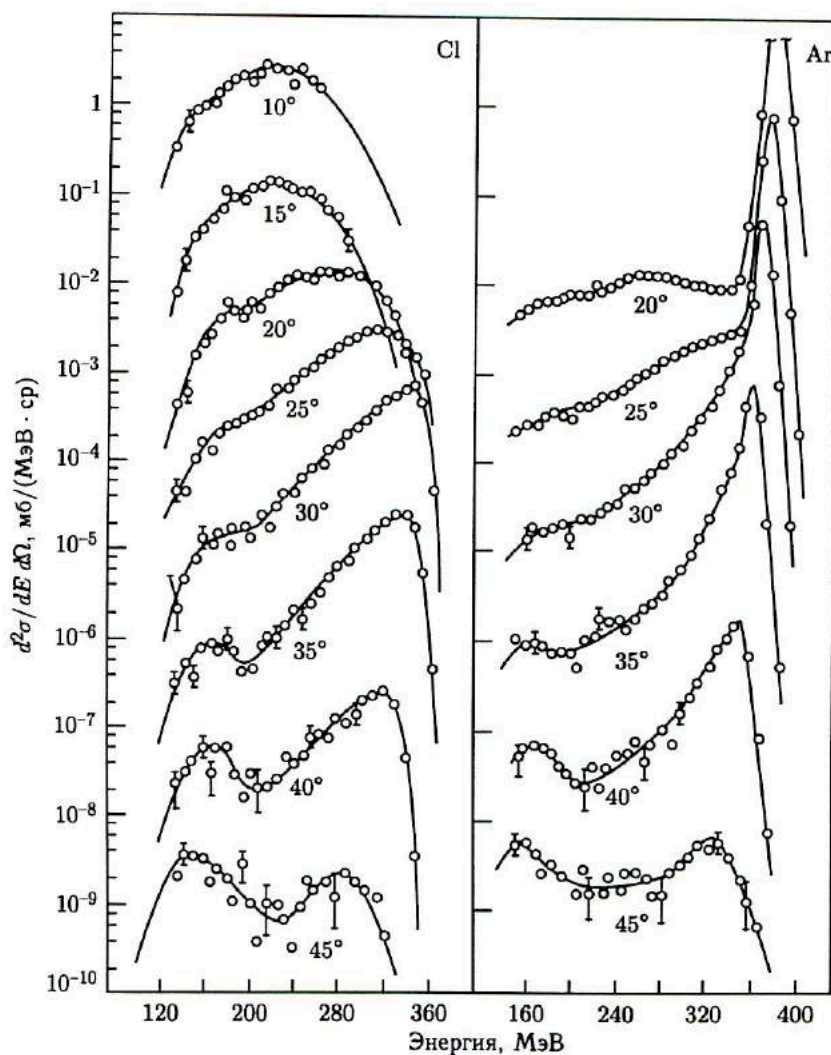


Рис. 2.6. Энергетические спектры Cl, Ar, K, Ca из реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (388 МэВ) [4в]; данные умножены на коэффициенты:  $10^\circ \cdot 10^0$ ;  $15^\circ \cdot 10^{-1}$ ;  $20^\circ \cdot 10^{-2}$ ;  $25^\circ \cdot 10^{-3}$ ;  $30^\circ \cdot 10^{-4}$ ;  $35^\circ \cdot 10^{-5}$ ;  $40^\circ \cdot 10^{-6}$ ;  $45^\circ \cdot 10^{-7}$

больших углах доминирует низкоэнергичная (глубокоупругая) часть спектра. При движении в сторону меньших углов вклад высокоэнергичной части также снижается, и на малых углах в спектре остаются лишь низкоэнергичные продукты реакций.

С ростом числа переданных в реакции нуклонов соотношение между квазиупругим и глубокоупругим процессами изменяется. Энергетические спектры элементов от S до Al приведены на рис.2.7. Эти

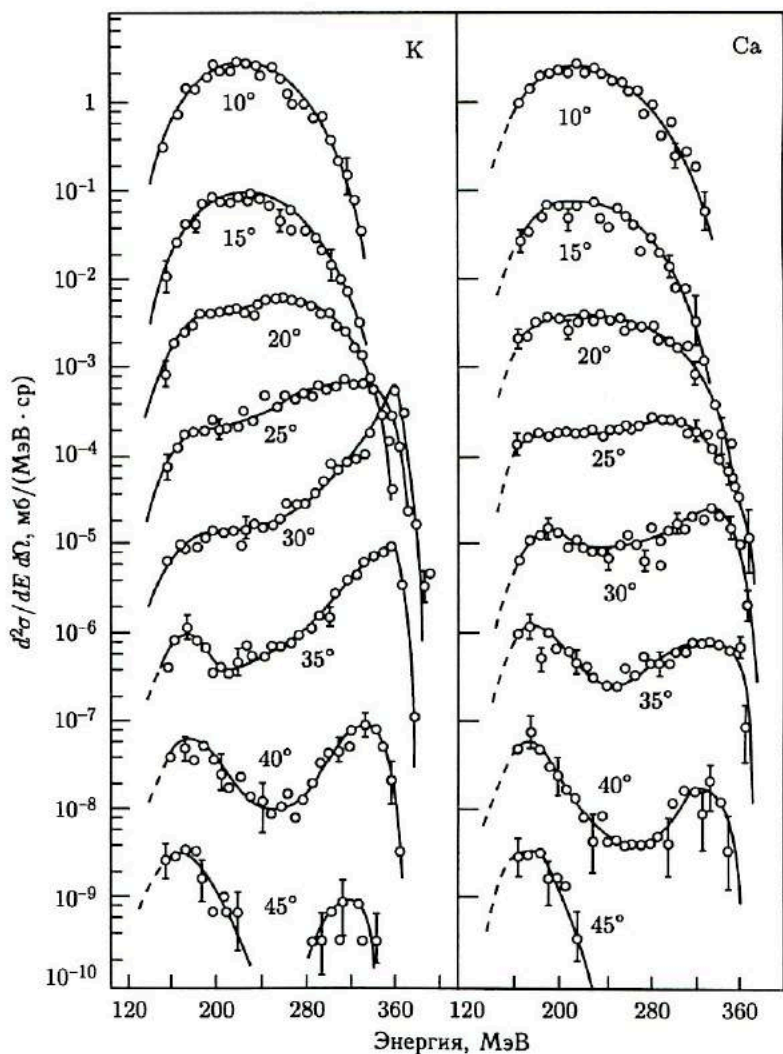


Рис. 2.6. Окончание

элементы образуются при передаче ядру  $^{232}\text{Th}$  от двух до пяти протонов и в среднем такого же числа нейтронов. В энергетических спектрах отчетливо проявляется тенденция к симметризации формы спектров и уменьшению их ширины на больших углах. Вклад в сечение образования элемента от высокоэнергичной части спектра уменьшается с удалением по  $Z$  от исходного ядра  $^{40}\text{Ar}$ . Для элементов от Mg

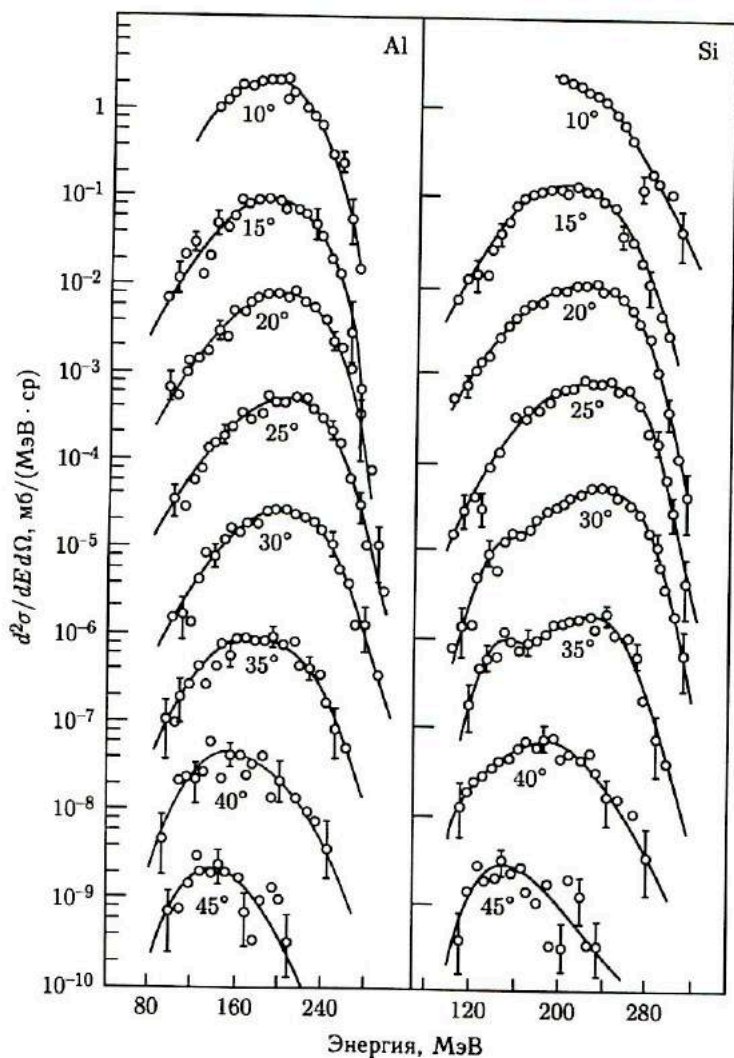


Рис. 2.7. Энергетические спектры Al, Si, P, S из той же реакции, что и на рис. 2.6 [4в]; данные умножены на коэффициенты:  $10^\circ \cdot 10^0$ ;  $15^\circ \cdot 10^{-1}$ ;  $20^\circ \cdot 10^{-2}$ ;  $25^\circ \cdot 10^{-3}$ ;  $30^\circ \cdot 10^{-4}$ ;  $35^\circ \cdot 10^{-5}$ ;  $40^\circ \cdot 10^{-6}$ ;  $45^\circ \cdot 10^{-7}$

до О (передача от шести до десяти протонов) энергетические спектры приобретают практически симметричную форму (рис. 2.8). Ширина их уменьшается вместе с  $Z$ , а энергия в максимуме выхода монотонно возрастает с уменьшением угла вылета. Напомним, что спектры даны в л. с. Если рассчитать выходные кулоновские барьеры для этих элементов, предполагая, что потерянные ядром  $^{40}\text{Ag}$  нуклоны переданы ядру  $^{232}\text{Th}$ , то получим хорошее согласие между высотой барьеров и

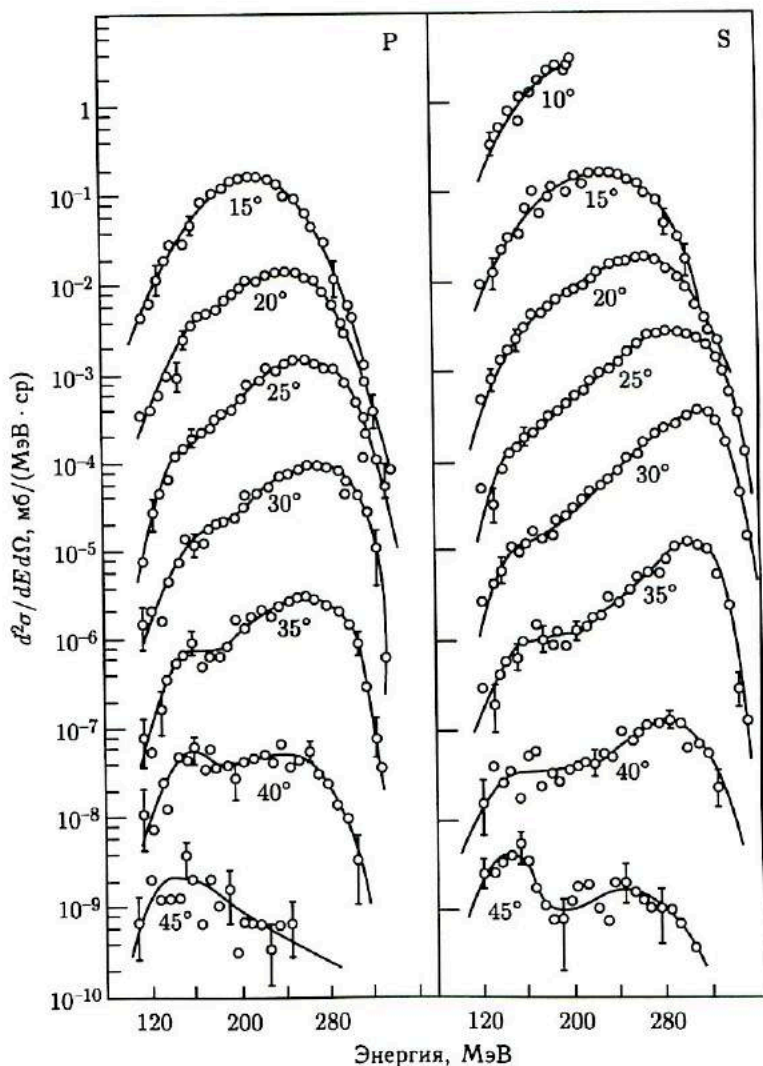


Рис. 2.7. Окончание



энергиями продуктов реакций в максимумах энергетических спектров. Это означает, что подавляющую часть кинетической энергии продукты многонуклонных передач получают за счет кулоновских сил, скорость же относительного движения сопряженных ядер-фрагментов в момент разрыва связи между ними мала. Таким образом, многонуклонные передачи реализуются в столкновениях, в которых происходит полная

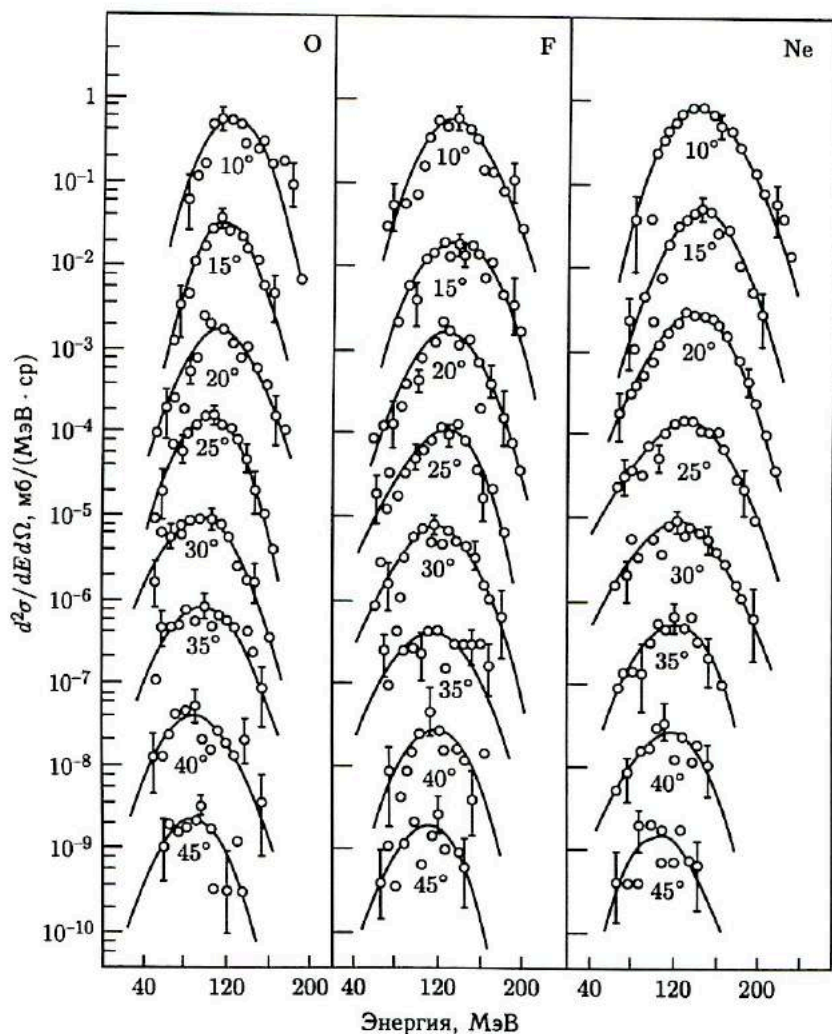


Рис. 2.8. Энергетические спектры O, F, Ne, Na, Mg из той же реакции, что и на рис. 2.6 [4в]: данные умножены на коэффициенты:  $10^\circ \cdot 10^0$ ;  $15^\circ \cdot 10^{-1}$ ;  $20^\circ \cdot 10^{-2}$ ;  $25^\circ \cdot 10^{-3}$ ;  $30^\circ \cdot 10^{-4}$ ;  $35^\circ \cdot 10^{-5}$ ;  $40^\circ \cdot 10^{-6}$ ;  $45^\circ \cdot 10^{-7}$

диссипация кинетической энергии, — в глубоконеупругих столкновениях.

Полученные экспериментальные данные можно представить в форме, которая позволяет более отчетливо выявить особенности взаимодействия ядер  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{232}\text{Th}$  при передаче различного числа нуклонов и для различных углов вылета легкого продукта. Полная кинетическая

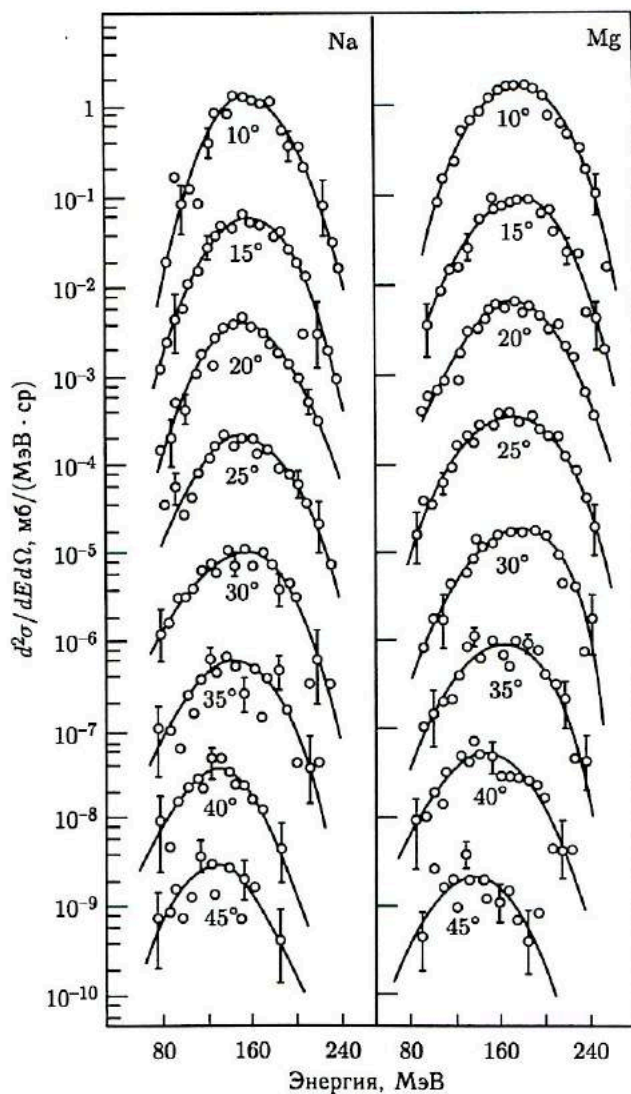


Рис. 2.8. Окончание

энергия сопряженных пар продуктов реакций передачи, из которой вычтен выходной кулоновский барьер, как функция угла вылета легкого фрагмента  $\theta$  и его атомного номера  $Z$  представлена на рис. 2.9. Данные взяты в с. ц. м. для максимумов энергетических спектров элементов. Отметка нуль по оси ординат соответствует в этом представлении случаю, когда продукт реакций передачи получает всю кинетическую энергию за счет кулоновского отталкивания между конечными ядрами. Для низкоэнергичных максимумов энергетических спектров Ca, K, Cl, P, а также для F сделано зеркальное отражение точек на область отрицательных углов (штриховые линии). Этим достигается хорошее сопряжение высоко- и низкоэнергичных максимумов малонуکلонных передач.

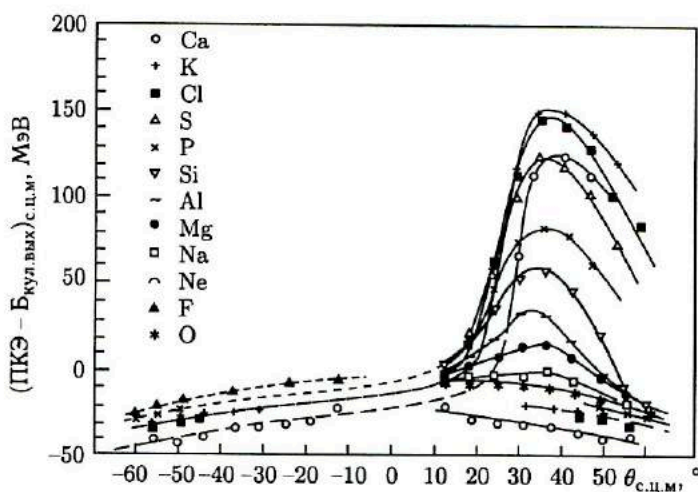


Рис. 2.9. Полная кинетическая энергия сопряженных пар продуктов реакций передачи в максимумах энергетических спектров после вычитания выходных кулоновских барьеров как функция угла вылета и атомного номера легкого продукта реакции из облучения  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (388 МэВ) [4в]; штриховые линии проведены через точки, соответствующие низкоэнергичным максимумам спектров после их отражения на область отрицательных углов

Из рисунка видно, что для малонуکلонных передач при угле вылета в окрестностях  $\theta_{к.с}$  взаимодействие между ядрами аргона и тория носит квазиупругий характер. С уменьшением угла вылета, а это связано с увеличением зоны перекрытия поверхностей ядер, происходит стремительное нарастание потерь кинетической энергии столкновения. Для угла вылета вблизи  $10^\circ$  относительная скорость сопряженных ядер — продуктов реакций передачи падает практически до нуля. Снижение полной кинетической энергии обоих продуктов ниже выходного кулоновского барьера, наблюдаемое в области отрицательных углов вылета, указывает на заметную деформацию системы в момент ее распада.

Многонуclidные передачи реализуются только в глубоконеупругих столкновениях. Соответствующие им легкие продукты реакций передачи вылетают преимущественно в области отрицательных углов, а их энергетические спектры отражают возрастающую с углом поворота деформацию системы. Характерную картину изменения полной кинетической энергии продуктов реакций передачи с углом вылета и числом переданных нуклонов наблюдали и при облучении  $^{232}\text{Th}$  более легкими ионами  $^{16}\text{O}$  и  $^{22}\text{Ne}$  [39].

Энергетические спектры элементов от Cl до Mg, измеренные в реакции с более легкой мишенью  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (288 МэВ), приведены на рис. 2.10 [66]. Вновь мы видим, что в энергетических спектрах присутствуют два максимума, связанные с квазиупругими и глубоконеупругими столкновениями ядер. В многонуclidных передачах (элементы Mg, Al, Si) доминируют глубоконеупругие реакции и энергетические спектры почти не меняются с углом вылета.

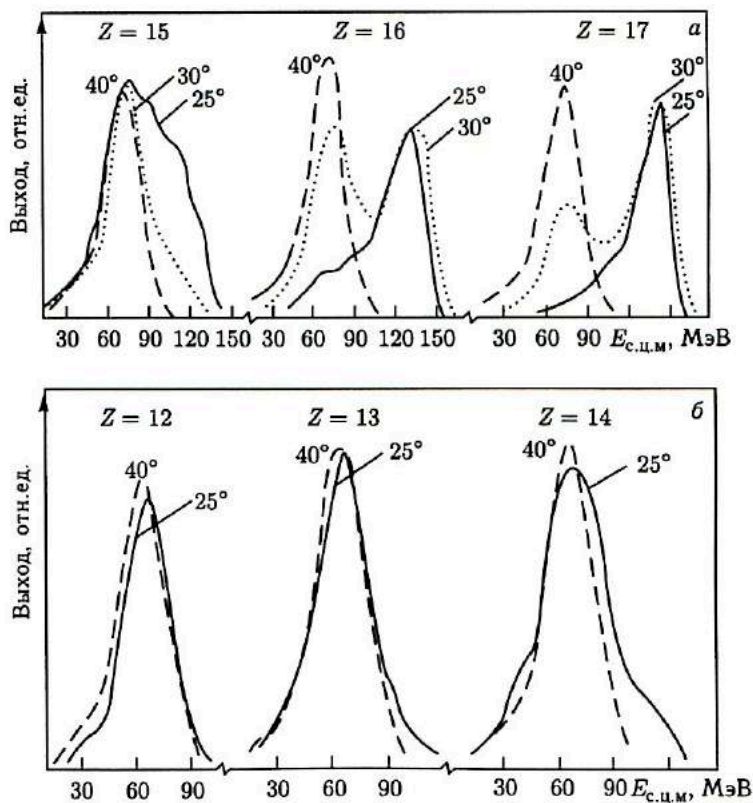


Рис. 2.10. Энергетические спектры Cl, S, P, Si, Al и Mg из реакции  $\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (288 МэВ) для различных углов вылета [66]

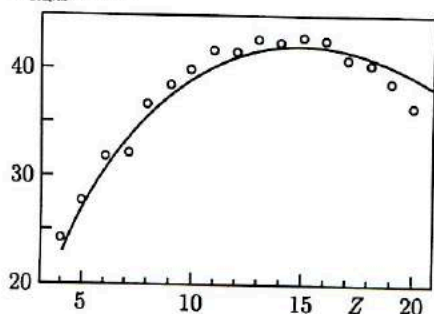
$E_{с.ц.м.}$ , МэВ

Рис. 2.11. Соотношение между энергией в максимумах энергетических спектров и выходным кулоновским барьером для продуктов реакций передачи из облучения Ni +  $^{40}\text{Ar}$  (280 МэВ) [40];  $Z$  — атомный номер фрагмента

Сопоставление энергетических спектров глубоконеупругих передач и выходных кулоновских барьеров показано на рис. 2.11 для продуктов реакций передачи, полученных при облучении ионами  $^{40}\text{Ar}$  (280 МэВ) мишени из естественного никеля [40].

При изучении взаимодействия ионов, более тяжелых, чем аргон, экспериментаторы объединяли выходные каналы реакций передачи в две большие группы: продукты, «подобные налетающему ядру», и продукты, «подобные ядру-мишени». Энергетические спектры продуктов реакций, «подобных меди», из облучения  $^{197}\text{Au} + \text{Cu}$  (443 МэВ) [41] для трех углов вылета приведены на рис. 2.12. Вблизи угла касательного столкновения ( $\theta_{к.с} = 44^\circ$ ) наблюдается непрерывный переход

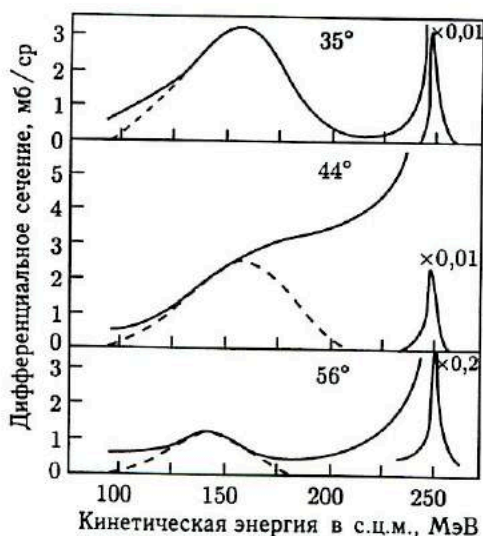


Рис. 2.12. Энергетические спектры легких продуктов реакций передачи из облучения  $^{197}\text{Au} + ^{64}\text{Cu}$  (443 МэВ) для трех углов вылета [41]: штриховыми линиями отмечена глубоконеупругая часть спектра

от квазиупругих к глубоконеупругим реакциям. На углах больших и меньших  $\theta_{к.с}$  энергетические спектры четко разделяются на два пика. Кинетическая энергия продуктов глубоконеупругих столкновений лежит заметно ниже выходного кулоновского барьера. Как показывают расчеты, она близка к кинетической энергии осколков деления золота 108-го элемента, который мог бы образоваться при слиянии ядер золота и меди. Именно эта особенность энергетических спектров продуктов глубоконеупругих столкновений, наблюдавшаяся при облучении мишеней ионами криптона и меди, и дала авторам работы [56] повод назвать новые реакции «квазиделением». От истинного деления квазиделение отличается резкой асимметрией угловых распределений, исключающей образование продуктов реакций за счет деления возбужденного составного ядра.

Энергетические спектры продуктов реакций, подобных налетающему ядру при облучении  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ), приведены на рис. 2.13 [42]. Вновь мы видим два пика, соответствующих квазиупру-

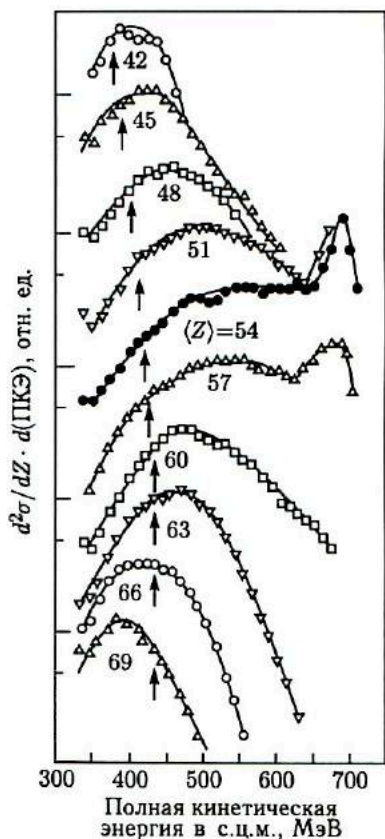


Рис. 2.13. Спектры полных кинетических энергий для групп элементов — продуктов реакций передачи из облучения  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ) [42]: в каждую группу входит по три элемента, средний атомный номер группы указан на кривых. Энергетические спектры проинтегрированы в интервале углов  $20^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ . Стрелками указаны выходные кулоновские барьеры для сферических ядер, вертикальная шкала — логарифмическая, кривые сдвинуты относительно друг друга

гим и глубоконеупругим столкновениям. Как и в предыдущих случаях, соотношение между ними меняется в зависимости от числа переданных нуклонов: роль глубоконеупругих передач возрастает с увеличением числа переданных нуклонов. Таким образом, глубоконеупругие передачи реализуются в столкновениях любой пары тяжелого иона и ядрами и являются одним из основных механизмов взаимодействия двух сложных ядер.

Влияние энергии столкновения на форму энергетических спектров реакций передачи показано на рис. 2.14. Данные получены для реакции  $^{107,109}\text{Ag} + ^{14}\text{N}$  при трех значениях энергии ионов: 100, 160 и 250 МэВ [43]. В многонуклонных передачах ( $Z = 10, 14$ ) форма спектра и положение максимума на шкале энергий почти не изменяются, свидетельствуя о полной диссипации кинетической энергии столкновения. При передаче небольшого числа нуклонов ширина энергетического спектра возрастает за счет вклада от процессов, связанных с частичной

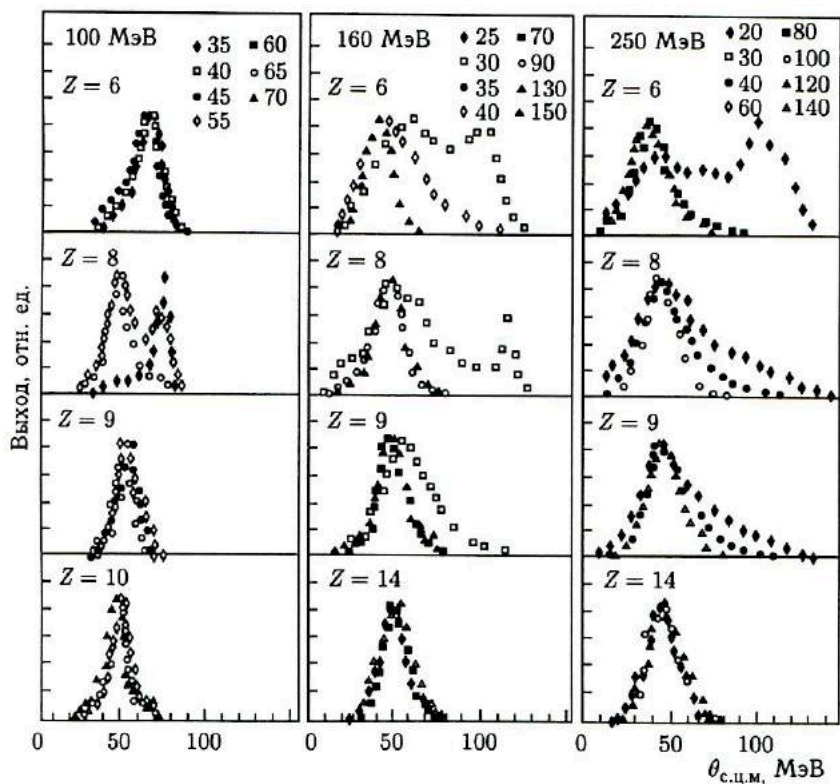


Рис. 2.14. Энергетические спектры элементов С, О, F, Ne и Si из реакции  $\text{Ag} + ^{14}\text{N}$  при энергиях 100, 160 и 250 МэВ; значками указаны различные углы вылета продуктов в л.с. [43]

диссипацией кинетической энергии. При дальнейшем повышении энергии ионов главный вклад в образование продуктов реакций передачи начинают давать неупругие процессы, занимающие промежуточное положение между квазиупругими и глубоконеупругими. Хотя в этих процессах взаимодействие ядер сопровождается значительными потерями кинетической энергии, однако в отличие от глубоконеупругих передач полной диссипации кинетической энергии не происходит.

Все рассмотренные до сих пор энергетические спектры реакций передачи были измерены в рамках элементного подхода, когда идентифицировался лишь атомный номер продукта и не делалось разделения по массовому числу. На основные выводы о взаимодействии ядер такое объединение выходных каналов реакции передачи не может повлиять, поскольку энергия продуктов глубоконеупругих передач определяется прежде всего зарядами конечных ядер-продуктов. Тем не менее представляет известный интерес «изотопный разрез» энергетических спектров реакций передачи и сопоставление форм спектров для различных изотопов данного элемента. Энергетические спектры изотопов элементов от O до Mg — продуктов глубоконеупругих передач из реакции  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) приведены из рис. 2.15 [44a]. Энергетические спектры изотопов измеряли под углом  $40^\circ$ , тогда как угол касательного столкновения  $\theta_{к.с}$  равен  $27^\circ$ . Это означает, что в эксперименте наблюдали в основном продукты глубоконеупругих передач, обязанные

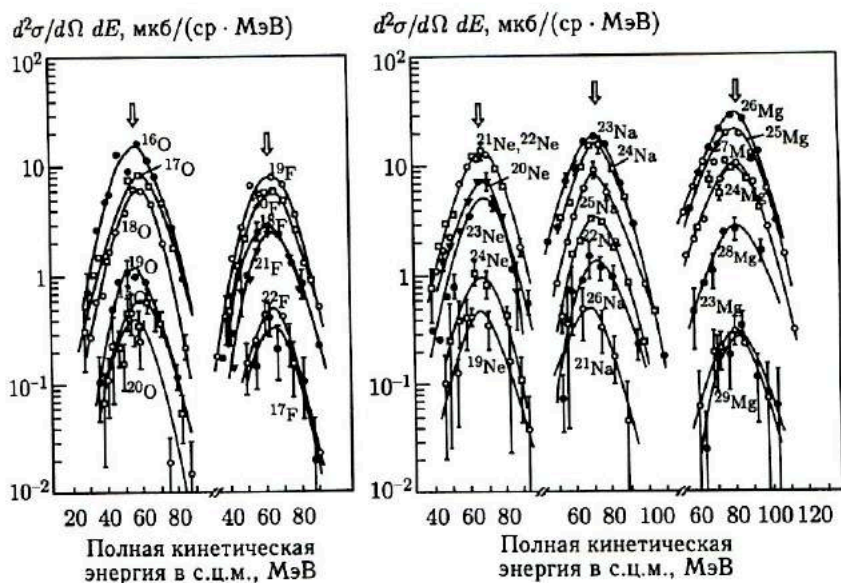


Рис. 2.15. Спектры полной кинетической энергии изотопов элементов O–Mg — продуктов реакций передачи из облучения  $\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ);  $\theta_{\text{лаб}} = 40^\circ$  [44a]; стрелками указаны выходные кулоновские барьеры



распаду двойной ядерной системы с вылетом легкого продукта под отрицательным углом,  $\theta = -40^\circ$ . Энергетические спектры изотопов данного элемента имеют сходную форму и почти совпадающие значения наиболее вероятной энергии (максимумы спектров). Это указывает на общность механизма их образования и возможность использования элементного подхода для изучения глубоконеупругих передач.

## 2.4. Угловые распределения

Характерные особенности энергетических спектров глубоконеупругих передач — близость наиболее вероятной энергии к выходному кулоновскому барьеру и ее независимость от энергии бомбардирующих ионов — можно наблюдать и при распаде составного ядра, например при его делении. Поэтому форма угловых распределений имеет решающее значение для выделения глубоконеупругих передач в новый класс ядерных реакций.

В столкновениях тяжелых ионов с ядрами составное ядро получает значительный угловой момент, измеряемый многими десятками единиц  $\hbar$ . Теоретический анализ угловых распределений продуктов распада составного ядра, обладающего высоким спином, показал, что они должны быть пропорциональны  $1/\sin \theta$ ,  $d\sigma/d\Omega \sim 1/\sin \theta$  [45]. Если дифференциальное сечение реакции представлено в форме  $d\sigma/d\theta$ , то оно не зависит от угла:  $d\sigma/d\theta = \text{const}$ .

Обратимся к угловым распределениям реакций передачи. Дифференциальные сечения  $d\sigma/d\theta$  образования различных элементов — продуктов реакций передачи в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (388 МэВ) приведены на рис. 2.16 [4в]. Форма угловых распределений меняется регулярно вместе с числом переданных нуклонов. При передаче небольшого числа нуклонов в угловом распределении имеется максимум в окрестностях угла касательного столкновения ( $\theta_{к.с} = 33^\circ$ ). Этот максимум всегда присутствует в реакциях передачи, протекающих как квазиупругий процесс, и является его характерным признаком. Он отражает тот факт, что вблизи угла касательного столкновения основной вклад в сечение малонуклонных передач дают квазиупругие реакции. С увеличением числа переданных нуклонов ширина максимума возрастает, а сам он несколько смещается в сторону меньших углов. Угловые распределения многонуклонных передач характеризуются монотонным ростом сечения с уменьшением угла вылета. Видна также тенденция к снижению анизотропии при увеличении числа передаваемых нуклонов. Многонуклонные передачи реализуются преимущественно в глубоконеупругих столкновениях, поэтому форму угловых распределений многонуклонных передач можно рассматривать и как характеристику угловых распределений глубоконеупругих передач.

Для того чтобы в малонуклонных передачах выделить часть, связанную с глубоконеупругими столкновениями, необходимо построить парциальные угловые распределения, соответствующие различным по-

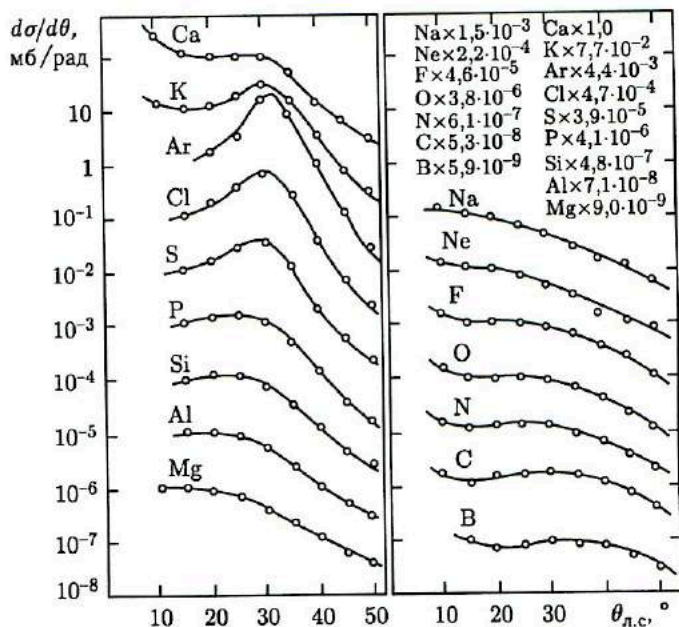


Рис. 2.16. Дифференциальные сечения образования легких элементов  $d\sigma/d\theta$  из реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (388 МэВ) [4в]: вверху справа указаны коэффициенты, на которые умножены сечения

терям кинетической энергии в процессе взаимодействия. Такого рода парциальные угловые распределения элементов Al, Cl и K из реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (297 МэВ) приведены на рис. 2.17 [4в]. Около каждой кривой указаны потери кинетической энергии в процессе взаимодействия, характеризующие его неупругость. Видно, что в зависимости от неупругости столкновения форма парциальных угловых распределений радикально меняется, а это свидетельствует об изменении и самого механизма взаимодействия. Для глубоконеупругих столкновений парциальные угловые распределения характеризуются экспоненциальным спадом сечения  $d\sigma/d\Omega$  с увеличением угла вылета. Такую же форму имеют элементные угловые распределения многонуклонных передач, реализуемых в глубоконеупругих столкновениях. Асимметрия угловых распределений служит веским аргументом против возможного отождествления глубоконеупругих передач с распадом возбужденного составного ядра.

В отличие от энергетических спектров угловые распределения глубоконеупругих передач демонстрируют большое разнообразие форм. Это разнообразие связано с изменением соотношения между кулоновскими и ядерными силами при изменении атомных номеров взаимодействующих ядер.

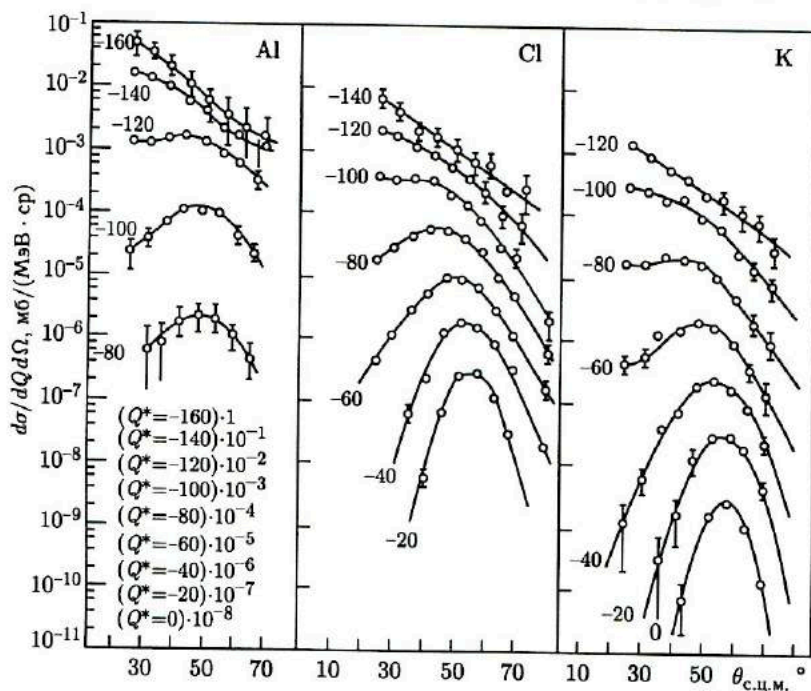


Рис. 2.17. Парциальные дифференциальные сечения  $d\sigma/(dQ d\Omega)$  образования элементов К, Сl и Al в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (297 МэВ) [4в]: слева у кривых указаны значения  $Q$  реакций; приведены коэффициенты, на которые умножены данные для каждого значения  $Q$

Картина плавной эволюции угловых распределений глубоконеупругих передач в зависимости от атомного номера легкого фрагмента в реакции  $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kг}$  (630 МэВ) приведена на рис. 2.18 [46]. В энергетических спектрах каждого элемента была выделена глубоконеупругая часть исходя из критерия близости энергии продукта реакции к выходному кулоновскому барьеру. Для фрагментов с  $Z$ , близким к атомному номеру налетающего ядра ( $Z = 36$ ), угловое распределение имеет максимум в окрестностях угла касательного столкновения. Такое угловое распределение характерно для квазиупругих передач. С удалением от криптона максимумы постепенно сглаживаются и, наконец, совершенно исчезают. При передаче большого числа нуклонов угловое распределение монотонно возрастает с уменьшением угла вылета, напоминая форму угловых распределений многонуклонных передач в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (388 МэВ).

Угловое распределение продуктов реакций передачи, «подобных ксенону», из облучения  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ) приведено на рис. 2.19 [47]. Оно имеет форму довольно острого пика с максимумом

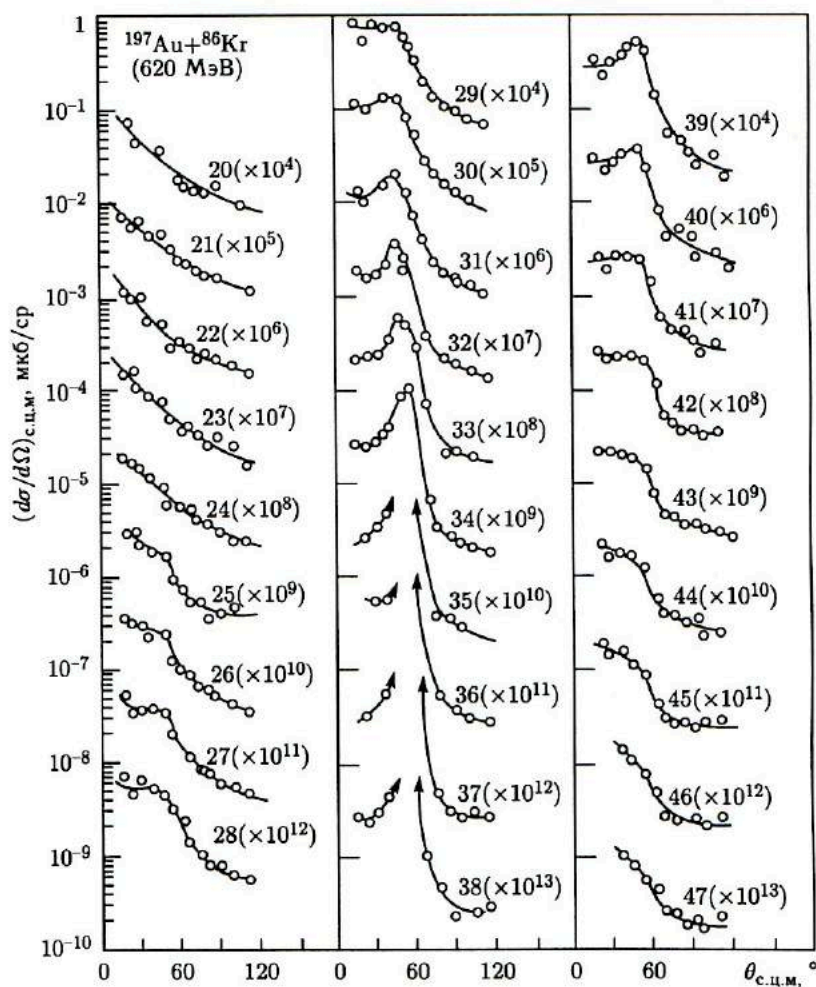


Рис. 2.18. Зависимость угловых распределений продуктов глубоконеупругих передач из реакции  $^{197}\text{Au} + ^{86}\text{Kr}$  (620 МэВ) от атомного номера легкого фрагмента [46]: указан атомный номер фрагмента и коэффициент, на который следует умножить изображенные данные, чтобы получить абсолютные значения дифференциальных сечений

вблизи угла касательного столкновения ( $\theta_{\text{к.с}} = 30^\circ$ ), что характерно для квазиупругих процессов. Однако, как показал анализ энергетических спектров, глубоконеупругие передачи в этой реакции дают основной вклад (около 60%) в полное сечение реакций  $\sigma_R$ . Это означает, что угловое распределение, представленное на рис. 2.19, формируется в основном за счет продуктов глубоконеупругих передач,

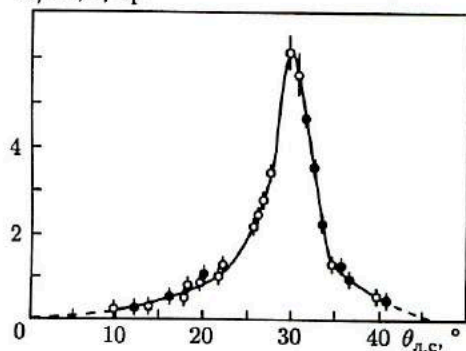
$d\sigma/d\Omega$ , б/ср

Рис. 2.19. Угловые распределения  $d\sigma/d\Omega$  ксеноподобных продуктов из реакции  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ) [47]

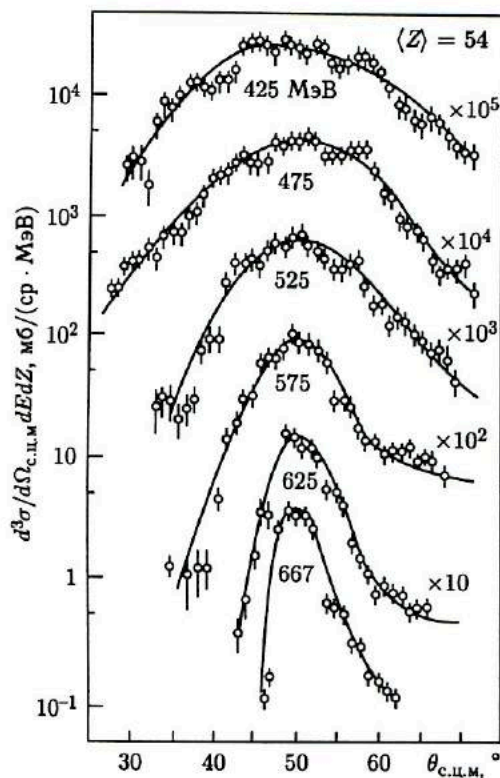


Рис. 2.20. Зависимость частичных угловых распределений продуктов реакций с  $Z = 53 \div 55$  из облучения  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ) от диссипации кинетической энергии столкновения [47]. Цифры у кривых указывают полную кинетическую энергию сопряженных пар продуктов реакций и коэффициенты, на которые умножены сечения

и такая форма углового распределения отражает специфику взаимодействия двух тяжелых ядер в глубоконеупругих столкновениях. Парциальные угловые распределения для этой реакции даны на рис. 2.20. В отличие от ионов  $^{40}\text{Ar}$  (см. рис. 2.17) при облучении ионами  $^{136}\text{Xe}$  не происходит качественных изменений формы парциальных

угловых распределений с ростом неупругости процесса. Кривые сохраняют примерно симметричную форму, максимумы сечений лежат под одним и тем же углом. Основное изменение парциальных угловых распределений состоит в увеличении их ширины по мере возрастания неупругости процесса.

В реакциях на более легких ядрах в угловых распределениях глубоконеупругих передач проявляется тенденция к изотропному распределению, которое даже дало повод отождествлять их с продуктами деления быстровращающихся ядер. На рис. 2.21 представлены элементные угловые распределения реакций передачи из облучения  $^{64}\text{Ni} + ^{40}\text{Ca}$  (182 МэВ) [48]. Для малонуклонных передач видны знакомые максимумы в окрестностях угла касательного столкновения. Угловые распределения многонуклонных передач практически изотропны. Для продуктов с  $Z = 26$  изотропию в угловом распределении можно попытаться связать с делением быстровращающегося составного ядра, формирующегося при слиянии ядер Ca и Ni. Однако легкие элементы Ne-N не могут образоваться за счет деления: быстровращающееся составное ядро с массовым числом около 100 может делиться лишь симметрично.

На форму угловых распределений глубоконеупругих передач влияет и кинетическая энергия столкновения (рис. 2.22) [49]. С увеличением бомбардирующей энергии максимум в угловом распределении смещает-

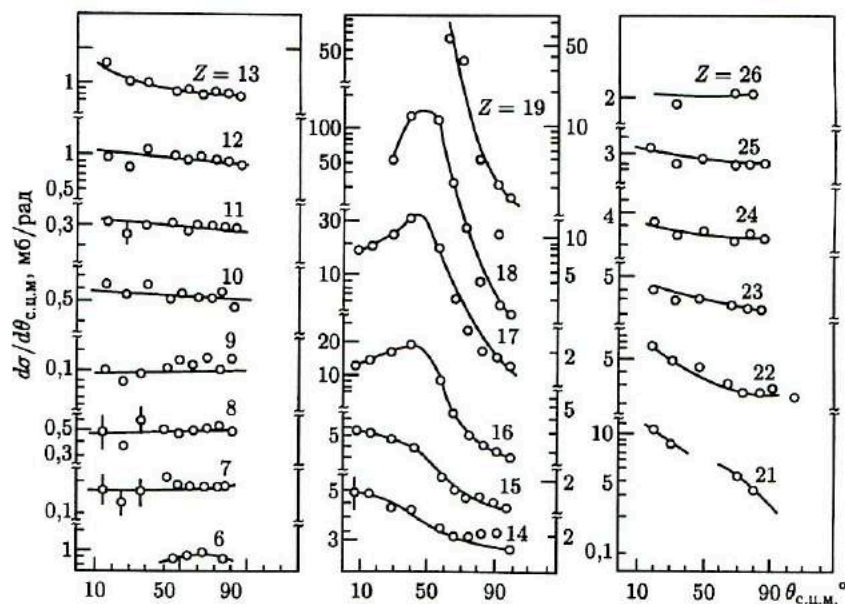


Рис. 2.21. Угловые распределения  $d\sigma/d\theta$  элементов от С до Fe в реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{40}\text{Ca}$  (182 МэВ) [48]

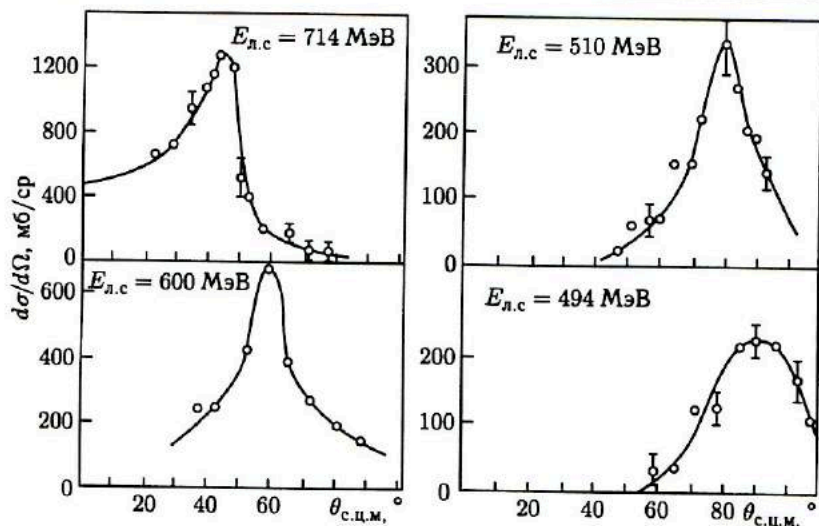


Рис. 2.22. Угловые распределения продуктов глубоконеупругих передач, подобных кryptonу, из облучений  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Pb}$  ионами  $^{84}\text{Kr}$  с энергиями 494, 510, 600 и 714 МэВ [49]

ся в направлении меньших углов, следуя за изменением угла касательного столкновения. При наибольшей энергии угловое распределение становится асимметричным, заметный вклад в сечение реакции дают продукты, вылетевшие под малыми углами в окрестностях  $0^\circ$ .

Для систематизации угловых распределений Галеном [50] был предложен параметр  $\eta'$ , который учитывает влияние на форму угловых распределений зарядов ядер и кинетической энергии столкновений:

$$\eta' = Z_m Z_n e^2 / (\hbar v'). \quad (2.1)$$

В этом соотношении  $Z_n$  и  $Z_m$  — атомные номера налетающего ядра и ядра-мишени;  $v'$  — скорость относительного движения в момент контакта между ядрами. Согласно этой систематике при значении параметра  $\eta' < 150 \div 200$  угловое распределение характеризуется ростом сечения в направлении  $0^\circ$ , при  $\eta' > 200$  угловое распределение имеет максимум в окрестностях угла касательного столкновения  $\theta_{к.с.}$ . К сожалению, этот параметр не учитывает изменение формы угловых распределений глубоконеупругих передач с увеличением числа передаваемых нуклонов.

## 2.5. Корреляции между углом вылета и кинетической энергией продуктов реакции передачи

Особенности взаимодействия двух сложных ядер выступают наиболее отчетливо, если экспериментальные данные представить в виде

трехмерного графика, на котором по оси абсцисс отложен угол вылета легкого фрагмента в с.ц.м., по оси ординат — полная кинетическая энергия обоих фрагментов. Сечения образования продуктов реакций передачи изображают в виде контурной диаграммы, на которой замкнутые линии соединяют точки с одинаковым сечением. Впервые такое представление экспериментальных данных реакции передачи было предложено Вильчинским [51].

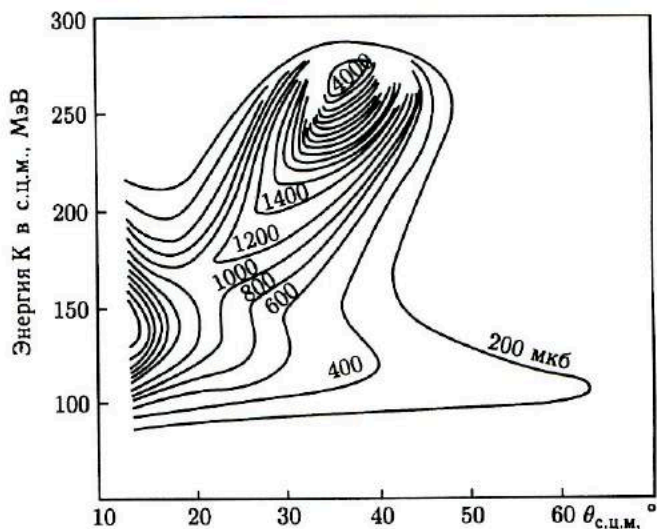


Рис. 2.23. График Вильчинского для реакции  $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, \text{K})$  [51]

На рис. 2.23 дан график Вильчинского для реакции  $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, \text{K})$ . Цифры у кривых указывают дифференциальные сечения  $d^2\sigma/(dE d\Omega)$  в микробарнах. Энергетический интервал, по которому проводили усреднение сечений, равен 10 МэВ. Физический смысл наблюдаемых на рис. 2.23 особенностей контурной диаграммы раскрывает рис. 2.24. Наибольшее сечение соответствует квазиупругим передачам с вылетом калия вблизи угла касательного столкновения ( $\theta_{\text{к.с}} = 33^\circ$ ).

Уменьшение сечения в направлении  $0^\circ$  сопровождается понижением полной кинетической энергии продуктов. Эта особенность сечения отражает нарастающее с уменьшением углового момента столкновения влияние ядерного взаимодействия, которое, с одной стороны, вызывает отклонение траектории калия в сторону меньших углов, с другой — возрастающую диссипацию кинетической энергии. В окрестностях критического углового момента  $l_{\text{кр}}$  происходит полная диссипация кинетической энергии, формируется двойная ядерная система, которая поворачивается и распадается с вылетом легкого фрагмента в области отрицательных углов. Некоторое уменьшение кинетической энергии



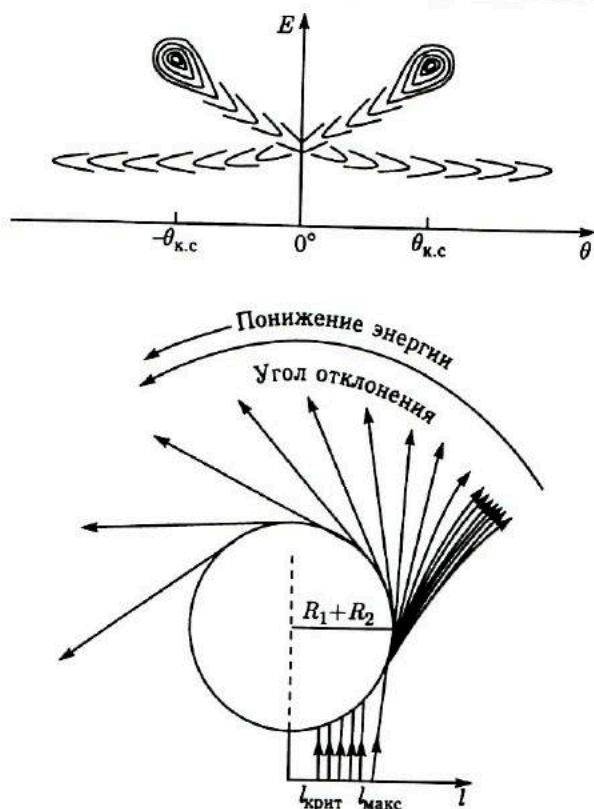


Рис. 2.24. Интерпретация контурной диаграммы, представленной на рис. 2.23 [51]

с увеличением угла вылета для низкоэнергичного «хребта» отражает нарастающую с углом поворота деформацию двойной ядерной системы.

Изображение экспериментальных данных в виде графика Вильчинского получило широкое распространение. В такой форме представлены на рис. 2.25 данные для четырех реакций, в которых изменяется масса тяжелого иона и ядра-мишени [52]. Каждая точка на графике соответствует зарегистрированному событию с определенными значениями угла вылета и полной кинетической энергии продуктов. Регистрировали продукты, подобные налетающему ядру. Энергия ионов была выбрана таким образом, чтобы во всех четырех реакциях отношение кинетической энергии в с. ц. м. к кулоновскому барьеру было примерно одним и тем же:  $E_{с.ц.м.}/V_{с.ц.м.} = 1,25$ . Угол касательного столкновения во всех четырех реакциях был одним и тем же:  $\theta_{к.с} \approx 90^\circ$ . На рисунке отчетливо видна эволюция углового распределения глубоконеупругих передач, а также передач с частичной диссипацией кинетической энер-

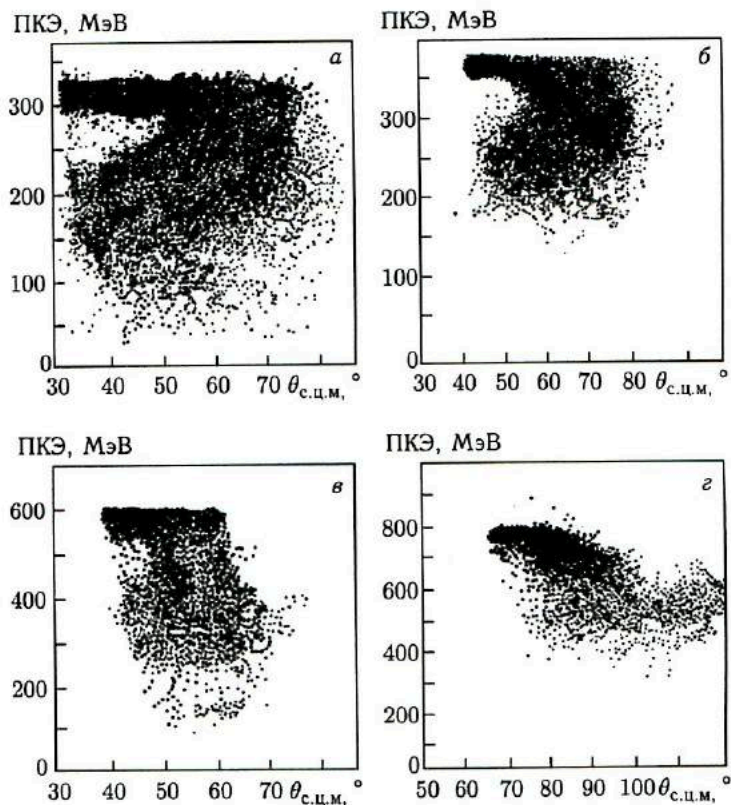


Рис. 2.25. Графики Вильчинского для четырех комбинаций ядра-мишени и тяжелого иона [52]: а)  $Kr + Er$  (5,99 МэВ/нуклон); б)  $Xe + Sn$  (5,99 МэВ/нуклон); в)  $Xe + Au$  (7,5 МэВ/нуклон); г)  $Pb + Pb$  (7,5 МэВ/нуклон)

гии столкновения при увеличении атомных номеров налетающего ядра и ядра-мишени. Для комбинации  $Kr + Er$  четко проявляется тенденция к уменьшению угла вылета с увеличением неупругости процесса, характерная для более легких бомбардирующих ионов. Напротив, для комбинации двух наиболее тяжелых ядер  $Pb + Pb$  угол вылета возрастает с увеличением неупругости процесса, отражая доминирующее влияние кулоновских сил во взаимодействии между тяжелыми ядрами. Комбинация  $Xe + Au$  дает интересный случай слабой зависимости угла вылета от потерь энергии, наблюдаемый также в реакции  $^{209}Bi + ^{136}Xe$  (1130 МэВ) (см. рис. 2.19). Баланс ядерных и кулоновских сил порождает своеобразный эффект «фокусировки» — продукты реакций передачи вылетают в узком интервале углов независимо от потерь кинетической энергии. На рис. 2.26 для этих же реакций хребты рас-

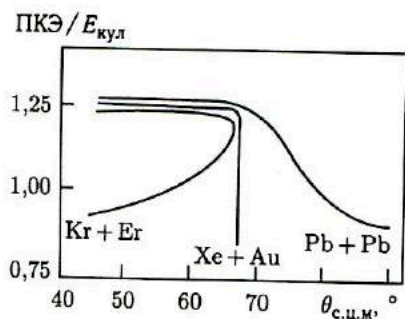


Рис. 2.26. Линии максимального выхода продуктов реакций передачи для комбинаций ядер, представленных на рис. 2.25, в зависимости от угла вылета продукта и отношения полной кинетической энергии к выходному кулоновскому барьеру [52]

пределений изображены схематически в зависимости от угла вылета и полной кинетической энергии, последняя нормирована на кулоновский барьер.

## 2.6. Сечения образования элементов

Большая дисперсия продуктов реакций по  $Z$  и  $A$  — одна из характерных особенностей глубоконеупругих передач. В этом отношении глубоконеупругие передачи напоминают деление ядер. При облучении мишеней из серебра и золота ионами  $^{40}\text{Ag}$  были зарегистрированы продукты глубоконеупругих передач с атомными номерами от 2 до 40, при облучении золота ионами  $^{84}\text{Kr}$  — от 20 до 47. Это означает, что в глубоконеупругих передачах от ядра к ядру могут быть переданы десятки нуклонов. Объяснить передачу такого значительного числа нуклонов в рамках традиционных прямых реакций не представляется возможным.

Для понимания механизма глубоконеупругих передач важно изучение корреляций между распределением продуктов по  $Z$  и их углами вылета в с.ц.м., а также влияния на элементное распределение зарядов (масс) ядер неупругости столкновения. Изменение зарядового распределения продуктов глубоконеупругих передач с увеличением массы тяжелого иона при фиксированном ядре-мишени показано на рис. 2.27 [53]. Для относительно легких ионов N, O, Ne в зарядовом распределении доминируют продукты реакций с более низким значением  $Z$ , чем у налетающего ядра. Для ионов  $^{40}\text{Ag}$  зарядовое распределение характеризуется более или менее равномерным выходом продуктов в широком интервале изменения  $Z$ . В реакции с ионами  $^{84}\text{Kr}$  наблюдается тенденция к увеличению выхода продуктов реакций в окрестностях  $Z$  налетающего ядра. Более четко эта тенденция проявляется на тяжелых ядрах и наиболее тяжелых ионах.

Элементные распределения в зависимости от неупругости процесса для реакции  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ) приведены на рис. 2.28 [54]. Цифры около каждой кривой указывают полную кинетическую энергию продуктов реакций в с.ц.м. С ростом неупругости столкновения,

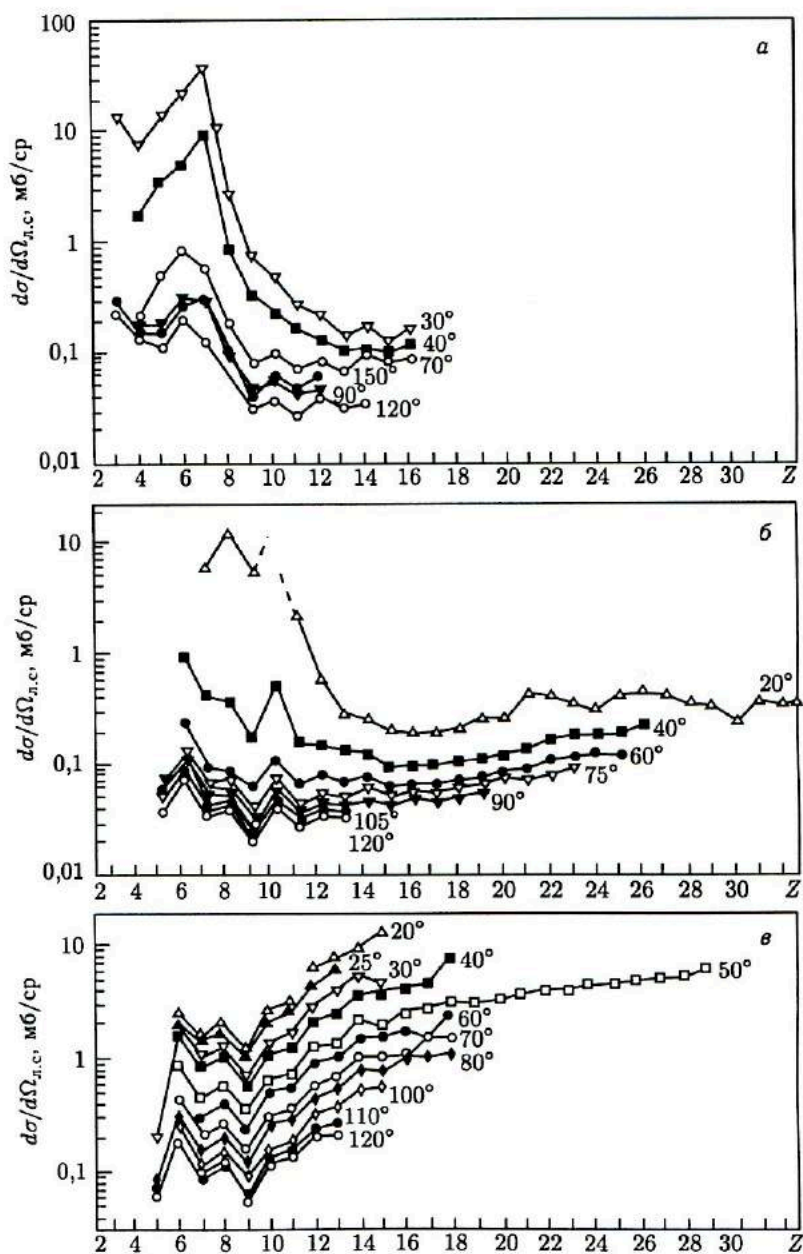


Рис. 2.27. Зарядовые (элементные) распределения продуктов реакций глуконеупругих передач из облучений [53]: а)  $\text{Ag} + {}^{14}\text{N}$  (160 МэВ); б)  $\text{Ag} + {}^{20}\text{Ne}$  (252 МэВ); в)  $\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar}$  (288 МэВ)

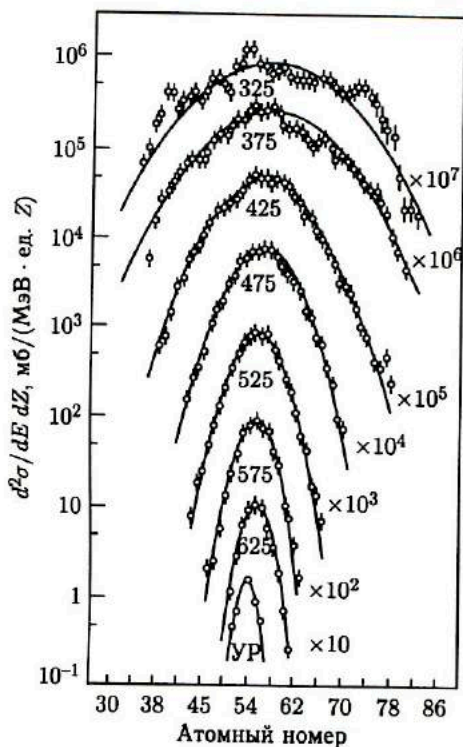


Рис. 2.28. Зависимость элементных распределений продуктов реакций передачи из облучения  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ) от неупругости процесса столкновения [54]: цифры у кривых указывают полную кинетическую энергию сопряженных пар продуктов реакций в выходном канале и коэффициенты, на которые умножены сечения; сечения интегрированы в интервале углов  $25^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$ ; УР — упругорассеянный ксенон

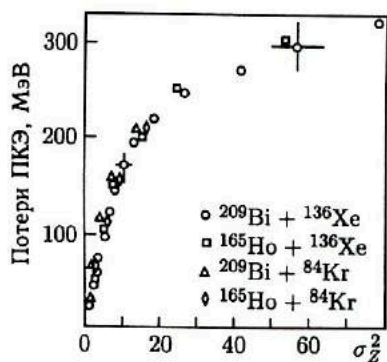


Рис. 2.29. Зависимость дисперсии зарядового распределения продуктов реакций передачи  $\sigma_Z^2$  от потерь кинетической энергии столкновения [55]: данные относятся к четырем комбинациям ядер-мишеней и ионов, указанным на рисунке

т.е. с увеличением энергии возбуждения, вводимой в систему взаимодействующих ядер, дисперсия по  $Z$  значительно возрастает, однако максимум зарядовых распределений при этом не меняется, оставаясь близким к  $Z$  бомбардирующего ядра.

Связь между дисперсией по  $Z$  и неупругостью процесса представлена на рис. 2.29 в явном виде. Данные относятся к четырем реакциям, в которых использовались ионы  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$  и мишени из  $^{209}\text{Bi}$  и

<sup>165</sup>Но [55]. Видно, что дисперсия во всех четырех реакциях возрастает с увеличением потерь кинетической энергии одинаковым образом. В увеличении дисперсии есть своя особенность. На первом этапе столкновения, когда в возбуждение системы переходит основная часть кинетической энергии, дисперсия относительно невелика. Напротив, на втором этапе, когда рост энергии возбуждения замедляется, дисперсия быстро увеличивается, достигая значительной величины.

## 2.7. Сечения образования отдельных изотопов

**$Q_{gg}$ -систематика.** Изучение закономерностей в сечениях выходных каналов глубокоэластичных передач требует надежной идентификации продуктов реакций не только по атомному номеру, но и по массовому числу, т. е. требует выделения отдельных изотопов. Положение осложняется тем, что изотопные распределения реакций передачи могут искажаться вторичными ядерными процессами — испарением нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц. Во многих случаях экспериментально наблюдаемые массовые и зарядовые распределения отражают наложение двух ядерных процессов — обмена нуклонами между ядрами и последующего испарения нуклонов и  $\alpha$ -частиц из возбужденных продуктов реакций.

Первые попытки систематизировать сечения отдельных каналов реакций передачи были предприняты в [8]. Сечения образования отдельных нуклидов рассматривали в зависимости от числа сорванных с ядра-мишени или числа подхваченных ядром-мишенью нейтронов при фиксированном числе переданных протонов. Во многих случаях сечения образования изотопов данного элемента удавалось описать функцией Гаусса. Было установлено, что дисперсия изотопных распределений элементов возрастает с увеличением массы налетающего ядра и кинетической энергии столкновения [9]. В этих экспериментах продукты реакций передачи идентифицировались методами радиохимии, поэтому из рассмотрения выпадали стабильные, долго- и короткоживущие изотопы. Заметные искажения в первичные распределения изотопов вносили вторичные ядерные процессы, так как регистрировали тяжелые продукты реакций передачи, которые получали большую часть энергии возбуждения системы. Прогресс в методах идентификации продуктов реакций передачи позволил снять ограничения при регистрации различных нуклидов. Для выявления закономерностей в каналах реакций передачи удобны асимметричные по массе комбинации ядра-мишени и тяжелого иона. При облучении тяжелых ядер-мишеней сравнительно «легкими» тяжелыми ионами большая часть энергии возбуждения концентрируется в тяжелом ядре-фрагменте. Легкое ядро-продукт получает лишь небольшую долю энергии возбуждения, примерно пропорциональную его массе. Тем самым обеспечивается регистрация первичных продуктов реакций передачи.

В ряде работ, выполненных в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, была установлена принципиально новая систематика сечений образования изотопов — продуктов реакций передачи, получившая название  $Q_{gg}$ -систематики [56a].  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования изотопов элементов от азота до лития в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ) приведена на рис. 2.30. В  $Q_{gg}$ -систематике по оси абсцисс отложена разность масс начальных и конечных ядер, выраженная в энергетических единицах:  $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$ .  $Q_{gg}$  — это энергия, которую необходимо затратить на получение данного изотопа в качестве продукта реакций передачи при условии, что конечные ядра-продукты окажутся в основных состояниях. При этом предполагается, что передача нуклонов протекает как двухтельный процесс. По оси ординат в логарифмическом масштабе отложены дифференциальные сечения образования изотопов. Измерения сечений образования изотопов в работе [56б] были выполнены для фиксированного угла вылета. Однако, как было показано в п. 2.4, угловые распределения глубоконеупругих передач слабо зависят от заряда и массы продукта реакции, поэтому  $Q_{gg}$ -систематика характеризует закономерности в сечениях образования продуктов глубоконеупругих передач не только для дифференциальных, но и для полных сечений.

В  $Q_{gg}$ -систематике сечения образования изотопов данного элемента группируются вдоль прямых линий, которые ради краткости называют *линиями элементов*. Наиболее характерные особенности  $Q_{gg}$ -систематики — экспоненциальная зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/d\Omega$  от  $Q_{gg}$  и регулярное смещение линий элементов вдоль оси  $Q_{gg}$  с уменьшением атомного номера. Интервал между

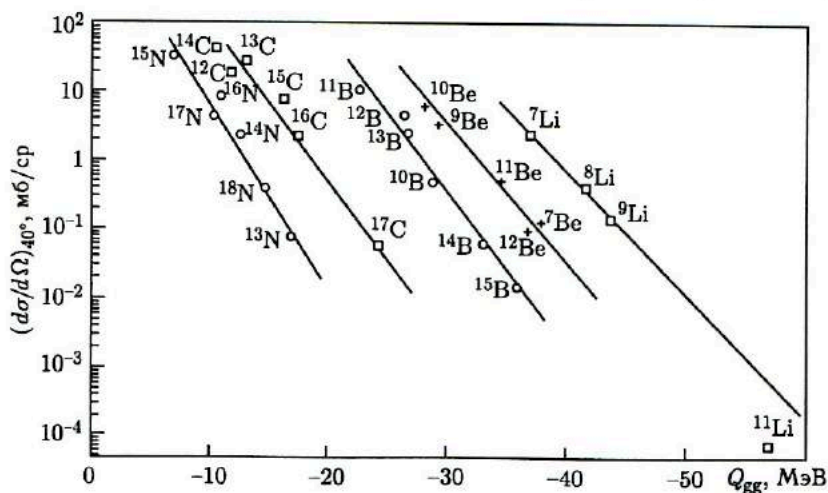


Рис. 2.30.  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования изотопов Li–N в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ);  $\theta_{л.с.} = 40^\circ$  [56б]

линиями элементов не остается постоянным: он шире при переходе от четного к нечетному элементу и уже при переходе от нечетного к четному. Наклон линий элементов несколько изменяется вместе с  $Z$ .  $Q_{gg}$ -систематика сохраняет свои основные черты при изменении массы бомбардирующего ядра, ядра-мишени и угла вылета продуктов реакций (рис. 2.30–2.33) [566].  $Q_{gg}$ -систематика для реакции  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) (рис. 2.33) имеет своеобразные особенности. В ней нарушена последовательность в расположении линий элементов: изотопы азота располагаются правее изотопов углерода, а изотопы бора — правее изотопов бериллия. Причины такой инверсии рассматриваются в следующей главе, при обсуждении механизма глубоконеупругих передач.  $Q_{gg}$ -систематика не может быть интерпретирована в рамках традиционных механизмов прямых реакций. Действительно, сечения прямых реакций определяют свойствами тех квантовых состояний взаимодействующих ядер, между которыми происходит переход нуклонов, и значениями  $Q$  реакций, отвечающих этим переходам. Глубоконеупругие передачи сопровождаются сильным возбуждением продуктов реакций. Как показывает анализ энергетических спектров, вероятность образования конечных ядер в основных состояниях в этих реакциях ничтожно мала. Бондорф и др. [57] первыми обратили внимание на то, что  $Q_{gg}$ -систематика свидетельствует о реализации в реакциях передачи нуклонов условий, близких к статистическому равновесию. Они выдвинули идею частичного статистического равновесия для тех нуклонов, которые могут легко переходить из ядра в ядро через зону контакта между ядрами. Концепция формирования двойной ядерной системы в глубоконеупругих столкновениях двух сложных ядер поз-

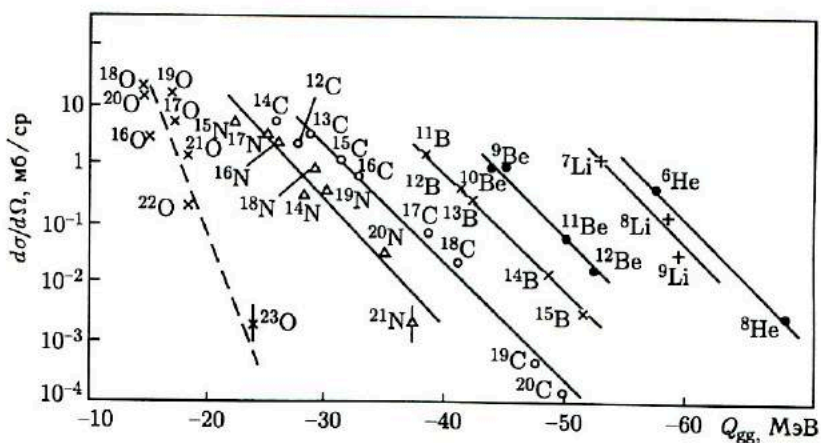


Рис. 2.31.  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования изотопов He–O в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ);  $\theta_{л.с} = 40^\circ$  [566]



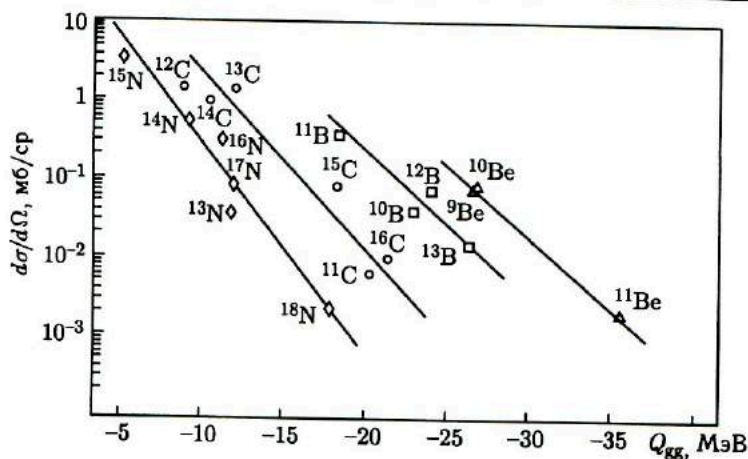


Рис. 2.32.  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования изотопов Be–N в реакции  $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ);  $\theta_{л.с.} = 40^\circ$  [56а]

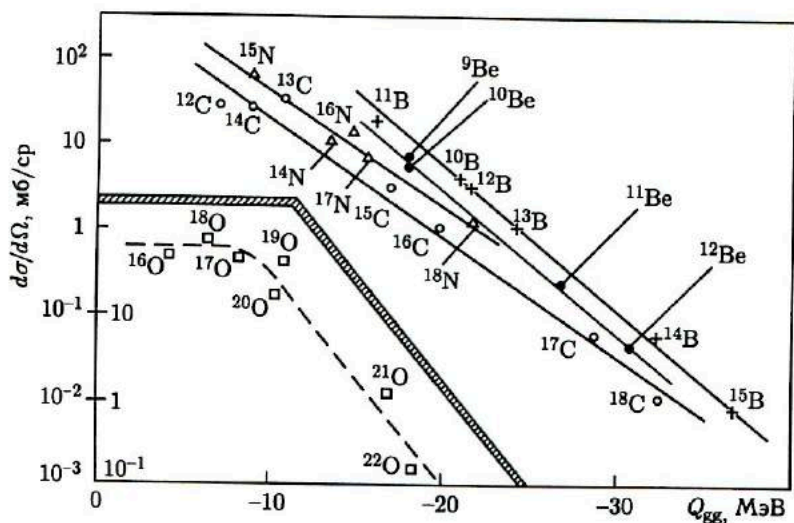


Рис. 2.33.  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования изотопов Be–O из облучения  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ);  $\theta_{л.с.} = 12^\circ$  [56в]

воляет наиболее естественно интерпретировать основные особенности  $Q_{gg}$ -систематики.

**Оболочечные эффекты в глубоконеупругих передачах.** В глубоконеупругих передачах энергия возбуждения двойной ядерной системы достигает многих десятков мегаэлектронвольт. Ядра, образующие двойную ядерную систему, интенсивно взаимодействуют друг с другом.

В таких условиях, казалось бы, трудно ожидать заметного влияния индивидуальной ядерной структуры фрагментов на протекание реакций передачи. Однако эксперимент показывает, что оболочечная структура ядер, входящих в двойную ядерную систему, и прежде всего структура легкого ядра, накладывает довольно сильный отпечаток на процесс формирования продуктов глубоконеупругих передач.

Дифференциальные сечения образования различных изотопов — продуктов глубоконеупругих передач из реакции  $\text{Ag} + {}^{40}\text{Ag}$  (285 МэВ) приведены на рис. 2.34 [44а]. Сечения даны в зависимости от числа нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  в изотопе. Сечение образования короткоживущего ядра  ${}^8\text{Be}$  было оценено с помощью  $Q_{\text{gg}}$ -систематики.

Какие характерные особенности можно отметить в выходе изотопов? Начиная с S и Cl сечения образования изотопов с максимальным для данного элемента выходом падают с уменьшением  $Z$ . Падение продолжается вплоть до F. Эта тенденция довольно естественна. В глубоконеупругих передачах равновесное распределение по  $Z$  не успевает установиться, поэтому чем дальше  $Z$  легкого фрагмента от  $Z$  аргона, тем больше требуется времени двойной ядерной системе

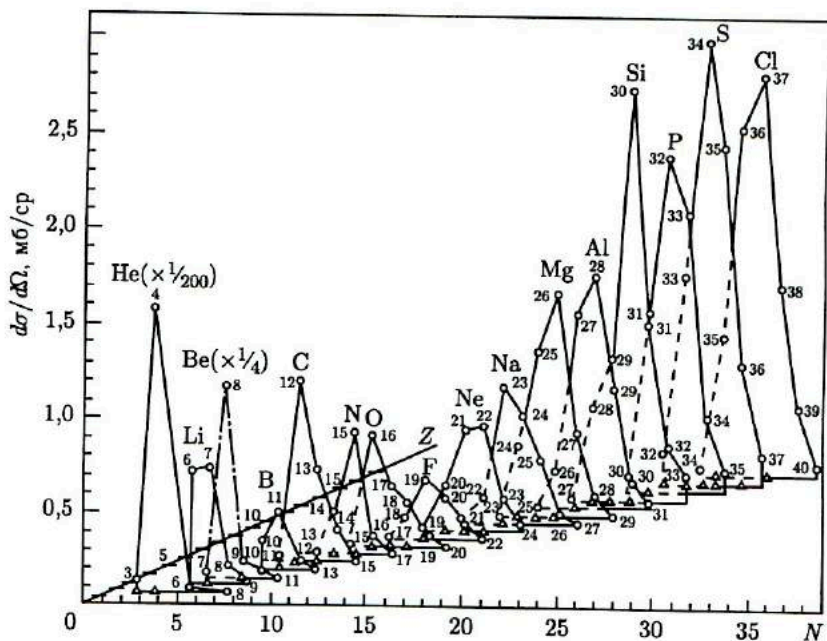


Рис. 2.34. Зависимость дифференциальных сечений образования изотопов элементов He—Cl — продуктов реакций глубоконеупругих передач — из облучения  ${}^{107,109}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ag}$  (285 МэВ) от числа нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  в изотопе;  $\theta_{\text{л.с.}} = 40^\circ$  [44а]: цифрами указаны массовые числа изотопов; треугольниками отмечены стабильные изотопы

для достижения в процессе эволюции соответствующей конфигурации. В результате сечения образования легких продуктов падают с уменьшением атомного номера изотопа. Однако после  $F$  наблюдается противоположная тенденция: сечение возрастает с уменьшением  $Z$ . Максимумы сечений приходятся на ядра с замкнутыми оболочками и подоболочками:  $^{16}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^4\text{He}$ . Значительное сечение образования должно быть и у ядра  $^8\text{Be}$ . Особенно мощный подъем сечения наблюдается для ядра  $^4\text{He}$ . Сечение образования  $^4\text{He}$  (часть, не связанная с распадом составного ядра) в десятки раз превосходит сечение образования остальных нуклидов. В выходе нуклидов проявляются также эффекты четности по  $Z$  и  $N$ . Четные по  $Z$  нуклиды обладают большим сечением образования, чем соседние с ними нечетные по  $Z$  нуклиды. У всех четных по  $Z$  нуклидов максимальный выход падает на четное значение  $N$ , для большинства нечетных по  $Z$  нуклидов максимум выхода также падает на четное значение  $N$ .

## 2.8. Соотношение между числом нейтронов и протонов в продуктах глубоконеупругих передач

Соотношение между числом нейтронов и протонов (отношение  $N/Z$ ) в ядре-мишени и налетающем ядре может значительно различаться, особенно при облучении тяжелых ядер сравнительно «легкими» тяжелыми ионами. Какое же отношение  $N/Z$  будет у продуктов глубоконеупругих передач и насколько быстро оно достигнет своего равновесного значения? Экспериментальный ответ на этот вопрос позволяет оценить такую важную характеристику механизма реакций передачи, как скорость обмена нуклонами между ядрами.

Изменение отношения  $\bar{N}/Z$  в легких продуктах реакций передачи при вариации нейтронного избытка в ядре-мишени и налетающем ядре показано на рис. 2.35 [58]. Чтобы облегчить сравнение, в табл. 2.1 приведены численные значения отношения  $N/Z$  в ядре-мишени, налетающем ядре, двойной ядерной системе и продуктах реакций. Видно, что отношение  $\bar{N}/Z$  в продуктах реакций следует за изменением отношения  $N/Z$  в системе, хотя и не совпадает с ним. Отношение  $\bar{N}/Z$  в продуктах реакций отклоняется в меньшую сторону по сравнению с  $N/Z$  для всей системы в случае большого избытка нейтронов. Это отклонение может быть связано с влиянием вторичных ядерных процессов — испарением нейтронов из продуктов реакций, обогащенных нейтронами. Энергия возбуждения, которую легкие продукты получают в этих реакциях, достаточна для испарения одного-двух нейтронов. Учет испарения нейтронов приближает отношения  $\bar{N}/Z$  продуктов реакции к отношению  $N/Z$  двойной ядерной системы.

Аналогичный результат был получен в реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (220 МэВ) [59]. В этом эксперименте были два благоприятных момента для более корректного сравнения отношения  $\bar{N}/Z$  в

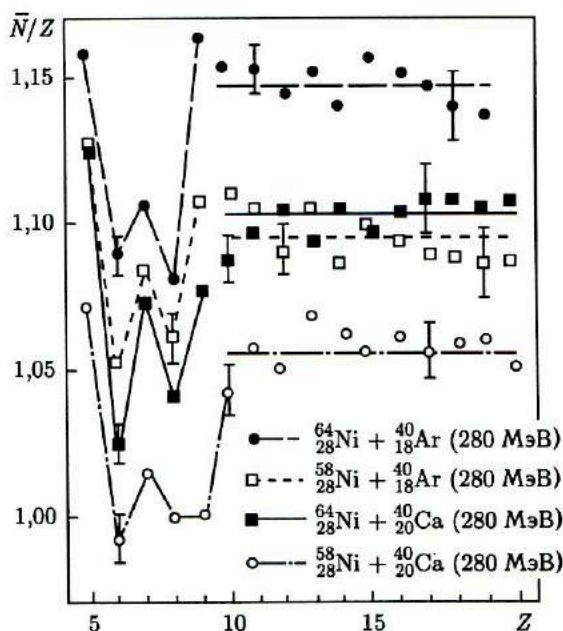


Рис. 2.35. Зависимость отношения  $\bar{N}/Z$  от  $Z$  легкого фрагмента для различных комбинаций ядер-мишени и иона [58]: энергия ионов  ${}^{40}\text{Ar}$  и  ${}^{40}\text{Ca}$  280 МэВ. Линии проведены по экспериментальным точкам

Таблица 2.1. Отношение  $N/Z$  в налетающем ядре, ядре-мишени, двойной ядерной системе для различных комбинаций сталкивающихся ядер и экспериментально измеренное отношение  $N/Z$ , усредненное по всем продуктам реакций передачи с  $Z > 10$

Реакция	$N/Z$ иона	$N/Z$ мишени	$N/Z$ системы	$\langle N/Z \rangle$ прод. реакции
${}^{40}\text{Ar} + {}^{64}\text{Ni}$	1,22	1,28	1,26	1,145
${}^{40}\text{Ar} + {}^{58}\text{Ni}$	1,22	1,07	1,13	1,095
${}^{40}\text{Ca} + {}^{64}\text{Ni}$	1,00	1,28	1,17	1,105
${}^{40}\text{Ca} + {}^{58}\text{Ni}$	1,00	1,07	1,04	1,055

легких продуктах реакций передачи и двойной ядерной системе. Во-первых, превышение кинетической энергии над кулоновским барьером было невелико, поэтому возбуждение двойной ядерной системы оказалось существенно ниже, чем в предыдущем случае. Во-вторых, благодаря значительной массовой асимметрии системы легкие фрагменты, для которых измеряли отношение  $\bar{N}/Z$ , получали небольшую энергию возбуждения. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений среднего атомного номера  $\langle Z \rangle$ , отвечающего данному массовому числу  $A$ , дано на рис. 2.36. Экспериментальные

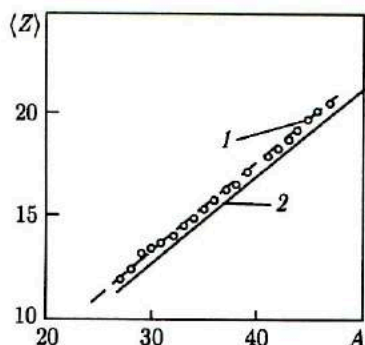


Рис. 2.36. Среднее значение атомного номера  $\langle Z \rangle$  для легких продуктов реакций передачи с определенным значением  $A$  из облучения  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (220 МэВ) [59]: штриховая линия 1 проведена через экспериментальные точки; сплошная линия 2 — расчетная

значения  $\langle Z \rangle$  по сравнению с расчетными сдвинуты к меньшим  $A$  примерно на единицу, этот сдвиг относят на счет испарения одного нейтрона из легкого фрагмента.

Важный результат, полученный в [59], состоит в том, что отношение  $\bar{N}/Z$  в глубоконеупругих передачах не меняется с углом вылета продукта. Это означает, что равновесное распределение отношения  $N/Z$  в системе из двух интенсивно взаимодействующих ядер устанавливается очень быстро, за время примерно  $10^{-22}$  с.

Данные по выходу изотопов калия в квазиупругих и глубоконеупругих столкновениях для двух реакций, в одной из которых нейтронным избытком обладает ядро-мишень  $^{64}\text{Ni}$ , а во второй — налетающее ядро  $^{40}\text{Ar}$ , приведены на рис. 2.37 [60]. Суммы  $Z_1 + Z_2$  и  $A_1 + A_2$  в обеих реакциях почти одинаковы. Квазиупругие передачи, связанные в первой реакции со срывом, а во второй — с подхватом протона бомбардирующим ядром, дают среднее отношение  $\bar{N}/Z$  в изотопах К,

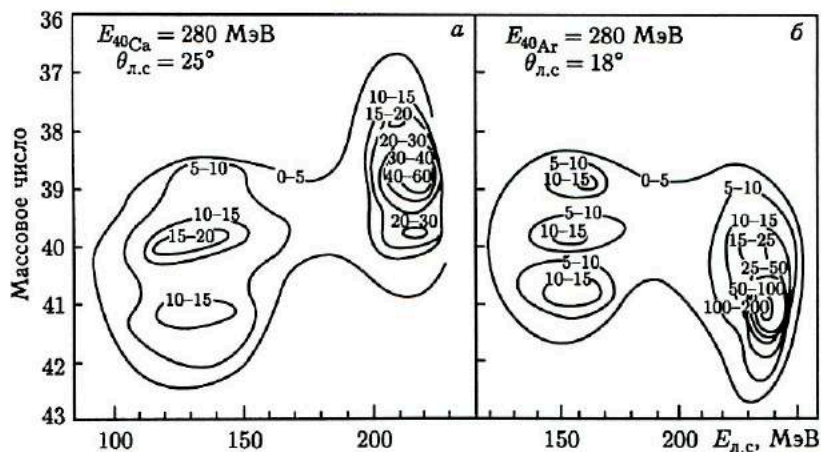


Рис. 2.37. Контурная диаграмма выхода изотопов калия в двух реакциях: а)  $^{64}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, x\text{K})^{104-x}\text{Cu}$ ; б)  $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, x\text{K})^{98-x}\text{Co}$  [60]

близкое к отношению  $N/Z$  в налетающем ядре. Напротив, для глубоконеупругих передач изотопное распределение К оказывается практически одним и тем же. В первой реакции ядро  $^{40}\text{Ca}$ , отдав свой протон ядру-мишени, получает от него нейтрон, а во второй — наоборот, ядро  $^{40}\text{Ar}$  отдает нейтрон и получает протон.

## 2.9. Двухтельный характер механизма глубоконеупругих передач

Проблема двухтельности механизма глубоконеупругих передач имеет принципиальное значение. Говоря о двухтельности глубоконеупругих передач, мы имеем в виду, что в выходных каналах этих реакций формируются только два крупных фрагмента. При этом допускается возможность вылета нескольких легких частиц: нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц в момент столкновения двух сложных ядер. Для большинства тяжелых ионов эмиссия нескольких легких частиц не может существенно изменить характер взаимодействия между ядрами. Деление возбужденного тяжелого фрагмента нас также пока не будет интересовать. Обычно оно происходит уже после того, как завершились диссипация кинетической энергии столкновения и обмен нуклонами между ядрами, а продукты реакции передачи удалились друг от друга на расстояние, при котором взаимодействием между ними можно пренебречь.

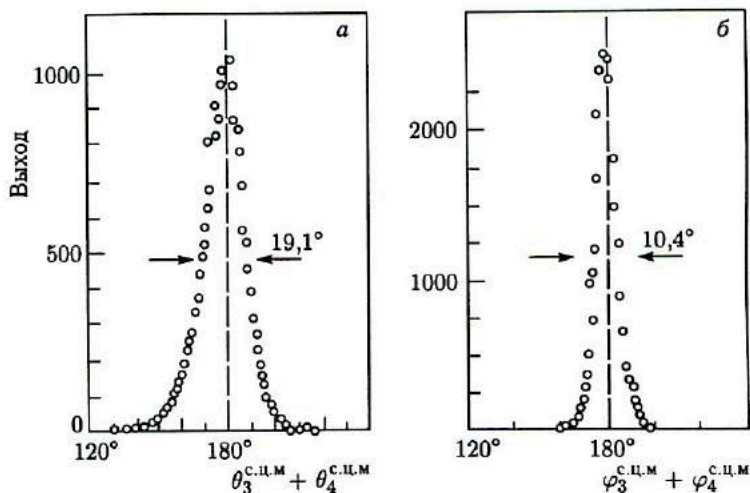


Рис. 2.38. Угловая корреляция сопряженных продуктов глубоконеупругих передач [61]: а) в плоскости ( $\theta_3^{c.c.m.} + \theta_4^{c.c.m.}$ ) и б) вне плоскости ( $\varphi_3^{c.c.m.} + \varphi_4^{c.c.m.}$ ) реакции  $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$  (280 МэВ)

Полученная экспериментальная информация убедительно свидетельствует в пользу двухтельного характера механизма глубоконеупругих передач. Пока ни в одном из экспериментов, выполненных при энергии до 10 МэВ/нуклон, не было обнаружено указаний на образование трех фрагментов сравнимой массы в глубоконеупругих столкновениях.

При обсуждении энергетических спектров продуктов глубоконеупругих передач подчеркивался тот факт, что наиболее вероятная энергия (максимумы спектров) легких продуктов соответствует выходным кулоновским барьерам в предположении, что изменение атомного номера и массового числа налетающего ядра связано с обменом нуклонами между ядрами. Эксперименты, в которых сравнивались сечения образования легкого и сопряженного ему тяжелого фрагмента реакций глубоконеупругих передач, показали, что оба сечения совпадают в пределах погрешностей измерений. Основные особенности глубоконеупругих передач проявляются и в реакциях срыва нуклонов с налетающего ядра, и в реакциях подхвата налетающим ядром нуклонов из ядра-мишени. Это обстоятельство исключает процесс диссоциации налетающего ядра при столкновении с ядром-мишенью как основной источник низкоэнергетических продуктов реакций, которые характерны для глубоконеупругих передач.  $Q_{\text{гг}}$ -систематику, отражающую установление частичного статистического равновесия в системе из двух взаимодействующих ядер, нельзя объяснить вне рамок двухтельного механизма реакций.

Однако решающее доказательство двухтельности механизма глубоконеупругих передач было получено в прямых экспериментах по измерению угловой и энергетической корреляции сопряженных пар фрагментов распада двойной ядерной системы [61]. Результаты измерения угловой корреляции сопряженных пар продуктов глубоконеупругих передач для системы  $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$  (280 МэВ) приведены на рис. 2.38. Острый пик под углом  $180^\circ$  в с. ц. м. означает, что сопряженные ядра-продукты разлетаются в с. ц. м. в противоположные стороны, как это и должно быть в двухтельной реакции.

Легко видеть, что экспериментальные особенности глубоконеупругих передач не могут быть интерпретированы в рамках традиционных механизмов ядерных реакций, известных для легких бомбардирующих частиц, — распада возбужденного составного ядра и прямых реакций. Асимметрия угловых распределений в с. ц. м., концентрация зарядовых и массовых распределений в окрестностях  $A$  и  $Z$  исходных ядер находятся в противоречии со свойствами продуктов распада возбужденного составного ядра. Независимость кинетической энергии продуктов глубоконеупругих передач от энергии столкновения, широкие зарядовые и массовые распределения, реализация частично статистического равновесия по отношению к некоторым степеням свободы системы противоречат свойствам прямых ядерных реакций. Этот двойственный противоречивый характер глубоконеупругих передач обусловлен каче-

ственным изменением процесса взаимодействия двух сложных ядер по сравнению с ядерным взаимодействием легких частиц. В основе этого взаимодействия лежат процессы формирования, эволюции и распада специфического ядерного комплекса — двойной ядерной системы.

### Глава 3

## ФОРМИРОВАНИЕ, ЭВОЛЮЦИЯ И РАСПАД ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

Многочисленные экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию и ядерным реакциям с тяжелыми ионами, а также теоретический анализ взаимодействия двух сложных ядер свидетельствуют о том, что во время столкновения между ядрами действуют силы двоякого рода: консервативные и диссипативные. Консервативные силы формируют траекторию тяжелого иона, изменяют соотношение между кинетической и потенциальной энергией системы при сохранении ее полной энергии. Консервативными являются кулоновские и центробежные силы. В ядерном взаимодействии можно также выделить консервативную часть. Диссипативные силы вызывают необратимый переход кинетической энергии коллективного движения во внутреннее возбуждение системы, которое в конечном счете ведет к ее нагреванию. В классическом приближении диссипативные силы можно рассматривать как силы ядерного трения.

### 3.1. Консервативные силы. Потенциалы взаимодействия

Консервативные силы обычно выражают в форме потенциала, зависящего от расстояния между центрами сталкивающихся ядер  $V(R)$ . Форму ядер полагают сферической. Поскольку между ядрами действуют кулоновские, центробежные и ядерные силы, потенциал  $V(R)$  представляется как сумма соответствующих потенциалов:

$$V(R) = V_c(R) + V_l(R) + V_n(R). \quad (3.1)$$

Расчет кулоновского потенциала  $V_c(R)$  не представляет особых трудностей. При  $R$ , равном или большем суммы радиусов ядер,  $V(R)$  совпадает с кулоновским потенциалом двух точечных зарядов  $Z_1e$  и  $Z_2e$ :

$$V_c(R) = Z_1 Z_2 e^2 / R. \quad (3.2)$$

При перекрытии ядерных поверхностей необходимо учитывать пространственное распределение зарядов в ядрах. Соответствующие фор-



мулы можно найти в [62]. Деформацией ядер во входном канале обычно пренебрегают.

Центробежный потенциал  $V_l(R)$  в момент соприкосновения поверхностей ядер имеет вид

$$V_l(R) = \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R^2), \quad (3.3)$$

где  $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$  — приведенная масса ядер;  $R$  — радиус их взаимодействия;  $l\hbar$  — угловой момент столкновения. Обычно для радиуса взаимодействия используют соотношение

$$R = 1,222(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})10^{-13} \text{ см} + 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (3.4)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — массовые числа ядер.

В процессе взаимодействия ядер центробежный потенциал системы меняется. В результате ядерного трения, точнее, его тангенциальной части, происходит частичный переход орбитального углового момента в спины взаимодействующих ядер. Ядра начинают вращаться вокруг своих осей. В предельном случае интенсивного тангенциального и радиального трения происходит полная диссипация кинетической энергии столкновения и образуется система из двух «слипшихся» ядер, вращающихся как единое целое, подобно гантели. Момент инерции такой системы

$$J = J_1 + J_2 + \mu R_{\text{эф}}^2, \quad (3.5)$$

где  $J_1$  и  $J_2$  — собственные моменты инерции ядер;  $R_{\text{эф}}$  — эффективное расстояние между их центрами. В глубоконеупругих столкновениях энергия возбуждения измеряется десятками мегаэлектронвольт. При такой энергии возбуждения моменты инерции ядер практически совпадают с их твердотельными значениями:

$$J_1 = (2/5)M_1 R_1^2; \quad J_2 = (2/5)M_2 R_2^2, \quad (3.6)$$

здесь  $M_1$  и  $M_2$  — массы ядер;  $R_1$  и  $R_2$  — их средние радиусы. Для слипшихся ядер ротационная энергия системы равна

$$E_{\text{rot}} = \hbar^2 l(l+1)/2J. \quad (3.7)$$

С орбитальным движением, которое порождает центробежные силы, действующие между ядрами, связана только часть ротационной энергии системы. Она пропорциональна моменту инерции системы относительно центра масс  $\mu R_{\text{эф}}^2$ . Таким образом, центробежный потенциал характеризуется следующим выражением:

$$V_l(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} \frac{\mu R_{\text{эф}}^2}{J}. \quad (3.8)$$

В процессе передачи нуклонов центробежный потенциал может существенно меняться как за счет изменения полного момента инерции системы  $J$ , так и в результате изменения соотношения между моментом инерции орбитального движения  $\mu R_{\text{эф}}^2$  и собственными моментами

инерции ядер  $J_1$  и  $J_2$ . Деформация ядер, вызванная их быстрым вращением, увеличивает момент инерции системы, что также влияет на центробежный потенциал.

Расчет ядерного потенциала  $V_n(R)$  представляет для теории непротую задачу, поскольку речь идет о взаимодействии двух сложных ядерных систем, скорость относительного движения которых изменяется в широких пределах в процессе взаимодействия. Обычно используют два предельных приближения, которые позволяют упростить расчеты, — *адиабатическое* и *приближение удара*. В *адиабатическом приближении* считается, что в каждый данный момент система из двух взаимодействующих ядер успевает принять минимальное значение потенциальной энергии, которое зависит от нескольких обобщенных координат. В жидкокапельном подходе такими координатами могут быть расстояние между центрами ядер, их деформация вдоль оси симметрии, характеристика «шейки». В *приближении удара*, напротив, форма ядер и их внутренние состояния во время взаимодействия считаются «замороженными». Анализ времени взаимодействия между ядрами в глубоконеупругих столкновениях показывает, что это время мало для реализации адиабатического приближения и велико для приближения удара. Приближение удара ближе к реальным условиям взаимодействия ядер в глубоконеупругих столкновениях, и этот подход чаще используется в расчетах.

В *методе наложения* (folding)  $V_n(R)$  характеризует взаимодействие одного из ядер с оптическим потенциалом, порождаемым вторым ядром. Энергию взаимодействия рассчитывают как сумму энергий нуклонов одного ядра в оптическом потенциале другого ядра. Естественно, что она зависит от степени перекрытия поверхностей ядер. Если эту процедуру расчета распространить и на второе ядро, то получим *метод двойного наложения*. Метод наложения неплохо передает форму потенциала  $V_n(R)$  при больших значениях  $R$ , однако при сильном перекрытии поверхностей ядер, характерном для глубоконеупругих столкновений, этот метод дает искаженную картину ядерного взаимодействия, поскольку в нем не учитывается такое фундаментальное свойство ядерной материи, как насыщение плотности.

Исследования Бракнера и др. [63] показали, что существует определенная связь между плотностью энергии в бесконечной ядерной материи и плотностью самой материи. Плотность энергии достигает минимального значения, когда плотность ядерной материи совпадает с плотностью, характерной для внутренних областей ядер, — плотностью насыщения. Эта связь была использована в [64] для расчета потенциалов  $V_n(R)$  в различных комбинациях сталкивающихся ядер. Расчеты проводились в приближении удара, т.е. предполагалось, что распределение плотности ядерной материи в ядрах не изменяется в процессе взаимодействия. При столкновении ядер в первый момент плотность ядерной материи в зоне перекрытия поверхностей ядер ниже плотности насыщения. С уменьшением расстояния между центрами

ядер и увеличением зоны перекрытия она достигает плотности насыщения, а затем, при более глубоком проникновении ядер друг в друга, начинает превосходить ее. В результате расчетов в рамках этого подхода для взаимодействия двух ядер  $^{84}\text{Kr}$  был получен ядерный потенциал, для которого характерно быстрое увеличение потенциальной энергии на малых радиусах взаимодействия (рис. 3.1). Такая форма потенциала означает, что при глубоком проникновении ядер друг в друга ядерные силы меняют свой характер: притяжение между ядрами сменяется отталкиванием. Появление мощных отталкивающих сил на малых радиусах взаимодействия отражает два специфических свойства ядерной материи: ее слабую сжимаемость и эффект насыщения плотности. В насыщенной ядерной материи нет свободных состояний для нуклонов из другого ядра. Последние могут занимать состояния, волновые функции которых сконцентрированы в периферийной области ядра-акцептора. Примерно такой же потенциал  $V_n(R)$  с отталкивающим кором был получен и при рассмотрении взаимодействия двух сложных ядер в рамках жидкокапельной модели с короткодействующими силами притяжения [65]. Для той же пары ядер  $^{84}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$  он изображен пунктиром на рис. 3.1.

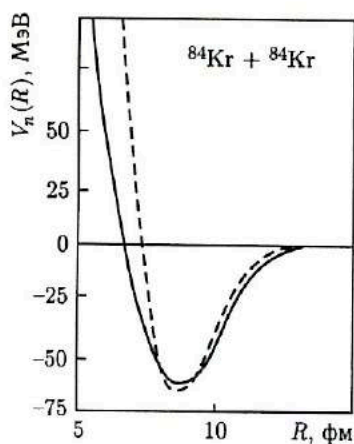


Рис. 3.1. Ядерный потенциал  $V_n(R)$  для комбинации  $^{84}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$  [64]: сплошная кривая — результат расчетов по методу плотности энергии; пунктирная — в рамках жидкокапельной модели с короткодействующими силами притяжения

Оба рассмотренных подхода к вычислению  $V_n(R)$  являются по существу макроскопическими, поскольку в них рассматривается не дифференцированная на отдельные нуклоны ядерная материя. Значительное число нуклонов, входящих в каждое из взаимодействующих ядер, оправдывает возможность такого подхода. Анализ взаимодействия двух сложных ядер в рамках микроскопического подхода представляет собой сложную и трудоемкую задачу. Важно отметить, что и в микроскопических подходах между ядрами появляются отталкивающие силы на малых радиусах взаимодействия [66]. Возникновение мощных от-

талкивающих сил при глубоком проникновении ядер друг в друга — характерная особенность взаимодействия двух сложных ядер.

Можно выразить сомнение в правомерности применения потенциала к взаимодействию двух ядер в условиях, когда их поверхности сильно перекрываются и все нуклоны, казалось бы, должны перепутаться. Однако при рассмотрении выхода элементов в глубоконеупругих передачах обращали внимание на то, что  $A$  и  $Z$  продуктов реакций концентрируются около  $A$  и  $Z$  исходных ядер. Это означает, что даже при сильном перекрытии поверхностей ядра сохраняют в широких пределах свою индивидуальность, и процесс взаимодействия можно рассматривать как двухтельный с вытекающей отсюда возможностью применения потенциала для описания консервативных сил.

### 3.2. Диссипативные силы

Если характер консервативных сил, действующих между сложными ядрами, был выявлен в результате теоретического анализа с применением различных подходов и моделей, то информация о диссипативных силах была получена экспериментально, в результате изучения глубоконеупругих передач. Более того, можно утверждать, что именно глубоконеупругие передачи впервые продемонстрировали важную роль ядерного трения в процессах взаимодействия двух сложных ядер.

Наиболее вероятные кинетические энергии продуктов реакций передачи — элементов  $Cl$ ,  $Ag$  и  $K$ , полученные при облучении  $^{232}Th$  ионами  $^{40}Ag$  с энергиями 388 и 297 МэВ, приведены на рис. 3.2 [4в]. Из полных кинетических энергий продуктов в с. ц. м. вычтен выходной кулоновский барьер, так что отметке «0» отвечает случай, когда продукт получает кинетическую энергию целиком за счет кулоновского отталкивания, «скатываясь» с вершины выходного кулоновского барьера.

Ядра  $Cl$  и  $K$  образуются соответственно при срыве и подхвате протона ядром  $^{40}Ag$ . Передача протона и одного-двух нейтронов значительно изменяет атомный номер и массовое число налетающего ядра. Траектории ядер  $Cl$  и  $K$  должны быть близкими к траектории  $^{40}Ag$  при одних и тех же параметрах столкновения, и ядра этих элементов можно рассматривать как своего рода «меченый»  $^{40}Ag$ . Это позволяет изучать процессы неупругого рассеяния с вылетом рассеянного ядра под малыми углами. Регистрация неупругорассеянных под малыми углами ядер  $^{40}Ag$  затруднена интенсивным потоком упругорассеянных ионов.

Дебройлевская волна  $^{40}Ag$  меньше 0,1 фм, и относительное движение ядра  $^{232}Th$  и  $^{40}Ag$  можно рассматривать в классическом приближении. В районе угла касательного столкновения  $\theta_{к.с.}$ , который для 379 МэВ составляет  $37^\circ$ , а для 288 МэВ —  $54^\circ$ , энергия ядер  $Cl$  и  $K$  почти совпадает с энергией  $^{40}Ag$ . Рассеяние под скользящим углом происходит при слабом перекрытии поверхностей сталкивающихся ядер и малых изменениях их кинетической энергии, т. е. в форме квазиупругого процесса. С уменьшением угла вылета потери кинетической энер-

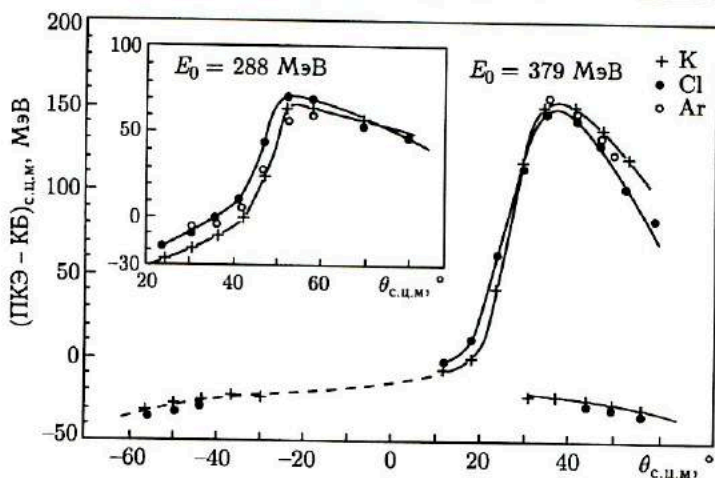


Рис. 3.2. Полная кинетическая энергия продуктов реакций передачи Cl, Ar, K из облучения  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 297 и 388 МэВ, уменьшенная на значение выходного кулоновского барьера [4в]: данные взяты для максимумов энергетических спектров; низкоэнергетические максимумы отражены на область отрицательных углов

гии стремительно возрастают. В интервале углов  $15\text{--}20^\circ$  происходит полная диссипация кинетической энергии столкновения, и скорость относительного движения ядер падает практически до нуля. Отклонение бомбардирующего ядра в сторону меньших углов по сравнению с  $\theta_{к.с}$  с одновременной потерей кинетической энергии может дать лишь ядерное взаимодействие. Оно действует тем интенсивнее, чем больше перекрываются поверхности ядер при столкновении. Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 3.2, следует, что увеличение зоны перекрытия поверхностей сталкивающихся ядер приводит к резкому возрастанию потерь кинетической энергии. Пользуясь языком макроскопической физики, можно сказать, что в столкновениях со значительным перекрытием поверхностей ядра ведут себя как объекты, обладающие очень большой вязкостью. Это свойство ядер, выявленное в процессе изучения глубоконеупругих передач, имеет фундаментальное значение для понимания механизма взаимодействия двух сложных ядер, процессов образования составного ядра, возможностей синтеза сверхтяжелых элементов в ядерных реакциях с использованием наиболее тяжелых ионов. Следует еще раз подчеркнуть, что именно в реакциях глубоконеупругих передач впервые были получены надежные доказательства большой вязкости ядерной материи в возбужденном состоянии.

### 3.3. Формирование двойной ядерной системы в глубоконеупругих столкновениях сложных ядер

Рассмотрим столкновения двух ядер ( $Z_1 A_1$ ) и ( $Z_2 A_2$ ) при энергиях, существенно превышающих кулоновский барьер,  $E_0 > B_c$ , и с орбитальным угловым моментом  $l\hbar$  в окрестностях критического углового момента  $l \approx l_{кр}$ . Напомним, что при критическом угловом моменте имеет место баланс сил, действующих между ядрами: кулоновские и центробежные отталкивающие силы компенсируют притяжение между ядрами. Ради простоты будем считать спины обоих ядер равными нулю. В момент соприкосновения ядер кинетическая энергия равна  $E_0 - B_c$ . Все данные относятся к с. ц. м. При выбранном нами угловом моменте столкновения относительное движение ядер состоит из радиального и тангенциального. Тангенциальная и радиальная компоненты кинетической энергии в момент соприкосновения ядер определяются следующими выражениями:

$$E_t = \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R^2); \quad E_R = E_0 - B_c - \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R^2). \quad (3.9)$$

Используемые здесь обозначения те же, что и в приведенных выше формулах.

За счет радиальной части кинетической энергии  $E_R$  ядра проникают друг в друга, расстояние между их центрами сокращается, а зона перекрытия поверхностей возрастает. Тангенциальная часть кинетической энергии вызывает движение поверхностного слоя одного ядра через поверхностный слой другого ядра. Можно предполагать, что благодаря большой ядерной вязкости и порождаемому ею интенсивному ядерному трению подавляющая часть кинетической энергии перейдет в возбуждение системы к моменту наибольшего сближения ядер. В точке поворота траектории радиальная скорость относительного движения упадет до нуля, а зона перекрытия поверхностей ядер достигнет максимального значения. За счет ядерного трения радиальная часть кинетической энергии будет интенсивно переходить в тепловое возбуждение системы. Некоторая часть  $E_R$  конвертируется в потенциальную энергию взаимодействия (см. рис. 3.1). Что же касается тангенциальной части кинетической энергии  $E_t$ , то она будет переходить частично в тепловое возбуждение системы, частично в энергию собственного вращения ядер. В предельном случае «слипания» двух ядер ротационная энергия системы имеет вид (3.7).

При энергии столкновения в несколько мегаэлектронвольт на нуклон время от момента соприкосновения поверхностей ядер и до момента достижения точки поворота траектории составляет примерно  $(1-2) \times 10^{-22}$  с. За такой короткий интервал времени ядра вряд ли смогут существенно изменить свою структуру. Таким образом, в результате интенсивного ядерного трения и действия мощных отталкивающих сил на малых радиусах возникает ядерный комплекс из двух интенсивно

взаимодействующих ядер — двойная ядерная система. Поверхности ядер, образующих ДЯС, сильно перекрываются, тогда как скорость их относительного движения мала. Угловой момент ДЯС совпадает с угловым моментом столкновения  $l\hbar$ , а момент инерции — с его твердотельным значением (3.5) благодаря значительному возбуждению системы. Энергия теплового возбуждения системы равна

$$U = E_0 - V(R) - E_{\text{rot}}, \quad (3.10)$$

где  $V(R)$  — потенциальная энергия системы в точке наибольшего сближения ядер.

В формировании двойной ядерной системы фундаментальную роль играет оболочечная структура ядер. Именно она обеспечивает ядрам сохранение их индивидуальности несмотря на интенсивное взаимодействие. Если бы ядра были бесструктурными каплями ядерной жидкости, образование двойных ядерных систем было бы невозможным. Ядерная жидкость быстро заполнила бы «шейку» в области перекрытия поверхностей ядер, и вместо двойной ядерной системы возникло бы

деформированное ядро с атомным номером  $Z = Z_1 + Z_2$  и массовым числом  $A = A_1 + A_2$ .

Мысленный разрез двойной ядерной системы будет иметь вид, приведенный на рис. 3.3. В ДЯС можно выделить две зоны: зону интенсивного обмена нуклонами между ядрами и зону устойчивости. В зоне обмена нуклоны могут многократно переходить из одного ядра в другое за время существования ДЯС. Волновая функция таких нуклонов распространена на оба ядра. В этой зоне находятся возбужденные и слабосвязанные нуклоны. Нуклоны нижних оболочек, энергия связи которых может достигать нескольких десятков мегаэлектронвольт, более прочно связаны со своими ядрами. Чтобы перевести их в зону обмена, необходимо затратить значительную энергию.

Они образуют довольно устойчивые коры, которые и обеспечивают сохранение индивидуальности ядер. ДЯС представляет собой своеобразное единство общего и индивидуального. Общее — это «валентные» нуклоны, принадлежащие обоим ядрам, индивидуальное — собственные нуклоны внутренних оболочек каждого ядра. В этом отношении ДЯС напоминает двухатомную молекулу. Как известно, у атомов, образующих такую молекулу, есть общие валентные электроны, которые в своем движении охватывают оба атома, и собственные электроны внутренних оболочек, принадлежащие каждому из атомов. Однако в отличие от двухатомной молекулы ДЯС — весьма неустойчивое образование. В ней непрерывно протекают процессы обмена энергией и нуклонами между ядрами, состояние системы изменяется, она пе-



Рис. 3.3. Разрез двойной ядерной системы вдоль плоскости симметрии

реживает эволюцию, направление которой определяется минимумом потенциальной энергии системы.

Итак, формирование ДЯС при столкновении двух сложных ядер является результатом действия трех факторов:

- возникновения отталкивающих сил между ядрами при их глубоком проникновении друг в друга;
- большой вязкости ядерной материи, проявляющейся при относительном движении ядер с сильным перекрытием их поверхностей;
- оболочечной структуры ядер, обеспечивающей устойчивость состояний сильносвязанных нуклонов нижних оболочек.

Как же будут развиваться события в ДЯС после ее образования? Это прежде всего зависит от величины углового момента столкновения (рис. 3.4). Если угловой момент меньше критического:  $l < l_{кр}$ , то в потенциальной энергии ДЯС  $V(R)$  имеется «карман» при некотором значении  $R$  и ДЯС «сползает» в этот карман. Притяжение между ядрами превосходит кулоновские и центробежные силы, и ДЯС может совершить несколько оборотов. Однако потенциальный «карман» — это лишь локальный минимум, поскольку распределение нуклонов в ДЯС и ее форма отличаются от равновесных. Вращающаяся ДЯС будет эволюционировать к равновесной конфигурации — составному ядру или симметричной по массам системе из двух ядер. Для тяжелых ядер последняя конфигурация оказывается неустойчивой по отношению к делению.

При  $l > l_{кр}$  кулоновские и центробежные силы превосходят притяжение между ядрами, и ДЯС после точки поворота траектории начинает распадаться. Однако если  $l$  лишь слегка превосходит  $l_{кр}$ , как это имеет место в глубоконаупругих передачах, результирующая сила будет относительно невелика и распад ДЯС в условиях большой вязкости будет происходить медленно в масштабах характерного ядер-



Рис. 3.4. Процесс взаимодействия двух сложных ядер в условиях интенсивного ядерного трения: а) с угловым моментом, меньшим критического:  $l < l_{кр}$ , б) с угловым моментом, большим критического:  $l > l_{кр}$



ного времени  $10^{-22}$  с. Продолжительное время жизни ДЯС и высокая энергия возбуждения создают благоприятные условия для перехода от ядра к ядру значительного числа нуклонов. За это же время ДЯС, обладающая значительным угловым моментом, может заметно деформироваться и повернуться на значительный угол. В интервале угловых моментов столкновения от  $l_{кр}$  до  $l_{кр} + \Delta l$ , где  $\Delta l$  зависит от  $Z$  и  $A$  сталкивающихся ядер и энергии столкновения, и реализуются глубоконеупругие передачи. Таким образом, в глубоконеупругих передачах протекают два процесса: система эволюционирует в направлении конфигурации с минимальной потенциальной энергией и одновременно распадается на два фрагмента.

### 3.4. Эволюция двойной ядерной системы

В глубоконеупругих столкновениях сложных ядер на первом этапе формируется двойная ядерная система. Она обладает высокой энергией возбуждения, большим угловым моментом и значительным числом входящих в нее нуклонов. Плотность состояний ДЯС весьма велика. В силу этих особенностей по ряду своих свойств ДЯС близка к макроскопическим объектам. Важнейшими из них являются: эволюция системы к равновесной конфигурации и доминирование статистических закономерностей при ее распаде на фрагменты.

В классической макроскопической физике известны два типа движений, которые может совершать система, отклоненная от положения равновесия. Если трение отсутствует, то система совершает непрерывные колебания вокруг положения равновесия. Простейший пример такого движения — колебания маятника. При возбуждении нижних коллективных состояний атомное ядро также способно совершать довольно длительные колебания в масштабах ядерных времен. Однако при высокой энергии возбуждения ядро ведет себя скорее как маятник, погруженный в вязкую жидкость, который после отклонения плавно возвращается в положение равновесия. Потенциальная энергия при этом необратимым образом переходит в тепло. Сформировавшаяся на первой стадии столкновения ДЯС подобно отклоненному маятнику также стремится принять конфигурацию, соответствующую минимуму потенциальной энергии системы. Процесс движения ДЯС к равновесной конфигурации, естественно, имеет более сложный характер. Он сопровождается перераспределением нуклонов, энергии возбуждения и углового момента между ядрами, образующими ДЯС, а также деформацией системы. На пути к равновесной конфигурации ДЯС проходит через множество промежуточных состояний. Процесс имеет необратимый характер, и его можно рассматривать как эволюцию системы.

Решающая роль в эволюции ДЯС принадлежит потенциальной энергии системы, рассматриваемой как функция  $Z$  и  $A$  образующих ее ядер и углового момента системы  $l\hbar$ . Расчеты потенциальной энергии для различных комбинаций сталкивающихся ядер были выполнены

Моретто с сотр. [53]. В расчетах использовали упрощенную форму ДЯС в виде двух соприкасающихся заряженных сфер. Для масс ядер брали их жидкокапельные значения, ротационную энергию рассчитывали для двух «слипшихся» ядер, которые вращаются как единое целое с твердотельным моментом инерции. Вкладом ядерного взаимодействия в потенциальную энергию системы и ее деформацией пренебрегали. Потенциальную энергию  $V(Z, l)$  рассматривали как функцию зарядовой асимметрии ДЯС и углового момента столкновения. Массовые числа обоих фрагментов выбирали таким образом, чтобы они соответствовали минимальному значению потенциальной энергии системы при данной зарядовой асимметрии. Несмотря на значительные упрощения свойств системы, принятые в этих расчетах, они позволяют определить направления эволюции для тех или иных комбинаций сталкивающихся ядер. В принятом приближении потенциальная энергия системы имеет вид

$$V(Z, l) = M_1 + M_2 + Z_1 Z_2 e^2 / R + \hbar l(l + 1) / 2J, \quad (3.11)$$

где  $(M_1, Z_1)$  и  $(M_2, Z_2)$  — массы и заряды фрагментов. В качестве  $Z$  берется  $Z$  одного из фрагментов  $Z \equiv Z_1$ .

Результаты расчетов  $V(Z, l)$  для нескольких комбинаций ядрамишени и тяжелого иона при различных угловых моментах столкновения приведены на рис. 3.5. По оси ординат отложена потенциальная энергия  $V(Z, l)$ , по оси абсцисс — атомный номер одного из фрагментов. Он изменяется от нуля до  $Z_1 + Z_2$ . Оба этих крайних значения соответствуют слиянию ядер, средняя точка — образованию в выходном канале реакции двух одинаковых по заряду и массе фрагментов. За нуль принято значение потенциальной энергии, отвечающее начальной конфигурации ДЯС. Стрелками указана исходная зарядовая асимметрия. На каждой кривой указан соответствующий ей угловой момент столкновения  $l\hbar$ . Полученные данные демонстрируют сильное влияние углового момента столкновения на форму потенциальной энергии системы. Для не слишком тяжелых ионов ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ) угловой момент может вызвать даже изменение направления эволюции системы. При небольших значениях  $l$  система эволюционирует в сторону возрастающей зарядовой асимметрии: налетающее легкое ядро отдает свои нуклоны тяжелому ядру-мишени. При больших угловых моментах, напротив, нуклоны передаются в противоположном направлении и система стремится принять симметричную по  $Z$  и  $A$  форму.

Весьма интересный результат получили для комбинации, в которой тяжелое ядро  $^{197}\text{Au}$  облучается ионами криптона. При любых угловых моментах столкновения, включая лобовые столкновения с  $l = 0$ , ДЯС будет эволюционировать в направлении симметричной конфигурации. Возможность слияния ядер в составное ядро в этом случае оказывается под вопросом. Наконец, для ионов  $^{40}\text{Ar}$  потенциальная энергия вяло зависит от зарядовой асимметрии. В этой реакции оба направления передачи нуклонов равновероятны.

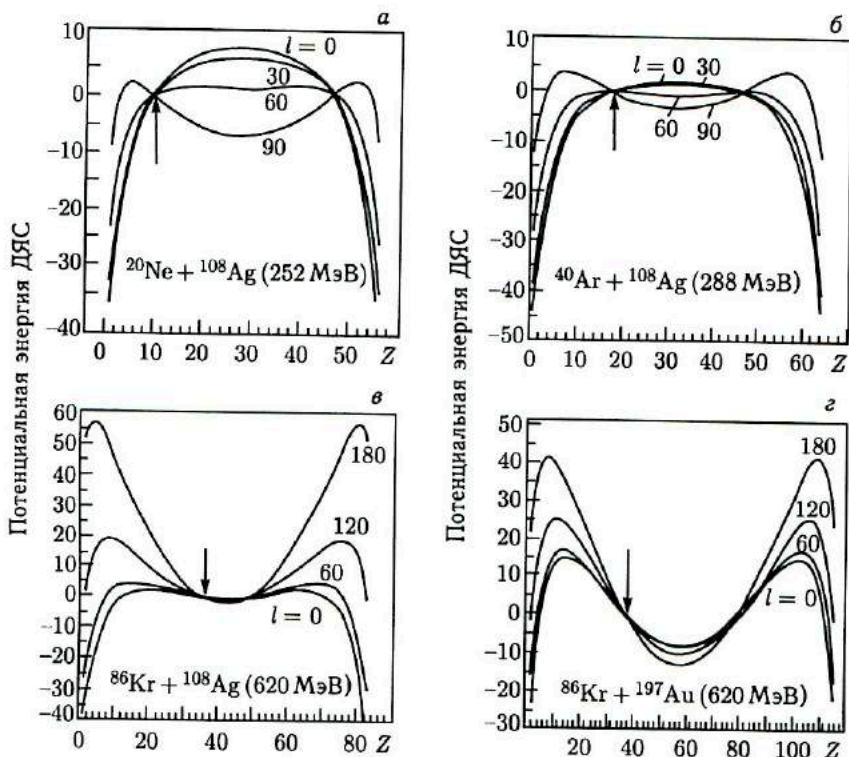


Рис. 3.5. Потенциальная энергия двойной ядерной системы для различных комбинаций ядра-мишени и тяжелого иона. Потенциальная энергия представлена в зависимости от атомного номера одного из фрагментов и углового момента столкновения; отметке нуля соответствует потенциальная энергия исходной системы; стрелка указывает  $Z$  налетающего ядра [53]

Выводы о преимущественном направлении эволюции ДЯС, полученные на основании рассмотрения потенциальной энергии системы  $V(Z, l)$ , находятся в качественном согласии с экспериментально наблюдаемыми зарядовыми распределениями продуктов глубоконеупругих передач.

### 3.5. Статистические закономерности в распаде двойной ядерной системы

В реакциях глубоконеупругих передач открыто множество выходных каналов и в качестве продуктов образуются многие десятки и даже сотни различных нуклидов. Эта множественность путей распада двойной ядерной системы свидетельствует о важной роли статистических закономерностей в ее судьбе. Статистические закономерности

вошли в ядерную физику вместе с составным ядром Н. Бора. Они проявляются в форме энергетических спектров частиц, испускаемых возбужденным составным ядром, в конкуренции различных каналов его распада. Условия, необходимые для проявления статистических закономерностей в составном ядре: высокая плотность уровней, сильное перекрытие состояний, интенсивное взаимодействие между возбужденными нуклонами — имеют место и в ДЯС. Однако между ними есть существенное различие. Возбужденное составное ядро находится в состоянии полного статистического равновесия, тогда как в глубоконеупругих передачах ДЯС лишь эволюционирует к этому состоянию, но не достигает его. Вместе с тем своеобразие ДЯС состоит в том, что для различных степеней свободы времена релаксации сильно различаются. В глубоконеупругих передачах ДЯС не достигает равновесного значения зарядовой и массовой асимметрии, и в то же время в ней реализуется статистическое равновесие для обмена тепловой энергией между фрагментами и отношения числа нейтронов к числу протонов во фрагментах. Непрерывно эволюционируя к равновесным значениям  $Z$  и  $A$ , ДЯС в каждый данный момент обладает равновесным распределением по другим степеням свободы системы. Зарядовые и массовые распределения продуктов глубоконеупругих передач отражают, с одной стороны, зарядовую и массовую асимметрии, которых достигла ДЯС в процессе своей эволюции, с другой стороны, статистические закономерности в распределении нуклонов и тепловой энергии между ядрами системы.

### 3.6. Двойная ядерная система — новый объект ядерного микромира

Специфические особенности взаимодействия двух сложных ядер в глубоконеупругих столкновениях приводят к образованию принципиально новых объектов ядерного микромира — эволюционирующих во времени двойных ядерных систем. В двойной ядерной системе тесно переплетаются классические и квантово-механические, макроскопические и микроскопические свойства, ее поведение подчиняется одновременно и динамическим, и статистическим закономерностям, она совмещает коллективное и индивидуальное начала, равновесные и неравновесные свойства.

Малая длина дебройлевской волны позволяет рассматривать относительное движение двух ядер, в том числе в условиях перекрытия их поверхностей, как движения классических частиц по траекториям. Высокую энергию возбуждения ДЯС, измеряемую многими десятками мегаэлектронвольт, можно охарактеризовать таким классическим параметром, как температура системы. В то же время совершенно очевидно, что ДЯС является типичным объектом микромира, свойства и поведение которого описываются законами квантовой механики. Эти

законы проявляются, например, в квантово-механической дисперсии угловых распределений продуктов реакций, когда одному и тому же классическому параметру столкновения соответствует множество углов вылета одних и тех же продуктов реакций [38].

Эволюция — плавное необратимое изменение состояния системы во времени при ее движении к равновесной конфигурации — типичное свойство макроскопической системы. Благодаря значительному различию во временах релаксации для разных степеней свободы, двойная ядерная система одновременно находится и в состоянии частичного статистического равновесия, и переживает изменение своего состояния.

Относительное движение ядер в глубокоэластичных столкновениях можно описать как двухтельный динамический процесс с определенным потенциалом взаимодействия, формфактором, характеризующим силы трения, траекторией и функцией отклонения, и в то же время распад ДЯС в различные выходные каналы реакций явно подчиняется статистическим закономерностям. В ДЯС возбужденные и слабо связанные нуклоны могут многократно переходить из ядра в ядро, являясь общим достоянием всей системы, тогда как прочно связанные нуклоны нижних оболочек относятся к каждому из ядер в отдельности.

Этот дуализм свойств ДЯС делает ее и трудным, и одновременно интересным объектом экспериментального изучения и теоретического анализа.

## Глава 4

# ДВОЙНАЯ ЯДЕРНАЯ СИСТЕМА И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕАКЦИЙ ГЛУБОКОЭЛАСТИЧНЫХ ПЕРЕДАЧ

Качественная интерпретация экспериментальных особенностей глубокоэластичных передач опирается на представление о формировании двойной ядерной системы в глубокоэластичных столкновениях сложных ядер, ее эволюции и распаде.

### 4.1. Интерпретация формы энергетических спектров реакций передачи

Напомним характерные особенности энергетических спектров реакций передачи:

- двойные пики в энергетических спектрах малонуклонных передач;
- один пик в спектре многонуклонных передач с наиболее вероятной энергией, близкой к выходному кулоновскому барьеру;

- некоторое снижение энергии в энергетических спектрах глубоко-неупругих передач при увеличении угла вылета в с. ц. м.;
- независимость наиболее вероятной кинетической энергии продуктов глубоконеупругих передач от энергии бомбардирующих ионов.

Происхождение двойного пика в энергетических спектрах малонуклонных передач является результатом действия двух различных механизмов реакции (рис. 4.1): квазиупругого и глубоконеупругого. В первом случае поверхности ядер при столкновении перекрываются незначительно и траектория продуктов определяется преимущественно рассеянием в кулоновском поле ядра-мишени. Траектории отклоняются в область положительных углов вылета, потери кинетической энергии малы. В глубоконеупругих столкновениях, связанных с сильным перекрытием поверхностей ядер, происходит полная диссипация кинетической энергии и образуется относительно долгоживущая ДЯС. За время своего существования ДЯС успевает повернуться на значительный угол, и продукты глубоконеупругих передач вылетают в области отрицательных углов. Их кинетическая энергия определяется в основном выходным кулоновским барьером.

Многонуکلонные передачи могут реализоваться лишь в глубоконеупругих столкновениях с образованием ДЯС. Для передачи значительного числа нуклонов требуется более длительное время контакта между ядрами. Высокая энергия возбуждения, сопровождающая глубоконеупругие столкновения, и значительная зона перекрытия ядерных поверхностей обеспечивают интенсивный обмен нуклонами между ядрами. Форму энергетических спектров продуктов глубоконеупругих передач определяют условия распада ДЯС.

Деформация ДЯС перед разрывом приводит к снижению выходных кулоновских барьеров и делает возможным вылет продуктов реакций с кинетической энергией ниже кулоновских барьеров, рассчитанных для недеформированных ядер. Деформация ДЯС возрастает с увеличением

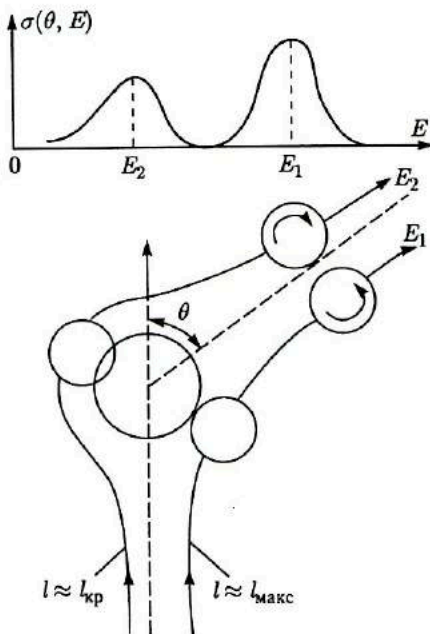


Рис. 4.1. Формирование двух максимумов в энергетических спектрах малонуклонных передач [51]

времени ее жизни, поэтому продукты реакций, вылетевшие под большими отрицательными углами, обладают более низкой кинетической энергией. Независимость энергии продуктов глубоконеупругих передач от энергии тяжелого иона обусловлена большой ядерной вязкостью, которая вызывает полную диссипацию кинетической энергии независимо от ее значения.

При рассмотрении энергетических спектров продуктов глубоконеупругих передач наиболее вероятную энергию — максимум энергетического спектра — сопоставляли с выходным кулоновским барьером. Однако из концепции ДЯС следует, что в кинетическую энергию продуктов глубоконеупругих передач должна давать вклад и ротационная энергия ДЯС. Продукт глубоконеупругих передач получает свою кинетическую энергию, «скатываясь» одновременно и с кулоновского, и с центробежного барьеров.

На тяжелых ядрах-мишенях центробежные барьеры много ниже кулоновских. Их влияние на кинетическую энергию продуктов глубоконеупругих передач в значительной степени компенсирует деформация системы, но для легких ядер значение ротационной энергии резко возрастает. Дело в том, что энергия кулоновского взаимодействия падает с уменьшением заряда ядра  $Z$ , тогда как вращательная энергия системы, напротив, растет. Это увеличение обусловлено более быстрым снижением момента инерции ДЯС  $J$  по сравнению с уменьшением ее критического углового момента  $l_{кр}\hbar$ . Сопоставление кинетической энергии продуктов глубоконеупругих передач из реакции  $^{27}\text{Al} + ^{20}\text{Ne}$  (120 МэВ) с кулоновским и центробежным барьерами соответствующей ДЯС приведено на рис. 4.2 [67]. Центробежный барьер рассчитан для углового момента, близкого к критическому. Из этих данных следует, что для такой легкой системы вклад кулоновских и центробежных сил в кинетическую энергию продуктов глубоконеупругих передач сравним.

Таким образом, кинетическую энергию продуктов глубоконеупругих передач определяют выходные кулоновский и центробежный ба-

$E$ , МэВ

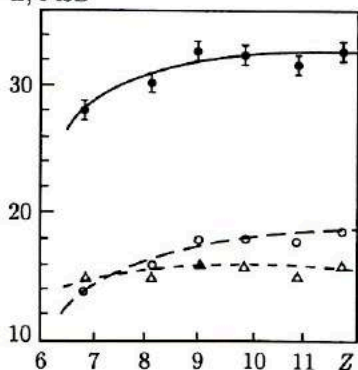


Рис. 4.2. Кинетическая энергия продуктов глубоконеупругих передач из реакции  $^{27}\text{Al} + ^{20}\text{Ne}$  (120 МэВ) [67]: ● — экспериментальные точки; ○ — вклад от кулоновской энергии; △ — вклад от ротационной энергии для системы из двух «слипшихся» ядер;  $Z$  — атомный номер одного из фрагментов

рьеры и деформация ДЯС перед разрывом. В сильно асимметричной по массе ДЯС, в которой легким фрагментом является достаточно жесткое ядро, например ядро  $^{16}\text{O}$ , деформация системы в основном будет связана с деформацией тяжелого ядра. Тяжелое ядро получает большую часть начального углового момента при диссипации кинетической энергии столкновения и за счет передачи нуклонов от легкого к тяжелому ядру. В этих условиях кинетическая энергия легкого фрагмента будет нести сведения о деформации тяжелого ядра, обладающего высоким спином.

## 4.2. Угловые распределения глубоконеупругих передач и вращение двойной ядерной системы

Элементные угловые распределения малонуклонных передач — результат суперпозиции многих парциальных угловых распределений с различными значениями  $Q$  реакции. Последние, в свою очередь, зависят от углового момента столкновения  $l\hbar$ .  $Q$  минимально при больших  $l$  в касательных столкновениях и достигает максимального отрицательного значения в столкновениях с  $l \sim l_{\text{кр}}$ . Два максимума в угловых распределениях малонуклонных передач — один под углом касательного столкновения  $\theta_{\text{к.с}}$ , другой под углом  $0^\circ$  — отражают суперпозицию квазиупругого и глубоконеупругого процессов взаимодействия ядер.

Особый интерес представляют угловые распределения многонуклонных передач, поскольку они реализуются в глубоконеупругих столкновениях. Их форма претерпевает значительные изменения при переходе от легких к тяжелым ядрам-мишеням и от легких к более тяжелым ионам. На легких ядрах угловое распределение почти изотропно (см. рис. 2.21), на тяжелых ядрах дифференциальное сечение экспоненциально возрастает в сторону малых углов (см. рис. 2.16 и 2.17), на тяжелых ядрах-мишенях и наиболее тяжелых ионах угловое распределение имеет форму пика с максимумом вблизи угла касательного столкновения  $\theta_{\text{к.с}}$  (см. рис. 2.19).

Концепция ДЯС позволяет дать качественное объяснение вариациям форм угловых распределений глубоконеупругих передач в зависимости от масс сталкивающихся ядер. Основная причина лежит в изменении скорости вращения ДЯС. Угловая скорость вращения системы  $\omega$  определяется угловым моментом  $l\hbar$  и моментом инерции системы  $J$ :

$$\omega = l\hbar/J. \quad (4.1)$$

Ограничимся вначале ионами не тяжелее аргона. Как показывает эксперимент, интервал угловых моментов, дающих вклад в глубоконеупругие передачи,  $\Delta l$ , для этих ионов много меньше критического значения углового момента:  $\Delta l \ll l_{\text{кр}}$ . Оценки суммарного сечения глубоконеупругих передач дают для  $\Delta l$  значения порядка 10–20% от  $l_{\text{кр}}$ . При вычислении скорости вращения ДЯС будем считать ее угловой мо-



мент равным  $l_{кр}\hbar$ . Момент инерции системы полагаем твердотельным, так как ДЯС получает значительную энергию возбуждения.

Изменение критического углового момента  $l_{кр}\hbar$  и момента инерции ДЯС  $J$  для различных бомбардирующих ионов в зависимости от суммарного заряда системы показано на рис. 4.3. Величина  $l_{кр}\hbar$  несколько варьирует с изменением кинетической энергии столкновения. Однако даже с учетом этих вариаций момент инерции системы растет с  $Z_1 + Z_2$  значительно быстрее, чем критический угловой момент. Это означает, что легкие ДЯС вращаются много быстрее, чем тяжелые.

Угловое распределение продуктов глубоконеупругих передач зависит не только от угловой скорости, но и от времени жизни ДЯС  $\tau$ . Это время определяется в основном временем распада системы от момента достижения точки поворота траектории и до момента ее разрыва на два

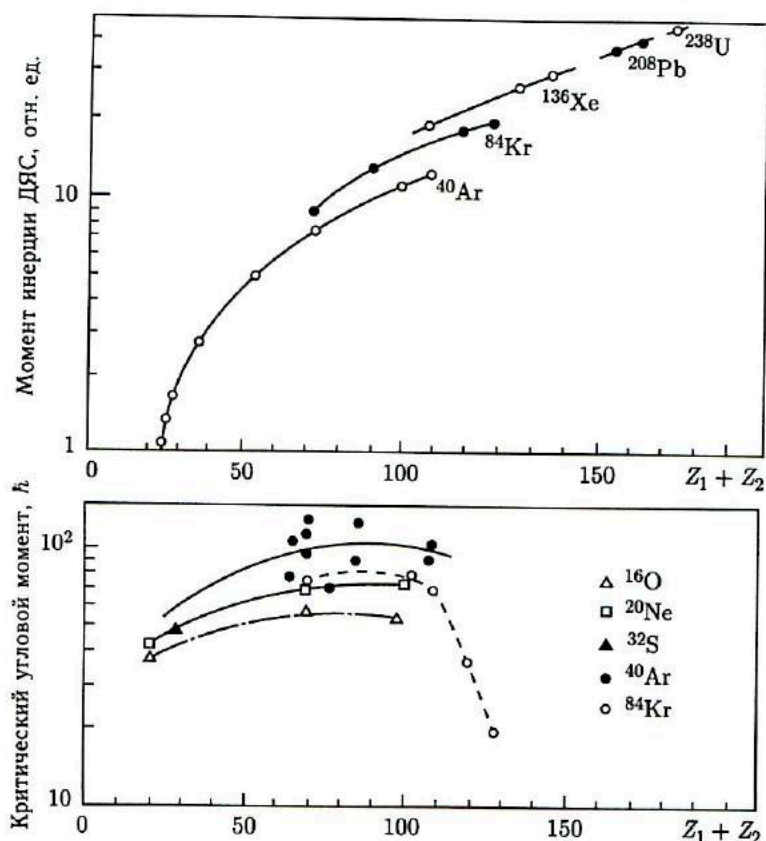


Рис. 4.3. Зависимость момента инерции двойной ядерной системы  $J$  (твердотельный предел) и критического углового момента  $l_{кр}\hbar$  от зарядов сталкивающихся ядер

фрагмента. На этом участке траектории относительная скорость ядер мала, поскольку движение происходит в условиях высокой ядерной вязкости и почти баланса сил отталкивания и притяжения. Глубина проникновения ядер друг в друга при достаточной кинетической энергии определяется распределением плотности ядерной материи в поверхностном слое (см. п. 3.1), которое мало меняется от ядра к ядру. Поэтому и путь от точки поворота траектории до точки разрыва для всех комбинаций ядер примерно одинаков. Можно думать, что и относительные скорости ядер при распаде двойных ядерных систем не сильно различаются. Основным фактором, определяющим угол поворота  $\theta$  ДЯС до ее распада, будет угловая скорость системы  $\omega$ :

$$\theta = \tau\omega. \quad (4.2)$$

Изотропность угловых распределений многонуклонных передач на легких ядрах-мишенях (см. рис. 2.21) означает, что за время жизни  $\tau$  ДЯС успевает повернуться на угол  $2\pi$  или больше. В [68] было получено соотношение между угловым распределением продуктов глубоконеупругих передач, угловой скоростью вращения  $\omega$  и средним временем жизни двойной ядерной системы  $\tau$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{const}}{\sin\theta} \left\{ \exp\left(-\frac{\theta}{\omega\tau}\right) + \exp\left[-\frac{(2\pi - \theta)}{\omega\tau}\right] \right\}. \quad (4.3)$$

Оценки времени жизни двойных ядерных систем дают среднее значение порядка нескольких единиц на  $10^{-21}$  с. ДЯС живет достаточно долго по масштабам характерного ядерного времени ( $10^{-22}$  с). Это и дает основание рассматривать ее как некий самостоятельный объект ядерного микромира. Связь между углом вылета продуктов и временем жизни ДЯС позволяет изучать протекание ядерных процессов в системе по уникальной временной шкале с масштабом  $1 \cdot 10^{-22}$  с.

В глубоконеупругих столкновениях тяжелых ядер с наиболее тяжелыми ионами (Кг, Хе, У) момент инерции системы достигает значительной величины. Однако критический угловой момент  $l_{кр}$  при этом не только не возрастает, но, наоборот, падает, обращаясь в нуль для таких комбинаций ядер, как  $U + U$ ,  $U + Xe$ . Кулоновские силы в столкновениях двух тяжелых ядер возрастают настолько, что слияние ядер в составное ядро не происходит даже в лобовых столкновениях (речь идет об энергиях до 10 МэВ/нуклон). Одновременно интервал угловых моментов, дающих вклад в глубоконеупругие передачи,  $\Delta l$ , резко возрастает, достигая ста единиц  $\hbar$  и более. В результате возникает ситуация, когда в глубоконеупругих столкновениях образуется целый ансамбль ДЯС, скорости вращения которых меняются в очень широких пределах. В таких условиях угловые распределения продуктов глубоконеупругих передач должны были бы быть весьма широкими. Оказалось, однако, что при столкновении двух тяжелых ядер возникает своеобразный «фокусирующий» эффект, резко сужающий угловое распределение. Глубина проникновения тяжелых ядер друг в друга

в силу специфической формы потенциальной энергии (монотонный рост  $V(R)$  с уменьшением радиуса взаимодействия) сильно зависит от кинетической энергии столкновения. Чем выше энергия, тем глубже ядра проникают друг в друга. При фиксированной энергии облучения малым угловым моментам соответствует большая радиальная часть кинетической энергии столкновения. Она приводит к более глубокому проникновению ядер друг в друга, что увеличивает время жизни ДЯС. Снижение скорости вращения ДЯС компенсируется увеличением времени ее жизни. В результате углы поворота системы и, соответственно, углы вылета продуктов реакций для различных угловых моментов столкновения  $l$  сближаются. Доминирование кулоновских сил во взаимодействии тяжелых ядер сокращает время жизни ДЯС. Малое время жизни  $\tau$  и большой момент инерции приводят к тому, что угол поворота до момента ее распада становится небольшим и продукты реакций глубоконеупругих передач вылетают под углами, близкими к углу касательного столкновения  $\theta_{к.с.}$

### 4.3. Интерпретация закономерностей в сечениях образования элементов и изотопов

*Для элементных распределений продуктов глубоконеупругих передач* характерны две особенности:

- большая протяженность распределений по  $Z$ ;
- зависимость формы распределения от атомных номеров сталкивающихся ядер.

Первая особенность очевидным образом связана с формированием ДЯС. Именно относительно долгоживущая система, в которой значительная часть нуклонов возбуждена и может легко переходить из ядра в ядро через зону перекрытия поверхностей ядер, в состоянии породить многообразие продуктов реакций. Вторая особенность тесно связана с направлением эволюции ДЯС. Наблюдаемое в эксперименте зарядовое распределение продуктов реакций глубоконеупругих передач соответствует той тенденции в эволюции системы, которая вытекает из формы потенциальной энергии ДЯС.

*Сечения образования изотопов.* Наиболее яркой закономерностью в сечениях выходных каналов реакций глубоконеупругих передач является  $Q_{gg}$ -систематика (см. рис. 2.30–2.33). Она свидетельствует о реализации частичного статистического равновесия в системе из двух интенсивно взаимодействующих сложных ядер [57]. Формирование сравнительно долгоживущей ДЯС создает необходимые предпосылки для реализации частично-статистического равновесия. Быстрое установление равновесного отношения числа нейтронов к числу протонов и равновесного распределения энергии теплового возбуждения между фрагментами создает условия для проявления статистических законо-

мерностей в распаде ДЯС. Исходя из этих свойств ДЯС попытаемся использовать статистический подход для анализа ее распада.

Будем предполагать, что вероятность распада системы с образованием двух сопряженных фрагментов 3 и 4 пропорциональна плотности состояний двойной ядерной системы в конфигурации (3, 4):

$$W(3, 4) \sim \rho(3, 4). \quad (4.4)$$

Плотность состояний системы определяется прежде всего энергией теплового возбуждения  $U$ . Обозначим  $U_i$  энергию теплового возбуждения исходной ДЯС до начала передачи нуклонов. Ее источником является диссипация кинетической энергии столкновения на первой быстрой стадии соударения. В результате обмена нуклонами между ядрами тепловая энергия примет новое значение  $U_f$ , которое будет зависеть от ядерной композиции двойной ядерной системы:  $U_f = U_f(3, 4)$ . Выражение для  $U_f(3, 4)$  запишем в такой форме, которая в явном виде отражает влияние процесса передачи нуклонов на энергию теплового возбуждения ДЯС:

$$U_f = U_i + Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{rot} - \delta(p) - \delta(n). \quad (4.5)$$

В этом выражении  $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$  — энергия, идущая на перестройку ядер из начальных в конечные:  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ ;  $\Delta E_c$  — изменение кулоновской энергии системы, обусловленное передачей протонов;  $\Delta E_{rot}$  — изменение ротационной энергии системы, связанное с изменением ее момента инерции при перераспределении нуклонов между ядрами. Сумма трех членов  $Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{rot}$  есть не что иное, как изменение потенциальной энергии ДЯС, связанное с передачей нуклонов.  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$  — поправки на неспаренность нуклонов при их передаче из ядра-донора в ядро-акцептор. Введение этих поправок требует некоторых пояснений. В  $Q_{gg}$  автоматически учитывается энергия, идущая на разрыв пар в ядре-доноре для тех нуклонов, которые переданы в ядро-акцептор. Как показывает форма энергетических спектров глубокоэластичных передач, вероятность передачи нуклонов в основное состояние ядра-акцептора ничтожно мала, нуклоны передаются на возбужденные уровни. Однако фактор  $Q_{gg}$  характеризует затраты энергии на передачу нуклонов из основного состояния ядра-донора в основное состояние ядра-акцептора. Поэтому в выражении (4.5), если взять его без поправок, тепловая энергия ДЯС окажется завышенной на энергию конденсации в пары нуклонов, переданных в ядро-донор. Поправки  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$  как раз и учитывают эту разницу. Для данного канала реакций передачи  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$  равны сумме энергий спаривания в ядре-акцепторе протонных и нейтронных пар, переданных из ядра-донора в ядро-акцептор (рис. 4.4).

Имеющиеся экспериментальные данные показывают, что при энергиях возбуждения, превышающих 10 МэВ, плотность состояний в средних и тяжелых ядрах растет экспоненциально с энергией возбуж-

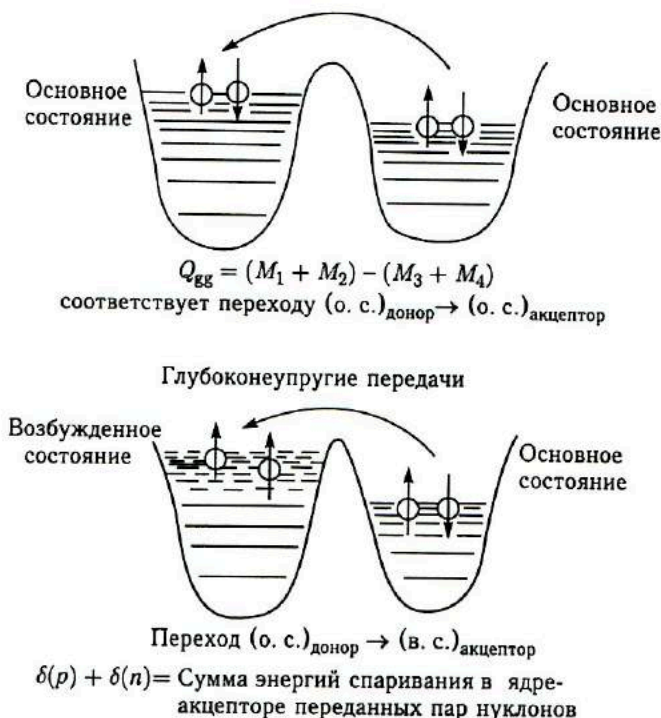


Рис. 4.4. Схема учета поправок на неспаривание нуклонов в глубоконеупругих передачах

дения. Для описания плотности состояний ДЯС используем выражение с постоянной температурой  $T$ :

$$\rho \sim \exp(U/T). \quad (4.6)$$

Сразу же заметим, что  $T$  для двойной ядерной системы может несколько отличаться от температуры соответствующего составного ядра, так как в глубоконеупругих передачах не достигается полного статистического равновесия.  $T$  можно рассматривать как температуру частичного статистического равновесия или просто как некоторый параметр. В общем случае  $T$  одинакова для обоих ядер. Если одно из ядер системы обладает малым числом связанных состояний — это может быть легкое ядро с очень большим избытком нейтронов или протонов, вся энергия теплового возбуждения сконцентрируется в тяжелом ядре, легкое же ядро окажется холодным.

В глубоконеупругих передачах кинетическую энергию продуктов реакций определяют в основном выходные кулоновские барьеры, поэтому кинетические энергии изотопов данного элемента различаются незначительно (см. рис. 2.15). Ту часть фазового объема реакций, кото-

рая связана с кинетической энергией изотопов, в первом приближении можно полагать одинаковой для всех изотопов данного элемента.

Энергия теплового возбуждения системы  $U_f$  зависит от углового момента столкновения  $l\hbar$ . Чем больше  $l$ , тем больше ротационная энергия системы и ниже энергия теплового возбуждения. При строгом рассмотрении задачи необходимо составить выражение для парциального сечения с фиксированным  $l$ , а затем суммировать все парциальные сечения в интервале угловых моментов  $\Delta l$ , дающих вклад в глубоко-неупругие передачи. В реакциях с ионами не тяжелее аргона  $\Delta l \ll l_{кр}$  и можно ввести некоторый средний угловой момент  $l = l_{кр} + \Delta l/2$ , исключив тем самым влияние изменений углового момента столкновений на энергию теплового возбуждения двойной ядерной системы. При введенных упрощающих предположениях главным фактором, который определяет сечение образования нуклидов в глубоко-неупругих передачах, является тепловая энергия двойной ядерной системы:

$$\sigma \sim \exp(U_f/T). \quad (4.7)$$

Поскольку  $U_f$  для фиксированной энергии облучения имеет постоянное значение, выражение для сечения определенного канала реакции глубоко-неупругих передач приобретает следующий вид:

$$\sigma \sim \exp \{ [Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_{rot} - \delta(p) - \delta(n)]/T \}. \quad (4.8)$$

На тяжелых ядрах-мишенях главный вклад в изменение тепловой энергии  $U_f$  вносят члены  $Q_{gg}$  и  $\Delta E_c$ ; значения  $Q_{gg}$  в многонуклонных передачах могут достигать десятков мегаэлектронвольт,  $\Delta E_c$  составляет 8–10 МэВ на переданный протон. Значения  $\Delta E_{rot}$  не превышают нескольких сотен килоэлектронвольт на переданный нуклон. Энергия спаривания в тяжелых ядрах близка к 1 МэВ. Поэтому в первом приближении в выражении для сечения образования изотопов можно оставить лишь главные члены:

$$\sigma \sim \exp [(Q_{gg} + \Delta E_c)/T]. \quad (4.9)$$

Именно такое выражение и описывает основные свойства  $Q_{gg}$ -систематики — экспоненциальную зависимость сечений образования изотопов данного элемента от  $Q_{gg}$  и смещение линий элементов с изменением атомного номера.

Учет поправок на неспаривание  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$  имеет важное значение. В эмпирической  $Q_{gg}$ -систематике (см. рис. 2.30, 2.31) наклон линий элементов несколько меняется с  $Z$ . Введение поправок на неспаривание нейтронов (по оси абсцисс в этом случае откладываются значения  $Q_{gg} - \delta(n)$ ) делает наклон линий элементов одинаковым. Особенно выразительной оказалась роль этих поправок в реакции  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ). Для  $^{94}\text{Zr}$  по сравнению с тяжелыми ядрами  $\Delta E_c$  уменьшается, а поправки  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$ , напротив, возрастают в связи с увеличением энергии спаривания. В эмпирической  $Q_{gg}$ -систематике

(см. рис. 2.33) была нарушена нормальная последовательность расположения линий элементов в соответствии с  $Z$ . Изотопы азота оказались справа от изотопов углерода, а изотопы бора — справа от изотопов бериллия,  $Q_{gg}$ -систематика для той же реакции, но уже с поправками  $\delta(p)$  и  $\delta(n)$  приведена на рис. 4.5. Введение поправок позволило восстановить нормальную последовательность расположения линий элементов. Уменьшился разброс точек вокруг линий элементов, интервалы между линиями элементов, связанные с изменением кулоновской энергии ДЯС, стали более реалистическими. На рис. 4.6–4.8 представлены  $Q_{gg}$ -систематики после внесения поправок на неспаривание для систем  $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ),  $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ) и  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ). Эмпирические  $Q_{gg}$ -систематики для этих систем изображены на рис. 2.30–2.32.

Вариации ширины интервала между линиями соседних элементов связаны с эффектом четности по протонам в ядре-доноре. Чтобы получить изотопы элемента, нечетного по  $Z$ , необходимо передать из легкого в тяжелое ядро сильнее связанный четный протон, что требует затраты большой энергии возбуждения, в результате линия изотопов нечетного элемента сдвигается в сторону больших по модулю отрицательных значений  $Q_{gg}$ .

Наклон линий элементов в  $Q_{gg}$ -систематике с поправками на неспаривание характеризует температуру двойной ядерной системы. В табл. 4.1 приведены значения параметра  $T$  для ряда комбинаций

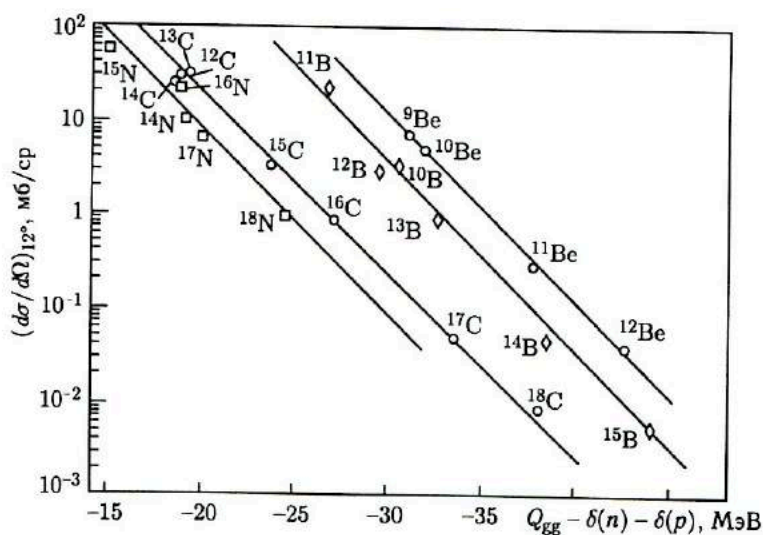


Рис. 4.5.  $Q_{gg}$ -систематика сечений образования продуктов реакций передачи в системе  $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) для угла вылета  $12^\circ$  после введения поправок на неспаривание [566]

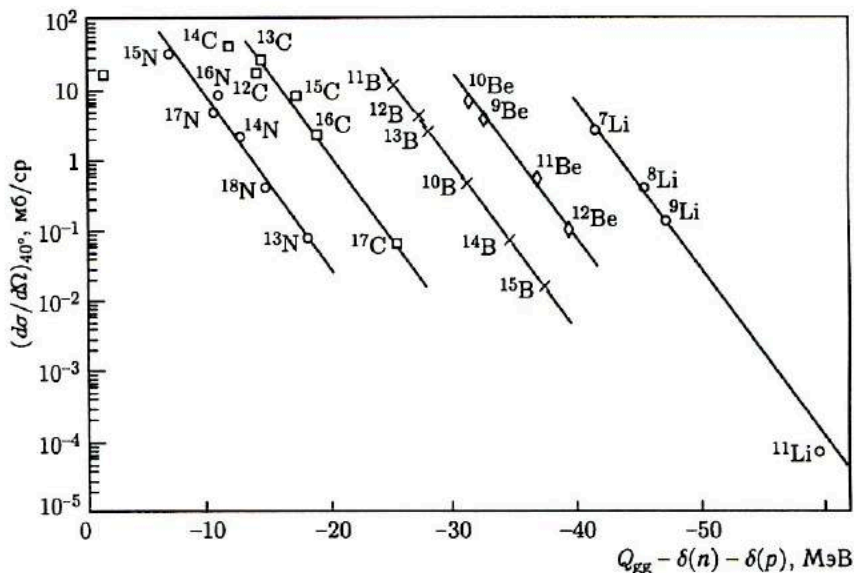


Рис. 4.6. То же самое, что и на рис. 4.5, но для системы  $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ) и угла вылета  $40^\circ$  [566]

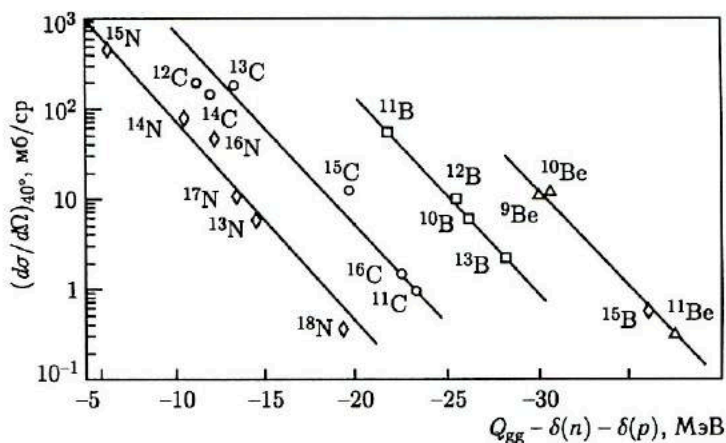


Рис. 4.7. То же самое, что и на рис. 4.5, но для системы  $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ) и угла вылета  $40^\circ$  [566]

ядра-мишени и тяжелого иона, они близки к температуре соответствующих составных ядер, полученных при той же энергии облучения.

Несколько лет назад высказывались сомнения в применимости  $Q_{gg}$ -систематики для таких тяжелых ионов, как  $^{40}\text{Ar}$  [69]. В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ были проведены соответствующие экс-



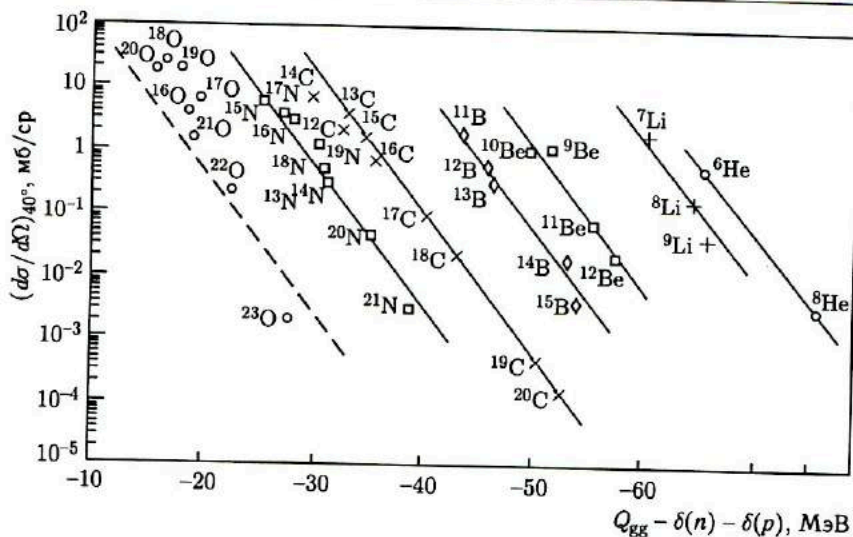


Рис. 4.8. То же самое, что и на рис. 4.5, но для системы  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) и угла вылета  $40^\circ$  [566]

Таблица 4.1. Значение параметра  $T$

Система	Энергия ионов, МэВ (середина мишени)	Угол регистрации, $^\circ$	$T$ , МэВ
$^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$	125	40	1,8
$^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$	136	40	1,9
$^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$	137	40	2,1
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	172	40	1,9
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	172	12	1,8
$^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$	172	12	2,2
$^{12}\text{C} + ^{22}\text{Ne}$	173	12	2,6

перименты с ионами  $^{40}\text{Ar}$ , которые показали, что видимое нарушение  $Q_{gg}$ -систематики связано с влиянием вторичных ядерных процессов — испарения нуклонов и  $\alpha$ -частиц из возбужденных фрагментов [446].  $Q_{gg}$ -систематика для изотопов ряда элементов — продуктов реакций передачи из облучений  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) и  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ) дана на рис. 4.9 и 4.10. Изотопы легких элементов, которые из-за большой массовой асимметрии ДЯС получают лишь небольшую долю энергии возбуждения, подчиняются  $Q_{gg}$ -систематике. Отклонения от  $Q_{gg}$ -систематики начинаются с изотопов фтора и кислорода, в которых энергия возбуждения возрастает, что приводит к испарению нуклонов.

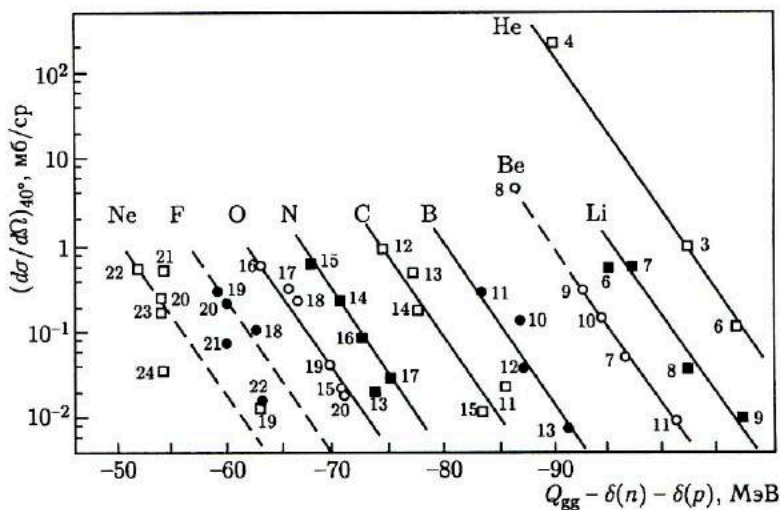


Рис. 4.9.  $Q_{\gamma\gamma}$ -систематика с поправками на неспаривание для системы  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ag}$  (285 МэВ), угол вылета  $40^\circ$ : цифрами указаны массовые числа изотопов [446]

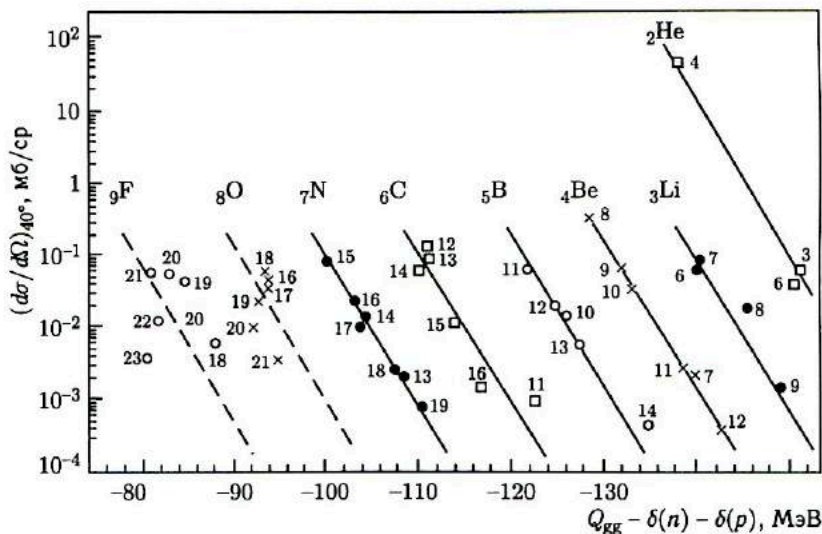


Рис. 4.10.  $Q_{\gamma\gamma}$ -систематика с поправками на неспаривание для системы  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ag}$  (290 МэВ), угол вылета  $40^\circ$ : цифрами указаны массовые числа изотопов [446]

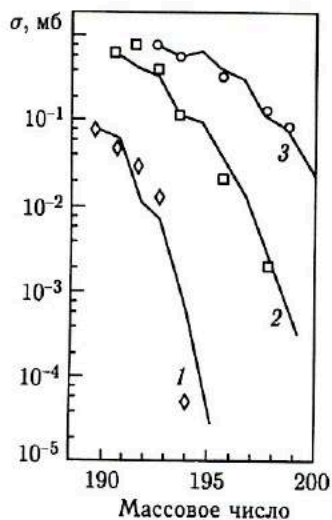


Рис. 4.11. Сечение образования изотопов золота в системах: 1 —  $^{181}\text{Ta} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ); 2 —  $^{181}\text{Ta} + ^{86}\text{Kr}$  (550 МэВ); 3 —  $^{181}\text{Ta} + ^{136}\text{Xe}$  (840 МэВ); различными значками обозначены экспериментальные данные [70]; линиями — результаты расчетов по  $Q_{\text{гг}}$ -систематике с учетом испарения нейтронов из возбужденных продуктов много-нуклонных передач [71]

Экспериментально измеренные сечения образования изотопов золота при облучении  $^{181}\text{Ta}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{86}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$  с энергиями соответственно 290, 550 и 840 МэВ приведены на рис. 4.11 [70]. Эти изотопы золота образуются за счет реакций передачи, в которых ядру  $^{181}\text{Ta}$  передается шесть протонов и различное число нейтронов. Был сделан расчет относительного выхода этих же изотопов по  $Q_{\text{гг}}$ -систематике с учетом испарения нейтронов из возбужденных тяжелых фрагментов распада ДЯС [71]. Получилось удовлетворительное согласие между данными эксперимента и результатами расчета, что свидетельствует о применимости  $Q_{\text{гг}}$ -систематики для описания относительного выхода продуктов глубоконеупругих передач и в реакциях с наиболее тяжелыми ионами. Таким образом,  $Q_{\text{гг}}$ -систематика характеризует одно из наиболее общих свойств распада ДЯС, отражающее статистический аспект взаимодействия двух сложных ядер в глубоконеупругих столкновениях.

#### 4.4. Эмиссия $\gamma$ -квантов в реакциях глубоконеупругих передач. Диссипация углового момента столкновения

До сих пор обсуждались эксперименты, в которых регистрировали первичные продукты ГНП. Обратимся к более легким частицам —  $\gamma$ -квантам и нейтронам, сопровождающим глубоконеупругие столкновения сложных ядер. Как правило, они образуются за счет вторичных ядерных процессов — при девозбуждении первичных продуктов ГНП. Изучение их свойств дает ценную информацию о механизме взаимодействия ядер в глубоконеупругих столкновениях.

$\gamma$ -кванты несут информацию о судьбе углового момента столкновения. В результате интенсивного ядерного трения начальный угловой момент  $L_i$  частично переходит в спины взаимодействующих ядер  $I_1$  и  $I_2$ :

$$L_i = l_f + I_1 + I_2, \quad (4.10)$$

где  $l_f$  — орбитальный угловой момент выходного канала реакции. Ради простоты спины исходных ядер приняты равными нулю.

Величина  $l_f$  проявляет себя в анизотропии углового распределения продуктов ГНП вне плоскости реакции. Ядра-продукты сбрасывают свой угловой момент в основном за счет эмиссии  $\gamma$ -квантов. В результате возникает определенная связь между спинами фрагментов  $I$  и множественностью  $\gamma$ -квантов  $M_\gamma$ , т. е. числом  $\gamma$ -квантов, испущенных двумя конечными ядрами. Методы измерения множественности  $\gamma$ -квантов описаны в п. 1.9. Заметим, что в эксперименте невозможно различить  $\gamma$ -кванты, принадлежащие каждому из двух ядер-фрагментов, поскольку аппаратура одновременно регистрирует  $\gamma$ -излучение двух сопряженных продуктов ГНП.

Как же множественность  $\gamma$ -квантов связана со спинами ядер? Изучение распада возбужденных составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами показало, что энергию теплового возбуждения уносят в основном нейтроны, тогда как угловой момент —  $\gamma$ -кванты. Процесс девозбуждения составного ядра с большим угловым моментом показан на рис. 4.12.

Эмиссия нейтронов приводит к охлаждению составного ядра, так что в нем остается лишь вращательная энергия. Дальнейшее понижение энергии возбуждения холодного вращающегося ядра происходит серией  $E2$ -переходов вдоль так называемой *ираст-полосы*. Каждый  $\gamma$ -квант в каскаде уносит две единицы углового момента. Небольшой угловой момент уносят также нейтроны и статистические  $\gamma$ -кванты, связанные с квантовыми переходами в горячем составном ядре. Однако на их долю приходится лишь небольшая часть от полного углового момента ядра в тех случаях, когда его значение измеряется несколькими десятками единиц  $\hbar$ . Таким образом, спин ядра  $I$  связан с множественностью  $\gamma$ -квантов соотношением

$$I = fM_\gamma + g. \quad (4.11)$$

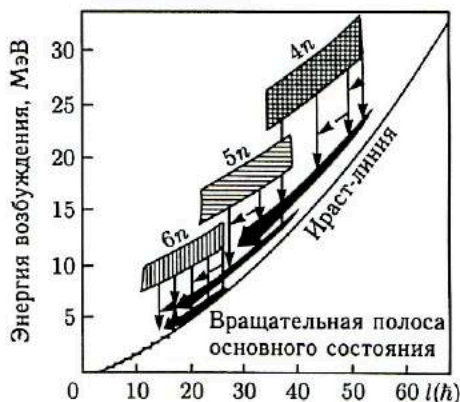


Рис. 4.12. Иллюстрация процесса девозбуждения составных ядер, образованных в реакциях с тяжелыми ионами [125]

Фактор  $f$  близок к двум. Отклонение от двойки обязано примеси статистических  $\gamma$ -квантов, которые испускаются в основном при дипольных переходах и уносятся по одной единице углового момента  $\hbar$ . Фактор  $g$  характеризует угловой момент, уносимый легкими частицами. Принято считать, что нейтроны в среднем уносят одну единицу  $\hbar$ . Число испарительных нейтронов зависит от энергии теплового возбуждения ядра. Для большинства исследованных реакций оно не превосходит десяти. Угловой момент в реакциях с тяжелыми ионами может достигать нескольких сотен  $\hbar$ , поэтому неточность в оценках факторов  $f$  и  $g$  не вносит значительных искажений в определение спинов конечных ядер. Считается, что в отношении эмиссии  $\gamma$ -квантов и нейтронов возбужденные продукты ГНП ведут себя так же, как и составные ядра.

При количественных расчетах перехода начального углового момента в спины ядер рассматривают два предельных случая взаимодействия. В одном из них два слипшихся ядра вращаются как единое целое, подобно гантели, в другом легкое ядро катится по поверхности более тяжелого. В классической механике первый случай отвечает бесконечно большому трению скольжения, второй — бесконечно большому трению качения.

При образовании системы из двух слипшихся ядер угловая скорость их совместного вращения вокруг центра масс  $\omega_{\text{отн}}$  и угловые скорости вращения каждого из ядер вокруг своих осей, направленных перпендикулярно плоскости реакции, одинаковы:

$$\omega_{\text{отн}} = \omega_1 = \omega_2. \quad (4.12)$$

Момент инерции такой системы складывается из моментов инерции ядер относительно центра масс и собственных моментов инерции каждого из ядер. Для ядер с резкой границей и в твердотельном приближении моменты инерции имеют следующий вид:

$$J_{\text{отн}} = \mu(R_1 + R_2)^2; \quad J_1 = (2/5)M_1R_1^2; \quad J_2 = (2/5)M_2R_2^2, \quad (4.13)$$

где  $\mu$  — приведенная масса обоих ядер;  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы ядер;  $M_1$  и  $M_2$  — их массы.

Начальный угловой момент распределится между спинами ядер системы и выходным орбитальным угловым моментом пропорционально соответствующим моментам инерции, что следует из закона сохранения момента количества движения:

$$l_i \hbar = (J_{\text{отн}} + J_1 + J_2)\omega. \quad (4.14)$$

При столкновении двух одинаковых ядер угловой момент относительного движения получает наибольшую часть начального углового момента:

$$l_{\text{отн}} \hbar = (5/7)l_i \hbar. \quad (4.15)$$

На долю спинов обоих ядер системы приходится лишь  $2/7$  начального углового момента. Для асимметричных по массе комбинаций сталкивающихся ядер часть углового момента, переходящего в спины ядер, будет больше. Она увеличивается при передаче нуклонов от легкого к тяжелому ядру. С возрастанием числа нуклонов, переданных тяжелому ядру, его спин все больше приближается к начальному угловому моменту. При качении одного ядра по поверхности другого орбитальный угловой момент  $l_{\text{отн}}\hbar$ , напротив, не зависит от массовой асимметрии системы и всегда равен  $(5/7)l_i$ . Множественность  $\gamma$ -квантов  $M_\gamma$  в этом случае не должна зависеть от распределения нуклонов между ядрами системы. Это принципиальное отличие поведения  $M_\gamma$  в зависимости от массовой асимметрии системы можно использовать для оценки реальной ситуации, которая осуществляется в глубоконеупругих передачах.

Множественность  $\gamma$ -квантов в зависимости от атомного номера легкого фрагмента реакций передачи дана на рис. 4.13. Измерения были сделаны для системы  $\text{Ag} + {}^{20}\text{Ne}$  (175 МэВ) при трех углах вылета  $25^\circ$ ,  $35^\circ$  и  $90^\circ$  [72]. Измерения проводили в совпадении с легким фрагментом. Угол  $90^\circ$  лежит далеко за пределами угла касательного столкновения ( $\theta_{\text{к.с}} \approx 20^\circ$ ). Вылет легких фрагментов под этим углом возможен лишь при значительном орбитинге и соответствует отрицательному углу  $-90^\circ$ . Для этого угла наблюдается четкая зависимость  $M_\gamma$  от  $Z$ , свидетельствующая о слипании ядер, формирующих двойную ядерную систему.

При малых углах вылета ( $25^\circ$ ,  $35^\circ$ ), соответствующих меньшим временам взаимодействия, наблюдаем сильный разброс экспериментальных точек, тем не менее можно констатировать слабую зависимость  $M_\gamma$  от  $Z$ . По-видимому, в начальной стадии взаимодействия складывается ситуация, напоминающая качение одного ядра по поверхности другого. С увеличением времени взаимодействия качение переходит в слипание ядер. Следует также отметить, что большие отрицательные углы

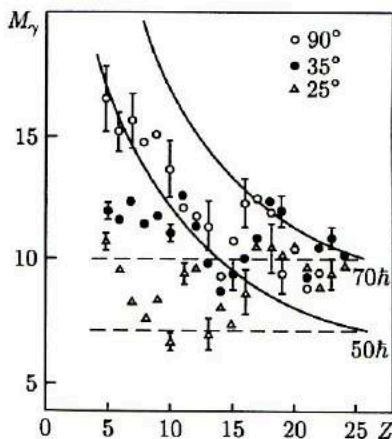


Рис. 4.13. Зависимость множественности  $\gamma$ -квантов от атомного номера легкого продукта реакций глубоконеупругих передач [72]: измерения сделаны для системы  ${}^{107,109}\text{Ag} + {}^{20}\text{Ne}$  (175 МэВ) при трех углах вылета легких продуктов; сплошные линии — результаты теоретических расчетов  $M_\gamma$  в предположении слипания ядер; пунктирные — в предположении качения одного ядра по поверхности другого. Расчет сделан для двух значений выходного углового момента:  $50\hbar$  и  $70\hbar$

вылета легкого фрагмента соответствуют длительному времени жизни ДЯС. Большие времена взаимодействия реализуются в столкновениях с угловым моментом, близким к критическому:  $l_i \sim l_{кр}$ . В этом случае поверхности сталкивающихся ядер сильно перекрываются. Мощное ядерное трение вызывает интенсивную диссипацию кинетической энергии столкновения, что и приводит к формированию системы из двух слипшихся ядер.

Существенное отличие зависимости  $M_\gamma$  от угла вылета и массовой асимметрии наблюдается для более тяжелых ионов. Для ионов криптона решающим фактором, определяющим конверсию начального углового момента в спины ядер, является степень диссипации кинетической энергии столкновения (рис. 4.14–4.16) [52]. Из рис. 4.14 видно, что угол вылета при фиксированных потерях кинетической энергии слабо влияет на  $M_\gamma$ , особенно для глубоконеупругих столкновений. Перераспределение нуклонов между ядрами (правда, оно захватывает меньшую часть нуклонов) также практически не сказывается на  $M_\gamma$  (рис. 4.15). Отличие в поведении  $M_\gamma$  для тяжелых ионов различной массы можно объяснить следующим образом. В реакциях со сравнительно легкими ионами типа  $^{20}\text{Ne}$  зона угловых моментов, в которой реализуются глубоконеупругие передачи, много меньше критического углового момента. Поэтому разброс угловых моментов ДЯС вокруг среднего значения сравнительно невелик. В этих условиях изменение момента инерции системы, связанное с передачей нуклонов, с неизбежностью вызывает и перераспределение углового момента между спинами ядер и орбитальным угловым моментом, что находит свое отражение в множественности  $\gamma$ -квантов.

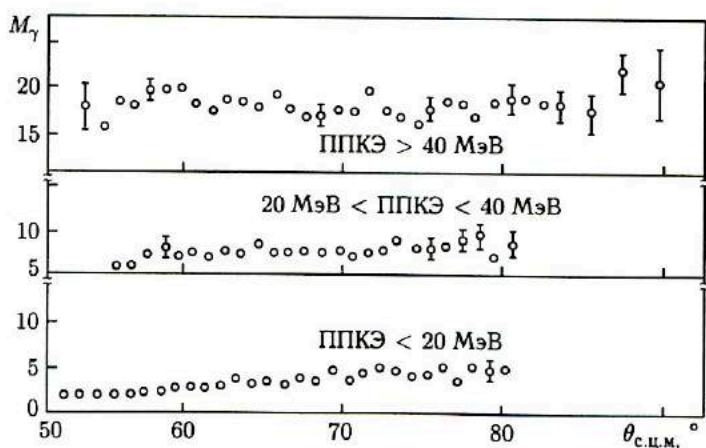


Рис. 4.14. Зависимость среднего значения множественности  $\gamma$ -квантов  $M_\gamma$  от угла вылета легкого фрагмента  $\theta_{с.ц.м.}$  и потерь полной кинетической энергии (ППКЭ): данные получены для реакции  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$  (510 МэВ) [52]

Для ионов типа криптона, напротив, зона угловых моментов глубоконоупругих передач много больше критического углового момента. В этих условиях уже нельзя пренебрегать вариациями углового момента столкновения, влияющего на направление передачи нуклонов между ядрами. Из рис. 3.5, где представлена потенциальная энергия ДЯС, видно, что большие угловые моменты благоприятствуют симметризации системы, т.е. способствуют передаче нуклонов от тяжелого к легкому ядру. Это означает, что столкновения, которые приводят к уменьшению массовой асимметрии системы, будут обогащены более высокими угловыми моментами по сравнению со столкновениями, увеличивающими массовую асимметрию. Оба фактора, влияющие на  $M_\gamma$ , — увеличение спина ядер при передаче нуклонов от легкого к тяжелому ядру и снижение среднего значения входного углового момента для более асимметричных комбинаций конечных ядер — действуют в противоположных направлениях. В результате в эксперименте наблюдается независимость  $M_\gamma$  от массовой асимметрии системы в выходном канале реакции (см. рис. 4.15).

Интегрированная по углам вылета и по  $Z$  продуктов реакций передачи множественность  $\gamma$ -квантов в зависимости от потерь кинетической энергии столкновения для реакции  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$  (510 МэВ) дана на рис. 4.16 [52]. Видно, что  $M_\gamma$  быстро нарастает с увеличением неупругости процесса, а затем выходит на плато. Значение  $\langle M_\gamma \rangle = 20$  соответствует ожидаемой множественности  $\gamma$ -квантов для двух слипшихся ядер. Эксперименты по измерению множественности  $\gamma$ -квантов подтвердили вывод о том, что в глубоконоупругих передачах формируется система из двух слипшихся ядер.

Информацию о передаче углового момента в глубоконоупругих столкновениях сложных ядер можно получить также при изучении заселения уровней вращательной полосы одного из ядер-фрагментов. Для этого в качестве продукта реакции выбирают деформированное ядро,

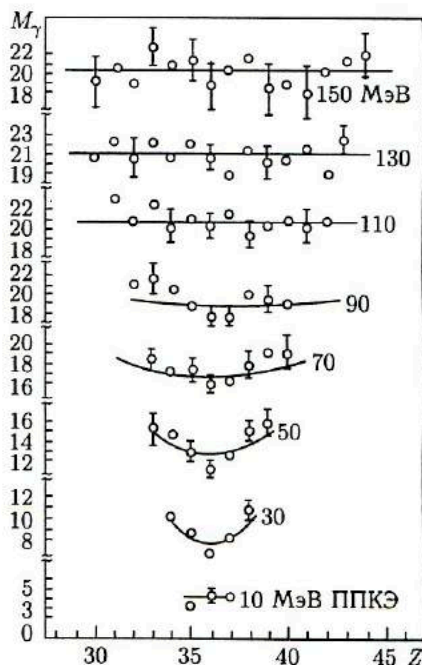


Рис. 4.15. Зависимость множественности  $\gamma$ -квантов  $M_\gamma$  от атомного номера легкого фрагмента реакций передачи  $Z$  и потерь полной кинетической энергии: данные получены для реакции  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$  (510 МэВ) [52]



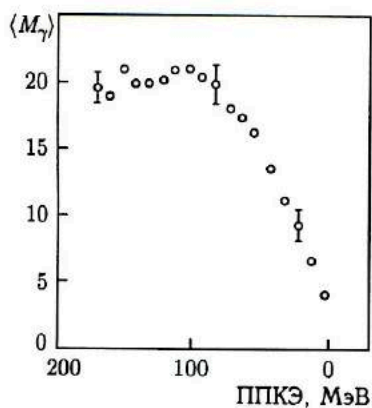


Рис. 4.16. Зависимость средней множественности  $\gamma$ -квантов ( $M_\gamma$ ) от потерь полной кинетической энергии для реакции  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$  (510 МэВ); данные по  $\langle M_\gamma \rangle$  получены интегрированием выхода  $\gamma$ -квантов по углам вылета и  $Z$  легкого фрагмента реакций передачи [52]

вращательный спектр которого хорошо известен. Измерения проводят в совпадении с сопряженным легким продуктом реакций передачи. С помощью Ge(Li)-детектора, обладающего высоким энергетическим разрешением, выделяют  $E2$ -переходы на различные уровни основной вращательной полосы и измеряют их относительную интенсивность. Экспериментальные данные сравнивают с результатами теоретических расчетов в различных предположениях относительно начального углового момента ядра. Распределение интенсивностей  $\gamma$ -линий основной вращательной полосы ядра  $^{50}\text{Cr}$  приведено на рис. 4.17 [73]. Это ядро формировалось при облучении  $^{48}\text{Ti}$  ионами  $^{16}\text{O}$  с энергией 96,5 МэВ в реакции передачи двух протонов, двух нейтронов с последующим испарением двух нейтронов из возбужденного ядра  $^{52}\text{Cr}$ . Распределение

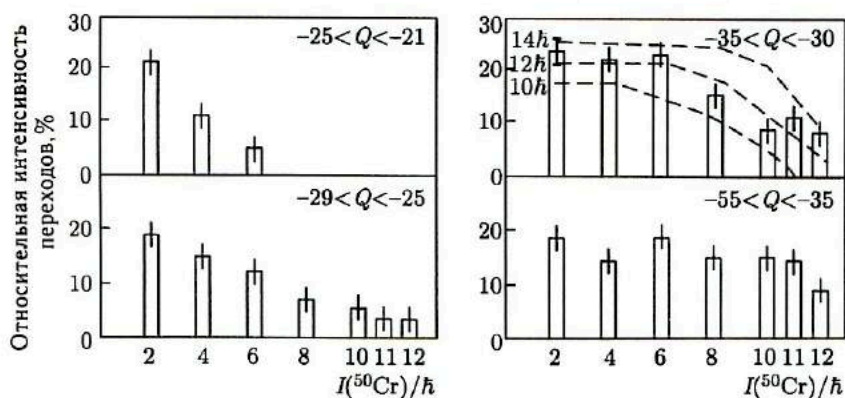


Рис. 4.17. Зависимость интенсивности  $\gamma$ -переходов основной вращательной полосы ядра  $^{50}\text{Cr}$  от различных значений  $Q$  реакции  $^{48}\text{Ti} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{52}\text{Cr} \xrightarrow{2n} ^{50}\text{Cr}$  [73]; энергия ионов 96,5 МэВ; угол регистрации  $35^\circ$ ;  $Q$  реакции даны в МэВ; пунктиром изображены расчетные данные для различных значений начального углового момента ядра  $^{50}\text{Cr}$

интенсивностей  $\gamma$ -линий дано для четырех интервалов  $Q$  реакции. Хорошо видно, что с ростом неупругости процесса происходит заселение состояний вращательной полосы со все более высоким спином. Для интервала  $-35 < Q < -30$  МэВ наилучшее согласие с экспериментом достигается при начальном угловом моменте  $12\hbar$ . Для глубоконеупругих столкновений,  $-55 < Q < -35$  МэВ, хорошее согласие получается для начального углового момента, равного  $14\hbar$ . Именно такое значение спина ядра  $^{50}\text{Cr}$  получается, если сделать предположение, что исходные ядра  $^{48}\text{Ti}$  и  $^{16}\text{O}$  образуют после глубоконеупругого столкновения слипшуюся систему.

Циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов также может дать полезную информацию о механизме реакции передачи. Поляризация ядер в глубоконеупругих передачах будет иметь различный знак в зависимости от того, происходит ли вылет продукта реакции в области положительных или отрицательных углов, в последнем случае после орбитинга (см. рис. 4.1).

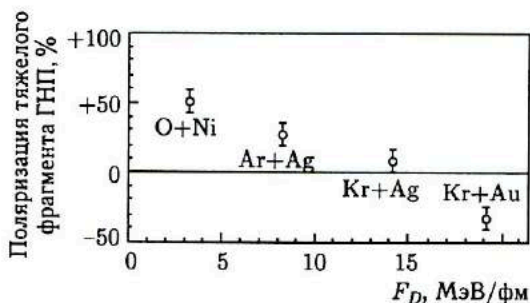


Рис. 4.18. Поляризация продуктов реакций передачи в различных комбинациях сталкивающихся ядер [74]

Результаты измерения циркулярной поляризации для ряда комбинаций ядер-мишеней и тяжелых ионов представлены на рис. 4.18 [74]. Для «легких» тяжелых ионов и средних ядер-мишеней поляризация значительна, а ее знак соответствует орбитингу с вылетом продуктов ГНП в области отрицательных углов. Для тяжелых ионов и тяжелых ядер-мишеней поляризация также значительна, однако имеет противоположный знак. Мощные кулоновские силы и большой момент инерции системы приводят к тому, что подавляющая часть продуктов ГНП вылетает в области положительных углов. Наконец, для комбинации  $\text{Kr} + \text{Ag}$  возможен вылет продуктов ГНП в области положительных и отрицательных углов в зависимости от углового момента столкновения. В этом случае эффекты, связанные с положительной и отрицательной поляризацией, компенсируют друг друга, и регистрируемая в эксперименте поляризация оказывается малой. Проведенный анализ [74] показывает, что поляризация в глубоконеупругих столкновениях сложных ядер весьма значительна: до 80% и более.

#### 4.5. Вылет нейтронов в реакциях глубоконеупругих передач. Установление равновесного распределения энергии возбуждения между ядрами системы

Нейтроны, сопровождающие глубоконеупругие передачи, можно связать с двумя различными стадиями реакции. Они могут вылетать во время интенсивной диссипации кинетической энергии столкновения, в этом случае их энергетические спектры и угловые распределения несут полезную информацию о протекании быстрой стадии взаимодействия ядер, а их выход — о вкладе неравновесной частицы в энергетический баланс глубоконеупругих столкновений.

Нейтроны могут испускаться также возбужденными продуктами глубоконеупругих передач из равновесных состояний. За время установления статистического равновесия ядра-фрагменты успевают удалиться друг от друга настолько, что взаимодействием между ними можно пренебречь. Изучение нейтронов, испущенных ядрами-фрагментами, представляет особый интерес для выяснения возможности частичного статистического равновесия в системе из двух взаимодействующих ядер.

Если в ДЯС за время взаимодействия успевает установиться равновесное распределение энергии возбуждения, то каждый из фрагментов получит часть энергии возбуждения, пропорциональную его массе. Температура возбужденных фрагментов окажется одинаковой. Это можно выявить измерением числа (множественности) нейтронов, испущенных каждым фрагментом, и анализом формы энергетических спектров нейтронов, которые содержат информацию о температуре фрагмента. Сравнение потерь кинетической энергии в глубоконеупругих столкновениях с множественностью нейтронов и  $\gamma$ -квантов позволяет установить факт полного или частичного перехода потерянной кинетической энергии во внутреннее возбуждение системы.

Типичная схема экспериментов при изучении эмиссии нейтронов в реакциях глубоконеупругих передач была рассмотрена в п. 1.9. Нейтроны обычно регистрируют в совпадении с легким и тяжелым фрагментами. Поскольку скорость фрагмента много больше скорости основной массы нейтронов, происходит сильная фокусировка нейтронов в направлении вылета фрагмента. Это обстоятельство позволяет надежно разделить нейтроны, испущенные каждым из фрагментов.

Остановимся прежде всего на экспериментах, в которых энергия налетающего ядра была меньше 10 МэВ/нуклон [75]. В этих экспериментах использовали довольно тяжелые ионы:  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{86}\text{Kr}$ ,  $^{132}\text{Xe}$  и мишени из золота и редкоземельных элементов. Для таких комбинаций ядер основными путями девозбуждения фрагментов служит эмиссия нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Вылетом заряженных частиц, как показали расчеты по статистической модели, можно было пренебречь. В [36, 75а,б] измеряли углы вылета, энергетические спектры и множественность

нейтронов для каждого из фрагментов. Полученные данные затем сопоставляли с результатами расчетов в предположении, что все нейтроны образуются за счет эмиссии из фрагментов, находящихся в состоянии статистического равновесия, и имеют изотропное угловое распределение; потерянная в процессе взаимодействия кинетическая энергия, за вычетом энергии вращения, переходит в тепловое возбуждение системы, которое распределяется между фрагментами пропорционально их массам.

Сопоставление экспериментальных энергетических спектров нейтронов, вылетевших из легкого и тяжелого фрагментов, с результатами расчетов тех же спектров по статистической модели для реакции  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$  (608 МэВ) сделано на рис. 4.19. Энергетические спектры имеют форму, характерную для испарительных спектров нейтронов. Температура, определенная по наклону высокоэнергичной части спектра, имеет одно и то же значение для легкого и тяжелого фрагментов. Это свидетельствует об установлении равновесного распределения энергии возбуждения в системе. Аналогичные результаты для формы энергетических спектров и температур обоих фрагментов были получены и в [756]. Ни в одном из этих экспериментов не были зарегистри-

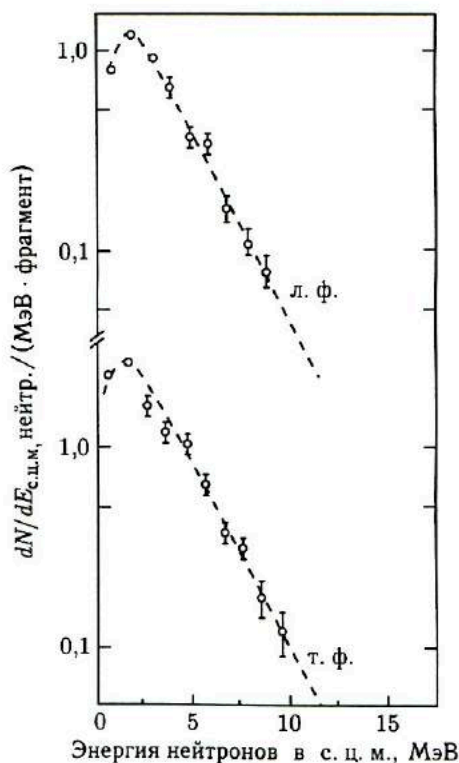


Рис. 4.19. Энергетические спектры нейтронов в системах координат, связанных с легким (л. ф.) и тяжелым (т. ф.) фрагментами глубоконеупругих передач. Реакция  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$  (608 МэВ) [75a]: пунктиром отмечены результаты расчетов по статистической модели; массовое число легкого фрагмента 86, тяжелого — 166; их энергии возбуждения 69 и 133 МэВ

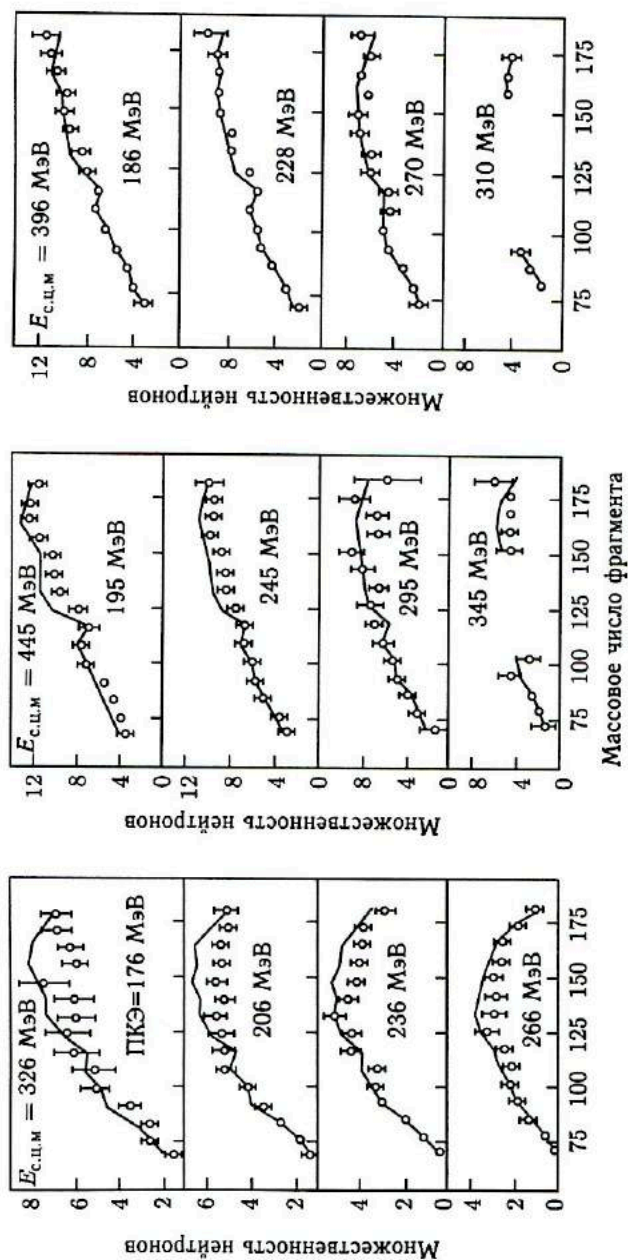


Рис. 4.20. Зависимость множественности нейтронов от масс фрагментов и их полной кинетической энергии в реакции  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kr}$  при трех значениях энергии ионов  $E_{\text{с.п.м}} = 326, 396$  и  $445$  МэВ [36]: сплошные линии — результаты расчетов по статистической модели; указана полная кинетическая энергия фрагментов

стрированы высокоэнергичные частицы, которые выпадали бы из испарительных спектров. Согласно предсказаниям теории предравновесные нейтроны должны были вылетать преимущественно под малыми углами. Однако и для малых углов в энергетических спектрах нейтронов не было обнаружено отклонений от испарительного спектра в пределах погрешностей измерений.

Сопоставление экспериментально измеренной и расчетной множественности нейтронов в зависимости от массы фрагмента и неупругости столкновения приведено на рис. 4.20. Данные относятся к реакции  $^{166}\text{Er} + ^{86}\text{Kг}$  для трех различных энергий облучения [36]. Согласие между расчетами и экспериментом означает, что положенные в основу расчета предположения о механизме образования нейтронов соответствуют действительности.

Из данных, представленных на рис. 4.20, видно, что равновесное распределение энергии возбуждения между фрагментами устанавливается не только в глубоконеупругих столкновениях (минимальное значение ПКЭ), но и в столкновениях с неполной диссипацией кинетической энергии. Отношение числа нейтронов, испущенных легким и тяжелым фрагментами, в зависимости от потерь энергии при неупругих столкновениях для реакции  $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$  (400 МэВ) дано на рис. 4.21. Это отношение в пределах точности измерений остается постоянным в широких пределах изменения неупругости процесса. При потерях энергии около 30 МэВ (левая крайняя точка) процесс взаимодействия носит почти квазиупругий характер. Существует определенное соотношение между временем взаимодействия ядер и потерями кинетической энергии столкновения. На основании этого соотношения был сделан вывод о том, что равновесное распределение тепловой энергии возбуждения в системе из двух взаимодействующих сложных ядер устанавливается очень быстро, за время, меньшее  $5 \cdot 10^{-22}$  с.

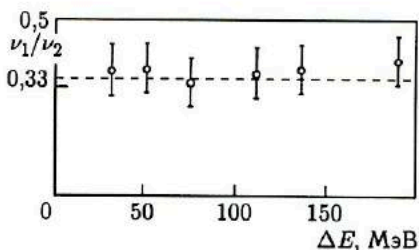


Рис. 4.21. Зависимость отношения числа нейтронов, испущенных легким  $\nu_1$  и тяжелым  $\nu_2$  фрагментами реакций передачи, от средних потерь полной кинетической энергии  $\Delta E$  [75в]: точки — данные эксперимента; пунктирная линия — результаты расчетов в предположении равновесного распределения энергии возбуждения

Отклонение формы энергетических спектров нейтронов от испарительных наблюдалось в работах, где использовались более легкие частицы и энергия ионов была заметно больше 10 МэВ/нуклон. В [75б] обращается внимание на то, что и для легких бомбардирующих частиц ( $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ) предравновесные легкие частицы наблюдаются в заметном

количестве лишь в тех случаях, когда энергия бомбардирующих частиц на кулоновском барьере ядра-мишени превышает 6–7 МэВ/нуклон. По-видимому, решающее значение для образования предравновесных нейтронов имеет не энергия возбуждения, которая для тяжелых ионов может превышать 100 МэВ, а значительная энергия на нуклон в налетающем ядре на кулоновском барьере.

#### 4.6. Эмиссия легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами

Уже в первых экспериментах с тяжелыми ионами был зарегистрирован значительный выход легких заряженных частиц, главным образом  $\alpha$ -частиц и протонов [76]. Характер угловых распределений и форма энергетических спектров этих частиц (рис. 4.22 и 4.23) указывали на два возможных механизма их образования.

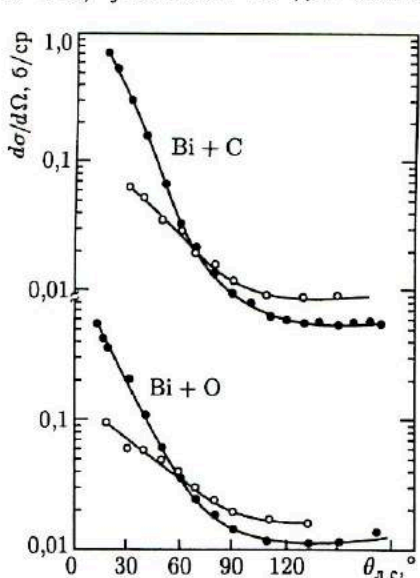


Рис. 4.22. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц и протонов в реакциях  $^{209}Bi + ^{12}C$  (126 МэВ) и  $^{209}Bi + ^{16}O$  (168 МэВ) [76]: ● —  $\alpha$ -частицы; ○ — протоны

Частицы с симметричным угловым распределением в с.ц.м. естественно было отнести к распаду возбужденного составного ядра. Их энергетические спектры (рис. 4.23) имели форму, характерную для испарительного процесса: наиболее вероятная энергия частиц соответствовала кулоновскому барьеру, а экспоненциальный спад высокоэнергичной части спектра давал ту же температуру для составного ядра, что и испарительный спектр нейтронов.

Протоны и  $\alpha$ -частицы с направленным вперед угловым распределением обладали более высокой средней энергией, причем энергия частиц возрастала с уменьшением угла вылета. Скорость частиц под малыми углами приближалась к скорости налетающего ядра. Сечение их образования достигало 0,5–0,8 б, что составляло существенную часть (25–35%) полного сечения реакции [76].

Выход  $\alpha$ -частиц заметно превосходил выход протонов. Было высказано предположение, что эти «прямые» или неравновесные  $\alpha$ -частицы и протоны образуются в результате развала налетающего ядра при краевом

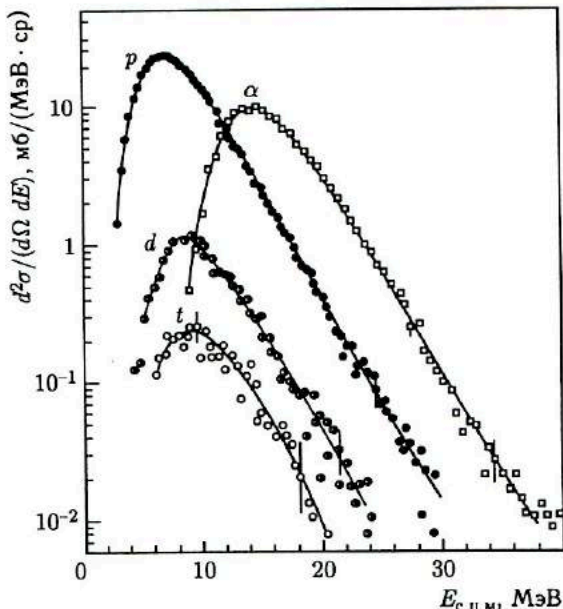


Рис. 4.23. Энергетические спектры легких заряженных частиц из реакции  $^{103}\text{Rh} + ^{14}\text{N}$  (121 МэВ) для угла вылета  $134,5^\circ$  в с.ц.м. [80]

столкновении с ядром-мишенью [76]. Такое предположение довольно естественно, поскольку в первых экспериментах в качестве бомбардирующих частиц использовали ядра  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ . Энергия связи  $\alpha$ -частицы в этих ядрах меньше, чем энергия связи нейтрона или протона, поэтому при столкновении с ядром-мишенью они охотнее разваливаются на  $\alpha$ -частицы, чем на нуклоны.

В течение длительного времени после первых экспериментов эмиссия легких заряженных частиц в столкновениях с тяжелыми ионами не привлекала к себе особого внимания. Интерес к ней резко возрос после открытия реакций глубоконеупругих передач. Большие сечения образования неравновесных  $\alpha$ -частиц можно было рассматривать как указание на то, что они играют важную роль в процессе диссипации кинетической энергии столкновения. Были проведены эксперименты по изучению механизмов образования неравновесных  $\alpha$ -частиц с использованием техники корреляционных измерений. Полученные результаты оказались несколько неожиданными. Изучение корреляции между вылетом неравновесной  $\alpha$ -частицы и  $\gamma$ -излучением тяжелого продукта реакции показало, что вылет  $\alpha$ -частицы с большой вероятностью сопровождается передачей ядру-мишени остальных нуклонов налетающего ядра [77]. Процесс получил специальное название — массивная передача [77]. Сечения массивных передач достигали сотен миллибарн и соответствовали сечениям образования неравновесных



$\alpha$ -частиц. Анализ отношения интенсивностей  $\gamma$ -переходов во вращательных спектрах ядер-продуктов, сопряженных  $\alpha$ -частицам, указывал на то, что неравновесные  $\alpha$ -частицы в массивных передачах образуются при краевых столкновениях, с угловыми моментами, несколько превышающими критический угловой момент:  $l \gtrsim l_{кр}$ . Большие величины сечений массивных передач были подтверждены экспериментами, в которых тяжелый продукт реакции идентифицировался методами радиохимии [78]. Оказалось, что существует баланс между сечениями образования неравновесных  $\alpha$ -частиц и сечением образования сопряженных им тяжелых продуктов многонуклонных передач.

В экспериментах, где измеряли корреляцию между вылетом неравновесной  $\alpha$ -частицы и вылетом легкого продукта реакций передачи [79], было установлено, что сечение развала налетающего ядра при краевом столкновении с ядром-мишенью составляет лишь несколько процентов от полного сечения образования неравновесных  $\alpha$ -частиц. Поэтому развал налетающего ядра нельзя рассматривать в качестве главного механизма их образования. Выбивания  $\alpha$ -частиц с поверхности ядра-мишени не наблюдали.

Основной вывод, который следовал из корреляционных экспериментов с регистрацией неравновесных частиц, состоял в том, что основной вклад в сечение их образования дают массивные передачи. Однако сам механизм массивных передач был неясен. В принципе можно себе представить три возможные схемы массивных передач (рис. 4.24).

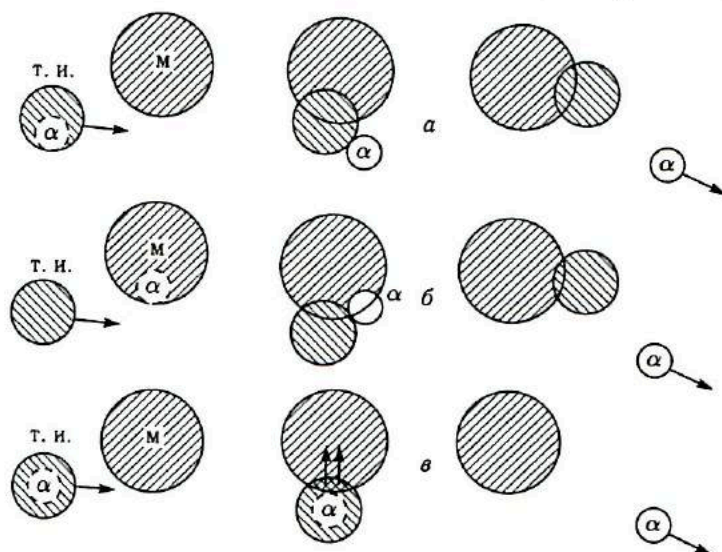


Рис. 4.24. Три возможные схемы реализации массивных передач: а) реакция типа срыва; б) реакция типа замещения; в) реакция последовательной передачи всех нуклонов налетающего ядра, кроме нуклонов 1s-оболочки

1. При краевом столкновении налетающего ядра с ядром-мишенью происходит диссоциация налетающего ядра на  $\alpha$ -частицу и остаток.  $\alpha$ -частица вылетает в переднем направлении, а остаток захватывается ядром-мишенью. Такая реакция была бы аналогична реакции срыва (рис. 4.24, а) на дейтонах ( $d, p$ ) или ( $d, n$ ).

2. Налетающее ядро выбивает  $\alpha$ -частицу с поверхности ядра-мишени, а само захватывается ядром-мишенью, аналогично тому, как это имеет место в реакциях замещения на легких частицах (рис. 4.24, б).

3. В процессе взаимодействия налетающее ядро последовательно, оболочка за оболочкой, передает все свои нуклоны ядру-мишени, кроме четырех нуклонов  $1s$ -оболочки, которые и образуют вылетающую вперед  $\alpha$ -частицу. Реакция такого типа не имеет аналога среди реакций на легких частицах и может рассматриваться как процесс, специфический для тяжелых ионов (см. рис. 4.24, в).

Сами по себе корреляционные эксперименты не позволяют сделать выбор в пользу той или иной схемы. Новый свет на природу образования неравновесных  $\alpha$ -частиц проливает сопоставление их основных экспериментальных характеристик — энергетических спектров, угловых распределений, закономерностей в сечениях образования изотопов — с такими же характеристиками типичных продуктов многонуклонных передач, которые образуются в одном и том же облучении. Это сопоставление выявило удивительное сходство основных экспериментальных характеристик обеих групп продуктов реакций, которое указывает на общность механизма их образования. Продемонстрируем это на примере двух реакций:  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) и  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ) [446]. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц, из которых видно, что в обеих реакциях присутствуют равновесные и неравновесные  $\alpha$ -частицы, приведены на рис. 4.25. Энергетические спектры изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  и изотопов элементов от лития до азота из реакции  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) для угла вылета  $40^\circ$  даны на рис. 4.26. Изотопы лития–азота — типичные продукты глубоководных передач. Это следует из формы их энергетических спектров и угловых

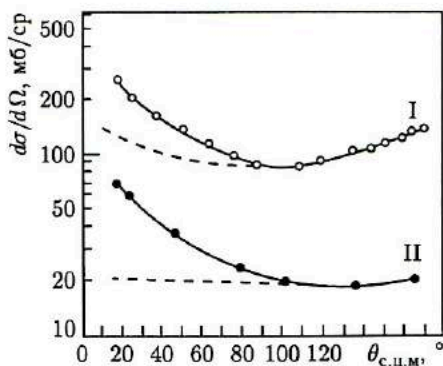


Рис. 4.25. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакций [446]: I —  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ); II —  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ); пунктир — симметричные части угловых распределений

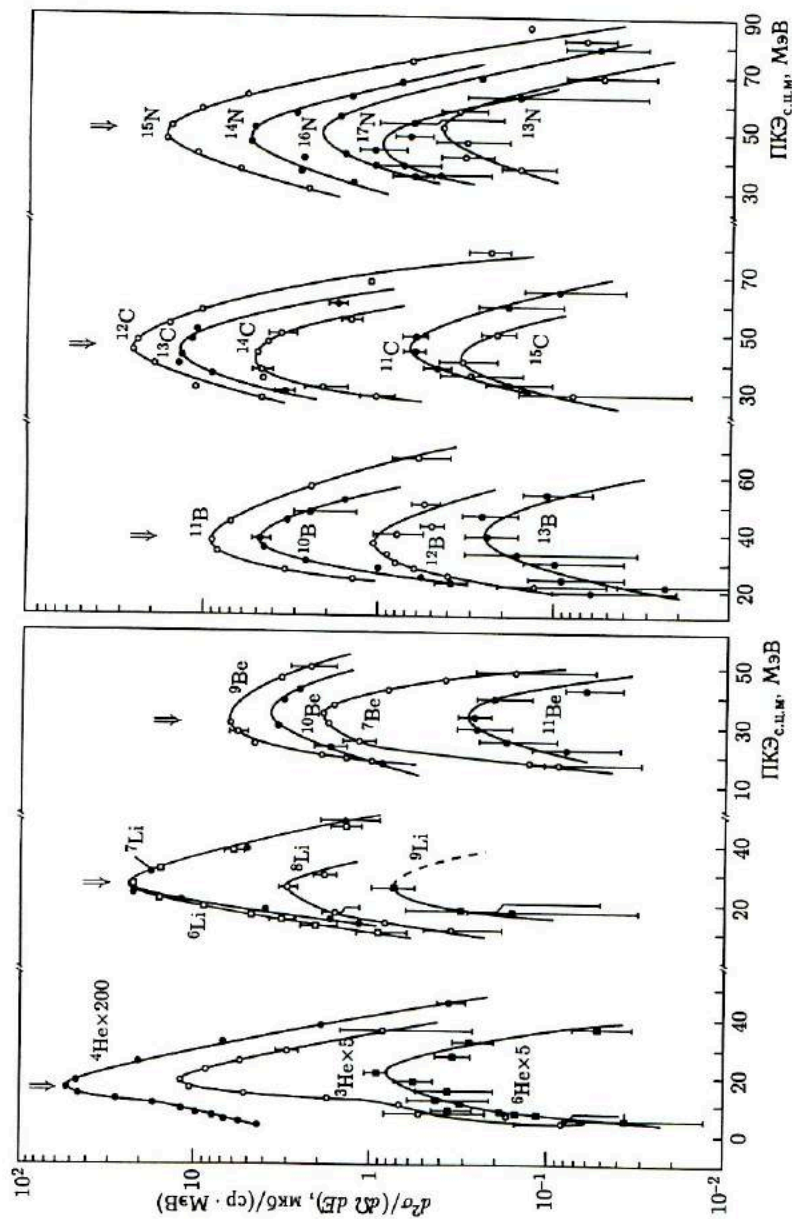


Рис. 4.26. Спектры полных кинетических энергий изотопов элементов от He до N в реакции  ${}^{107.109}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) для угла вылета  $40^\circ$  [446]; стрелками указаны выходные кулоновские барьеры для изотопов с максимальным сечением

распределений (рис. 4.28). Энергетические спектры изотопов гелия и других элементов сходны между собой по форме спектра и положению максимума спектра по отношению к выходному кулоновскому барьеру. Кулоновские барьеры рассчитаны в предположении, что регистрируемые продукты реакций, в том числе изотопы гелия, образовались за счет передачи остальных нуклонов  $^{40}\text{Ag}$  ядру серебра.

Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц из тех же двух реакций представлены в зависимости от угла вылета на рис. 4.27. Под малыми углами, где доминирующий вклад дают неравновесные  $\alpha$ -частицы, максимумы энергетических спектров  $\alpha$ -частиц соответствуют выходным кулонов-

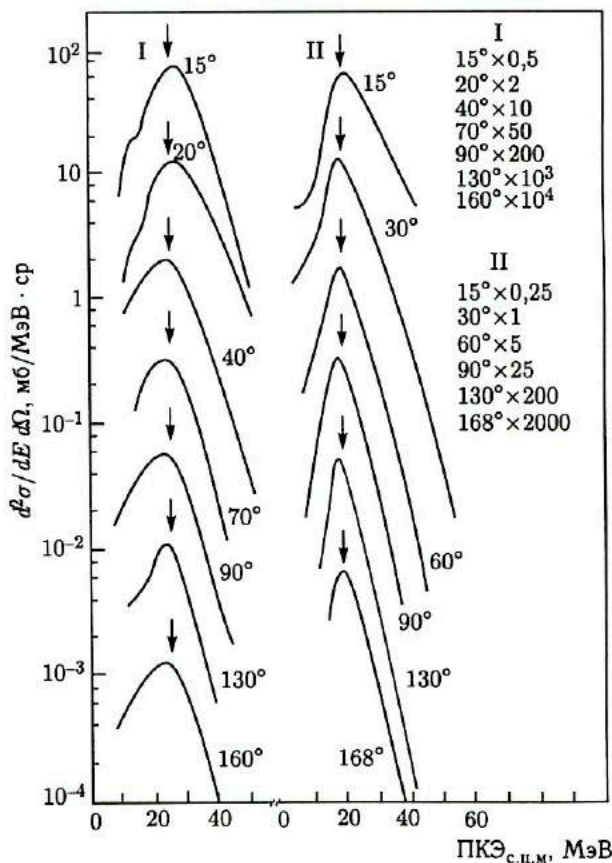


Рис. 4.27. Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц из реакций: I —  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ag}$  (290 МэВ); II —  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ag}$  (285 МэВ) для различных углов вылета [446]: стрелками указаны выходные кулоновские барьеры; справа даны коэффициенты, на которые следует умножить изображенные данные, чтобы получить абсолютные значения дифференциальных сечений

ским барьерам — особенность энергетических спектров, характерная для глубоконеупругих передач.

Угловые распределения  $\alpha$ -частиц и элементов от Li до C даны на рис. 4.28. Наблюдается плавное нарастание изотропии с уменьшением атомного номера продукта реакции. На вставке это нарастание выражено в количественной форме. Если из полного углового распределения вычесть его симметричную часть, доминирующую на больших углах, то оказывается, что асимметричные части угловых распределений  ${}^4\text{He}$  и более тяжелых элементов имеют одинаковый вид (рис. 4.29).

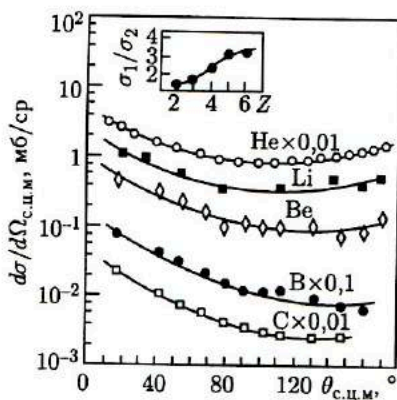


Рис. 4.28. Угловые распределения элементов от He до C из реакции  ${}^{107,109}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) [446]: на кривых He, B и C указаны коэффициенты, на которые умножены исходные данные; на вставке представлено отношение сечений проинтегрированных по равным интервалам углов, симметричных относительно  $90^\circ$  в с.ц.м.

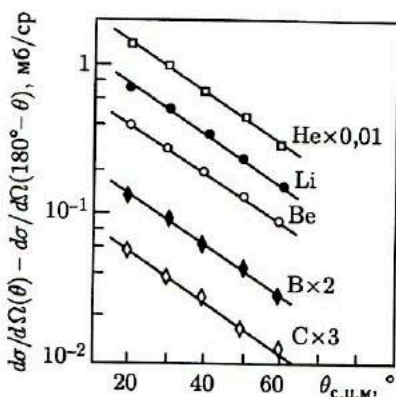


Рис. 4.29. Асимметричные части угловых распределений He–C из реакции  ${}^{107,109}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ), полученные вычитанием из полных угловых распределений их симметричных частей [446]

Особенно выразительно подчинение сечений образования изотопов He той же  $Q_{gg}$ -систематике, которой подчиняются сечения образования более тяжелых продуктов многонуклонных передач (см. рис. 4.9 и 4.10). В двух реакциях относительный выход изотопов  ${}^3\text{He}$  и  ${}^6\text{He}$  различается на порядок, однако в обоих случаях сечения образования этих изотопов удовлетворяют  $Q_{gg}$ -систематике.

Наблюдаемое большое сходство основных экспериментальных характеристик изотопов He и типичных продуктов многонуклонных передач нельзя расценить как случайность. Скорее, его следует рассматривать как указание на общность механизмов их образования. Действительно, если в результате многонуклонных передач, в которых

нуклоны ядра  $^{40}\text{Ag}$  переходят в ядро  $\text{Au}$  или  $\text{Ag}$ , образуются изотопы  $\text{C}$ ,  $\text{B}$ ,  $\text{Be}$ ,  $\text{Li}$ , не могут не образоваться и изотопы  $\text{He}$ .

Нетривиальной особенностью процесса образования изотопов легких элементов за счет многонуклонных передач является мощное доминирование канала реакции с вылетом  $\alpha$ -частицы над остальными каналами многонуклонных передач. Сечение образования неравновесных  $\alpha$ -частиц почти на два порядка превосходит сечения образования других продуктов многонуклонных передач, хотя по атомному номеру и массовому числу  $^4\text{He}$  наиболее удален от исходного ядра  $^{40}\text{Ag}$ .

Ключ к пониманию этого явления дают потенциальная энергия ДЯС и высокая ядерная устойчивость  $\alpha$ -частицы. Потенциальная энергия ДЯС для реакции  $^{107,109}\text{Ag} + ^4\text{He}$  (285 МэВ) как функция  $Z$  и  $A$  образующих ее ядер приведена на рис. 4.30. Потенциальная энергия включает в себя: массы ядер в основных состояниях; кулоновскую энергию двух равномерно заряженных сфер, радиус которых совпадает со средними радиусами ядер, при расстоянии между поверхностями сфер, равном 2 фм; вращательную энергию системы, рассчитанную для твердотельного момента инерции и углового момента, который соответствует середине интервала входных угловых моментов, дающих вклад в глубоконеупругие передачи ( $l_i \hbar = 110 \hbar$ ). Это, конечно, упрощенная схема расчета, поскольку она не включает ядерного взаимодействия и не учитывает деформации ядер. Тем не менее она позволяет выявить главные особенности потенциальной энергии системы, порождающие эффект доминирования  $\alpha$ -канала среди остальных каналов многонуклонных передач.

Изотопы, для которых зарегистрирован наибольший выход среди изотопов данного элемента, находятся в минимумах потенциальной энергии системы. Корреляция между сечением образования изотопов и потенциальной энергией системы имеет место и для изотопов соседних элементов: большим сечением обладает изотоп, у которого минимум потенциальной энергии ниже.  $\alpha$ -кластерной конфигурации ДЯС соответствует глубокий потенциальный «карман». В этой конфигурации система обладает наибольшей энергией возбуждения и, соответственно, наиболее высокой плотностью состояний. Поскольку распад ДЯС подчиняется статистическим закономерностям, высокой плотности состояний соответствует и высокая вероятность распада системы с эмиссией  $\alpha$ -частицы.

Высокая ядерная устойчивость  $^4\text{He}$  также повышает выход  $\alpha$ -частиц, так как она блокирует эволюцию ДЯС в  $\alpha$ -кластерной конфигурации. Действительно, для того чтобы эволюция системы могла развиваться дальше, в направлении полного слияния ядер, нуклоны в ядре  $^4\text{He}$  необходимо перевести из зоны стабильности в зону обмена (см. рис. 3.4). Для этого нужна значительная энергия, так как первый возбужденный уровень  $^4\text{He}$  лежит на высоте 22,5 МэВ. Вероятность концентрации столь значительной энергии на  $^4\text{He}$  мала, а это и приводит к задержке эволюции ДЯС и накоплению

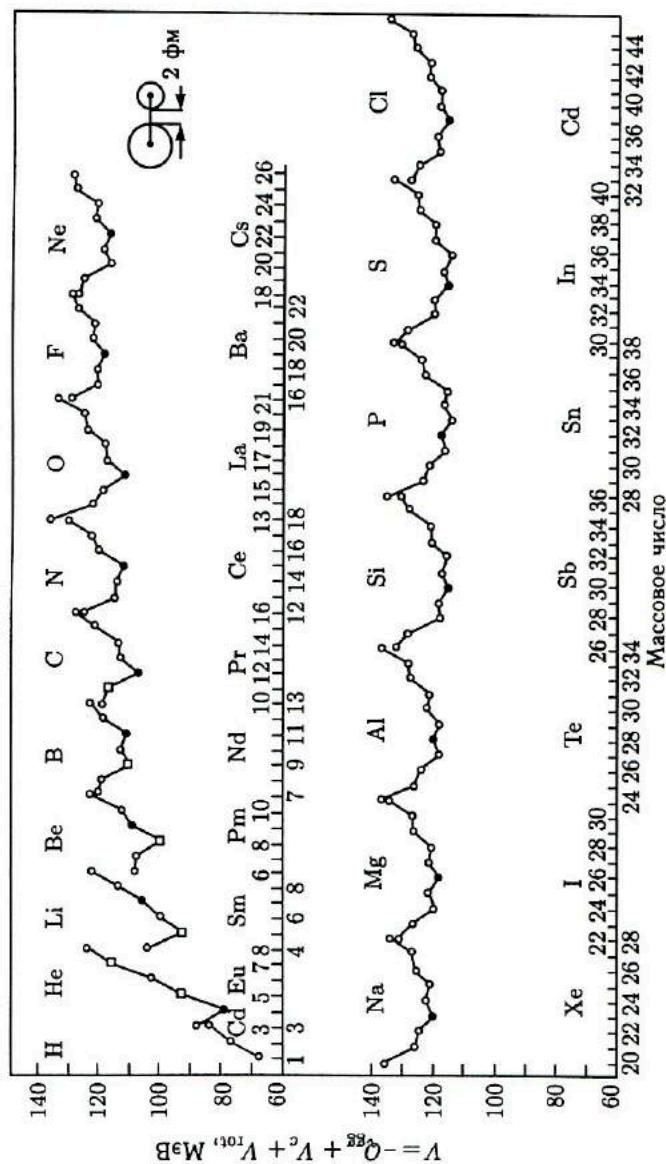


Рис. 4.30. Зависимость потенциальной энергии двойной ядерной системы, образующейся в глуконеупругих столкновениях ядер  $^{107}_{109}\text{Ag} + ^{40}_{18}\text{Ar}$ , от  $Z$  и  $A$  легкого ядра [446]: указан также химический символ сопряженного тяжелого ядра. В массовом члене потенциальной энергии учитывается лишь отличие от массы исходных ядер  $Q_{\alpha}^{GR}$ : ● — изотопы с максимальным выходом среди изотопов данного элемента; □ — ядра, неустойчивые по отношению к испусканию нуклона

$\alpha$ -кластерных конфигураций. Их распад и будет давать повышенный выход неравновесных  $\alpha$ -частиц.

Представление об образовании неравновесных  $\alpha$ -частиц в качестве продукта многонуклонных передач, в которых ядру-мишени передаются все нуклоны налетающего ядра, кроме четырех нуклонов 1s-оболочки (см. рис. 4.24, в), позволяет естественным образом интерпретировать основные экспериментальные особенности образования неравновесных  $\alpha$ -частиц.

В реакциях типа  ${}^{64}\text{Ni} + {}^{40}\text{Ag}$  или  $\text{Cu} + {}^{40}\text{Ca}$ , в которых относительно легкое ядро-мишень облучается сравнительно тяжелым ионом, время достижения  $\alpha$ -кластерной конфигурации в процессе эволюции двойной ядерной системы оказывается заметно больше времени одного оборота системы. Действительно, из рис. 2.21 можно видеть, что в системе  ${}^{64}\text{Ni} + {}^{40}\text{Ca}$  (182 МэВ) все продукты многонуклонных передач, начиная с фтора и легче, обладают симметричным угловым распределением в с.ц.м. В этих реакциях и  $\alpha$ -частицы, образовавшиеся за счет распада  $\alpha$ -кластерной конфигурации ДЯС, также будут иметь симметричное угловое распределение. Характерного для более тяжелых мишеней вылета неравновесных  $\alpha$ -частиц в переднем направлении не будет наблюдаться.

Если вместо  ${}^{40}\text{Ag}$  или  ${}^{40}\text{Ca}$  в качестве бомбардирующей частицы используется легкое ядро ( ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ), скорость достижения  $\alpha$ -кластерной конфигурации сильно возрастает. Этому способствуют более резкий спад потенциальной энергии с увеличением массовой асимметрии системы (сравним начальный и конечный участки потенциальной энергии на рис. 4.30) и уменьшенное число передаваемых нуклонов. Для этих частиц массивная передача нуклонов может реализоваться не только в глубоконеупругих столкновениях, но и в столкновениях с неполной, частичной диссипацией кинетической энергии. В результате под малыми углами будут вылетать неравновесные  $\alpha$ -частицы с энергией, превышающей выходной кулоновский барьер. Именно поэтому в комбинации  ${}^{103}\text{Rh} + {}^{14}\text{N}$  наблюдается значительный выход неравновесных  $\alpha$ -частиц, тогда как в комбинации  ${}^{77}\text{Se} + {}^{40}\text{Ag}$  они отсутствуют [80].

Идея образования неравновесных  $\alpha$ -частиц за счет эволюции ДЯС и распада ее  $\alpha$ -кластерной конфигурации позволяет по-новому взглянуть и на механизм образования  $\alpha$ -частиц с симметричным угловым распределением. Принято считать, что они испаряются из возбужденного составного ядра, находящегося в состоянии полного статистического равновесия. Эти процессы успешно описывает статистическая модель составного ядра. Однако в последнее время возникли значительные расхождения между предсказаниями статистической модели и данными эксперимента.

В [81] исследовали вылет легких заряженных частиц  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$  при облучении различных мишеней ионами  ${}^{40}\text{Ag}$ . В реакции  ${}^{197}\text{Au} + {}^{40}\text{Ag}$  (340 МэВ) при слиянии ядер образуется возбужденное ядро  ${}^{237}\text{Bk}$ ,



барьер деления которого при нулевом спине равен, по теоретическим оценкам, всего 2 МэВ. Угловой момент в несколько десятков единиц  $\hbar$  снижает барьер деления до нуля. Доминирующим каналом распада такого ядра должно быть деление, а вероятность эмиссии  $\alpha$ -частицы мала. Расчеты по статистической модели показали, что эмиссия  $\alpha$ -частицы должна приходиться примерно на 250 актов деления составного ядра. В эксперименте же одна  $\alpha$ -частица вылетала в среднем на 3 акта деления. Вероятность эмиссии  $\alpha$ -частицы оказалась на два порядка выше расчетного значения. Еще большее расхождение между предсказаниями статистической модели и данными эксперимента имеет место для реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (240 МэВ), в которой в качестве составного ядра образуется ядро 108-го элемента, обладающего исключительно высокой делимостью. Сечение эмиссии  $\alpha$ -частицы в этой реакции, по оценкам статистической модели, составляет несколько микробарн. Экспериментально наблюдаемое сечение равно 70 мб [82], т. е. на четыре порядка больше.

Из угловой анизотропии  $\alpha$ -частиц с симметричным угловым распределением в реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (340 МэВ) следует, что средний угловой момент составного ядра, из которого они вылетают, составляет около  $70\hbar$  [81]. Это означает, что  $\alpha$ -частицы испускают преимущественно составные ядра, которые сформировались в столкновениях с большим угловым моментом.

Изучение глубоконеупругих передач показало, что процесс слияния двух сложных ядер можно рассматривать как предельный случай глубоконеупругих передач, в котором все нуклоны одного ядра (более легкого) передаются другому. Передача нуклонов, по-видимому, осуществляется последовательно, оболочка за оболочкой, начиная с верхних, где нуклоны обладают меньшей энергией связи и сконцентрированы ближе к поверхности ядра. С этой точки зрения  $\alpha$ -кластерная конфигурация ДЯС является неизбежным этапом на пути к полному слиянию исходных ядер. Благодаря высокой ядерной «прочности»  $\alpha$ -частицы она может длительное по ядерным масштабам время находиться в контакте с ядром, не растворяясь в нем. На возможность «автономного» существования  $\alpha$ -частицы в контакте с нагретым ядром указывают, например, данные о наблюдении четко выделенных  $\alpha$ -кластерных состояний в ( $^6\text{Li}, d$ )- или ( $^7\text{Li}, t$ )-реакциях на легких ядрах при энергиях возбуждения около 30–40 МэВ.

Итак, в столкновениях с угловым моментом выше критического:  $l > l_{\text{кр}}$  за счет многонуклонных передач образуются неравновесные  $\alpha$ -частицы, которые для тяжелых ядер-мишеней можно выделить по направленному вперед угловому распределению. В столкновениях с  $l < l_{\text{кр}}$  в результате глубоконеупругих передач формируется долгоживущая  $\alpha$ -кластерная конфигурация ДЯС, которая до своего распада может совершить несколько оборотов. Угловое распределение  $\alpha$ -частиц, образованных при распаде такой системы, будет иметь симметричную форму. Значительные центробежные силы, характерные для больших

угловых моментов столкновения, облегчают эмиссию  $\alpha$ -частиц, поэтому  $\alpha$ -частицы будут испускаться преимущественно из состояний с большим угловым моментом.

## Глава 5

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РЕАКЦИЙ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПЕРЕДАЧ

### 5.1. Теоретические подходы к описанию глубоконеупругих передач

Количественное описание реакций глубоконеупругих передач представляет для теории трудную задачу. Сложность проблемы обусловлена участием во взаимодействии многонуклонных ядерных систем и дуализмом реакций, в которых тесно переплетаются динамические и статистические закономерности. Теории, развитые для описания ядерных реакций с легкими частицами, не могут быть прямо использованы для анализа глубоконеупругих передач. Действительно, процесс интенсивной диссипации кинетической энергии, который сопровождается возбуждением множества уровней и интенсивным обменом нуклонами между ядрами, не укладывается в рамки традиционных схем прямых реакций, для которых характерна квазиупругость столкновений. Применение статистической теории составного ядра затруднено тем, что в глубоконеупругих передачах ДЯС распадается еще до установления полного статистического равновесия. Качественное отличие механизма взаимодействия двух сложных ядер по сравнению с реакциями на легких заряженных частицах потребовало разработки новых теоретических подходов к описанию глубоконеупругих передач.

Многообразие и сложность свойств атомных ядер привели к созданию различных моделей ядра, каждая из которых представляет одну из «теоретических проекций» свойств реальных атомных ядер, позволяющую исследовать и описывать определенную группу явлений. Рассмотрение основных экспериментальных особенностей глубоконеупругих передач довольно быстро выявило две теоретические проекции, два возможных теоретических подхода к описанию глубоконеупругих столкновений сложных ядер.

В первой группе моделей, которые можно назвать *классическими динамическими моделями с трением*, нашли свое отражение динамические свойства глубоконеупругих столкновений. Модели опираются на полуклассический характер тяжелых ионов (малая длина дебройлевской волны) и сохранение индивидуальности ядер в процессе взаимодействия. Движение налетающего ядра описывается как движение классической частицы по траектории под действием консервативных

сил и сил трения. Массы ядер не изменяются в процессе взаимодействия, эту степень свободы системы «замораживают», поэтому модели описывают в основном лишь глубоконеупругое рассеяние ядер.

Теоретические модели второй группы, которые можно назвать *статистическими*, описывают зарядовые, массовые и энергетические распределения продуктов глубоконеупругих передач; эти распределения рассматриваются как результат стохастического процесса обмена энергией и нуклонами между ядрами системы. В их основе лежат кинетические уравнения нестационарных случайных процессов.

В последние годы в теоретических исследованиях проявляется тенденция к объединению обоих подходов — динамического и статистического — в единых моделях, которые позволяют описывать все основные свойства реакций глубоконеупругих передач. Особое внимание при этом уделяется микроскопическому аспекту связи между коллективной степенью свободы, характеризующей относительное движение ядер, и их внутренними состояниями. Именно эта связь и приводит к интенсивной диссипации кинетической энергии в глубоконеупругих столкновениях.

## 5.2. Классические динамические модели с трением

Первая классическая динамическая модель глубоконеупругих столкновений сложных ядер была предложена Гроссом и Калиновски [83]. Сущность ее довольно проста. Прежде всего предположением о центральном характере сил, действующих между ядрами, двухтельная задача сводится к одной. В системе центра инерции частица с массой, равной приведенной массе  $\mu$ , движется по классической траектории в поле консервативных сил. При сближении ядер и перекрытии их поверхностей в игру вступают силы ядерного трения, вызывающие диссипацию кинетической энергии. Траектория частицы и потери кинетической энергии однозначно определяют угловой момент столкновения.

Потенциал взаимодействия ядер  $V(r)$ , задающий консервативные силы, включает кулоновский, центробежный и ядерный потенциалы:

$$V(r) = V_c(r) + V_l(r) + V_n(r). \quad (5.1)$$

В предложенной модели перекрытие поверхностей ядер при их столкновении оказывается сравнительно небольшим, суммарная плотность в зоне перекрытия составляет примерно 25% плотности насыщенной ядерной материи. Поверхностный характер взаимодействия ядер позволяет использовать при расчетах кулоновских сил выражение для точечных зарядов. Центробежный потенциал определяют из соотношения  $V_l(r) = L^2/(2\mu r^2)$ , где  $L$  — угловой момент столкновения.

В качестве ядерного потенциала  $V_n(r)$  авторы используют потенциал типа *потенциала наложения* (folding):

$$V_{12}(r) = \int V_1(r - r') \rho_2(r') d^3 r'. \quad (5.2)$$

Плотность распределения вещества  $\rho$  и одночастичный потенциал  $V_1(r)$  определяют из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \rho_0 / \{1 + \exp [(r - R_D)/a_D]\}; \\ R_D &= 1,12A^{1/3} - 0,86^{-1/3} \text{ фм}; \quad a_D = 0,54 \text{ фм}; \\ V(r) &= V_0 / \{1 + \exp [(r - R_p)/a_p]\}; \\ R_p &= 1,25A^{1/3} \text{ фм}; \quad a_p = 0,65 \text{ фм}; \quad V_0 = -50 \text{ МэВ}; \\ \int \rho dr &= A; \quad \rho_0 = 0,170 \text{ фм}^{-3} \text{ для } A > 12. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Потенциал  $V_{12}(r)$  несимметричен в отношении операции перестановки налетающего ядра и ядра-мишени, поэтому в расчетах использовали симметризованный ядерный потенциал

$$V_n(r) = [V_{12}(r) + V_{21}(r)]/2. \quad (5.4)$$

Силы трения разделяли на радиальную  $K_r$  и тангенциальную  $K_\varphi$  составляющие. Первая из них действует при изменении расстояния между ядрами в условиях перекрытия их поверхностей, вторая — при движении поверхности одного ядра вдоль поверхности другого. Выражения для сил трения имеют следующий вид:

$$K_r = K_r^0 (\nabla V_n(r))^2; \quad K_\varphi = K_\varphi^0 (\nabla V_n(r))^2. \quad (5.5)$$

Выражения в скобках — формфакторы сил трения. При таком определении формфакторов учитывается изменение размеров зоны перекрытия при изменении массы ядер. Коэффициенты радиального  $K_r^0$  и тангенциального  $K_\varphi^0$  трения — варьируемые параметры модели, их значения подбирают в соответствии с требованием наилучшего согласия с экспериментом. Коэффициенты трения не меняются при изменении масс ядер и энергии столкновения.

При расчете траектории и конечной энергии продукта реакции используют уравнения Ньютона, включающие силы трения:

$$\frac{d}{dt}(\mu \dot{r}) - \mu r \dot{\varphi}^2 + \frac{dV_{cn}}{dr} + K_r \dot{r} = 0; \quad \frac{d}{dt}(\mu r^2 \dot{\varphi}) + K_\varphi r^2 \dot{\varphi} = 0. \quad (5.6)$$

Массы ядер, а следовательно, и  $\mu$  в процессе взаимодействия не меняются.

Результаты расчетов траектории частицы в  $(r, E)$ -пространстве для реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (379 МэВ) приведены на рис. 5.1. Расчет сделан для трех значений начального углового момента, соответствующих квазиупругим ( $210\hbar$ ), глубококонепругим ( $150\hbar$ ) столкновениям и

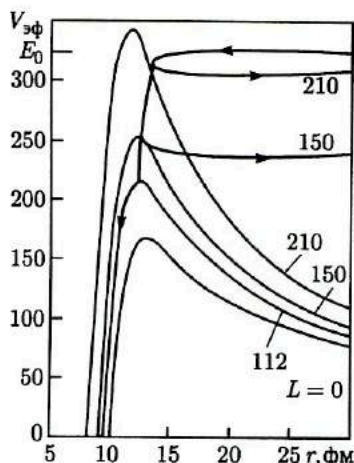


Рис. 5.1. Потенциалы взаимодействия и траектории в  $(r, E)$ -пространстве для столкновений с угловыми моментами  $210\hbar$ ,  $150\hbar$  и  $112\hbar$ ; реакция  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (379 МэВ);  $E_0$  — начальная энергия [83]

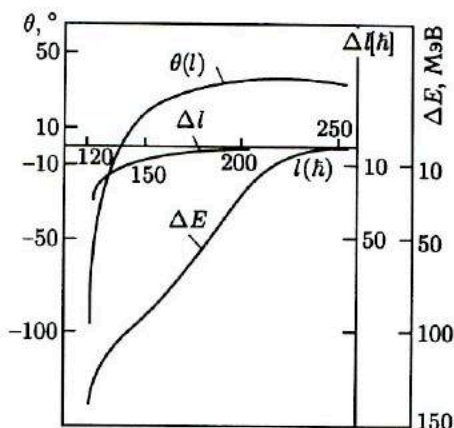


Рис. 5.2. Зависимость угла отклонения  $\theta$ , потерь энергии  $\Delta E$  и потерь углового момента  $\Delta l$  от углового момента столкновения  $l\hbar$ ; реакция  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (379 МэВ) [83]

столкновениям, ведущим к слиянию ядер ( $112\hbar$ ). Модель позволяет рассчитать критический угловой момент  $l_{\text{кр}}\hbar$ , а следовательно, сечение образования составного ядра и сечение глубококонепругих передач:

$$\sigma_{\text{с.я}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{l=l_{\text{кр}}} (2l+1) = \pi\lambda^2 (l_{\text{кр}}+1)^2; \quad (5.7)$$

$$\sigma_{\text{ГНП}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=l_{\text{кр}}}^l (2l+1) = \pi\lambda^2 [(l+1)^2 - (l_{\text{кр}}+1)^2].$$

Верхний предел суммирования по  $l$  во втором выражении зависит от выбора минимального значения потери энергии, начиная с которой столкновения считаются глубококонепругими. Для той же реакции на рис. 5.2 представлены: функция отклонения  $\theta(l)$ , потери кинетической энергии  $\Delta E(l)$  и потери углового момента  $\Delta l(l)$ . Видно, что для глубококонепругих столкновений удастся получить вылет продуктов реакций в области отрицательных углов (орбитинг).

Оценка в рамках данной модели времени взаимодействия ядер в глубококонепругих столкновениях показывает, что при вылете легкого продукта в области отрицательных углов время жизни системы составляет  $(2-3) \cdot 10^{-21}$  с, тогда как время сброса 70% кинетической энергии столкновения всего  $(1-2) \cdot 10^{-22}$  с.

Возможности и ограничения модели показаны на рис. 5.3 и 5.4. Хотя форма углового распределения в основных чертах воспроизводится моделью, расчетное сечение в несколько раз превосходит экспериментальное значение этой величины. Причина этого расхождения

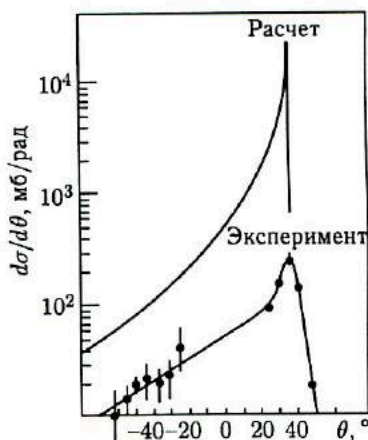


Рис. 5.3. Сравнение расчетного углового распределения аргона в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (379 МэВ) с экспериментально измеренным угловым распределением калия для той же реакции [83]

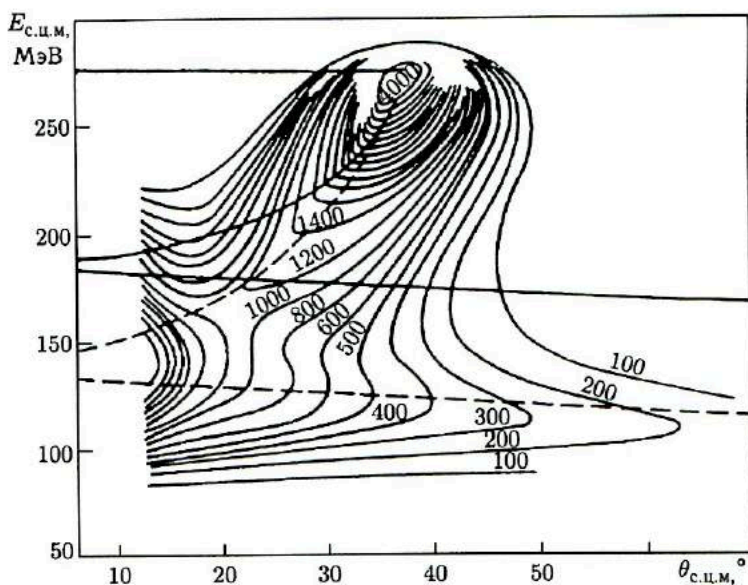


Рис. 5.4. Сравнение экспериментальных и расчетных значений для энергии и угла вылета калия и аргона в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (379 МэВ): контурными кривыми обозначены экспериментальные данные для К (график Вильчински); сплошная кривая — расчетные данные для Аг без учета деформации; пунктирная — с учетом деформации [89]

очевидна. В модели для каждого углового момента столкновения реализуется лишь один выходной канал реакции:  $Z$  и  $A$  продукта реакции совпадают с  $Z$  и  $A$  исходных ядер, тогда как в реальных условиях образуется множество различных продуктов реакций глубоконеупругих передач.

В области отрицательных углов вылета расчетные значения выходной кинетической энергии примерно на 50 МэВ выше экспериментальных. Это различие обусловлено деформацией двойной ядерной системы, которую модель не принимает во внимание. Из-за малого коэффициента тангенциального трения модель сильно занижает долю начального углового момента, переходящего в спины конечных ядер. При расчетах взаимодействия ионов ксенона с тяжелыми ядрами получали заметное сечение образования составного ядра, в то время как в экспериментах не удалось наблюдать следов реакций полного слияния для таких комбинаций сталкивающихся ядер.

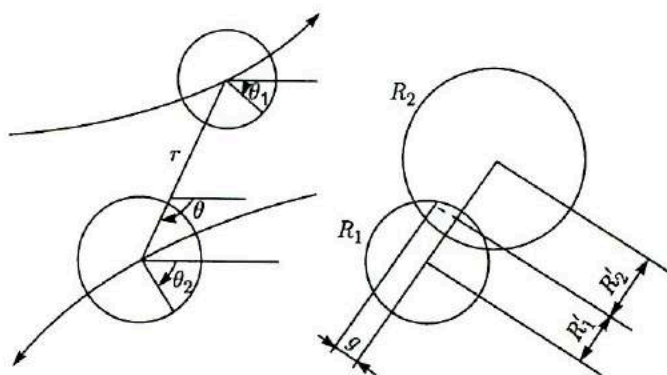


Рис. 5.5. Переменные, входящие в уравнения движения при двухтельном рассмотрении взаимодействия ядер [84]

Совершенствование классических динамических моделей шло по пути более корректного расчета процесса конверсии начального углового момента в спины ядер и учета деформации системы при взаимодействии ядер. Число переменных, которые описывают движение системы, теперь уже состоящей из двух тел, увеличилось (рис. 5.5). Кроме радиуса взаимодействия  $r$  и угла его ориентации  $\theta$  были введены также переменные  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , характеризующие углы поворота ядер относительно фиксированной оси. Усложнились и уравнения движения. Они получались из лагранжиана системы с учетом рэлеевской диссипативной функции. Для сил ядерного трения чаще всего использовали выражение, предложенное в [84]:

$$F = k \int \rho_1 \rho_2 v d^3 \tau, \quad (5.8)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности ядер в области перекрытия их объемов;  $v$  — скорость относительного движения;  $k$  — коэффициент трения. Система уравнений движения получила следующий вид:

$$\begin{aligned} \mu \frac{d^2 r}{dt^2} &= \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r^2} - \frac{d}{dr} V_n + \frac{l^2}{\mu r^3} - k \frac{dr}{dt} \int \rho_1 \rho_2 d^3 \tau; \\ \frac{dI_1}{dt} &= k \int \rho_1 \rho_2 d^3 \tau [(\dot{\theta} R - \dot{\theta}_1 R'_1 - \dot{\theta}_2 R'_2) R'_1 - g^2 (\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_2)]; \\ \frac{dI_2}{dt} &= k \int \rho_1 \rho_2 d^3 \tau [(\dot{\theta} R - \dot{\theta}_1 R'_1 - \dot{\theta}_2 R'_2) R'_2 - g^2 (\dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1)]; \\ \frac{dI}{dt} &= - \left( \frac{dI_1}{dt} + \frac{dI_2}{dt} \right). \end{aligned} \quad (5.9)$$

Здесь  $l$  — угловой момент столкновения;  $I_1$  и  $I_2$  — спины ядер;  $R'_1$  и  $R'_2$  — расстояние от центра каждого ядра до центра области перекрытия;  $g$  — эффективный радиус вращения области перекрытия вокруг ее центра тяжести. Первое уравнение описывает радиальное движение под влиянием кулоновских, ядерных и центробежных сил при наличии ядерного трения; четвертое уравнение — закон сохранения углового момента системы; второе и третье уравнения — изменение спинов ядер под влиянием тангенциального трения. Два члена в квадратных скобках выражают влияние трения скольжения и трения качения соответственно. При слипании ядер система вращается как одно тело, и все три угловые скорости становятся одинаковыми:  $\dot{\theta} = \dot{\theta}_1 = \dot{\theta}_2$ . В этом случае начальный угловой момент  $l$  распределяется между спинами ядер и угловым моментом относительного движения пропорционально соответствующим моментам инерции. В твердотельном приближении и без учета деформации ядер моменты инерции определяются соотношением (4.12), а потери углового момента  $\Delta l$  — соотношением (4.13). При сопоставлении расчетных значений  $\Delta l$  с экспериментальными данными о спинах ядер, полученными измерением множественности  $\gamma$ -квантов, согласия удается достигнуть, если допустить, что в глубоконеупругих столкновениях образуется система из двух слипшихся ядер.

Деформацию ядер в глубоконеупругих столкновениях учитывали различными способами. Впервые деформация ядер в качестве динамической переменной была введена в систему уравнений движения Дойблером и Дитрихом [85]. Считалось, что в процессе взаимодействия ядра могут принимать форму сплюснутого или вытянутого эллипсоида вращения. Форму эллипсоида задавали отношением длин его полуосей. Вводили отдельные коэффициенты для радиального и тангенциального трения, принимали во внимание также потери кинетической энергии, связанные с затуханием поверхностных колебаний ядер, возбуждаемых во время столкновения. Учет деформации ядер и введение интенсивного тангенциального трения позволил воспроизвести потери



кинетической энергии и углового момента, близкие к экспериментально наблюдаемым значениям.

Бондорфом и др. [86] была предложена динамическая модель, в которой учитывали деформацию системы в выходном канале реакции согласно схеме, приведенной на рис. 5.6. Для входных каналов реакции постулировали существование радиуса взаимодействия  $R_i$ , начиная с которого реализуются глубоконеупругие столкновения.

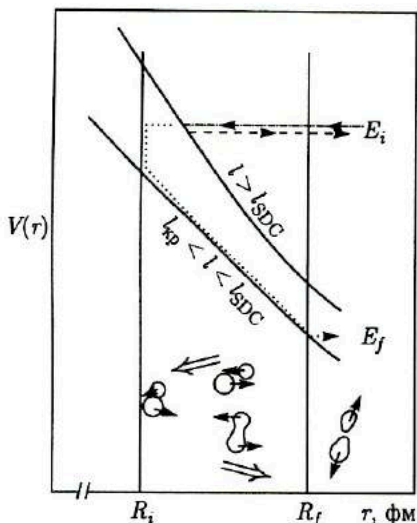


Рис. 5.6. Схема взаимодействия ядер в глубоконеупругих столкновениях согласно модели [86]

выходного кулоновского барьера и особенности угловых распределений в реакциях с ионами аргона и криптона. Исходя из экспериментальных данных, можно было также оценить время взаимодействия ядер в глубоконеупругих столкновениях. Для реакции  $^{209}\text{Bi} + ^{84}\text{Kr}$  (600 МэВ) оно оказалось в пределах  $(0,5-2) \cdot 10^{21}$  с в зависимости от углового момента столкновения.

Сивек-Вильчинска и Вильчински [87] был предложен метод учета деформации за счет изменения ядерной части потенциала в выходном канале реакции. Входной потенциал был взят в форме Саксона-Вудса с параметрами, которые извлекали из рассмотрения граничных условий для энергии двух сферических ядер в рамках жидкокапельной модели (соприкосновение и слияние) [88]. Введением отталкивающего кора учитывали несжимаемость ядерной материи в быстрых столкновениях. Форму ядер во входном канале принимали сферической. Энергию деформации системы после разрыва на два фрагмента считали пропорциональной поверхностной энергии исходных недеформированных

Радиусу  $R_i$  соответствовал начальный угловой момент  $l_{\text{SDC}}$ , который разделял квазиупругие и глубоконеупругие столкновения. Нижнюю границу зоны глубоконеупругих столкновений определял критический угловой момент  $l_{\text{кр}}$ . При достижении  $R_i$  происходила полная диссипация радиальной и тангенциальной частей кинетической энергии и образовывалась система из двух слипшихся ядер. Поведение такой системы рассматривали в рамках жидкокапельной модели ядра. Между ядрами формировалась шейка, система поворачивалась, растягивалась и, наконец, разрывалась под действием кулоновских и центробежных сил. Модель позволяла объяснить образование продуктов глубоконеупругих передач с энергией ниже

ядер и значению входного ядерного потенциала  $V_n^i$ , взятого в точке наибольшего сближения ядер, для  $r = R_{\text{мин}}$ :

$$E_{\text{деф}} = \alpha b_s (A_1^{2/3} + A_2^{2/3}) \frac{|V_n^i(R_{\text{мин}})|}{|V_n^i(R_0)|} = 2\alpha A |V_n^i(R_{\text{мин}})|, \quad (5.10)$$

где  $R_0 = R_1 + R_2$  — сумма радиусов исходных ядер;  $\alpha$  — варьируемый параметр;  $b_s$  — параметр поверхностной энергии.

Энергию деформации вводили в выходной ядерный потенциал  $V_n^f$ , который имел следующий вид:

$$V_n^f(r, R_{\text{мин}}) = 2\alpha A |V_n^i(R_{\text{мин}})| - \frac{V_0^f}{1 + \exp[(r - R_{\text{мин}})/a_f]}. \quad (5.11)$$

Параметры  $V_0^f$  и  $a_f$  однозначно определяли из условий непрерывности входного и выходного потенциалов и их производных. Входной и выходной ядерные потенциалы в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  приведены на рис. 5.7. Видно, что различие между входным и выходным потенциалами возрастает с уменьшением  $R_{\text{мин}}$ , при более глубоком проникновении ядер друг в друга. Силы трения в модели были взяты в форме (5.8), уравнения движения — в форме (5.9). Подбором параметров  $\alpha$ ,  $k$  и радиуса отталкивающего кора удалось получить хорошее согласие с экспериментальными данными для зависимости энергии продукта от угла вылета (рис. 5.8). Однако благодаря чисто феноменологическому подходу к учету деформации энергия деформации оказалась нереалистически большой. Введение отталкивающего кора во входном потенциале привело к появлению второго критического углового момента  $l_{\text{кр}}^*$ , ограничивающего слияние ядер со стороны малых значений  $l$ , т. е. для столкновений с  $l < l_{\text{кр}}^*$ .

Первая динамическая модель была также усовершенствована введением динамических деформаций во входном и выходном каналах реакции [89]. Форму обоих ядер в каждый данный момент считали одинаковой, она имела вид сплюснутого или вытянутого эллипсои-

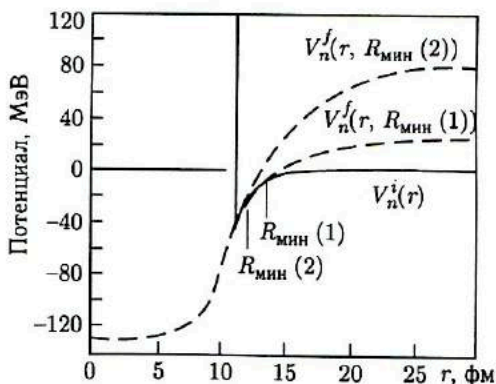


Рис. 5.7. Входной  $V_n^i(r)$  и выходной  $V_n^f(R_{\text{мин}})$  ядерные потенциалы в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ : выходной потенциал рассчитан для двух значений расстояния наибольшего сближения:  $R_{\text{мин}}(1) = 12$  фм и  $R_{\text{мин}}(2) = 13,5$  фм; параметр  $\alpha = 0,25$  [87]

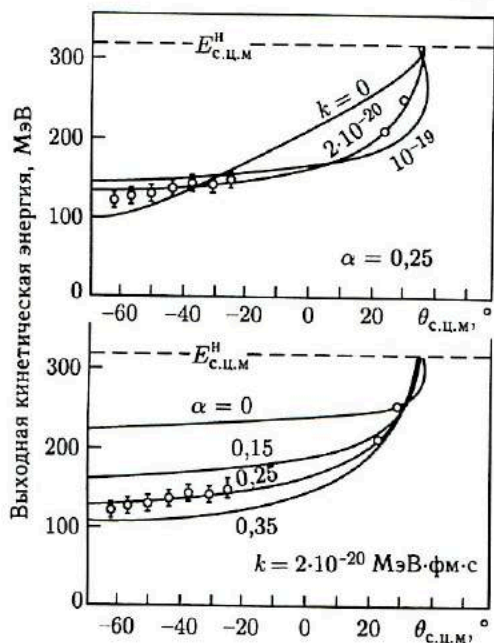


Рис. 5.8. Корреляция между углом вылета и энергией в реакции  $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, ^{41}\text{K})^{231}\text{Ac}$  для различных значений параметров модели  $k$  и  $\alpha$  [87]: экспериментальные точки взяты из работы [4] и соответствуют максимумам энергетических спектров

да вращения. Отношение полуосей эллипсоида, перпендикулярной и параллельной оси симметрии,  $\alpha = a/b$ , рассматривали как динамическую переменную. Существенное отличие по сравнению с первой динамической моделью [83] состояло в том, что радиальное трение связывали с изменением расстояния между поверхностями, а не между центрами ядер. Так же как и в работе [85], учитывали диссипацию энергии, связанную с поверхностными колебаниями ядер. Изменение динамической деформации ядер в процессе взаимодействия для реакций  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  и  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  приведено на рис. 5.9, а, б. Параметр деформации  $\alpha = 1$  соответствует сферической форме ядер,  $\alpha > 1$  — сплюснутому, а  $\alpha < 1$  — вытянутому эллипсоиду вращения. Видно, что деформация ядер в выходном канале реакции достигает значительной величины. Для ионов ксенона она существенна и во входном канале. Учет динамической деформации позволил получить неплохое согласие с экспериментом расчетных значений кинетической энергии продуктов глубоконеупругих передач в области отрицательных углов вылета. Было устранено также противоречие с экспериментом в оценках сечения полного слияния для реакций между тяжелыми ядрами. Расчетное сечение образования составного ядра в реакции  $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$  (1130 МэВ) стало равным нулю, что соответствовало наблюдению продуктов слияния для этой реакции. Решающую роль в этом сыграла значительная деформация во входном канале реакции (рис. 5.9, б).

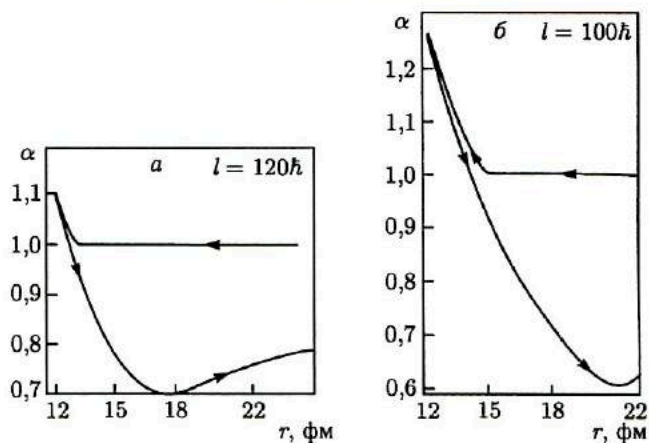


Рис. 5.9. Развитие деформации  $\alpha$  в системе Th + Ar (379 МэВ) для углового момента столкновения  $l = 120\hbar$  (а) и в системе Bi + Xe (1130 МэВ) для углового момента столкновения  $l = 100\hbar$  (б) [89]

Динамические классические модели, несмотря на их ограниченность, являются полезным инструментом в теоретическом анализе макроскопических свойств глубоконеупругих столкновений. В рамках этих моделей была продемонстрирована возможность рассмотрения взаимодействия двух сложных ядер как двухтельного процесса, применимость таких понятий, как траектория, потенциал взаимодействия, силы трения. Динамические модели позволили интерпретировать большие потери кинетической энергии и специфические угловые распределения реакций глубоконеупругих передач. С их помощью можно вычислять критические угловые моменты, сечения полного и неполного слияния, спины ядер — продуктов реакций. Вместе с тем с самого начала были видны и ограничения классических динамических моделей. Они не могли описывать те особенности реакций глубоконеупругих передач, которые связаны со статистическим аспектом взаимодействия двух сложных ядер. За пределами возможностей моделей естественно осталась и микроскопическая картина глубоконеупругих столкновений.

### 5.3. Статистические (диффузионные) модели

В рамках классической динамической модели с трением траектория налетающего ядра однозначным образом определяется угловым моментом или параметром столкновения. Консервативные и диссипативные силы формируют траекторию и вызывают необратимые потери кинетической энергии, они являются точными в том смысле, что зависят только от радиуса и скорости и не подвержены флуктуациям. Массы ядер «заморожены», и обмен нуклонами между ядрами исключен.

В действительности статистические и квантово-механические флуктуации, связанные с взаимодействием относительного движения ядер и их внутренних степеней свободы, порождают значительный разброс траекторий и кинетических энергий при заданном угловом моменте столкновения. Важнейшая особенность механизма глубоконеупругих передач — формирование двойной ядерной системы и ее эволюция к конфигурации с минимальным значением потенциальной энергии. Эволюция ДЯС является нестационарным статистическим процессом и поэтому не может быть описана в рамках классических динамических моделей.

Нёренберг [90] первым из теоретиков обратил внимание на то, что зарядовые и энергетические распределения продуктов глубоконеупругих передач имеют форму, близкую к гауссовой, а их ширины монотонно возрастают с увеличением времени взаимодействия между ядрами (рис. 5.10). В макроскопической физике такое поведение распределений характерно для диффузионных процессов, описываемых уравнениями переноса. Исходя из этой аналогии, Нёренберг применил для описания зарядовых распределений продуктов глубоконеупругих передач уравнение Фоккера–Планка

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} [c_1 P(x, t)] + \frac{\partial^2}{\partial x^2} [c_2 P(x, t)], \quad (5.12)$$

где  $P(x, t)$  — вероятность того, что в момент времени  $t$  система находится в состоянии  $x$ ;  $c_1$  и  $c_2$  — коэффициенты переноса. Если  $c_1$  и  $c_2$

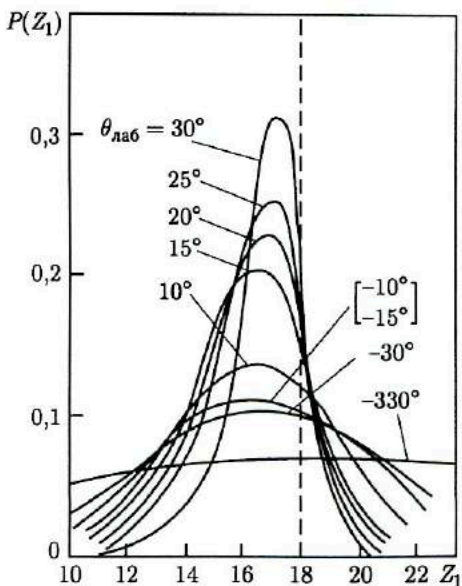


Рис. 5.10. Нормированные элементарные распределения для различных углов вылета, построенные по экспериментальным данным для реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (388 МэВ) [90]

не изменяются со временем, уравнение Фоккера–Планка упрощается:

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial t} = -v \frac{\partial P(x, t)}{\partial x} + D \frac{\partial^2 P(x, t)}{\partial x^2}. \quad (5.13)$$

Коэффициент  $v$  называют скоростью дрейфа;  $D$  — коэффициент диффузии. Решение уравнения (5.13) можно выразить в аналитической форме:

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Dt}} \exp[-(x - vt)^2/2Dt]. \quad (5.14)$$

Если в начальный момент ( $t = 0$ ) распределение  $P(x, t)$  характеризуется  $\delta$ -функцией, то решение уравнения (5.14) представляет собою гауссову функцию, максимум которой  $M$  перемещается со скоростью  $v$  вдоль оси  $x$ , а квадрат ширины на полувысоте линейно возрастает со временем:

$$M = vt; \quad \Gamma^2 = (16 \lg 2)Dt. \quad (5.15)$$

В рамках диффузионной модели [90] глубоконеупругие передачи протекают по следующей схеме. При столкновении ядер происходит быстрая диссипация кинетической энергии и формируется ДЯС, которая затем эволюционирует путем обмена между ядрами нуклонами, энергией и угловым моментом к равновесной конфигурации. Стадию быстрой диссипации кинетической энергии модель не воспроизводит, ее основная цель — дать описание последующей, более медленной стадии эволюции ДЯС.

Первая диффузионная модель [90] была чисто макроскопической, в ней не ставилась задача связать скорость дрейфа  $v$  и коэффициент диффузии  $D$  с микроскопическими характеристиками ядер, участвующих во взаимодействии. Необходимо было прежде всего убедиться в принципиальной возможности диффузионного подхода к описанию глубоконеупругих передач и применимости уравнения Фоккера–Планка с постоянными коэффициентами для описания эволюции ДЯС. Это было сделано на примере реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ , в которой были измерены элементные распределения продуктов реакций передачи для различных углов вылета при энергиях ионов  $^{40}\text{Ar}$ : 297 и 388 МэВ [4в].

В данной реакции зона угловых моментов, дающих вклад в глубоконеупругие передачи, много меньше критического углового момента:  $\Delta l \ll l_{\text{кр}}$ , поэтому разброс скоростей вращения ДЯС невелик, и в первом приближении можно считать, что между углом поворота системы и ее временем жизни существует линейная зависимость. На рис. 5.10 видно, что максимум в зарядовом распределении продуктов реакций передачи не смещается — признак нулевой скорости дрейфа  $v$ . Таким образом, основным параметром процесса становится коэффициент диффузии  $D$ . Извлеченная из экспериментальных данных зависимость между углом вылета и квадратом ширины  $\Gamma_Z^2$  элементных распределений продуктов реакции приведена на рис. 5.11. Зависимость имеет линейный характер в соответствии с соотношением (5.15). Тем

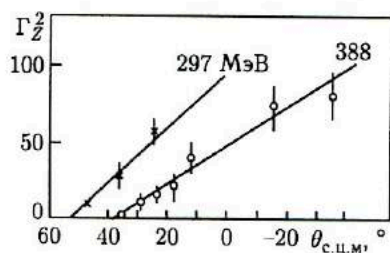


Рис. 5.11. Зависимость квадрата ширины элементарного распределения легких продуктов реакций передачи  $\Gamma_Z^2$  от угла вылета. Данные относятся к реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  для двух значений энергии ионов  $^{40}\text{Ar}$ : 297 и 388 МэВ [90]

самым впервые была продемонстрирована возможность диффузионного подхода к описанию процесса обмена нуклонами между ядрами в глубоконеупругих столкновениях и применимость для этих целей кинетических уравнений нестационарных статистических процессов.

Моретто и Свентек, исходя из той же схемы протекания реакций глубоконеупругих передач, взяли за основу кинетическое уравнение [53]. В качестве переменной, характеризующей состояние ДЯС, использован атомный номер одного из фрагментов  $Z$ :

$$\frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = \sum_{Z'} [\Lambda_{ZZ'} P(Z', t) - \Lambda_{Z'Z} P(Z, t)], \quad (5.16)$$

где  $\Lambda_{ZZ'}$  и  $\Lambda_{Z'Z}$  — макроскопические вероятности переходов в системе из состояний  $Z'$  в  $Z$  и наоборот. Они определялись следующими соотношениями:

$$\Lambda_{ZZ'} = \lambda_{ZZ'} \rho_Z; \quad \Lambda_{Z'Z} = \lambda_{Z'Z} \rho_{Z'}; \quad \lambda_{ZZ'} = \lambda_{Z'Z}; \quad (5.17)$$

$\lambda_{ZZ'}$  и  $\lambda_{Z'Z}$  — микроскопические вероятности переходов, считавшиеся благодаря их обратимости одинаковыми;  $\rho_Z$  и  $\rho_{Z'}$  — статистические веса макроскопических конфигураций с  $Z$  и  $Z'$ . Их можно связать с плотностью состояний двойной ядерной системы:

$$\rho_Z = \rho(E - V_Z), \quad (5.18)$$

где  $E$  — полная энергия системы;  $V_Z$  — ее потенциальная энергия, включая вращательную энергию. Для малых по сравнению с  $E$  значений  $V_Z$ :

$$\rho(E - V_Z) = \rho(E) \exp(-V_Z/T). \quad (5.19)$$

Здесь

$$T^{-1} = \left. \frac{\partial \ln \rho}{\partial x} \right|_{x=E}; \quad (5.20)$$

$T$  можно рассматривать как температуру системы.

Микроскопическую вероятность перехода можно записать в следующем виде:

$$\lambda_{ZZ'} = kf / \sqrt{\rho_Z \rho_{Z'}}, \quad (5.21)$$

где  $k$  — скорость порядка скорости Ферми;  $f$  — формфактор, характеризующий размеры окна, через которое нуклоны могут переходить из одного ядра в другое:

$$f = 2\pi R_1 R_2 d / (R_1 + R_2), \quad (5.22)$$

$R_1$  и  $R_2$  — радиусы ядер;  $d$  — глубина зоны перекрытия объемов ядер, равная 1 фм. При такой структуре  $\lambda_{ZZ'}$  макроскопическую вероятность перехода  $\lambda_{ZZ'}$  можно определить произведением  $kf$ . При суммировании переходов в выражении (5.16) учитывали лишь переходы между соседними с  $Z'$  состояниями, т.е. исключали передачу кластеров. В развернутом виде кинетическое уравнение выглядело так:

$$\frac{\partial P(Z, t)}{\partial t} = \sum_{Z'=Z\pm 1} \frac{kf}{\exp[-(V_Z + V_{Z'})/2T]} \times \\ \times [P(Z', t) \exp(-V_Z/T) - P(Z, t) \exp(-V_{Z'}/T)]. \quad (5.23)$$

Уравнение (5.23) было использовано для расчетов зарядовых и угловых распределений продуктов глубоконеупругих передач. Потенциальная энергия системы

$$V_Z = E_{ж.к}(Z) + E_{ж.к}(Z_{полн} - Z) + V_c + E_{rot}. \quad (5.24)$$

Первые два члена — жидкокапельные значения масс двух сопряженных ядер;  $V_c$  — кулоновская энергия соприкасающихся заряженных сфер;  $E_{rot}$  — ротационная энергия системы с твердотельным моментом инерции. Потенциальная энергия ДЯС для некоторых комбинаций сталкивающихся ядер изображена на рис. 3.5. Она представлена в зависимости от зарядовой асимметрии системы и углового момента столкновения. Зарядовое распределение продуктов глубоконеупругих передач, проинтегрированное по всем углам вылета, можно получить из следующего соотношения:

$$d\sigma/dZ = \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} 2\pi p(b) P_Z(b, t) \Phi(b, t) db, \quad (5.25)$$

где  $p(b)$  — вероятность реализации глубоконеупругих столкновений при параметре столкновения  $b$ ;  $\Phi(b, t)$  — вероятность того, что ДЯС, сформированная в столкновении с параметром  $b$ , проживет время  $t$ . Авторы [53] вводят два варианта функции  $\Phi(b, t)$ :

$$\Phi(b, t) = [\exp(-t/\tau)]/\tau; \\ \Phi(b, t) = (1/N(b)) \exp\{-[t - \tau(b)]^2/\sigma^2(b)\}. \quad (5.26)$$

Первое выражение для  $\Phi(b, t)$  использовали для анализа реакций с «легкими» тяжелыми ионами. В этих реакциях зона угловых моментов, дающих вклад в глубоконеупругие передачи, мала, поэтому зависимостью времени жизни от параметра столкновения можно пренебречь,



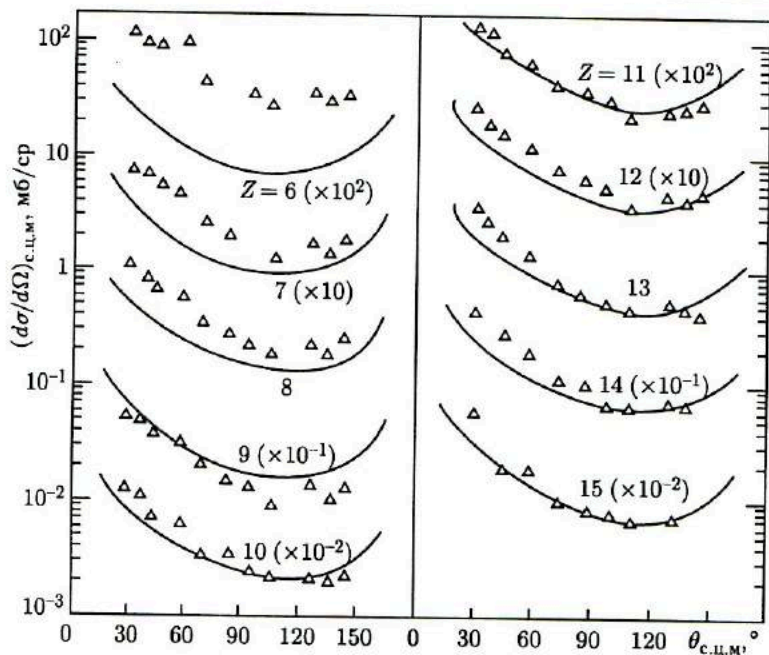


Рис. 5.12. Сравнение экспериментальных (треугольники) и расчетных (кривые) данных для дифференциальных сечений образования продуктов реакций передачи в реакции  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$ : на кривых указаны атомный номер элемента и коэффициент, на который умножены сечения данного элемента [53]

введя для системы некоторое среднее время  $\tau$ . Второе выражение применялось для описания реакций с такими тяжелыми ионами, как Кг, Хе. На основании траекторных расчетов для этих тяжелых ионов была принята линейная зависимость для  $\tau(b)$  и  $\sigma^2(b)$ :

$$\tau(b) = \tau(0)(1 - b/b_{\text{макс}}); \quad \sigma^2(b) = \sigma^2(0)(1 - b/b_{\text{макс}}). \quad (5.27)$$

Расчет дифференциальных сечений реакций глубоконеупругих передач проводили по формуле

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial Z \partial \Omega} = \int_0^\infty dt \left\{ \sum_b \frac{bp(b)}{\sin \theta (d\theta/db)} P_Z(b, t) \Phi(t, b) \right\}. \quad (5.28)$$

Сопоставление экспериментальных и расчетных дифференциальных сечений для реакции  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (288 МэВ) дано на рис. 5.12 [53].

### 5.4. Объединенные модели

Статистический подход, опирающийся на кинетические уравнения неравновесных стохастических процессов, позволил описать важнейшее свойство реакций глубоконеупругих передач — эволюцию двойной ядерной системы во времени. Однако само время взаимодействия, играющее фундаментальную роль в этом подходе, оценивали весьма приблизительно. Следующий естественный шаг — использование динамических моделей для расчетов времени взаимодействия. Такая комбинация двух подходов была применена, например, в работе Шмидта и др. [91].

Расчет массового (зарядового) распределения продуктов глубоконеупругих передач проводили на основании уравнения Фоккера–Планка (5.12). Для коэффициентов дрейфа  $\mathbf{v}$  и диффузии  $D$  использовали выражения, полученные Нёренбергом и др. [92] при микроскопическом рассмотрении процесса диффузии в рамках одночастичной модели ядра:

$$D_A \approx 0,2\tilde{\gamma}\sqrt{\tilde{\Delta}} [E_l^*(A_1)/A]^{1/4} \left[ \frac{(A_1 A_2)^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \right]^2; \quad (5.29)$$

$$\mathbf{v}_A \approx -\frac{D_A}{T(E_l^*, A_1)} \frac{\partial U_l(A_1)}{\partial A_1}.$$

Здесь  $A_1, A_2$  — массы сопряженных фрагментов;  $A = A_1 + A_2$  — их суммарная масса;  $l$  — угловой момент столкновения;  $E_l^*$  — соответствующая ему энергия возбуждения системы;  $\tilde{\gamma}$  и  $\tilde{\Delta}$  — сила одночастичных переходов и ширина зоны, в которой эти переходы реализуются. Согласно [92]  $\tilde{\gamma}\sqrt{\tilde{\Delta}} \approx 2,2$ ,  $D_A$  и  $\mathbf{v}_A$  даны в единицах  $10^{22} \text{ с}^{-1}$ . Энергия возбуждения  $E_l^*$  для столкновений с угловым моментом  $l$  определяет «температуру» системы  $T$ :

$$T(E_l^*, A_1) \approx 3,46[E_l^*(A_1)/A]^{1/2} \text{ МэВ}. \quad (5.30)$$

Потенциальная энергия системы  $U_l(A_1)$  включала жидкокапельные значения масс ядер  $A_1, A_2$ , кулоновскую и вращательную энергии.

Динамический подход использовали для расчетов времени взаимодействия ядер  $\tau_{\text{int}}(l)$  и энергии возбуждения системы  $E_l^*$ . В качестве уравнений движения были взяты уравнения Ньютона в полярной системе координат  $(r, \theta)$ . Ядерную часть взаимодействия описывали потенциалом «близости» (proximity). Формфакторы радиальной и тангенциальной частей сил трения имели тот же вид, что и в работе [83] (см. (5.5)). Коэффициенты трения подобрали таким образом, чтобы получить согласие с экспериментальными данными для сечений полного слияния в широком диапазоне масс ядер и энергий столкновения ( $k_r = 6 \text{ фм/МэВ}$ ,  $k_\theta = 0,025 \text{ фм/МэВ}$ ). Деформацию ядер в вы-

ходных каналах реакций учитывали модификацией выходного ядерного потенциала, следуя приему, предложенному в работе [87] (см. п. 5.1).

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных для зарядовых распределений продуктов реакций передачи в системах Xe + Sn и U + U дано на рис. 5.13, а. В первой системе удалось получить хорошее согласие между теорией и экспериментом, тогда как во второй наблюдается значительное расхождение. Его интерпретировали как результат влияния оболочечной структуры ядер-фрагментов, и прежде всего влияния дважды замкнутой оболочки  $^{208}\text{Pb}$ . В окрестностях этого ядра происходит существенное уменьшение потенциальной энергии системы  $U_l(A_1)$  по сравнению со значениями, получаемыми при использовании жидкокапельных значений масс ядер. Действительно, учет оболочечных поправок позволил существенно улучшить согласие с экспериментом, хотя полностью устранить расхождение не удалось (рис. 5.13, б).

При расчете угловых распределений, двойных  $d^2\sigma/d\theta dE$  и тройных  $d^3\sigma/d\theta dE dZ$  дифференциальных сечений учитывали флуктуации

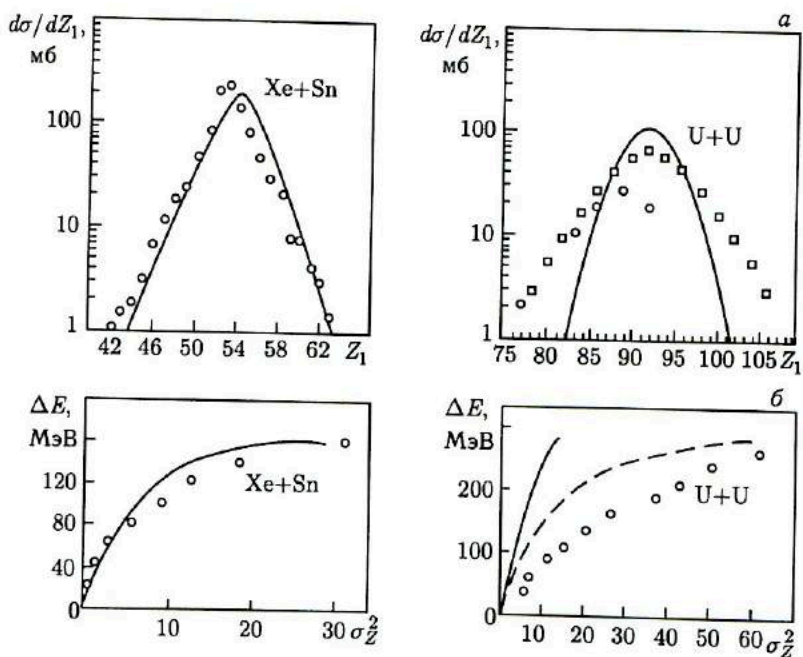


Рис. 5.13. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для элементных распределений в реакциях Xe + Sn и U + U (а) и соотношения между потерями кинетической энергии  $\Delta E$  и квадратом ширины элементного распределения  $\sigma_Z^2$  (б) [91]: пунктир — результаты расчетов с учетом оболочечных поправок

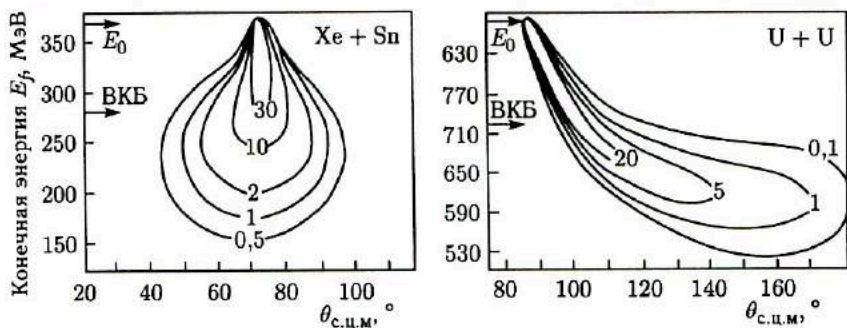


Рис. 5.14. Корреляции между углом вылета  $\theta_{\text{с.ц.м.}}$  и потерями кинетической энергии  $\Delta E$  для реакций  $\text{Xe} + \text{Sn}$  и  $\text{U} + \text{U}$ : цифры на кривых указывают дифференциальное сечение  $d^2\sigma/d\theta dE$  [в мб/(рад·МэВ)] [91]; стрелками указаны начальная кинетическая энергия и выходной кулоновский барьер (ВКБ)

этих величин, порождаемых связью коллективных степеней свободы системы  $(r, \theta)$  с ее внутренними состояниями. Соответствующий метод расчета этой связи на основе уравнения Фоккера–Планка был развит в работах Хофмана и Сименса [93]. Двойные дифференциальные сечения, характеризующие связь между углом вылета и энергией продуктов реакций передачи, приведены на рис. 5.14. Сечения даны в виде графиков Вильчински для двух реакций  $\text{Xe} + \text{Sn}$  и  $\text{U} + \text{U}$ .

В работах Нёренберга и др. [52] был развит подход, в котором данные, необходимые для описания относительного движения ядер, извлекаются непосредственно из эксперимента на основании анализа угловых распределений продуктов реакций передачи (рис. 5.15) [52]. Налетающее ядро движется по кулоновской траектории до соприкосновения с ядром-мишенью. С вступлением в действие ядерных сил начинается диссипация радиальной части кинетической энергии и углового момента относительного движения, система при этом поворачивается вокруг своего центра масс. Затем под действием кулоновских и центробежных сил происходит разделение ядер, сопровождаемое деформацией. После разрыва системы конечные ядра вновь движутся по кулоновским траекториям.

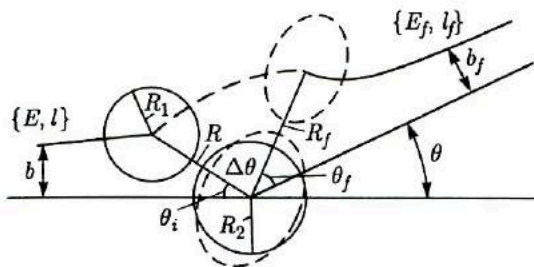


Рис. 5.15. Схема, иллюстрирующая классическую модель для расчета времени взаимодействия [52]

Центральным пунктом в этой модели является определение функции отклонения  $\Theta(l)$  на основании экспериментальных данных для углового распределения. С этой целью вводят следующую параметризацию для  $\Theta(l)$ :

$$\Theta(l) = 2 \arctan \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2 k}{2El} \right) - \beta \Theta_{gr}^c \frac{l}{l_{gr}} \left( \frac{\delta}{\beta} \right)^{l/l_{gr}}. \quad (5.31)$$

Параметры  $\beta$  и  $\delta$  извлекаются из экспериментальных данных для угловых распределений с помощью соотношения

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_n \ln \left| \frac{d\theta}{dl} \right|_{l=l_n}^{-1}. \quad (5.32)$$

Здесь  $k$  — асимптотическое значение волнового числа;  $\Theta_{gr}^c$  — угол кулоновского рассеяния для углового момента касательного (grazing) столкновения. Параметр  $\delta$  характеризует различие между  $\Theta_{gr}(l_{кр})$  и  $\Theta_{gr}^c$ . Параметр  $\beta$  можно рассматривать как меру воздействия ядерных сил на траекторию. Большим значениям  $\beta$  соответствует отклонение траектории в область отрицательных углов, малым — близость к чисто кулоновской траектории.

Время взаимодействия ядер  $\tau_{int}(l)$  при столкновениях с  $l < l_{gr}$  определяется соотношениями

$$\Delta\theta = \pi - \theta_i - \theta_f - \Theta(l); \quad \Delta\theta = \int_0^{\tau_{int}} dt \frac{d\theta}{dt} = \int_0^{\tau_{int}} dt \frac{\hbar l(t)}{J_{rel}(t)}. \quad (5.33)$$

Обратим внимание на то, что и угловой момент относительного движения  $l(t)$ , и момент инерции системы относительно центра масс  $J_{rel}(t)$  зависят от времени.

Далее вводят времена релаксации  $\tau_{rad}$ ,  $\tau_{ang}$  и  $\tau_{def}$  для диссипации радиального движения, углового момента и развития деформации системы. На основании анализа энергетических спектров и множественности  $\gamma$ -квантов для времен релаксации были получены следующие значения:  $\tau_{rad} \approx 0,3 \cdot 10^{-21}$  с;  $\tau_{ang} \approx 1 \cdot 10^{-21}$  с;  $\tau_{def} \approx 4 \cdot 10^{-21}$  с. Изменения радиальной части кинетической энергии, углового момента и деформации системы во времени определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} E_{rad}(\tau_{int}) &= E_{rad}^0 \exp(-\tau_{int}/\tau_{rad}); \\ l(t) &= l_{st} + (l - l_{st}) \exp(-t/\tau_{ang}); \\ r(t) &= (R_1 + R_2)[1 + \alpha(t)]; \\ \alpha(t) &= \alpha_0[1 - \exp(-t/\tau_{def})]. \end{aligned} \quad (5.34)$$

Здесь  $E_{rad}^0$  — радиальная скорость в момент столкновения ядер;  $l_{st}$  — угловой момент относительного движения, соответствующий сли-

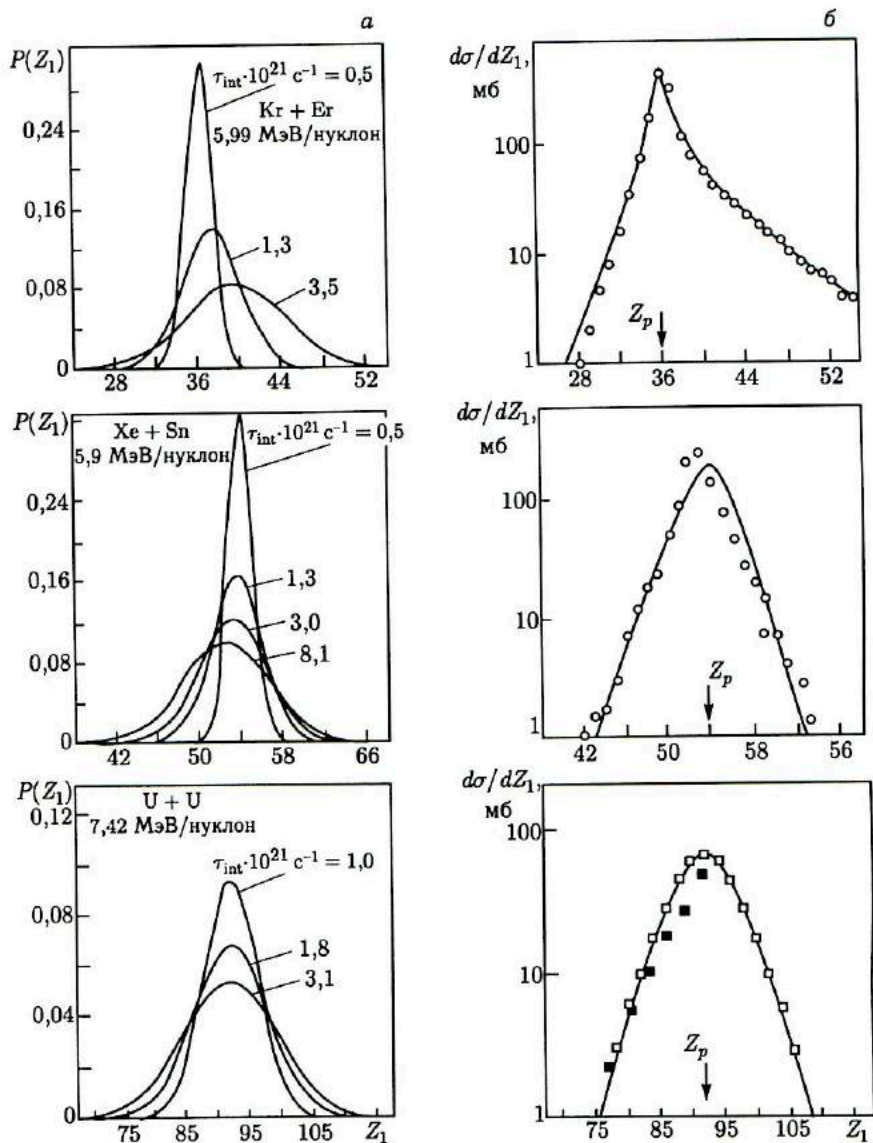


Рис. 5.16. Зависимость расчетных данных (а) для элементного распределения продуктов реакций глубоконеупругих передач от времени взаимодействия  $\tau_{int}$  для трех реакций и результат подгонки (б) теоретических кривых к экспериментальным данным вариацией коэффициентов дрейфа и диффузии [52]:  $Z_p$  — атомный номер налетающего ядра

панию ядер;  $\alpha(t)$  — показатель деформации системы, отражающий увеличение расстояния между центрами ядер при их деформации.

Расчетные зарядовые распределения продуктов реакций глубоконеупругих передач в зависимости от времени взаимодействия для трех реакций даны на рис. 5.16, а:  $\text{Kг} + \text{Ег}$  (5,99 МэВ/нуклон);  $\text{Xe} + \text{Sn}$  (5,9 МэВ/нуклон);  $\text{U} + \text{U}$  (7,42 МэВ/нуклон). На рис. 5.16, б приведены результаты подгонки расчетных кривых к экспериментальным данным вариацией коэффициентов дрейфа  $v_A$  и диффузии  $D_A$ . В случае реакции  $\text{U} + \text{U}$  высокая делимость тяжелых элементов резко искажает первичное распределение продуктов реакций глубоконеупругих передач. Светлые квадратики отражают восстановленное соответствующим расчетом первичное распределение элементов.

Расчетные данные, характеризующие диссипацию углового момента столкновения в реакции  $^{166}\text{Ег} + ^{86}\text{Кг}$  (5,99 МэВ/нуклон), приведены на рис. 5.17. Они включают время взаимодействия между ядрами в зависимости от углового момента столкновения  $\tau_{\text{int}}$ , средние значения  $\langle M \rangle$  компоненты внутреннего углового момента системы, который спроектирован на ось, перпендикулярную плоскости реакции, его дисперсию  $\sigma_M^2$ , суммарный спин обоих фрагментов  $I_{\text{tot}}$ . Точки — экспериментальные значения  $I_{\text{tot}}$ , измеренные по множественности  $\gamma$ -квантов. Данные, представленные на рис. 5.16 и 5.17, показывают, что развитый подход позволяет удовлетворительно аппроксимировать различные экспериментальные характеристики глубоконеупругих передач расчетными кривыми, полученными на основании уравнения Фоккера–Планка. Это позволяет накапливать и систематизировать информацию о таких

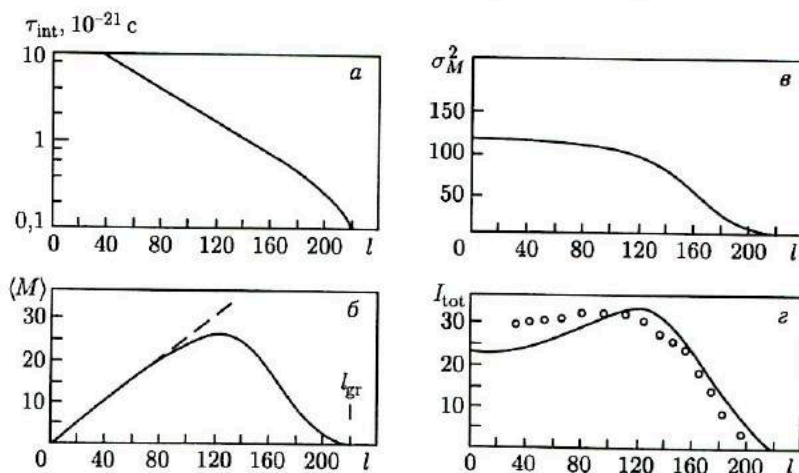


Рис. 5.17. Расчетные данные для диссипации углового момента столкновения в реакции  $^{166}\text{Ег} + ^{86}\text{Кг}$  (5,99 МэВ/нуклон) [52]: точки — экспериментальные данные; объяснение кривых дано в тексте;  $l_{\text{кр}}$  — угловой момент касательного столкновения

важных характеристиках процессов глубоконеупругих передач, как времена релаксации для различных степеней свободы двойной ядерной системы, зависимости коэффициентов дрейфа и диффузии от масс, структуры ядер и кинетической энергии столкновения.

## Глава 6 ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПЕРЕДАЧ

Глубоконеупругие передачи открывают новые перспективы в решении ряда фундаментальных проблем физики ядра: в синтезе сверхтяжелых и трансурановых элементов, получении изотопов, значительно удаленных от области  $\beta$ -стабильности, возбуждении вращательных состояний ядер с очень высоким спином.

Бросим взгляд на карту нуклидов, где по осям отложено число протонов  $Z$  и число нейтронов  $N$  (рис. 6.1). Стабильные ядра образуют на карте узкую дорожку, их общее число около 300. Со времени открытия в 1934 г. супругами Кюри искусственной радиоактивности удалось получить с помощью различных ядерных реакций около 1600 радиоактивных изотопов, однако это лишь малая часть от тех шести

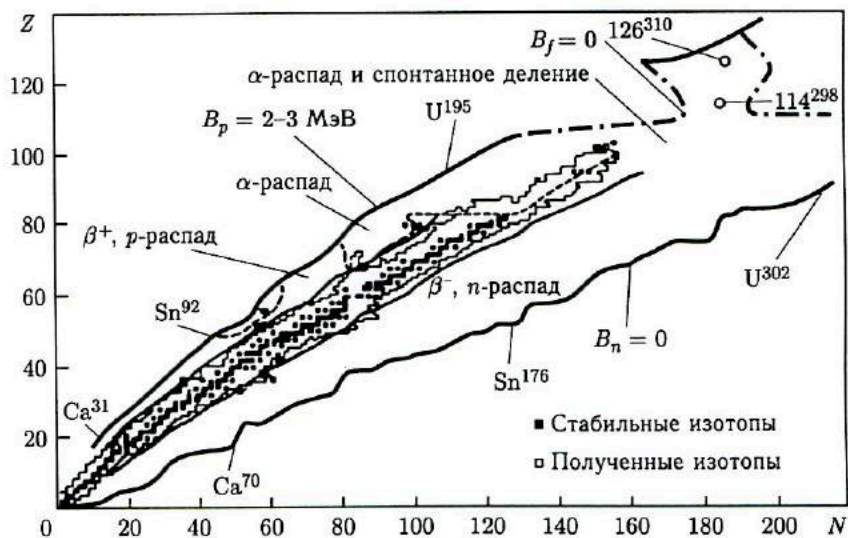


Рис. 6.1. Карта изотопов, включающая стабильные и известные радиоактивные ядра по Флерову [99]: темные четырехугольники — стабильные ядра; тонкая линия — известные ядра;  $Z$  — число протонов;  $N$  — число нейтронов; толстая линия — граница ядерной устойчивости нуклидов, предсказываемая теорией.

Указаны также характерные виды радиоактивного распада изотопов



тысяч нуклидов, которые, по теоретическим оценкам, лежат в границах ядерной устойчивости. За пределами этих границ ядра уже не в состоянии присоединять и удерживать дополнительный нейтрон или протон. Кружками отмечены центры областей, где должны находиться долгоживущие сверхтяжелые элементы.

В послевоенные годы бурного развития ядерной физики главное внимание уделяли стабильным ядрам. Измеряли их массу, размер, спин, магнитные и квадрупольные моменты, изучали структуру возбужденных состояний. Однако с течением времени становилось все более ясно, что наши представления о свойствах ядер будут далеко не полными, если ограничиться изучением лишь узкой цепочки стабильных нуклидов. Можно было ожидать, что значительное изменение соотношения между числом протонов и нейтронов в ядре приведет к проявлению качественно новых свойств, неизвестных для стабильных нуклидов. И действительно, изучение свойств ядер, удаленных от области  $\beta$ -стабильности, привело к открытию новых видов радиоактивного распада. Ядра с большим избытком нейтронов испускали запаздывающие нейтроны (нейтроны, испущенные возбужденным дочерним ядром после  $\beta$ -распада) и даже пары нейтронов [94], ядра с недостатком нейтронов — запаздывающие протоны или испытывали запаздывающее деление [2]. Спектроскопические исследования свойств изотопов в широком диапазоне изменения числа нейтронов при фиксированном  $Z$  показали, что с накоплением нейтронного избытка (или недостатка) ядра данного элемента могут радикально менять свою форму, превращаясь из сферических в деформированные [94]. Теоретический анализ пространственного распределения нуклонов указывает на то, что легкие ядра с большим избытком нейтронов как бы одеты в нейтронную «шубу», а их размеры существенно превышают размеры соответствующих им стабильных изобаров.

В область еще не исследованных ядер можно продвигаться по трем направлениям. Первое из них — получение новых трансурановых элементов со все возрастающим значением  $Z$  и  $A$ . Главная задача этого направления — решение фундаментальной проблемы физики ядра — синтез сверхтяжелых элементов. Второе направление — получение изотопов с предельно большим избытком нейтронов. Особый интерес здесь представляют изотопы легких элементов, в которых удастся достигнуть наибольшего относительного избытка нейтронов и даже выйти на границу ядерной устойчивости. Третье направление — получение ядер с большим нейтронным дефицитом, где возможны новые типы радиоактивного распада — протонная и двухпротонная радиоактивность [95].

Атомное ядро оказывается в критических условиях не только при большом отклонении от «нормы» числа нейтронов, но и при быстром вращении, когда его спин измеряется многими десятками единиц  $\hbar$ . Теоретический анализ показывает, что форма ядра, состояния образующих его нуклонов претерпевают при этом радикальные изменения: ядро из сферического превращается сначала в сплюснутый сфероид,

затем в трехосный эллипсоид и наконец теряет устойчивость, распадаясь на два осколка.

### 6.1. Глубокоэластичные передачи и синтез сверхтяжелых и трансурановых элементов

На карте нуклидов (см. рис. 6.1) полоса стабильных ядер обрывается на  $^{209}\text{Bi}$ . Дальше, вплоть до урана, протянулась цепочка естественно-радиоактивных ядер. Уран  $^{238}\text{U}$  — наиболее тяжелый нуклид из сохранившихся в природе со времен нуклеосинтеза, когда формировался элементный состав Земли и Солнечной системы. В процессе нуклеосинтеза, по-видимому, образовывались и более тяжелые элементы, однако за время существования Земли, исчисляемое миллиардами лет, они распались, не дожив до наших дней.

В начале тридцатых годов у физиков возникла идея искусственно синтезировать элементы более тяжелые, чем уран. Этому способствовали два события: был открыт нейтрон — частица, которая могла беспрепятственно проникать в любое атомное ядро, и изобретен циклотрон, позволявший ускорять протоны, дейтоны,  $\alpha$ -частицы до энергий, при которых они могли преодолевать кулоновские барьеры тяжелых ядер.

В 1934 г. Ферми и Серге впервые попытались синтезировать трансурановые элементы в лабораторных условиях — облучили уран замедленными нейтронами в надежде получить радиоактивные ядра новых тяжелых элементов. Был обнаружен ряд неизвестных радиоактивных продуктов, которые, как казалось вначале, можно было бы приписать распаду изотопов трансурановых элементов. Однако более тщательные радиохимические исследования, проведенные Ганом и Штрассманом, показали, что эти радиоактивные продукты принадлежат элементам, лежащим в середине Периодической системы. Так, на пути к синтезу первых трансурановых элементов было сделано замечательное открытие явления деления атомных ядер, которое лежит сегодня в основе использования атомной энергии. Интересно отметить, что спустя много лет в экспериментах, направленных на синтез новых трансурановых элементов, в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ были открыты такие фундаментальные явления, как спонтанное деление тяжелых ядер из изомерных состояний и запаздывающее деление [2].

За четыре десятилетия со времени открытия первого трансуранового элемента — нептуния  $\text{Np}$  совместными усилиями физиков и радиохимиков были синтезированы 15 трансурановых элементов — от 93-го до 107-го. Описание этих трудных и вместе с тем захватывающих экспериментов дается в [96–100]. Для нас здесь существенно отметить, что начиная со 102-го элемента все новые трансурановые элементы были получены в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами.

В процессе этих исследований естественно возникал вопрос, как далеко можно продвинуться в область все более тяжелых трансурано-

вых элементов, увеличивая  $Z$  бомбардирующего ядра. Две основные трудности, с которыми столкнулись экспериментаторы при синтезе новых элементов, иллюстрируют рис. 6.2 и 6.3. Первая из них — быстрое

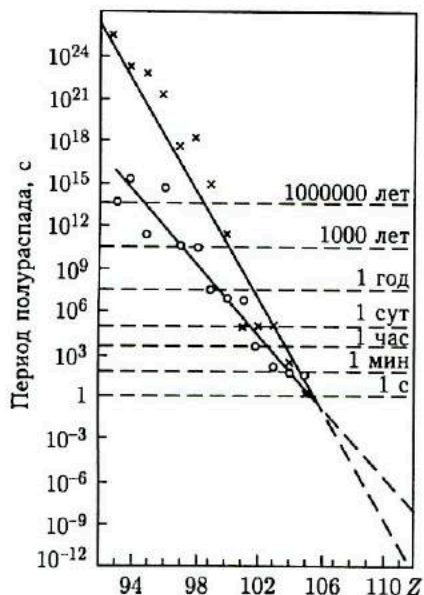


Рис. 6.2. Периоды спонтанного деления (x) и  $\alpha$ -распада (o) наиболее долгоживущих изотопов трансурановых элементов [96]

уменьшение времени жизни трансурановых элементов с возрастанием их атомного номера (рис. 6.2). Ядра трансурановых элементов распадаются, в основном испуская  $\alpha$ -частицы или испытывая спонтанное деление. Начиная со 105-го элемента доминирующим типом распада становится спонтанное деление. Уменьшение времен жизни затрудняет химическую идентификацию нового элемента. Так, при химической идентификации 104-го элемента пришлось полностью отказаться от использовавшихся ранее методов «мокрой» химии и разработать принципиально новый подход, основанный на химическом анализе поведения газообразных соединений 104-го элемента. Для следующих трансурановых элементов, времена жизни которых измеряются миллисекундами, идентификация нового элемента опиралась уже на чисто физические методы. Экспериментатор, занимающийся синтезом, не мог, как это было раньше, с гордостью показать собранные в миниатюрную пробирку ядра нового трансуранового элемента; он мог продемонстрировать лишь зафиксированные детектором следы их распада.

Вторая, еще более серьезная трудность — ничтожно малый выход ядер новых элементов. В реакциях с тяжелыми ионами ядра трансурановых элементов получаются не в основном, а в возбужденных состояниях. Энергию возбуждения, измеряемую десятками мегаэлектронвольт, можно снять эмиссией нейтронов и  $\gamma$ -квантов, в этом случае атомный номер ядра не изменяется. К сожалению, ядра трансурановых элементов с гораздо большей вероятностью делятся, чем испускают нейтроны. Представленные на рис. 6.3 данные о соотношении вероятностей испускания нейтрона  $\Gamma_n$  и деления  $\Gamma_f$  показывают, что для возбужденного ядра 106-го элемента вероятность деления в сотни раз больше вероятности эмиссии нейтрона. Если принять во внимание, что для снятия энергии возбуждения требуется эмиссия нескольких

уменьшение времени жизни трансурановых элементов с возрастанием их атомного номера (рис. 6.2). Ядра трансурановых элементов распадаются, в основном испуская  $\alpha$ -частицы или испытывая спонтанное деление. Начиная со 105-го элемента доминирующим типом распада становится спонтанное деление. Уменьшение времен жизни затрудняет химическую идентификацию нового элемента. Так, при химической идентификации 104-го элемента пришлось полностью отказаться от использовавшихся ранее методов «мокрой» химии и разработать принципиально новый подход, основанный на химическом анализе поведения газообразных соединений 104-го элемента. Для следующих трансурановых элементов, времена жизни которых измеряются миллисекундами, идентификация

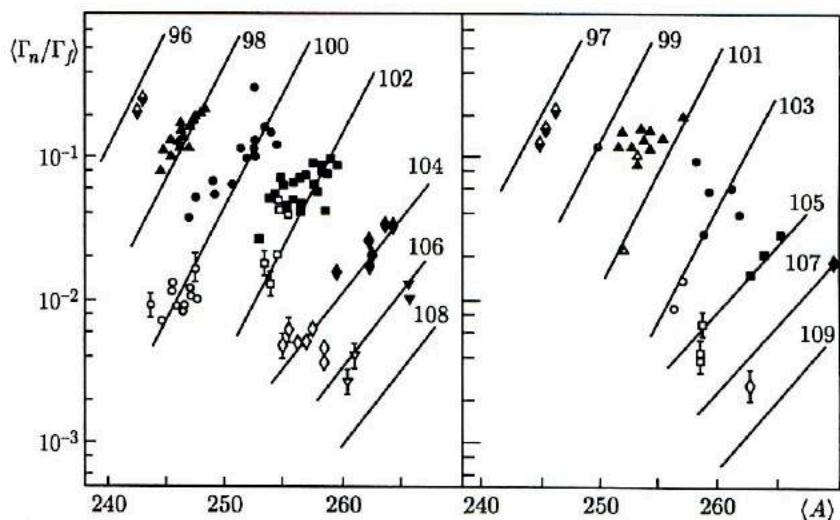


Рис. 6.3. Зависимость  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  транскюриевых ядер от их массового числа: значки — экспериментальные значения; линии — результаты расчетов [108а]

нейтронов, а конкуренция между делением и испарением нейтронов происходит на каждой ступени испарительного каскада, то получается, что из  $10^8$  образовавшихся в реакции слияния ядер 106-го элемента выживает лишь одно.

Быстрое уменьшение времени жизни и сечения образования трансураниевых элементов с возрастанием их атомного номера породило известный пессимизм в отношении возможности продвинуться за пределы 107-го — 108-го элементов. И время жизни, и делимость очень тяжелых ядер определяются барьером деления. С увеличением  $Z$  трансураниевого элемента барьер деления снижается и становится уже. Расчеты по жидкокапельной модели показали, что при  $Z^2/A \approx 46$  (примерно 112-й элемент) барьер деления исчезает, и ядро такого элемента, если оно даже образуется в процессе ядерной реакции, распадается почти мгновенно. Замкнутые нуклонные оболочки могут существенно увеличить высоту барьера деления, однако следующая после свинца замкнутая протонная оболочка, если исходить из аналогии с нейтронными оболочками, должна была лежать при  $Z = 126$ . Синтезировать такой далекий трансураниевый элемент казалось нереальным.

Ситуация изменилась во второй половине 1960-х гг., когда в результате развитого В. М. Струтинским метода оболочечных поправок стало возможным более точно рассчитывать энергию деформации ядер. В результате теоретических расчетов, выполненных в СССР и за рубежом, было найдено, что следующее протонное магическое число равно 114 [101]. Это значение находилось уже не так далеко от атомных номеров известных трансураниевых элементов. Нейтронная оболочка, по

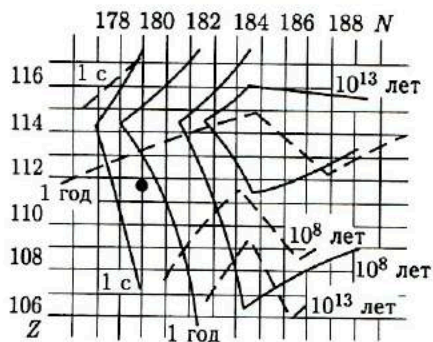


Рис. 6.4. Контурная карта времен жизни сверхтяжелых элементов — теоретические расчеты 1969 г. по Собичевски [101]: сплошные линии — периоды спонтанного деления; пунктирные линии — периоды  $\alpha$ -распада;  $Z$  — число протонов;  $N$  — число нейтронов в изотопе

теоретическим расчетам, замыкается при числе нейтронов 184. Таким образом, дважды магическим ядром в области сверхтяжелых элементов должно быть ядро  ${}_{114}^{298}\text{X}^{184}$ .

Первые расчеты высоты барьера деления для этого ядра дали удивительно большое значение 10–12 МэВ. Для сравнения укажем, что высота барьера деления  ${}^{238}\text{U}$  составляет всего 6 МэВ. Ядро с таким высоким барьером должно быть очень устойчивым и по отношению к спонтанному делению. Расчеты показали также, что ряд изотопов в окрестностях дважды магического ядра  ${}_{114}^{298}\text{X}$  обладает значительными временами жизни. «На кончике пера» был открыт целый остров сверхтяжелых элементов, обладающих повышенной ядерной устойчивостью. Одна из первых карт времен жизни изотопов сверхтяжелых элементов приведена на рис. 6.4. По этим теоретическим оценкам, периоды полураспада некоторых из нуклидов достигали  $10^9$  лет, что сравнимо с временем существования Земли. Это дало толчок поискам следов сверхтяжелых элементов в природе. Физики и радиохимики перепробовали множество самых разнообразных образцов, включая метеориты, конкреции со дна Тихого океана, образцы лунного грунта, вещество свежих вулканических извержений, геотермальные воды [102]. Для регистрации распада сверхтяжелых элементов были разработаны рекордные по чувствительности детекторы. Поиски приносили то надежды, то разочарования, их история образует одну из наиболее романтических глав развития ядерной физики. В отличие от открытия планеты Нептун, которая была довольно быстро обнаружена астрономами именно в той точке небесной сферы, на которую указали Адамс и Лаверье согласно их теоретическим расчетам, физикам пока еще не удалось с полной достоверностью найти в природе ядра сверхтяжелых элементов.

*Попытки синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях полного слияния.* Значительная высота барьеров деления сверхтяжелых элементов не только резко увеличивала времена их жизни, но должна была привести также и к существенному возрастанию отношения  $\langle \Gamma_{\text{н}} / \Gamma_{\text{f}} \rangle$  по сравнению со значениями, которые получались на основании формальных экстраполяций эмпирических систематик (см. рис. 6.3). Это

открывало путь к искусственному синтезу сверхтяжелых элементов в реакциях слияния двух сложных ядер. Обнадеживал предсказываемый теорией относительно медленный спад времен жизни, а следовательно, и высот барьеров деления при уменьшении числа нейтронов в нуклиде по сравнению с магическим числом 184. Дело в том, что при слиянии любой пары ядер с суммарным числом протонов, равным 114, число нейтронов в составном ядре всегда оказывается меньше 184. Девозбуждение составного ядра сопровождается эмиссией 2–4 нейтронов, в результате окончательное число нейтронов в синтезированном ядре сверхтяжелого элемента оказывается на 8–10 единиц меньше, чем это необходимо для образования замкнутой нейтронной оболочки. Медленность уменьшения барьера деления с нарастанием нейтронного дефицита имеет решающее значение для выживания изотопов сверхтяжелых элементов, образующихся в реакциях слияния.

В течение десяти лет в Дубне, Орсе, Беркли, Дармштадте интенсивно проводились эксперименты по синтезу ядер сверхтяжелых элементов в реакциях полного слияния с использованием различных комбинаций ядра-мишени и тяжелого иона. В этих экспериментах применялась высокочувствительная экспериментальная техника и была достигнута чувствительность на уровне  $10^{-34}$ – $10^{-35}$  см<sup>2</sup>, однако обнаружить распад ядер сверхтяжелых элементов пока не удалось.

*Глубокоэластичные передачи и процесс слияния двух сложных ядер.* Безуспешность попыток синтезировать сверхтяжелые элементы в реакциях слияния стимулировала более глубокое изучение механизма взаимодействия двух сложных ядер.

В реакциях слияния двух сложных ядер можно выделить две стадии: а) собственно слияние, начинающееся с момента соприкосновения поверхностей сталкивающихся ядер и заканчивающееся установлением полного статистического равновесия — формированием составного ядра, и б) распад возбужденного составного ядра в различные выходные каналы реакции, среди которых особенно важны каналы эмиссии нейтронов и деления, поскольку конкуренция между ними и определяет выживаемость вновь образованного ядра. Именно поэтому эмпирические систематические отношения  $(\Gamma_n/\Gamma_f)$  (см. рис. 6.3) всегда находились в центре внимания экспериментаторов, синтезировавших новые трансурановые элементы. Что же касается механизма слияния ядер, то он долгое время находился в тени. Считалось, что как только налетающее ядро преодолевает кулоновский барьер и войдет в тесный контакт с ядром-мишенью, мощные ядерные силы сольют оба ядра в составное ядро. Не было сомнений, что можно заставить слиться два любых ядра, даже два ядра урана, если иметь достаточный запас кинетической энергии. В рамках жидкокапельной модели ядра слияние ядер рассматривалось как процесс преодоления барьера слияния в пространстве деформаций (рис. 6.5).

Изучение ГНП показало, что слияние двух атомных ядер представляет собой более сложный процесс. В лобовых или близких к лобо-

вым столкновениях ядра ведут себя не как капли идеальной ядерной жидкости, а как объекты, обладающие исключительно высокой вязкостью. Развивающееся при взаимодействии ядер мощное ядерное трение

приводит к полной диссипации кинетической энергии столкновения, которая переходит в тепловое возбуждение двойной ядерной системы, а не в упорядоченное движение нуклонов, соответствующее структуре ядра сверхтяжелого элемента. Увеличение кинетической энергии лишь повышает температуру системы.

При жидкокапельном подходе к слиянию не учитывается такое фундаментальное свойство атомных ядер, как их оболочечная структура. Если для слияния двух капелек ядерной материи, состоящей из мириад частиц, достаточно объединить их поверхности, то для пере-

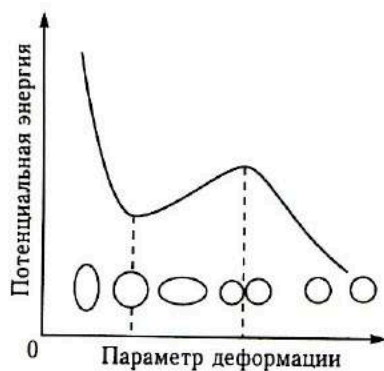


Рис. 6.5. Иллюстрация слияния двух ядер в рамках жидкокапельной модели ядра

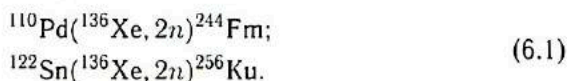
да от двух исходных ядерных структур с определенной системой уровней к совершенно новой ядерной структуре составного ядра требуется принципиально иной механизм. Реакции глубоконеупругих передач свидетельствуют о том, что слияние ядер представляет собой процесс, в котором нуклоны одного ядра последовательно, оболочка за оболочкой, передаются другому ядру. В этом смысле слияние ядер можно рассматривать как предельный случай глубоконеупругих передач.

На первом этапе столкновения, который протекает за время  $(1-2) \cdot 10^{-22}$  с, происходит полная диссипация кинетической энергии и формируется возбужденная двойная ядерная система, которая затем эволюционирует к конфигурации с минимальной потенциальной энергией. Произойдет или не произойдет слияние двух ядер, зависит от формы потенциальной энергии системы и исходной зарядовой или массовой асимметрии.

Для сильно асимметричной исходной ДЯС (тяжелое ядро-мишень и легкое бомбардирующее ядро) в потенциальной энергии системы имеется лишь один минимум (см. рис. 3.5), соответствующий максимальной зарядовой асимметрии. В этом случае тяжелое ядро-мишень будет постепенно поглощать нуклоны легкого ядра до тех пор, пока не произойдет полного слияния. Именно такая ситуация и реализовывалась в большинстве экспериментов по синтезу трансформиевых элементов, в которых тяжелые ядра облучались ионами углерода, азота, кислорода, неона. Для более тяжелых ионов — ионов германия, криптона, ксенона — в потенциальной энергии ДЯС имеются два минимума: один при максимальной, другой при нулевой зарядовой

асимметрии (см. рис. 3.5). Второму минимуму соответствует система из двух одинаковых ядер. Эволюция ДЯС, сформировавшихся в глубоконеупругих столкновениях этих ионов с тяжелыми ядрами, развивается в направлении симметричной конфигурации: нуклоны тяжелого ядра передаются легкому ядру. Симметричная конфигурация тяжелых и сверхтяжелых ДЯС неустойчива по отношению к делению. В конце эволюции или на пути к симметричной конфигурации система распадается на два фрагмента. Для экспериментатора, регистрирующего лишь выход различных продуктов ядерных реакций, такой процесс выглядит как деление составного ядра, однако на самом деле составное ядро не образуется.

Анализ потенциальной энергии ДЯС указывает на бесперспективность получения сверхтяжелых элементов в симметричных комбинациях сталкивающихся ядер. Этот вывод подтверждают отрицательные результаты экспериментов по синтезу 100-го и 104-го элементов в симметричных комбинациях [103]:



Вторая причина, препятствующая слиянию двух сложных ядер, — доминирование кулоновского отталкивания над ядерным притяжением во взаимодействии двух тяжелых ядер. Мы привыкли к беспредельному могуществу ядерных сил, имеющих репутацию самых мощных сил природы. Один из неожиданных результатов, полученный при изучении глубоконеупругих передач, состоял в выявлении того факта, что для двух тяжелых ядер кулоновское отталкивание возрастает настолько сильно, что ядерные силы уже не в состоянии удержать два ядра в тесном контакте даже при лобовых столкновениях. Во время столкновения двух тяжелых ядер происходит диссипация кинетической энергии, на короткое время ядра вступают во взаимодействие, обмениваясь нуклонами, и затем быстро разлетаются под действием мощных кулоновских сил.

Изучение ГНП освободило физиков от некоторых иллюзий в их представлениях о взаимодействии сложных ядер. Вместе с тем выяснилось, что эти реакции сами могут служить одним из возможных способов синтеза сверхтяжелых элементов.

*Попытки синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях глубоконеупругих передач.* Выдвинутая Г. Н. Флеровым идея синтеза сверхтяжелых элементов в реакции слияния-деления с использованием в качестве мишени и бомбардирующей частицы ядер урана, стимулировала сооружение ускорителей, способных ускорять ионы тяжелых элементов, привлекла внимание к реакциям между наиболее тяжелыми ядрами. На рис. 6.6 представлено элементное распределение продуктов реакций, образующихся при столкновении двух ядер урана [104]. В этом распределении выделяют несколько компонент, обязанных сво-



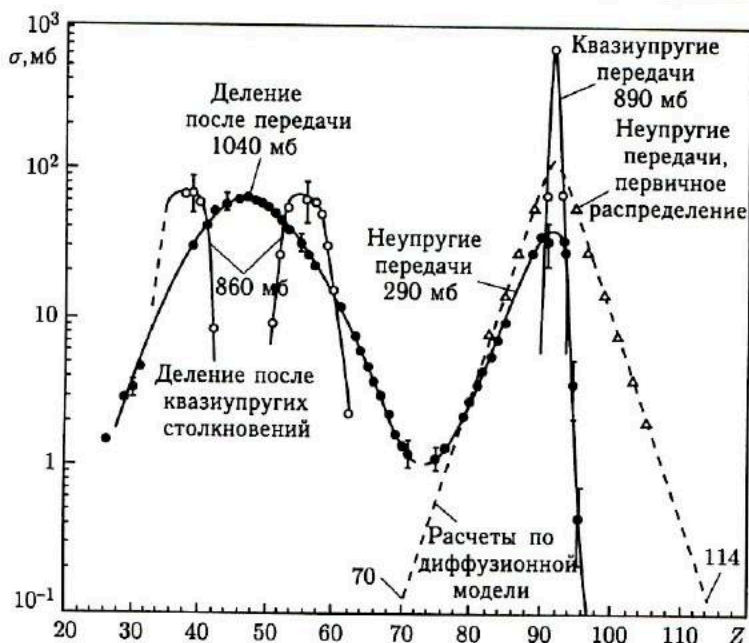


Рис. 6.6. Элементарное распределение продуктов реакции  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  при энергии столкновения 7,5 МэВ/нуклон: использовалась толстая мишень и радиохимическое выделение продуктов реакций. Элементарный выход интегрирован по изотопам [104]

им происхождением различным механизмам ядерных реакций. Узкий острый пик около урана с сечением 890 мб принадлежит продуктам малонуклонных передач, образовавшихся в квазиупругих столкновениях. Такие столкновения сопровождаются небольшим возбуждением конечных ядер, поэтому зарядовое распределение продуктов деления урана после квазиупругих передач имеет вид двугорбой кривой (светлые кружки, сечение 860 мб). Глубоконеупругие передачи дают довольно широкое зарядовое распределение асимметричной формы. В сторону меньших, чем у урана, атомных номеров распределение простирается до  $Z \approx 75$ , где оно смыкается с продуктами симметричного деления урана. В направлении трансурановых элементов наблюдается резкое падение сечения с увеличением  $Z$ , которое вызвано высокой делимостью возбужденных ядер трансурановых элементов. Широкая симметричная кривая с центром при  $Z \approx 46$  (темные кружки, сечение 1040 мб) отражает выход продуктов симметричного деления ядер урана после глубоконеупругих столкновений, сопровождающихся значительным возбуждением.

Для синтеза сверхтяжелых элементов главный интерес представляет зарядовое распределение глубоконеупругих передач. Из сообра-

жений симметрии очевидно, что первичные распределения легких и тяжелых фрагментов глубокоэластичных передач должны иметь одинаковый спад в сторону как больших, так и меньших значений  $Z$ , и только высокая делимость ядер трансураниевых элементов приводит к наблюдаемому на опыте отклонению от симметрии. Предполагая, что энергия теплового возбуждения распределяется между фрагментами пропорционально их массам, и используя эмпирическую систематику отношений  $(\Gamma_n/\Gamma_f)$ , вычисляли первичное зарядовое распределение продуктов глубокоэластичных передач с  $Z > 92$ . Для этих же целей использовалась и диффузионная теория глубокоэластичных передач. На рис. 6.6 первичное зарядовое распределение отмечено пунктирной линией. Если экстраполировать первичное распределение в область сверхтяжелых и сопряженных им средних элементов, то для сечения образования 114-го элемента получается величина около  $10^{-28}$  см<sup>2</sup>. Это сечение образования всех изотопов 114-го элемента. Используя  $Q_{\text{вв}}$ -систематику, оценили сечение образования изотопа 114-го элемента с замкнутой нейтронной оболочкой  $N = 184$ , которое оказалось равным  $10^{-29}$  см<sup>2</sup>. В экспериментах по синтезу новых трансураниевых элементов в реакциях с тяжелыми ионами экспериментаторы имеют дело с сечениями на уровне  $10^{-33}$ – $10^{-34}$  см<sup>2</sup>. С этой точки зрения  $10^{-29}$  см<sup>2</sup> — гигантское значение. Однако оно характеризует сечение образования первичного продукта, который обладает довольно значительной энергией возбуждения, угловым моментом и деформацией. Эти факторы действуют разрушительно на ядро сверхтяжелого элемента, приводя к снижению регистрируемого сечения на много порядков величины.

Результаты прямых измерений сечения образования изотопов трансураниевых элементов при облучении <sup>238</sup>U ионами <sup>238</sup>U и <sup>136</sup>Xe с энергией 7,5 МэВ/нуклон даны на рис. 6.7 [105]. Облучалась толстая мишень, для выделения продуктов реакций передачи использовались методы радиохимии. Из полученных данных видно, что выход трансураниевых элементов, особенно их тяжелых изотопов, в реакциях с ионами урана на один-два порядка выше, чем в реакциях с ионами ксенона. Ионы <sup>238</sup>U являются, по-видимому, наилучшими бомбардирующими частицами при синтезе сверхтяжелых элементов в реакциях глубокоэластичных передач. В этих облучениях были получены тяжелые изотопы некоторых трансураниевых элементов (<sup>254</sup>Cf, <sup>255</sup>Es, <sup>256</sup>Fm), которые невозможно синтезировать в реакциях полного слияния с более легкими ионами. Однако с точки зрения синтеза сверхтяжелых элементов результат этих экспериментов оказался довольно пессимистическим. От плутония ( $Z = 94$ ) к фермию ( $Z = 100$ ) сечение уменьшается на восемь порядков: от  $10^{-26}$  до  $10^{-34}$  см<sup>2</sup>. Формальная экстраполяция этих данных в направлении больших  $Z$  приводит к столь малым сечениям образования сверхтяжелых элементов, что их регистрация находится далеко за пределами чувствительности современной экспериментальной техники.

... В прикладных целях ?

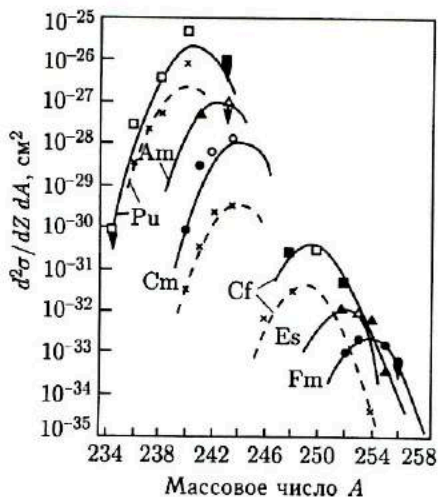


Рис. 6.7. Сечения образования изотопов трансурановых элементов в реакциях:  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  (сплошные линии) и  $^{136}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$  (пунктирные линии) при энергиях бомбардирующих ионов 7,5 МэВ/нуклон. В обоих случаях использовались толстые мишени и радиохимическое выделение продуктов реакций. Темными значками показаны сечения экранированных изотопов, светлыми — кумулятивных [105]

Хотя формальные экстраполяции сечений образования трансурановых элементов в глубоконеупругих передачах давали очень низкое сечение образования сверхтяжелых элементов, можно было надеяться, что высокий барьер деления ядер сверхтяжелых элементов изменит ситуацию в лучшую сторону. Отношение  $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle$  для ядер сверхтяжелых элементов могло существенно возрасти за счет оболочечных эффектов, а это обеспечило бы им большую выживаемость в процессе девозбуждения составного ядра.

Эксперименты по облучению мишени из  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{238}\text{U}$  были проведены в Дармштадте на линейном ускорителе тяжелых ионов [106a]. Для выделения и идентификации ядер сверхтяжелых элементов использовались различные экспериментальные методики. Облученная толстая мишень подвергалась радиохимической переработке с выделением различных фракций и наблюдением в них актов спонтанного деления. При этом измерялась кинетическая энергия осколков и число испущенных нейтронов. Заторможенные продукты ядерных реакций переносились с помощью газовой струи к полупроводниковым детекторам осколков спонтанного деления. В качестве сборников ядер отдачи использовались также вращающиеся тонкие металлические диски, которые переносили продукты реакций к органическим пленкам, фиксирующим акты спонтанного деления. Разнообразие применявшихся методик обеспечило охват широкого интервала времен жизни сверхтяжелых элементов: от миллисекунд до десятков лет. Применение радиохимии позволило достигнуть высокой чувствительности регистрации, на уровне до  $10^{-35}$  см<sup>2</sup>. В этих экспериментах, продолжавшихся длительное время, не удалось наблюдать распад ядер сверхтяжелых элементов.

Теоретический анализ возможных путей повышения выхода сверхтяжелых элементов в глубокоэластичных передачах показал, что переход от урановой мишени к мишеням из  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{251}\text{Cf}$  и  $^{255}\text{Fm}$  позволит на один-два порядка увеличить выход ядер сверхтяжелых элементов [1066]. Осенью 1979 г. в Дармштадте в сотрудничестве с американскими лабораториями (Беркли, Ливермор, Ок-Ридж) были проведены эксперименты по синтезу сверхтяжелых элементов в реакции  $^{248}\text{Cm} + ^{238}\text{U}$ . Эксперименты показали, что использование кюриевой мишени действительно повышает выход трансураниевых элементов, однако в результате облучения ионами урана кюриевая мишень начала разрушаться, и эксперименты пришлось прекратить при сравнительно невысоком интегральном потоке облучения. Эксперименты в этом направлении будут, по-видимому, продолжены, хотя устойчивость мишеней из трансураниевых элементов при облучении их ионами урана представляет весьма серьезную техническую проблему. Низкий уровень ожидаемого сечения требует дальнейшего повышения чувствительности и быстродействия экспериментальной аппаратуры.

*Получение тяжелых изотопов трансураниевых элементов в реакциях глубокоэластичных передач.* Синтез трансураниевого элемента является первым важным шагом на пути исследования физических и химических свойств нового элемента. Для изучения его химических свойств необходимы достаточно долгоживущие изотопы, поскольку на химический анализ даже газообразных соединений нового элемента затрачиваются времена не менее 1 с. Важнейшими ядерными свойствами нового элемента являются вид и период радиоактивного распада, кинетическая энергия осколков спонтанного деления, число испущенных нейтронов. Изучение этих свойств также облегчается при увеличении времени жизни изотопа. Наши представления о ядерных свойствах далеких трансураниевых элементов могут быть существенно расширены, если мы будем располагать информацией о свойствах нескольких изотопов каждого элемента. На рис. 6.8 в полулогарифмическом масштабе представлена систематика периодов спонтанного деления четных по  $Z$  и  $A$  изотопов элементов от урана до элемента 104. Максимальные периоды полураспада для изотопов 100-го и 102-го элементов соответствуют 152 нейтронам, это число рассматривалось как нейтронная подболочка. По аналогии с 100-м и 102-м элементами ожидалось, что такое же поведение периодов полураспада будет иметь место и для изотопов 104-го элемента. В этом случае изотопы 104-го элемента, которые можно было синтезировать в реакциях слияния, должны были бы обладать весьма малыми периодами полураспада, исключавшими их регистрацию с помощью обычных экспериментальных методов. Однако в результате синтеза нескольких спонтанно делящихся изотопов 104-го элемента, осуществленного Ю. Ц. Оганесяном и др. [107], было показано, что на 104-м элементе происходит радикальное изменение характера систематики (см. рис. 6.8). Времена жизни изотопов 104-го элемента оказались много больше, чем следовало из формальных экстраполяций,

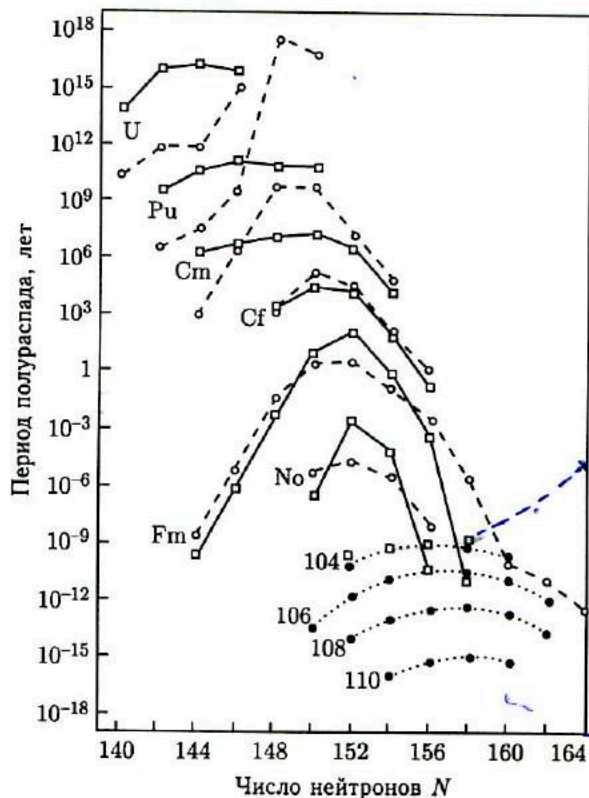


Рис. 6.8. Систематика периодов спонтанного деления четных по  $Z$  и  $A$  изотопов урана и трансураниевых элементов [107]: сплошные кривые и квадраты — данные эксперимента; пунктирные и точечные кривые — результат теоретических расчетов [107]

резко изменилась и зависимость периода спонтанного деления от числа нейтронов в изотопе. Этот пример показывает важность синтеза и изучения ядерных свойств возможно большего числа изотопов далеких трансураниевых элементов.

В реакциях слияния получают нейтронодефицитные изотопы трансураниевых элементов. В легком налетающем ядре отношение числа нейтронов к числу протонов существенно меньше, чем в тяжелом ядре, поэтому уже в возбужденном составном ядре трансураниевого элемента имеется некоторый нейтронный дефицит, который еще больше возрастает в результате испарения нескольких нейтронов. В глубококонепругих передачах возможна передача ядру-мишени нуклонных группировок, в которых соотношение между числом нейтронов и протонов изменяется в очень широких пределах. Кроме того, за счет значительной дисперсии в распределении энергии возбуждения между

Yu. Ts. Oganessian et al. Synthesis of new element with number  $Z=117$ . Phys. Rev. Lett., v. 104, 142 502 (2010)  
 $T = (D_0 - 2Z) - 23 \text{ MeV}$

сопряженными продуктами ГНП тяжелый фрагмент может получить заметно меньшую энергию возбуждения, чем при слиянии ядер. Эти свойства глубоконеупругих передач и создают благоприятные условия для получения тяжелых изотопов далеких трансурановых элементов, представляющих особый интерес для исследования их химических и физических свойств. Мы уже обращали внимание на образование в реакции  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  тяжелых изотопов калифорния, эйнштейния и фермия (см. рис. 6.7). Сопоставление расчетных и экспериментальных данных для сечения образования тяжелых изотопов фермия и эйнштейния — продуктов глубоконеупругих передач при облучении  $^{251}\text{Cf}$  и  $^{249}\text{Bk}$  ионами  $^{22}\text{Ne}$  — позволяет сделать вывод о возможности получения тяжелого изотопа менделевия  $^{260}\text{Md}$  [1086]. Согласно систематике этот изотоп должен иметь период спонтанного деления около 10 сут, период  $\alpha$ -распада 50 лет и период  $\beta$ -распада около 2 лет. Данные, представленные на рис. 6.7, показывают, что сечение образования тяжелых изотопов трансурановых элементов тем выше, чем тяжелее ион. С этой точки зрения наилучшей бомбардирующей частицей является ион урана. Однако большие тепловые и механические нагрузки на мишень, связанные с облучением ионами урана, заставляют отдать предпочтение более легким ионам. Даже при облучении сравнительно легкими ионами, такими, например, как  $^{22}\text{Ne}$ , мишеней из  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ ,  $^{251}\text{Cf}$  можно получать представляющие значительный интерес изотопы трансурановых элементов с  $Z > 100$ .

## 6.2. Глубоконеупругие передачи — эффективный метод получения легких ядер с большим избытком нейтронов

Среди нуклидов, удаленных от области  $\beta$ -стабильности, ядра легких элементов с большим избытком нейтронов представляют особый интерес. Эти ядра обладают наибольшим относительным избытком нейтронов. Так, в ядре  $^8\text{He}$  число нейтронов в 3 раза превосходит число протонов — максимальное отношение среди всех известных нам нуклидов. Именно в этой области удается экспериментальным путем получить ответ на один из принципиальных вопросов ядерной физики — вопрос о границе нуклонной устойчивости ядер, а также подвергнуть экспериментальной проверке справедливость различных моделей ядра в экстремальных условиях, когда соотношение между числом протонов и нейтронов в ядре резко отклоняется от нормы. Легкие ядра с большим избытком нейтронов представляют интерес и для некоторых проблем космофизики. Так, полагают, что поверхностный слой нейтронных звезд состоит в основном из ядер такого типа.

Начало исследований легких ядер с большим избытком нейтронов связано с пионерскими теоретическими работами П. Э. Немировского, А. И. Базя, Я. Б. Зельдовича и В. И. Гольданского [109]. В этих работах

впервые была предсказана нуклонная стабильность большого числа нуклидов от  ${}^8\text{He}$  до  ${}^{60}\text{Ca}$ . Сегодня нуклонная устойчивость  ${}^8\text{He}$  не вызывает сомнений, однако в те годы требовалась известная научная смелость, чтобы предсказывать существование изотопа гелия с числом нейтронов, в 3 раза превышающим число протонов. Первые эксперименты в области легких ядер с большим избытком нейтронов как раз и ставили своей задачей поиск  ${}^8\text{He}$  среди продуктов различных ядерных реакций. В результате ряда работ были получены убедительные доказательства существования этого уникального ядра, измерена его масса, определена схема радиоактивного распада [110].

В последующие годы исследования, направленные на получение новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов и изучение их ядерных свойств, получили широкое развитие. Для этих целей используются различные ядерные реакции, среди которых наиболее эффективными оказались реакции фрагментации и реакции передачи с тяжелыми ионами. Интенсивно развиваются и теоретические исследования свойств легких ядер с большим избытком нейтронов.

Центральная научная проблема для легких ядер с большим избытком нейтронов — вопрос о границе нуклонной устойчивости. Кулоновское отталкивание довольно быстро ставит предел продвижению в сторону большого протонного избытка в ядре, поэтому вопрос о границе нуклонной устойчивости для нейтронодефицитных изотопов легких элементов не вызывает сомнений. Вопрос о существовании и положении границы нуклонной устойчивости для легких ядер с большим избытком нейтронов не столь очевиден и нуждается в экспериментальных исследованиях. В этих исследованиях реакции глубокоэупругих передач играют все большую роль.

*Сравнение различных методов получения легких ядер с большим избытком нейтронов.* Для получения легких ядер с большим избытком нейтронов используются различные методы, их роль менялась с течением времени. В 1950-х и начале 1960-х гг. значительное число нейтроноизбыточных изотопов было получено в  $(t, p)$ - и  $(n, p)$ -реакциях. Возможности этих реакций оказались исчерпанными, после того как в качестве мишеней были использованы все стабильные тяжелые изотопы легких элементов. С середины 1960-х гг. основными методами получения новых изотопов становятся реакции фрагментации высокоэнергичными протонами и реакции передачи с тяжелыми ионами.

Реакции передачи впервые были применены в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [111], где было установлено, что налетающее легкое ядро может подхватить несколько нейтронов из тяжелого ядра-мишени, либо отдать ядру-мишени часть своих протонов, либо, наконец, обменяться с ним нуклонами, отдавая протоны и подхватывая нейтроны. Все эти три вида реакций передачи ведут к образованию нейтроноизбыточных изотопов легких элементов. В реакциях передачи с ионами  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{18}\text{O}$  и  ${}^{22}\text{Ne}$  удалось получить все известные в то

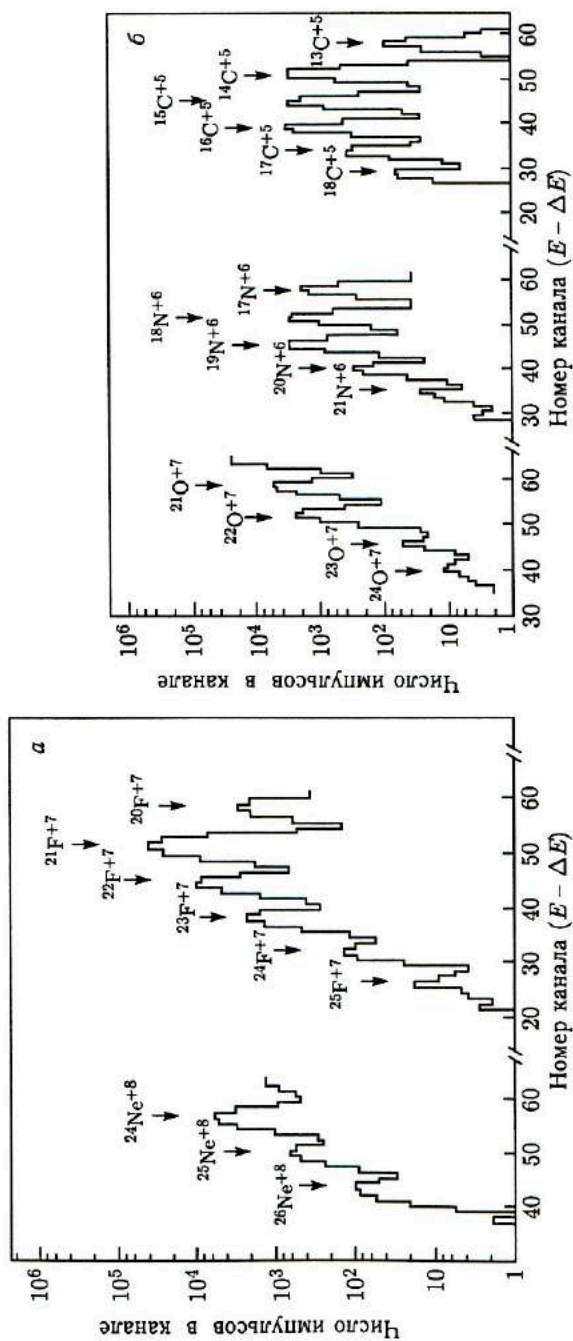


Рис. 6.9. Относительный выход изотопов C, N, O, F, Ne, полученный в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$  (174 МэВ) для угла регистрации  $40^\circ$  при фиксированном значении магнитного поля анализатора [112]



время нейтроноизбыточные изотопы от  $^8\text{He}$  до  $^{26}\text{Ne}$  и синтезировать 12 новых нуклидов [112]. Была продемонстрирована перспективность реакций передачи для получения легких ядер с большим избытком нейтронов. На рис. 6.9 представлен относительный выход нейтроноизбыточных изотопов углерода, азота, кислорода, фтора и неона, полученный за 20-часовое облучение ториевой мишени ионами  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 174 МэВ. Рис. 6.10 демонстрирует возможности более тяжелых ионов [113]. На нем представлен относительный выход нейтроноизбыточных изотопов элементов от хлора до магния, полученных при облучении тория ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 290 МэВ. В этом эксперименте впервые было идентифицировано 17 новых изотопов:  $^{29,30}\text{Mg}$ ,  $^{31,32,33}\text{Al}$ ,  $^{33,34,35,36}\text{Si}$ ,  $^{35,36,37,38}\text{P}$ ,  $^{39,40}\text{S}$ ,  $^{41,42}\text{Cl}$ . При облучении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 263 МэВ были идентифицированы новые изотопы:  $^{37}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{P}$ ,  $^{41,42}\text{S}$  [114]. Отметим, что реакции многонуклонных передач с достаточно тяжелыми ионами позволяют получать нейтроноизбыточные изотопы элементов как с меньшими, так и с большими атомными номерами, чем у налетающего ядра. При облучении  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 340 МэВ было получено семь новых изотопов титана, ванадия, хрома, марганца и железа:  $^{54}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{V}$ ,  $^{58,59}\text{Cr}$ ,  $^{61}\text{Mn}$ ,  $^{63,64}\text{Fe}$  [115].

Полезно сравнить эффективность получения легких ядер с большим избытком нейтронов в реакциях фрагментации и в реакциях передачи. При облучении тонкой мишени, когда продукты реакции регистрируются «в пучке», выход нейтроноизбыточных изотопов в реакциях передачи с тяжелыми ионами может быть в десятки и даже сотни раз больше, чем в реакциях фрагментации. Для идентификации изотопов  $^{18}\text{C}$ ,  $^{20}\text{N}$ ,  $^{22}\text{O}$  на ускорителе Принстонского университета (США), ускоряющем протоны до энергии 3 ГэВ, потребовалось облучение длительностью около 1000 ч. Те же изотопы и в заметно большем количестве были получены на ускорителе тяжелых ионов У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ за несколько часов облучения. Выход изотопов в реакциях фрагментации монотонно падает с увеличением атомного номера, тогда как в реакциях передачи путем выбора подходящего тяжелого иона можно всегда сместить максимум зарядового распределения продуктов в сторону нужного элемента. Энергетические спектры в реакциях передачи характеризуются более высокими энергиями, а угловые распределения сконцентрированы в узком интервале углов. Это облегчает идентификацию изотопов и повышает регистрируемый выход продуктов реакций, поскольку в большинстве детекторных систем используется малый телесный угол. Вместе с тем реакции фрагментации обладают одним весьма существенным преимуществом. При использовании масс-сепаратора в линии с ускорителем можно применять мишени толщиной до нескольких граммов, что, естественно, резко повышает выход нужных изотопов.

Недавно был предложен еще один метод получения легких ядер с большим избытком нейтронов — в реакциях с высокоэнергичными

реакции фрагментации

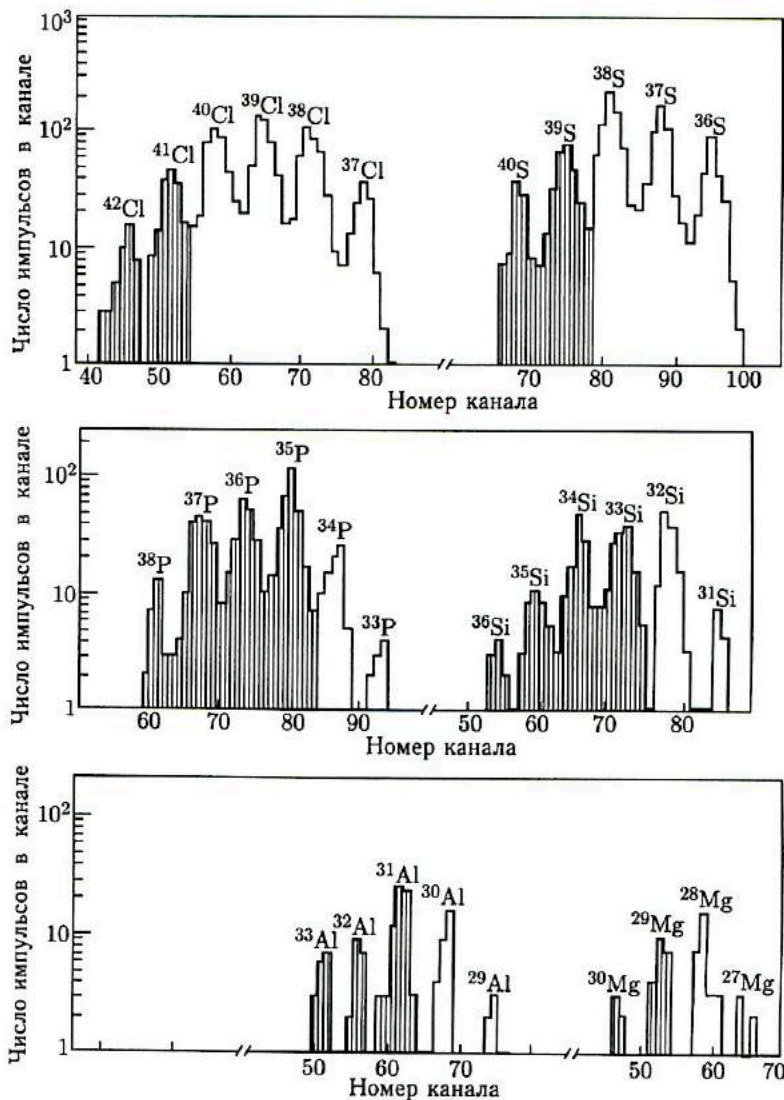


Рис. 6.10. Относительный выход изотопов Mg, Al, Si, P, S, Cl в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ) для угла регистрации  $40^\circ$  при фиксированном значении магнитного поля анализатора. Штриховкой отмечены новые изотопы [113]

тяжелыми ионами. При облучении углерода ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 205 МэВ/нуклон были зарегистрированы новые изотопы неона и алюминия:  $^{28}\text{Ne}$  и  $^{35}\text{Al}$  [116]. Несмотря на низкую интенсивность пучка ( $\sim 10^6 \text{ c}^{-1}$ ) удалось получить значительный выход продуктов

реакций за счет использования более толстых мишеней и концентрации вылетевших продуктов в узком телесном угле — около  $0^\circ$ . Особенно эффективным оказалось применение высокоэнергичных ионов  $^{48}\text{Ca}$ . В реакции  $^{48}\text{Ca} + ^9\text{Be}$  при энергии 210 МэВ/нуклон удалось получить 14 новых изотопов легких элементов:  $^{22}\text{N}$ ,  $^{26}\text{Fe}$ ,  $^{33,34}\text{Mg}$ ,  $^{36,37}\text{Al}$ ,  $^{38,39}\text{Si}$ ,  $^{41,42}\text{P}$ ,  $^{43,44}\text{S}$ ,  $^{44,45}\text{Cl}$  [117].

*Использование глубоконеупругих передач для определения границы устойчивости легких ядер с большим избытком нейтронов.* Открытие таких ядер, как  $^8\text{He}$  и  $^{11}\text{Li}$ , показало, что относительный нейтронный избыток в легких ядрах может достигать значительной величины. Естественно возникает вопрос, как далеко можно продвинуться по  $N$ , добавляя к ядру с фиксированным  $Z$  все большее число нейтронов. Нельзя ли получить ядра, почти целиком построенные из нейтронов, своего рода нейтронные капли?

Модель оболочек дает на этот вопрос отрицательный ответ. В силу принципа Паули для размещения в ядре одних нейтронов требуется значительно больше уровней, чем для размещения такого же числа нейтронов и протонов. На каждом уровне могут находиться две пары различных нуклонов и лишь одна пара одинаковых. Теоретические расчеты положения различных уровней в ядре с фиксированным числом нуклонов показывают, что для легкого ядра с очень большим избытком нейтронов верхние уровни, заполняемые нейтронами, лежат уже за пределами потенциальной ямы, т. е. оказываются несвязанными. Это и означает, что такое ядро будет неустойчиво по отношению к испусканию нуклонов, в данном случае нейтронов. Однако к этим выводам модели оболочек следует относиться с осторожностью, поскольку речь идет о ядрах, находящихся в предельных, критических условиях. Предупредительным сигналом может служить оценка стабильности ядра  $^{11}\text{Li}$ . В трех вариантах расчетов, базирующихся на оболочечной модели,  $^{11}\text{Li}$  оказывался нуклонно-неустойчивым. Однако трем группам в трех различных ядерных реакциях удалось идентифицировать этот нуклид, измерить его массу, вид, радиоактивный распад и время жизни.

Карта нуклидов в области легких элементов изображена на рис. 6.11. На карту нанесены границы нуклонной стабильности по расчетам Б. Н. Виноградова и П. Э. Немировского [118] и уточненным Тибо и Клапишем расчетам Гарвея и Кельсона [119]. Оба расчета исходят из модели оболочек. На карте отмечены наиболее тяжелые изотопы, полученные экспериментально. Видно, что для  $Z = 2, 3, 4, 5$  экспериментаторы вышли на предсказанную теоретиками границу, а для  $Z = 6, 7, 8$  довольно близко подошли к ней. Следующий естественный шаг — попытаться получить ядра, лежащие за пределами границы нуклонной устойчивости. Результаты таких экспериментов позволили бы судить о справедливости наших представлений о свойствах атомных ядер в предельных, критических условиях.

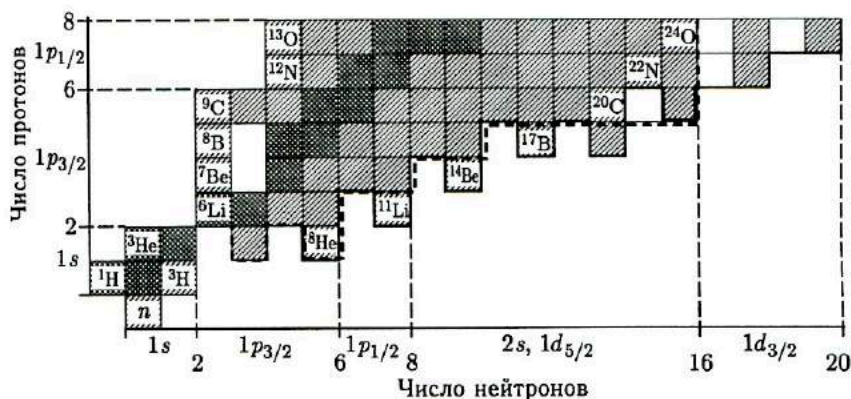


Рис. 6.11. Карта изотопов легких элементов для  $Z \leq 8$ : пунктир — граница устойчивости ядер по отношению к испусканию нейтрона согласно расчетам Виноградова и Немировского [118]; сплошная линия — Тибо, Клапиша [119]; двойная штриховка — стабильные изотопы; штриховка — радиоактивные изотопы; указаны наиболее тяжелые из полученных изотопов

Особый интерес представляет вопрос о нуклонной устойчивости  $^{10}\text{He}$  — дважды магического ядра, в котором протонами заполнена  $1s$ -оболочка, а нейтронами —  $1s$ - и  $1p$ -оболочки. Расчеты в рамках модели оболочек предсказывали нуклонную неустойчивость  $^{10}\text{He}$ , тогда как первые расчеты по методу  $K$ -гармоник не исключали возможности его существования [120].

Ядра  $^{10}\text{He}$  искали среди продуктов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , в реакциях расщепления быстрыми частицами, при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами [121]. В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ для этих целей были использованы реакции глубоконеупругих передач [122]. Важным преимуществом этих реакций является возможность оценить с помощью  $Q_{gg}$ -систематики ожидаемое сечение образования  $^{10}\text{He}$  в случае его нуклонной устойчивости.

Для получения  $^{10}\text{He}$  была выбрана реакция срыва 5 протонов с ядра  $^{15}\text{N}$  при облучении  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{15}\text{N}$  с энергией 145 МэВ. В предшествующих экспериментах было установлено, что налетающее легкое ядро охотно отдает свои протоны тяжелому ядру-мишени: в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ) наблюдали срыв от одного до четырех протонов с ядра  $^{15}\text{N}$ . В реакции  $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$  (137 МэВ) было зарегистрировано образование  $^{11}\text{Li}$  за счет срыва с ядра  $^{16}\text{O}$  пяти протонов. Сечение образования  $^{11}\text{Li}$  хорошо ложилось на  $Q_{gg}$ -систематику.  $^{10}\text{He}$  и другие продукты реакций передачи регистрировались под углом  $40^\circ$  телескопом  $\Delta E - E$ -детекторов, помещенным в фокальную плоскость магнитного анализатора. Поскольку при фиксированном магнитном поле детектор регистрировал продукты реакций в узком энергетическом интервале, необходимо было выбрать магнитное поле такой величины, чтобы в

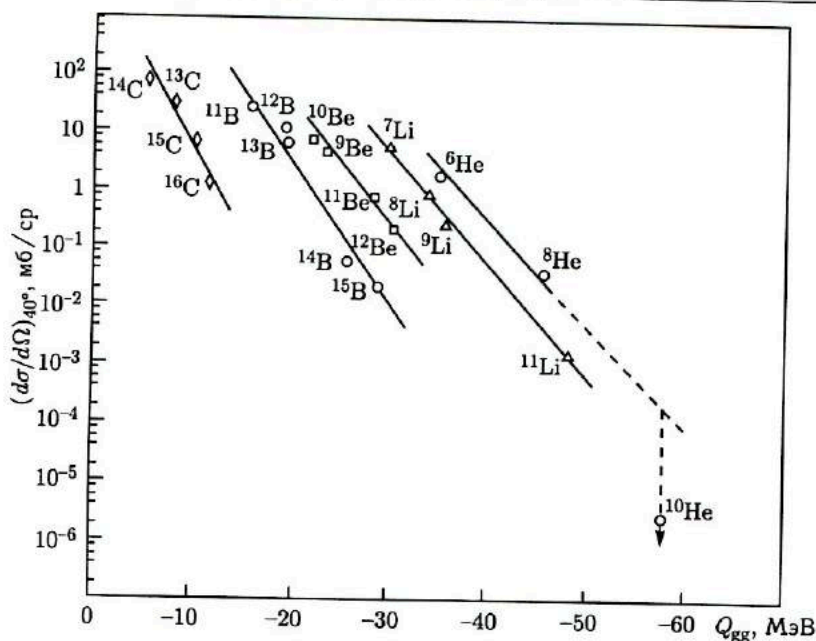


Рис. 6.12.  $Q_{eg}$ -систематика (без поправок на неспаривание) сечений образования изотопов С, В, Ве, Ли, Хе в реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (174 МэВ) [122]: кружки со стрелкой соответствует регистрации одного ядра  $^{10}\text{He}$  за 20 ч облучения

детектор попадала наиболее интенсивная часть энергетического спектра  $^{10}\text{He}$ . Рассчитать теоретически энергетический спектр  $^{10}\text{He}$  в то время не представлялось возможным, поэтому опирались на энергетические спектры продуктов, образующихся при срыве от одного до четырех протонов в той же реакции  $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$  (145 МэВ). Ширины этих спектров изменяются незначительно, а максимумы регулярно смещаются к меньшим энергиям с ростом числа сорванных протонов.

Облучение мишени проводилось в течение 20 ч при средней интенсивности пучка ионов около 2 мкА. Если бы  $^{10}\text{He}$  был нуклонноустойчив, то в соответствии с  $Q_{eg}$ -систематикой должно было быть зарегистрировано около 80 импульсов (рис. 6.12). Однако в области, куда должны были попадать импульсы от  $^{10}\text{He}$ , не было зарегистрировано ни одного импульса. Поскольку изотопы с малой энергией связи нейтронов:  $^{11}\text{Li}$  (0,17 МэВ),  $^{11}\text{Be}$  (0,50 МэВ),  $^{14}\text{B}$  (0,96 МэВ) не выпадают из  $Q_{eg}$ -систематики, ненаблюдение  $^{10}\text{He}$  можно рассматривать как указание на его нуклонную неустойчивость.

Граница нуклонной устойчивости — лишь одна из научных проблем, имеющих отношение к свойствам легких ядер с большим избытком нейтронов. В последние годы все большее внимание уделяется детальному изучению свойств таких экзотических ядер: измерению их

масс, видов радиоактивного распада, структуры основных и возбужденных состояний. Во всех этих экспериментальных исследованиях широкое применение находят глубокоэластичные передачи с тяжелыми ионами.

### 6.3. Использование глубокоэластичных передач для получения быстровращающихся ядер

Уже на ранней стадии исследования ядерных реакций с тяжелыми ионами было очевидным, что эти реакции открывают уникальные возможности изучения свойств быстровращающихся ядер [1]. Благодаря большой массе тяжелого иона составное ядро может получить угловой момент, измеряемый многими десятками единиц  $\hbar$ . Бурное развитие исследований свойств ядер с высоким спином наступило после введения в практику физического эксперимента германиевых детекторов  $\gamma$ -излучения. Эти детекторы позволили резко увеличить разрешающую способность при регистрации  $\gamma$ -квантов, обеспечив надежное выделение  $\gamma$ -переходов между состояниями ядер с высоким спином.

Первые теоретические работы, в которых анализировалась реакция ядра на быстрое вращение, были выполнены в рамках жидкокапельной модели [123]. Потенциальная энергия ядра  $E(a, I)$  рассматривалась как функция деформации  $a$  и углового момента вращения  $I$ :

$$E(a, I) = E_s(a) + E_c(a) + \hbar^2 I^2 / 2J(a). \quad (6.2)$$

В этом уравнении  $E_s(a)$  — поверхностная энергия ядра;  $E_c(a)$  — кулоновская энергия; третий член — вращательная энергия ядра при угловом моменте  $I$  и моменте инерции  $J$ . Для момента инерции бралось его твердотельное значение. Далее путем вариации параметров, описывающих форму ядра, отыскивался устойчивый минимум потенциальной энергии, который и определял равновесную форму ядра для данного углового момента. По сути дела это был классический макроскопический подход, в котором игнорировалась микроскопическая структура ядра. Тем не менее в рамках этого подхода удалось выявить ряд важных особенностей в поведении быстровращающихся ядер. С увеличением углового момента форма ядра все больше отклоняется от сферической, проходя через стадию сплюснутого сфероида, трехосного эллипсоида, и на границе устойчивости приобретает форму, напоминающую гантель. Однако такое радикальное изменение формы при вращении могут претерпеть лишь легкие и средние ядра. С увеличением массы и заряда ядра предельные вращательные нагрузки, которые ядро может выдержать, уменьшаются, тяжелое ядро теряет устойчивость при значительно меньших амплитудах деформации.

Расчеты показывают, что при быстром вращении ядро средней массы не только вытягивается вдоль наибольших из осей, но и оказывается сплюснутым в направлении оси вращения. Само вращение идет вокруг

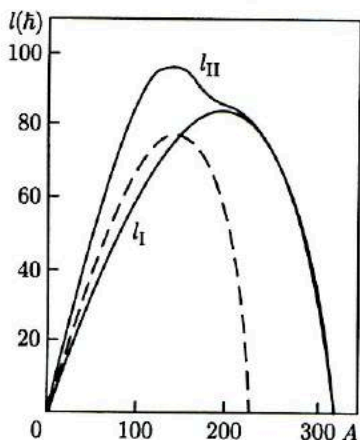


Рис. 6.13. Предельные угловые моменты для ядер различной массы [123]: на кривой  $l_{II}$  барьер деления вращающегося ядра обращается в нуль, на пунктирной кривой высота барьера равна 8 МэВ; ниже кривой  $l_I$  вращающееся ядро имеет форму сфероида; между  $l_I$  и  $l_{II}$  — трехосного эллипсоида

наиболее короткой из осей, по отношению к которой ядро обладает максимальным моментом инерции. Для тяжелых ядер конфигурация с тремя различными осями не реализуется, и набор возможных форм деформации ограничен сплюснутыми сфероидами.

Максимальные угловые моменты, которыми могут обладать ядра различной массы, показаны на рис. 6.13. Расчеты сделаны в рамках жидкокапельной модели для ядер, лежащих в долине  $\beta$ -стабильности [123]. Кривая  $l_{II}$  соответствует угловому моменту, при котором барьер деления вращающегося ядра обращается в нуль. Для этого предельного углового момента форма ядра практически совпадает с его формой в седловой точке, и ядро очень быстро переходит в канал деления, распадаясь на два примерно равных по массе осколка. Следующая сплошная кривая отделяет область, где у ядра возможна только сфероидальная форма (сплюснутый эллипсоид вращения), от области, где ядро может принимать форму, близкую к трехосному эллипсоиду. Наконец, пунктирная кривая выделяет область угловых моментов, при которых барьер деления вращающегося ядра не превосходит 8 МэВ — средней энергии связи нейтрона в ядрах. Для точек, расположенных ниже пунктирной кривой, эмиссия нейтронов успешно конкурирует с делением, и нагретое вращающееся составное ядро при остывании может избежать деления. Наибольший угловой момент, не разрушаясь, могут удержать ядра с  $A \approx 150$ . В легких ядрах уменьшение предельного углового момента связано с уменьшением массы и размеров ядра, вызывающих существенное понижение момента инерции  $J$ . В тяжелых ядрах низкий барьер деления приводит к распаду ядер уже при небольших угловых моментах.

Проведенный в рамках жидкокапельной модели анализ отражает макроскопический аспект реакции ядра на быстрое вращение. Естественно, что оболочечная структура ядра оказывает свое влияние на

поведение ядра в условиях быстрого вращения и может существенно изменить всю картину. В ряде теоретических работ [124] минимум потенциальной энергии вращающегося ядра отыскивался с учетом заполнения нуклонами определенных уровней и их смещения при деформации ядра. Было показано, что реакция ядра на увеличение скорости вращения может иметь более сложный характер по сравнению с тем, что предсказывает жидкокапельная модель ядра. Характер изменения формы ядра с увеличением углового момента зависит от деформации ядра в основном состоянии и его внутренней структуры. Так, вытянутые ядра с нарастанием скорости вращения могут вначале уменьшить свою деформацию, затем из вытянутых превратиться в сплюснутые и наконец принять форму трехосного эллипсоида.

Накапливающаяся экспериментальная информация о высокоспиновых состояниях ядер и дальнейшее развитие микроскопического подхода к анализу вращения ядра все более отчетливо выявляют сильнейшую зависимость реакции ядра на вращение от его внутренней структуры, тесную связь коллективных и одночастичных степеней свободы [125]. Вытянутое в основном состоянии ядро вращается как единое целое вокруг короткой оси (рис. 6.14, а).  $\gamma$ -спектр такого ядра представляет собой вращательную полосу, характерную для квантового ротатора. Однако с ростом скорости вращения энергия спаривания валентных нуклонов уменьшается, и при определенном угловом моменте происходит разрушение пары. Обе частицы переходят в состояние со значительными угловыми моментами, которые выстраиваются в направлении оси вращения, принимая на себя значительную часть углового момента ядра. В сферических или сплюснутых в основном состоянии ядрах угловой момент с самого начала принимают на себя отдельные нуклоны, так что спин ядра складывается из полных угловых моментов нескольких частиц (рис. 6.14, б). В отличие от спектра коллективного вращения ядра соседние квантовые состояния во втором

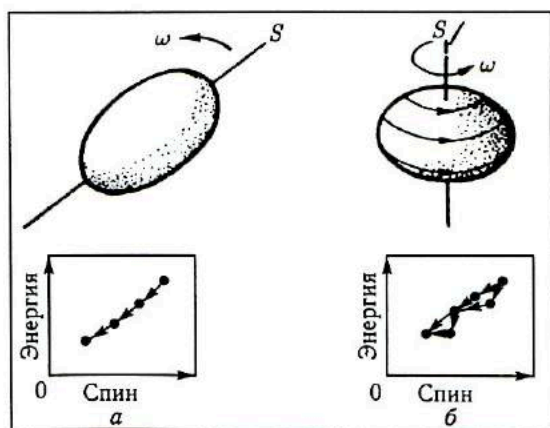


Рис. 6.14. Характер вращения в ядрах вытянутой формы (а) и в сферических и сфероидальных ядрах (б) [125]



случае могут существенно отличаться по своей структуре, а это приводит к значительной задержке квантового перехода, создает условия для возникновения высокоспиновой изомерии.

Высокий уровень развития экспериментальной техники позволил выделять вращательные уровни со спином, достигающим  $35\hbar$ . Однако и экспериментаторы, и теоретики стремятся получать и исследовать состояния с еще более высоким угловым моментом, и это вполне понятно: при самых высоких спинах, еще совместимых с устойчивостью ядра, можно ожидать качественно новых явлений, поскольку ядро оказывается в критических условиях.

Для получения быстровращающихся ядер обычно используются реакции слияния с тяжелыми ионами, приводящие к образованию возбужденного составного ядра. Энергия теплового возбуждения составного ядра снимается нейтронами и статистическими  $\gamma$ -квантами, которые, однако, не могут унести большого углового момента. В результате после испарения нейтронов формируется «холодное» ядро со значительным спином, вся энергия возбуждения которого сосредоточена во вращении. Дальнейшее девозбуждение такого ядра осуществляется путем эмиссии  $\gamma$ -квантов вдоль состояний, принадлежащих так называемой *край-полосе* (см. рис. 4.12). Составное ядро образуется в широком интервале угловых моментов: от нуля до  $l_{кр}$ . Вместе с изменением углового момента изменяется и тепловое возбуждение составного ядра, а следовательно, и число испущенных нейтронов. Все это, естественно, усложняет выделение ядер, обладающих высоким спином.

Реакции глубоконеупругих передач открывают дополнительные возможности в получении и исследовании ядер с предельно большим угловым моментом. Это стало особенно ясным после обнаружения мощного доминирования канала с вылетом  $\alpha$ -частицы среди остальных каналов глубоконеупругих передач. Можно отметить несколько пунктов, по которым глубоконеупругие передачи имеют преимущества перед реакциями полного слияния при получении быстровращающихся ядер.

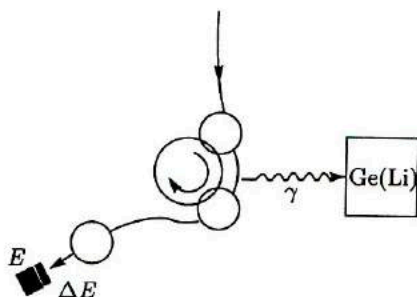
Если легким фрагментом глубоконеупругих передач является  $\alpha$ -частица, средний угловой момент сопряженного ей ядра существенно превосходит средний угловой момент составного ядра. Действительно, для составного ядра  $\langle I \rangle = 2/3l_{кр}$ , для глубоконеупругих передач  $\langle I \rangle = l_{кр} + \Delta l/2$ , где  $\Delta l$  — зона угловых моментов, дающих вклад в глубоконеупругие передачи. С ростом углового момента доля вращательной энергии в энергии возбуждения ядра быстро возрастает.

Дисперсия угловых моментов в глубоконеупругих передачах, если использовать не слишком тяжелые ионы и ограничиваться энергиями примерно 6–7 МэВ/нуклон, много меньше, чем у составного ядра. Представление о ее величине могут дать следующие цифры. При облучении ионами  $^{40}\text{Ag}$  критический угловой момент  $l_{кр}\hbar$  для многих ядер-мишеней близок к  $100\hbar$ , тогда как  $\Delta l$  при указанных ограничениях на энергию ионов не превосходит 10–15 $\hbar$ . Дисперсия может быть уменьшена путем снижения энергии ионов. Все это способствует

большому относительному выходу ядер с предельно высоким спином в глубоконеупругих передачах по сравнению с реакциями полного слияния. Сечения образования  $\alpha$ -частиц за счет глубоконеупругих передач измеряются величинами порядка сотен миллибарн, это означает, что абсолютные выходы быстровращающихся ядер в обоих типах реакций будут близки.

Важное преимущество глубоконеупругих передач состоит в возможности определения ориентации спина быстровращающегося ядра в пространстве путем регистрации  $\alpha$ -частицы от распада  $\alpha$ -кластерной конфигурации двойной ядерной системы (рис. 6.15).

Рис. 6.15. Определение ориентации спина быстровращающегося ядра — продукта глубоконеупругих передач — регистрацией направления вылета сопряженного легкого фрагмента



Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц и других фрагментов глубоконеупругих передач можно использовать для оценки динамической деформации сопряженного ядра, обладающего большим угловым моментом. При распаде ДЯС, состоящей из двух слипшихся ядер (условия слияния реализуются в ГНП), полная кинетическая энергия обоих ядерфрагментов — ПКЭ определяется суммой выходных кулоновского  $B_c$  и центробежного  $B_{\text{rot}}$  барьеров:

$$\text{ПКЭ} = B_c + B_{\text{rot}}. \quad (6.3)$$

Это уравнение содержит информацию о динамической деформации обоих ядер в момент распада ДЯС. Если легким фрагментом является ядро гелия или другое «жесткое» легкое ядро, например  $^{16}\text{O}$ , изменение высоты барьеров  $B_c$  и  $B_{\text{rot}}$  по сравнению с их значениями для сферических ядер будет определяться динамической деформацией тяжелого ядра, которое принимает на себя большую часть начального углового момента столкновения.

В качестве примера на рис. 6.16 приведены оценки динамической деформации различных ядер, образующихся в качестве продуктов глубоконеупругих передач в реакции  $^{107,109}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) [44a]. Расчеты деформации были сделаны для максимумов энергетических спектров и изотопов, обладающих наибольшим выходом при данном  $Z$ . Обычно это изотопы, лежащие в долине  $\beta$ -стабильности. Критический угловой момент был определен экспериментально,  $l_{\text{кр}}\hbar = 96\hbar$ ;  $\Delta l = 30$  был оценен по суммарному сечению всех каналов глубоконеупругих пе-

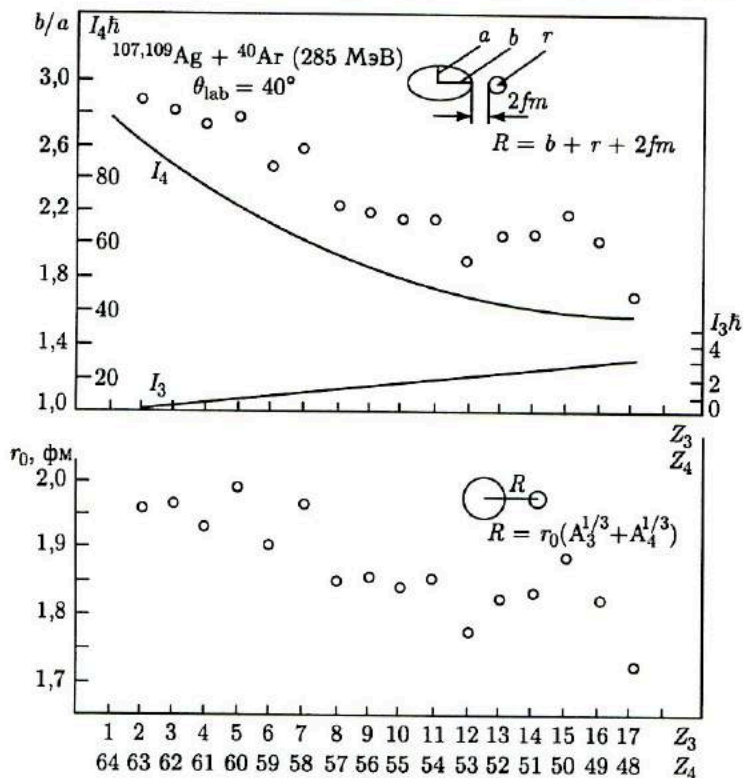


Рис. 6.16. Оценка динамической деформации ядер — продуктов глубоконеупругих передач из облучения  $^{107,104}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ) ( $Z_3$  и  $Z_4$  — атомные номера легкого и сопряженного тяжелого фрагментов,  $I_3$  и  $I_4$  — их спины) [44а]

редач, включая «прямые»  $\alpha$ -частицы. Таким образом, средний угловой момент во входных каналах ГНП оказался равным  $111\hbar$ . Поскольку энергия теплового возбуждения в этой реакции достигала 80 МэВ, момент инерции системы можно было считать твердотельным. Для упрощения расчетов форма легкого фрагмента была принята сферической, тяжелого — в виде вытянутого эллипсоида вращения. Как можно видеть из сделанных оценок, динамическая деформация тяжелых ядер-фрагментов может достигать весьма значительной величины. Отношение большой полуоси эллипсоида к малой приближается к трем при спине ядра, достигающем почти  $100\hbar$ . Деформация возрастает с увеличением числа переданных ядру-мишени нуклонов, что, видимо, связано с увеличением спина тяжелого ядра-фрагмента.

Распад ДЯС может происходить в различные моменты времени после ее образования, в соответствии с этим изменяется и угол вылета фрагментов. Эта связь между временем жизни ДЯС и углом вылета

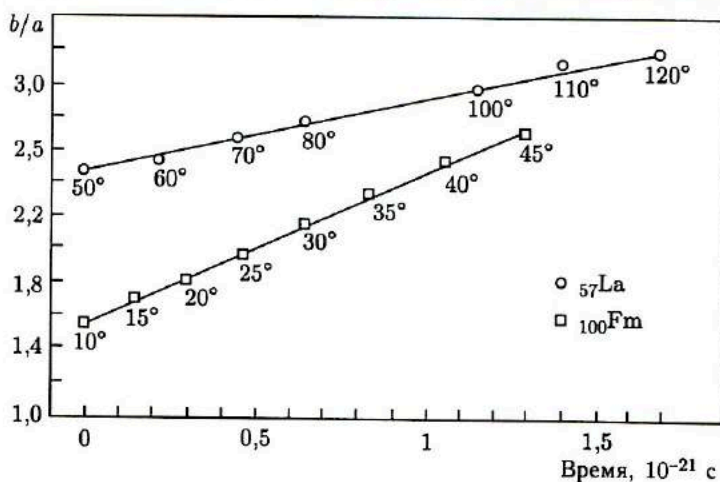


Рис. 6.17. Развитие динамической деформации во времени в ядрах лантана и фермия из реакций:  $^{107,108}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ)  $\rightarrow$  La + O и  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ)  $\rightarrow$  Fm + O [44a]

легкого фрагмента может быть использована для изучения развития динамической деформации во времени. На рис. 6.17 показано развитие динамической деформации в быстровращающихся ядрах лантана и фермия [44a]. Эти ядра образуются в качестве продуктов ГНП при облучении ионами  $^{40}\text{Ar}$  мишеней из серебра и тория. Оценка деформации делалась описанным выше способом. Сопряженным легким фрагментом в обоих случаях были ядра кислорода. Деформация рассчитывалась по данным для максимумов энергетических спектров кислорода, измеренных под разными углами в [4в, 6б]. Критические угловые моменты  $l_{\text{кр}}\hbar$  в обеих реакциях близки к  $100\hbar$ . Из этих данных видно, что в ядре фермия деформация развивается с большей скоростью, чем в ядре лантана. Приведенные данные убедительно свидетельствуют о большой перспективности использования глубоконеупругих передач для получения ядер с большим угловым моментом и изучения их свойств.

## Список литературы

1. Флеров Г. Н. // Вторая междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии: Доклады советских ученых. Ядерная физика. М.: Атомиздат, 1959.
2. Flerov G. N. // Peaceful Uses of Atomic Energy / Intern. Atomic Energy Agency. Vienna, 1972. V. 7. P. 471.
3. Флеров Г. Н. Сообщение ОИЯИ Р7-7409. Дубна, 1973; Flerov G. N. // Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei,

- Nashville, Tennessee, USA, 1974 / Eds. R. L. Robinson et al. Amsterdam: North-Holland, 1974. V. 2. P. 459;
- Oganessian Yu. Ts.* // Intern. Conf. on Nuclear Physics, Munich, 1973 / Eds. J. de Boer and H. J. Mang. Amsterdam: North-Holland, 1974. V. 2. P. 352.
4. а) *Вильчински Я., Волков В. В., Децовски П.* // ЯФ. 1967. Т. 5. С. 942;  
 б) *Gridnev G. F., Volkov V. V., Wilczynski J.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 142. P. 385;
- в) *Artukh A. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 215. P. 91.
5. а) *Galim J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 159. P. 461;  
 б) *Hanappe G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 738.
6. а) *Wolf K. L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 1105;  
 б) *Thompson S. G. et al.* // Phys. Scr. A. 1974. V. 10. P. 36.
7. а) *Волков В. В. и др.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 635;  
 б) *Артюх А. Г., Волков В. В., Квецинска Т.* // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 1165.
8. *Grochulski W. et al.* // Proc. Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, 1963 / Eds. A. Giorso, R. M. Diamond, and M. E. Conzett. Berkeley; Los Angeles: University of California Press, 1963. P. 120.
9. *Оганесян Ю. Ц. и др.* // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 492.
10. *Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. Er.* JINR Preprint E7-9187. Dubna, 1975; *Оганесян Ю. Ц. и др.* // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 245;  
*Otto T. J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 135;  
*Kratz J. V. et al.* // Inorg. Nucl. Chem. Lett. 1974. V. 10. P. 951;  
*Hildenbrand K. D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1065.
11. *Bimbot R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 228. P. 85;  
*Rivet M. F. et al.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 276. P. 157.
12. *Poitou J. et al.* // Phys. Lett. B. 1979. V. 88. P. 69.
13. *Sachs M. W., Chasman C., Bromley A. D.* // Nucl. Instr. and Meth. 1966. V. 41. P. 213.
14. *Артюх А. Г. и др.* // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 611.
15. *Gläsel P., Jared R. C., Moretto L. G.* // Nucl. Instr. and Meth. 1977. V. 142. P. 569.
16. *Butler G. W., Poskanzer A. M., Landis D. A.* // Nucl. Instr. and Meth. 1970. V. 89. P. 189.
17. *Gelbke C. K., Hildenbrand K. D., Bock R.* // Nucl. Instr. and Meth. 1971. V. 95. P. 397.
18. *Clerc H. G. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1973. V. 113. P. 325.
19. *Zebelman A. M. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1977. V. 141. P. 439.
20. *Armbruster P.* // J. de Phys. 1976. V. 37. P. C5-161.
21. *Jacmart J. C. et al.* // Proc. Intern. Conf. on Heavy Ion Physics. Dubna, 1966. Section 3. P. 137.
22. *Jacmart J. C. et al.* // Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions: Proc. Intern. Conf., Heidelberg, 1969 / Eds.: R. Bock and W. A. Hering. Amsterdam: North-Holland, 1969. P. 128.
23. *Artukh A. G. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1970. V. 83. P. 72.
24. *Афанасьев Н. Г. и др.* // ПТЭ. 1966. Т. 5. С. 44.
25. *Artukh A. G. et al.* // J. de Phys. 1971. V. 32. P. C6-129.
26. *Artukh A. G. et al.* JINR Preprint E7-8298. Dubna, 1974.

27. *Stephan C. et al.* // Proc. 3rd Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability. Corsica: Cargese, 1976. P. 46.
28. *Harvey B. C. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1972. V. 104. P. 21.
29. *Shapira D.* // Nucl. Instr. and Meth. 1975. V. 129. P. 123.
30. *Schüll D. et al.* // Jahresbericht 1977. Gesellschaft für schwerionenforschung. Darmstadt. S. 185.
31. *Scherrer H. J. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1976. V. 136. P. 213.
32. *Stelzer H.* // Nucl. Instr. and Meth. 1976. V. 133. P. 409.
33. *Заневский Ю. В.* Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
34. *Lynen U. et al.* // Nucl. Instr. and Meth. 1979. V. 162. P. 657.
35. *Martin B. et al.* // GSI-Bericht J-1-77. Darmstadt, 1977. S. 147;  
*Lynen U., Stelzer H.* // GSI-Bericht J-1-77. Darmstadt, 1977. S. 148.
36. *Eyal Y. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 1377.
37. *Kaufman R., Wolfgang R.* // Phys. Rev. 1961. V. 121. P. 192.
38. *Струтинский В. М.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 19. С. 1401.
39. *Артюх А. Г. и др.* // ЯФ. 1973. Т. 17. С. 1126.
40. *Gatty B. et al.* // J. de Phys. Lett. 1974. V. 35. P. 1177.
41. *Tamain B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 18.
42. *Schröder W. U., Huizenga J. R.* Preprint University of Rochester UR-NSRL-144. 1977.
43. *Moretto L. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 255. P. 491.
44. а) *Волков В. В. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1978. Т. 42. С. 2234;  
б) *Волков В. В. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 2226.
45. *Ericson T., Strutinski V. M.* // Nucl. Phys. 1958. V. 8. P. 284.
46. *Russo P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 281. P. 509.
47. *Schröder W. U., Huizenga J. R.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1977. V. 27. P. 465.
48. *Agarwal S. et al.* // European Conf. on Nucl. Phys. with Heavy Ions, Caen, 1976: Communications. P. 169.
49. *Vandenbosch R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 459.
50. *Galin J.* // J. de Phys. 1976. V. 37. P. C5-83.
51. *Wilczynski J.* // Phys. Lett. B. 1973. V. 47. P. 484.
52. *Gobbi A., Nörenberg W.* // Heavy Ion Collisions / Ed. R. Bock. Amsterdam: North-Holland, 1980. V. 2. P. 129.
53. *Moretto L. G., Schmitt R.* // J. de Phys. 1976. V. 37. P. C5-109.
54. *Schröder W. U. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 514.
55. *Huizenga J. R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 885.
56. а) *Artukh A. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 160. P. 511;  
б) *Волков В. В.* // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. С. 1040;  
в) *Мухеев В. Л. и др.* // ЯФ. 1977. Т. 25. С. 255.
57. *Bondorf J. P. et al.* // J. de Phys. 1971. V. 32. P. C6-145.
58. *Gatty B. et al.* // Z. Phys. A. 1975. Bd. 273. S. 65.
59. *Agarwal S. et al.* Preprint IPNORC77-04.
60. *Gatty B. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 253. P. 511.
61. *Bock R. et al.* Report Presented at the Ninth Masurian School in Nuclear Physics. Mikolaiki, 1976.

62. *Donnelly T. W., Dubach J.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 232. P. 355;  
*De Vries R. M., Clover M. R.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 243. P. 528.
63. *Bruckner K. A. et al.* // Phys. Rev. 1969. V. 181. P. 1543.
64. *Ngo C.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 240. P. 353.
65. *Randrup J., Swiatecki W. J., Tsang C. P.* Lawrence Berkeley Laboratory Preprint LBL-3603. Berkeley, 1974.
66. *Базь А. И.* // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 607.
67. *Eggers R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 324.
68. *Gelbke C. K. et al.* // Phys. Rep. 1978. V. 42. P. 311.
69. *Jactart J. C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 242. P. 175.
70. *Оганесян Ю. Ц. и др.* // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 734.
71. *Cherepanov E. A. et al.* JINR Preprint E7-11364. Dubna, 1978.
72. *Glässel P. et al.* LBL Preprint 7611-4446. 1976.
73. *Dunnweber W.* Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation VII // Proc. Intern. Workshop / Institut für Kernphysik Technische Hochschule. Darmstadt, 1979. P. 27.
74. *Trautman W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 33. P. 1062.
75. а) *Eyal Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 625;  
б) *Hilscher D. et al.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 576;  
в) *Tamain B. et al.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 330. P. 253;  
*Gould C. R. et al.* // Z. Phys. A. 1980. Bd. 294. S. 323.
76. *Britt H. C., Quinton A. R.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 877.
77. *Inamura T. et al.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 68. P. 51;  
*Zolnowski D. R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 92;  
*Yamada H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 605.
78. *Bimbot R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 189. P. 193;  
*Utsunomiya H. et al.* // Nucl. Phys. A. 1980. V. 334. P. 127.
79. *Camp A. et al.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 74. P. 215.
80. *Galín J. et al.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1113; 1126.
81. *Logan D. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 1080.
82. *Кануцик А. и др.* // ЯФ. 1976. Т. 6. С. 1142.
83. *Gross D. H. E., Kalinowski H.* // Phys. Rep. 1978. V. 45. P. 175.
84. *Tsang C. F.* // Physica Scripta. A. 1974. V. 10. P. 90.
85. *Deubler H. H., Dietrich K.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 277. P. 493.
86. *Bondorf J. P., Sobel M. I., Sperber D.* // Phys. Lett. C. 1974. V. 15. P. 84.
87. *Swiek-Wilczynska K., Wilczynski J.* // Nucl. Phys. A. 1976. V. 264. P. 115.
88. *Wilczynski J.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 216. P. 386.
89. *Cross D. H. E.* Preprint. 1980.
90. *Nörenberg W.* // Phys. Lett. B. 1974. V. 52. P. 289.
91. *Schmidt R., Toneev V. D., Wolschin G.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 311. P. 247.
92. *Nörenberg W.* // Z. Phys. A. 1975. Bd. 284. S. 241; Z. Phys. 1976. Bd. 276. S. 34;  
*Ayik S., Schürmann B., Nörenberg W.* // Z. Phys. A. 1976. Bd. 277. S. 299; Bd. 279. S. 145;  
*Ayik S., Wolschin G., Nörenberg W.* // Z. Phys. A. 1978. Bd. 286. S. 271.
93. *Hofmann H., Siemens P. J.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 275. P. 464.

94. *Hansen P. G.* // Intern. Symp. on Future Directions in Studies of Nuclei Far from Stability, Nashville, 1979. Amsterdam: North-Holland, 1980. P. 405.
95. *Goldanskii V. I.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1966. V. 16. P. 1.
96. *Seaborg G. T.* Man-Made Transuranium Elements. New Jersey: Princeton-Hall, 1964.
97. *Hyde E. K., Perlman I., Seaborg G. T.* The Nuclear Properties of the Heavy Elements. V.2. Detailed Radioactivity Properties. New Jersey: Princeton-Hall, 1964.
98. *Флеров Г. Н., Друин В. А.* // Структура сложных ядер. М.: Атомиздат, 1966.
99. *Флеров Г. Н.* // АЭ. 1968. Т. 24. С. 5;  
*Флеров Г. Н., Друин В. А., Плева А. А.* // УФН. 1970. Т. 100. С. 45;  
*Флеров Г. Н., Звара И.* Химические элементы второй сотни. Сообщение ОИЯИ Д7-6013. Дубна, 1971;  
*Flerov G. N.* Prospects of Synthesizing New Isotopes and Elements // Maria Sklodowska-Curie Centenary Lectures / Intern. Atomic Energy Agency. Vienna, 1968;  
*Flerov G. N., Druin V. A.* // Atomic Energy Review. 1970. V. 8. P. 255;  
*Flerov G. N.* // J. Phys. Soc. Japan (Suppl). 1977. V. 44. P. 723; Future Directions in Studies of Nuclei Far from Stability: Proc. Intern. Symp. Nashville, Tennessee, 1979. Amsterdam: North-Holland, 1980. P. 339.
100. *Oganessian Yu. Ts.* // Proc. Intern. School-Seminar on Reactions of Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of New Elements, Dubna, 1975. Dubna, 1976. P. 9; Lecture Notes in Physics. V. 33. Heidelberg: Springer-Verlag, 1975. P. 221; Nucleonika. 1977. V. 22. P. 89; Proc. Predel Intern. School. Romania, 1978. P. 279.
101. *Струтинский В. М., Музыка Ю. А.* // Труды междунар. конф. по физике тяжелых ионов. Дубна, 1966. Вып. 2. С. 51;  
*Музыка Ю. А., Пашкевич В. В., Струтинский В. М.* Сообщение ОИЯИ Р7-3733. Дубна, 1968;  
*Johansson J., Nilsson S. G., Szymanski Z.* // Ann. Phys. (Paris). 1970;  
*Nix J. R.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1972. V. 22. P. 65;  
*Sobieszewski A.* // Physica Scripta A. 1974. V. 10. P. 47.
102. *Flerov G. N.* // Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, 1977; J. Phys. Soc. Japan. 1977. V. 44. P. 723.
103. *Оганесян Ю. Ц.* // Междунар. школа-семинар по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтезу новых элементов. Дубна, 1975. С. 9.
104. *Hildenbrand K. D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1065.
105. *Schödel M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 469.
106. а) *Herrmann G.* // Intern. Symp. on Synthesis and Properties of New Elements. Dubna, 1980;  
б) *Riedel C., Norenberg W.* // Z. Phys. A. 1979. Bd. 290. S. 385.
107. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 239. P. 157.
108. а) *Ильинов А. С., Черепанов Е. А.* // Междунар. симп. по синтезу и свойствам новых элементов: Сб. аннотаций. Дубна, 1980. С. 30;  
б) *Демин А. Г.* // Там же. С. 26.
109. *Немировский П. Э.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 389;  
*Базь А. И.* // АЭ. 1959. Т. 6. С. 571;



- Зельдович Я. Б.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1123;  
*Гольданский В. И.* // Там же. С. 1637.
110. *Ложкин О. В., Римский-Корсаков А. А.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 4. С. 1519;  
*Poskanzer A. M., Esterlund R. A., McPherson R.* // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 1030;  
*Cerny J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 469;  
*Batusov Yu. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 22. P. 487.
111. *Artukh A. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1969. V. 137. P. 348.
112. *Artukh A. G. et al.* Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions // Proc. Intern. Conf., Heidelberg, 1969 / Eds.: R. Bock, W. R. Hering. Amsterdam: North-Holland. P. 140;  
*Artukh A. G. et al.* // Intern. Conf. on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta-Stability. V. 1. Leysin, 1970. CERN 70-30. P. 47;  
*Volkov V. V.* // Proc. Intern. Conf. on Nuclear Physics, Munich, 1973. V. 2. Amsterdam: North-Holland. P. 279.
113. *Artukh A. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 176. P. 284.
114. *Auger P. et al.* // Z. Phys. A. 1979. Bd. 289. S. 255.
115. *Guerreau D. et al.* // Z. Phys. A. 1980. Bd. 295. S. 105.
116. *Symons J. M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 40.
117. *Westfall G. D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1859.
118. *Виноградов Б. Н., Немировский П. Э.* // ЯФ. 1969. Т. 10. С. 505.
119. *Thibault C., Klarisch R.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 793.
120. *Базь А. И., Демин В. Ф., Жуков М. В.* // ЯФ. 1969. Т. 9. С. 1184.
121. *Cosper S. W., Cerny J., Gatti R. C.* // Phys. Rev. 1967. V. 154. P. 1174;  
*Воробьев А. А. и др.* Препринт ФТИ-232. Л., 1969.
122. *Artukh A. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 168. P. 321.
123. *Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.* // Ann. Phys. 1974. V. 82. P. 557.
124. *Шимански Э.* // Труды Междунар. конф. по избранным вопросам структуры ядра. Т. 2. Дубна, 1976. С. 66;  
*Михайлов И. Н. и др.* // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 1338;  
*Наджаков Е.* // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 1294.
125. *Bjornholm S.* // Intern. Cong. on Extreme States in Nucl. Systems. V. 1. Dresden, 1980. P. 70.

# ПРОЦЕСС ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

## Слияние ядер в рамках концепции двойной ядерной системы <sup>1)</sup>

### ПРЕДИСЛОВИЕ

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 глубоко-конеупругих столкновениях, полученной при изучении реакций глубоко-конеупругих 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  $\alpha$ -частиц. В целом КДЯС дает возможность получить наиболее реалистичное представление о механизме формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. Впервые дается систематизированный обзор теоретических мо-

<sup>1)</sup> ЭЧАЯ. 2004. Т. 35, вып. 4. С. 797–857. (Публикуется с незначительными изменениями.)

делей полного слияния ядер, обсуждаются ядро-ядерные потенциалы, использованные в этих моделях.

Автор выражает свою благодарность ученым, на работы которых он опирался при написании обзора.

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.

## 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 (1950-е гг.) 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  $^{48}\text{Ca}$  с ядрами  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  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  $\alpha$ -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 супердеформированных 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 заключается в том, что 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 данного 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 теоретических 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 глубокоэластичных 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  $\alpha$ -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 реали-

стическое 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 Гисенского 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, определяемой 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, обычно используется 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  $\ell$  — орбитальный угловой момент столкновения, а  $\mu$  — приведенная масса ядерной системы. После полной диссипации кинетической энергии столкновения и слияния 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 ( $p$ ,  $n$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ). 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  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  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  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  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

$$d = 0,950 - 0,00039 Z_1 Z_2 \text{ (Фм)}. \quad (6)$$

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:

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

Здесь  $\rho_i$  — 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

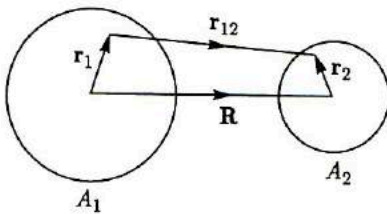


Рис. 1. Координаты, используемые в расчетах ядро-ядерного потенциала методом двойной свертки [27]

$N > Z$ ,  $\rho_n$  и  $\rho_p$  могут различаться как по величине, так и по радиальной протяженности. Плотности  $\rho_n$  и  $\rho_p$  могут быть получены из расчетов в рамках метода Хартри-Фока для оболочечных нуклонных орбиталей. Используется и феноменологический подход: форма  $\rho$  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:

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

Здесь  $\rho_1(r')$  — 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. Потенци-

выборе формы и интенсивности  $v(r_{12})$  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

альная 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 таким образом, чтобы воспроизвести энергию связи ядра  $^{40}\text{Ca}$ . 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  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — 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

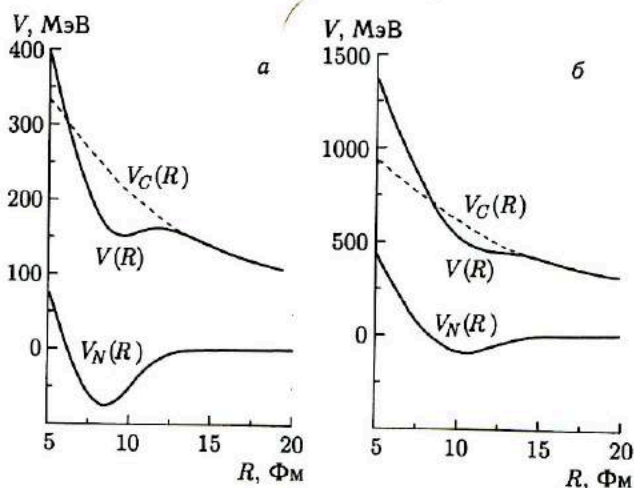


Рис. 2. Ядро-ядерный потенциал  $V(R)$  для лобовых столкновений ядер в реакциях:  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$  (а),  $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$  (б).  $R$  — расстояние между центрами ядер. Выделены: кулоновский  $V_C(R)$  и ядерный  $V_N(R)$  потенциалы. Ядерный потенциал  $V_N(R)$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

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  $\gamma$  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  $\gamma$  усреднен по обоим ядрам.  $C_1$  и  $C_2$  берутся из рассеяния быстрых электронов, дающих распределение зарядов в ядрах, с учетом влияния изотопического спи-

на ядра [32]. В рамках жидкокапельной модели ядра коэффициент поверхностного натяжения  $\gamma$  — 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.

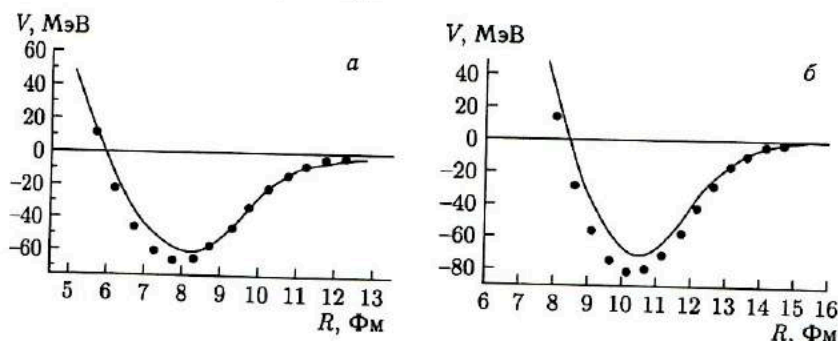


Рис. 3. Сравнение ядерных потенциалов  $V_N(R)$  для лобовых столкновений ядер в реакциях  $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$  (а),  $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$  (б). Линии — расчет ядерного потенциала  $V_N(R)$  выполнен методом плотности энергии [29], точки — методом короткодействующих сил [31]

**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  $Z_1 Z_2$  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, по оси абсцисс — произведение атомных номеров ядра-мишени

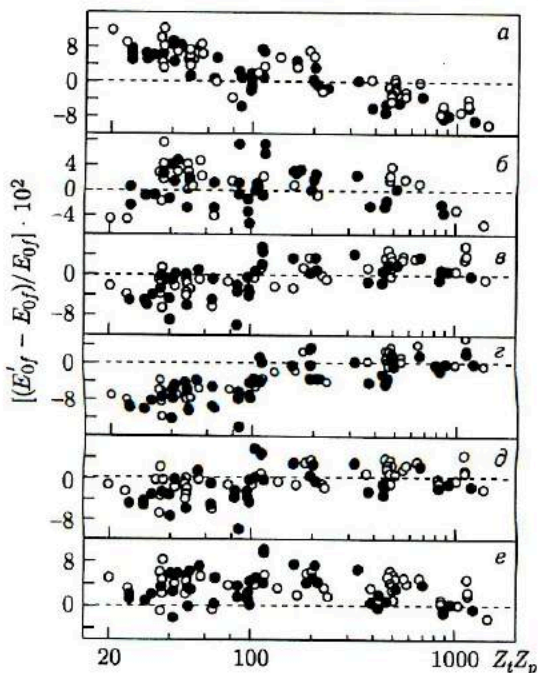


Рис. 4. Разница между рассчитанными теоретически кулоновскими барьерами  $E'_{0f}$  (для  $l_i = 0$ ) и измеренными экспериментально  $E_{0f}$ , представленная в зависимости от произведения атомных номеров ядра-мишени  $Z_t$  и налетающего ядра  $Z_p$ . Расчеты ядерного потенциала  $V_N(R)$  были проведены 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  $\sigma_{CF}$  от 100 до 500 мб; темные кружки — данные, охватывающие менее полный интервал измерений

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 преимуще-

ственный метод расчета  $V_N(R)$ . По-видимому, это связано с тем, что высота и положение входных барьеров определяются «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  $\sigma_{CN}(E)$ . Вполне естественно, что и к теоретическим моделям полного слияния ядер предъявлялось прежде всего требование расчета  $\sigma_{CN}(E)$ . 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  $\sigma_{CN}(E)$  удавалось описывать в рамках различных моделей даже без знания этого механизма.

В 1960–1970-х гг. в экспериментах использовались не очень массивные тяжелые ионы, такие как  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ . В реакциях с этими ионами захват налетающего ядра ядром-мишенью приводит с неизбежностью к формированию составного ядра, так что сечение полного слияния  $\sigma_{CN}(E)$  совпадает с сечением захвата  $\sigma_C(E)$ , 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. [37]. В модели предполагалось, что для реализации полного слияния необходимо, чтобы сталкивающиеся ядра сблизилась до критического расстояния  $R = R_{cr}$ , 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

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

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  $r_{cr} = (1,0 \pm 0,07)$  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 (рис. 5, а) и существенно выше него (рис. 5, б). Расстояния между центрами ядер на вершине кулоновского барьера и при критической дистанции их 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 (см. рис. 5, а) наибольшее значение углового момента ( $\ell = \ell_{cr}$ ) для парциальных волн, дающих вклад в сечение полного слияния  $\sigma_F$ , определяется высотой входного потенциального барьера:

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

Сечение слияния  $\sigma_F$  в этом случае определяется суммированием вклада от всех парциальных волн с  $\ell$  от нуля до  $\ell_{cr}$ :

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

Из рис. 5, а 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

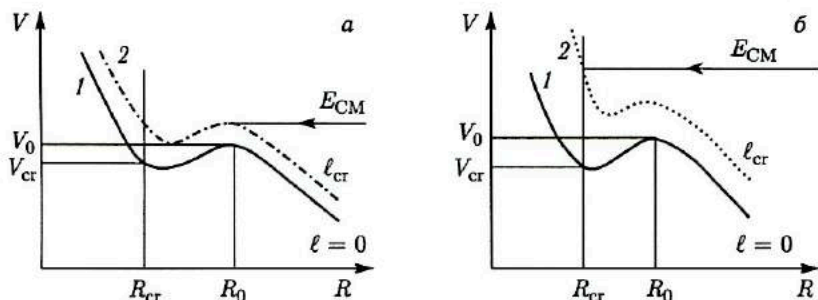


Рис. 5. Условия реализации полного слияния в МКР. Кривые 1 — ядро-ядерный потенциал  $V(R)$  для лобовых столкновений ( $\ell = 0$ ); кривые 2 —  $V(R)$  для столкновений с критическим угловым моментом ( $\ell = \ell_{cr}$ ).  $R$  — расстояние между центрами ядер;  $R_0$  — радиус кулоновского барьера;  $R_{cr}$  — 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]

$R_{cr}$  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

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

Пренебрегая небольшими вариациями  $R_\ell$  по сравнению с  $R_0$ , энергетическую зависимость сечения полного слияния можно описать довольно простым соотношением

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

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

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

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

Сечение полного слияния описывается соотношением

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

Как и в первом случае, для  $\sigma_F$  получается линейная зависимость от  $1/E$ , однако с другим наклоном прямой. На рис. 6 экспериментальные данные для  $\sigma_F$  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  $\sigma_F$  от  $1/E_{CM}$  [39]. Различные аспекты МКР обсуждаются также в [40, 41].

В рамках МКР удалось описать экспериментальные данные для  $\sigma_F$  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

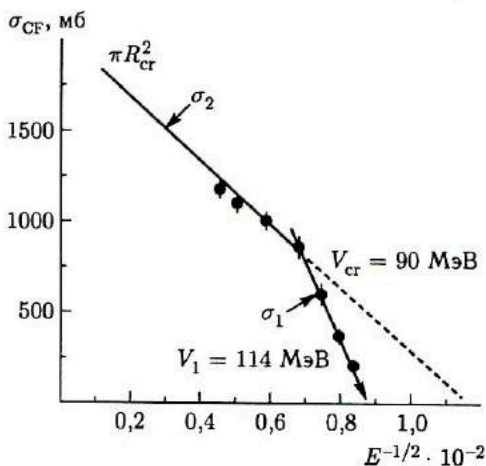


Рис. 6. Сечение полного слияния  $\sigma_{CF}$  в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ , представленное как функция  $1/\sqrt{E}$ , где  $E$  — кинетическая энергия столкновения. Точки — экспериментальные данные из [38]; прямые линии — результаты расчетов в рамках МКР;  $\sigma_1$  — сечение полного слияния для низких энергий, когда возможность слияния определяется кулоновским барьером  $V_1 = 114$  МэВ;  $\sigma_2$  — 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]

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 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;  $\mu$  — их приведенная масса;  $K_r$  и  $K_\varphi$  — 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 Kг 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  $K_\varphi^0$  — 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  $\sigma_{CF}$  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  $\ell$  ниже  $\ell_{cr}$  дают вклад в полное слияние ядер. Поэтому и сравнение с экспериментами проводилось по величине

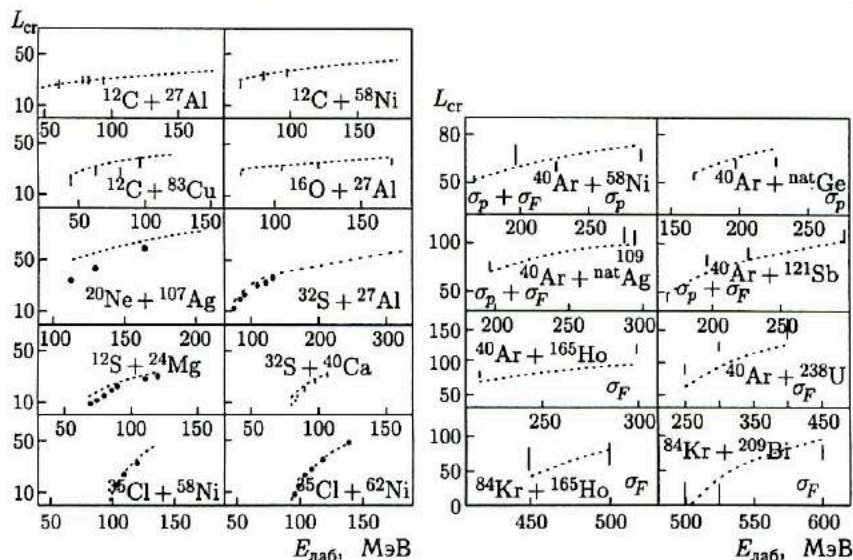


Рис. 7. Энергетическая зависимость критических угловых моментов  $L_{cr}$ , определяющих величину  $\sigma_{CF}$  согласно (26). Точками и вертикальными черточками показаны  $L_{cr}$ , извлеченные из экспериментальных данных для  $\sigma_{CF}(E)$ , штриховыми кривыми — расчетные значения  $L_{cr}$ ,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

$\ell_{cr}$ , 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: 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 центро-

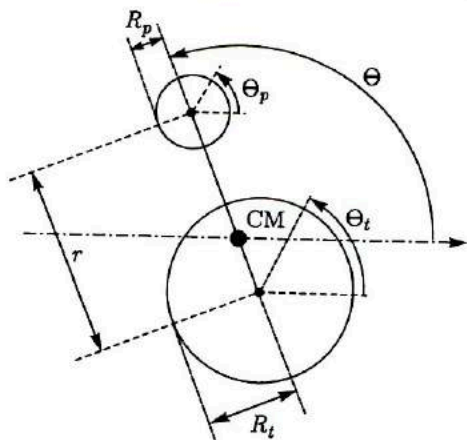


Рис. 8. Четыре степени свободы ( $r$ ,  $\Theta$ ,  $\Theta_t$  и  $\Theta_p$ ) системы из двух взаимодействующих ядер, рассматриваемые в модели [46]

бежного 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:  $r$ ,  $\Theta$ ,  $\Theta_t$ ,  $\Theta_p$  (см. рис. 8). Переменные  $r$  и  $\Theta$  описывают расстояние между центрами ядер и угол ориентации системы в плоскости реакции,  $\Theta_t$  и  $\Theta_p$  — ориентацию ядра-мишени и налетающего ядра. Траектория относительного движения ядер определяется решением системы из четырех уравнений:

$$\mu \ddot{r} = -\frac{\delta V_C}{\delta r} - \frac{\delta V_N}{\delta r} + \mu r \dot{\Theta}^2 - f_r(r) \dot{r},$$

$$\mu r^2 \ddot{\Theta} = L = L_0 - L_t - L_p,$$

$$\frac{dL_t}{dt} = -C_t \left( \frac{r}{C_t + C_p} \right)^2 f_\theta(r) [C_t (\dot{\Theta}_t - \dot{\Theta}) + C_p (\dot{\Theta}_p - \dot{\Theta})], \quad (27)$$

$$\frac{dL_p}{dt} = -C_p \left( \frac{r}{C_t + C_p} \right)^2 f_\theta(r) [C_t (\dot{\Theta}_t - \dot{\Theta}) + C_p (\dot{\Theta}_p - \dot{\Theta})].$$

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 определя-

ется 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 согласно

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

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

$$L_t = \frac{2}{5} M_t R_t^2 \dot{\theta}_t, \quad L_p = \frac{2}{5} M_p R_p^2 \dot{\theta}_p, \quad (31)$$

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  $0,264 \cdot 10^{-22}$  МэВ·с·Фм<sup>-4</sup>);  $\bar{R} = C_t C_p / (C_t + C_p)$ , 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 <sup>4</sup>Не до <sup>81</sup>Кг и <sup>132</sup>Хе. В целом было получено удовлетворительное согласие расчетов с данными экспериментов. Исключение составляли лишь

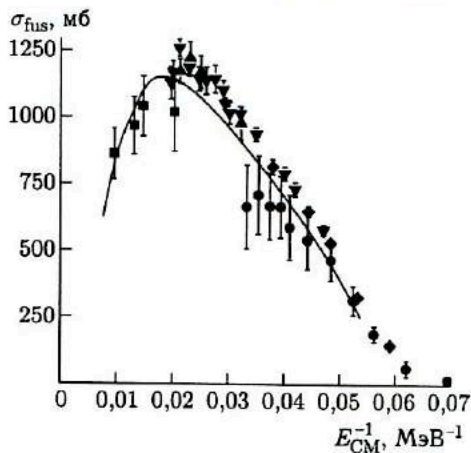


Рис. 9. Сечение слияния  $\sigma_{\text{fus}}$  как функция  $E_{\text{CM}}^{-1}$  в реакции  $^{27}\text{Al} + ^{16}\text{O}$ . Точки — экспериментальные данные; кривая — результат расчетов по модели [46]. Вариации в расчетах кулоновского  $V_C(R)$  и ядерного  $V_N(R)$  потенциалов не влияют на форму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

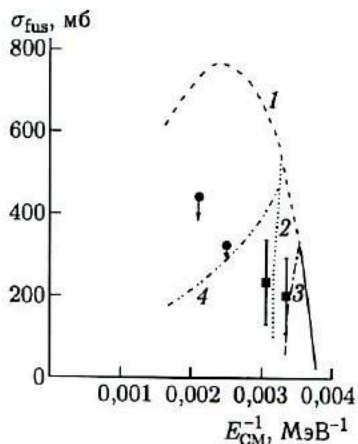


Рис. 10. Сечение слияния  $\sigma_{\text{fus}}$  как функция  $E_{\text{CM}}^{-1}$  в реакции  $^{165}\text{Ho} + ^{84}\text{Kr}$ . Кривая 1 —  $V_C$  рассчитан согласно [47],  $V_N$  — согласно [49]; кривая 2 —  $V_C$  рассчитан согласно [47],  $V_N$  — согласно [31]; кривая 3 —  $V_C$  для точки и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

реакции, в которых тяжелые ядра облучались ионами  $^{84}\text{Kr}$ . 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).

#### 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 глубококонепругих 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 Сатпати 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: сталкивающиеся 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;  $\ell$  — угловой момент столкновения;  $\alpha_i$  — параметры деформации;  $\pi_i$  — их импульсы, взятые для гармонической моды деформации;  $\mu$  — 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  $K_\Phi$  — 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

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

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  $\ell_s$ , который отвечает условию слияния 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  $K_\phi^0$  — 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  ${}^9\text{Be}$  до  ${}^{248}\text{Cm}$ , а бомбардирующие ядра — от  ${}^4\text{He}$  до  ${}^{84}\text{Kг}$ . 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  $\sigma_c$ .

Модель [53] не могла дать ответ на вопрос, какая часть  $\sigma_c$  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 возникала 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 оказывается внутри

и за барьером деления составного ядра. Если же кинетическая энергия недостаточна, 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 относительной диссипативной функцией;
- инерционные силы, для диядра 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  $\Theta$ . Минимальное число переменных, с помощью которых можно описать форму такой ядерной системы, — три. Использовались следующие коллективные координаты: асимметрия системы  $\Delta = (R_1 - R_2)/(R_1 + R_2)$ , относительное расстояние между ядрами  $\rho = r/(R_1 + R_2)$ , параметр «окна»  $\alpha = (\sin \Theta / \sin \Theta_{\max})^2$ , где  $\sin \Theta_{\max}$  характеризует полностью открытое окно.

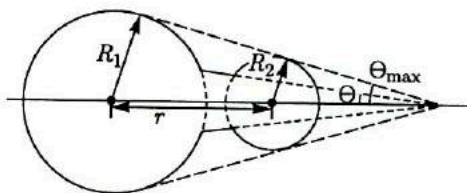


Рис. 11. Форма двойной ядерной системы, использованная в макроскопической динамической модели [55] для описания процесса слияния ядер

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 стабильный рост шейки. Конфигурацию можно охарактеризовать как диядро. Энергетический порог для этой конфигурации совпадает с входным кулоновским барьером:  $E_i = E_c$ .

2. Конфигурация условного равновесия. Это седловая точка на поверхности потенциальной энергии системы при условии «замороженности» ее зарядовой (массовой) асимметрии. Ей соответствует пороговая



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

энергия  $E_i = B_c + E_x$ . При превышении этого порога «размораживается» зарядовая (массовая) асимметрия системы и диядро 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;
- $B_c < E_i < B_c + E_x$ , в этом интервале энергий реализуются реакции глубокоупругих 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.

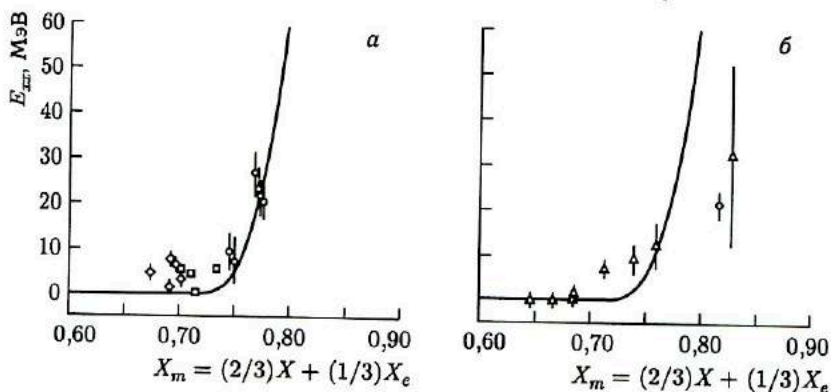


Рис. 13. Величина экстраэкстрапуша  $E_{xx}$  как функция параметра  $X_m$ , где  $X = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{cr}$ ;  $X_e = (Z^2/A)_{eff}/(Z^2/A)_{cr}$ ,  $(Z^2/A)_{eff} = 4Z_1Z_2/[A_1^{1/3}A_2^{1/3}/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})]$ .  $A_1$  и  $A_2$  — массовые числа сталкивающихся ядер;  $Z_1$  и  $Z_2$  — их 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]

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 107 до 112 оптимальная кинетическая энергия столкновения, обеспечивающая максимальный выход, оказалась очень близкой к входному кулоновскому барьеру [7], тогда как МДМ предсказывала необходимость экстраэкстрапушей, 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  $\beta$  (одинаковой для обоих ядер) и массовой асимметрией системы  $\alpha$ . 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  $\gamma_{ij}$  — тензор инерции системы и тензор диссипации. Нор-

мализованная 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:

$$V(q_1, \ell, T) = V_{\text{DM}}(q) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2I(q)} + V_{\text{shell}}(q)\Phi(T), \quad (44)$$

$$V_{\text{DM}}(q) = E_s(q) + E_c(q),$$

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;  $V_{\text{shell}}$  — оболочечные поправки при температуре  $T = 0$ . Температурный фактор  $\Phi$  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  $\alpha$ .

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  $^{244}\text{Pu}$  облучается ионами  $^{48}\text{Ca}$ , сечение образования ядер элемента 114 получилось близким к 10 пб. Были проведены также расчеты соотношения между каналами слияния-деления и квазиделения в реакциях:  $^{238}\text{U}$ ,

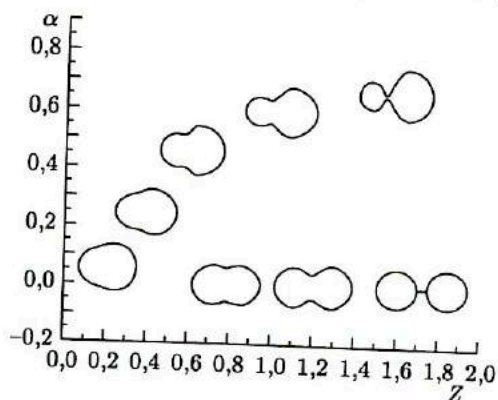


Рис. 14. Иллюстрация протекания процесса слияния-деления тяжелого ядра-мишени и массивного налетающего ядра в флуктуационно-диссипативной модели.  $Z$  — расстояние между центрами ядер,  $\alpha$  — массовая асимметрия ядерной системы



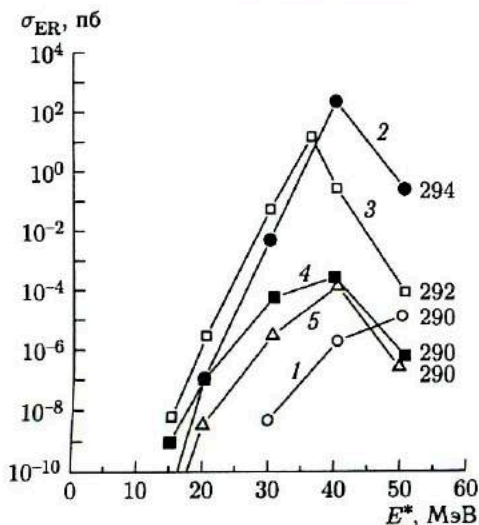


Рис. 15. Сечения образования элемента 114 в различных реакциях, рассчитанные в рамках флуктуационно-диссипативной модели [62]: 1 —  $^{258}\text{Fm} + ^{32}\text{Si}$ ; 2 —  $^{250}\text{Cm} + ^{44}\text{Ar}$ ; 3 —  $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ ; 4 —  $^{238}\text{U} + ^{52}\text{Ti}$ ; 5 —  $^{234}\text{Th}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

$^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  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 Загребаяевым 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

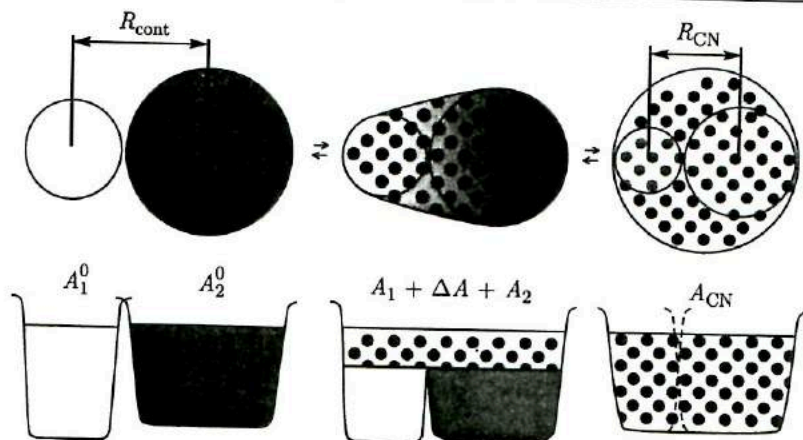


Рис. 16. Схематическая иллюстрация процесса формирования составного ядра в модели коллективизации нуклонов.  $A_1^0$ ,  $A_2^0$  — число нуклонов в ядре-мишени и налетающем ионе;  $\Delta A$  — число обобществленных нуклонов;  $A_{CN}$  — число нуклонов в составном ядре,  $A_1 + A_2 + \Delta A = A_{CN}$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

ядер, окруженных обобществленными нуклонами, оказываются внутри объема соответствующего составного ядра. Рис. 16, взятый из [68], иллюстрирует процесс слияния ядер по модели коллективизации нуклонов (МКН).

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;  $\delta_1$  и  $\delta_2$  — их динамическая деформация;  $\Delta A$  — 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  $\Delta A$ . Они зависят от числа обобществленных нуклонов. Если меру коллективизации нуклонов определить величиной  $x = \Delta A / \Delta A_{CN}$ , то  $\tilde{\beta}_1$ ,  $\tilde{\beta}_2$  могут быть аппроксимированы соотношением

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

Для иллюстрации развития событий в процессе полного слияния массивных ядер используется упрощенная модель [67, 68]. Каждое из двух сталкивающихся ядер состоит из кора и одного валентного нейтрона. Взаимодействие нейтрона с кором описывается потенциалом Саксона-Вудса, взаимодействие между ядрами — потенциалом короткодействующих сил с добавлением феноменологических диссипативных сил.

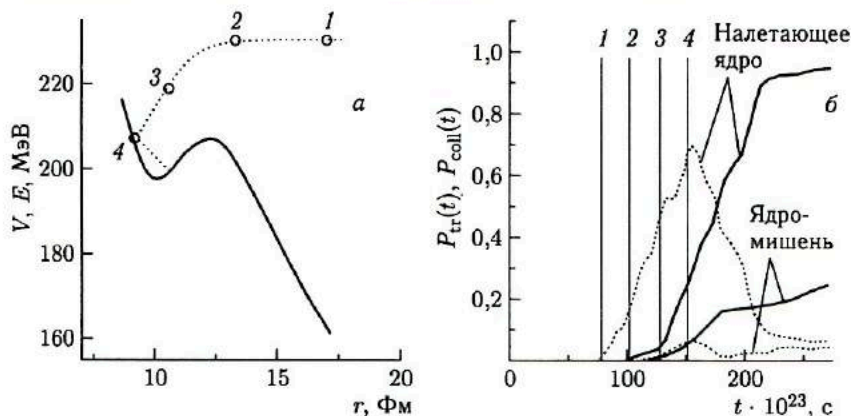


Рис. 17. Процесс обобществления валентных нейтронов ядер  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{248}\text{Cm}$  в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  (230 МэВ): а) ядро-ядерный потенциал и траектория относительного движения ядер  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{248}\text{Cm}$  при энергии  $E_{\text{CM}} = 230$ 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

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  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . Видно, что для нейтрона  $^{48}\text{Ca}$  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  $^{248}\text{Cm}$ . Плотность однонуклонных состояний в этом ядре весьма высока. Нейтрон, переданный из ядра  $^{48}\text{Ca}$  в ядро  $^{248}\text{Cm}$ , 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 кюрия. В таких условиях предположение о его обобществлении оказывается неадекватным реальности.

Такая же судьба ожидает и протон, переданный из ядра  $^{48}\text{Ca}$  в ядро  $^{248}\text{Cm}$ . 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 дебройлевская волна, пространственное положение которой определяется стенками ядерного потенциала. Ее проникновение за пределы потенциала характеризуется величинами меньше  $1 \text{ Фм}$ , и нуклон с нормальной энергией связи не может удалиться 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  $1 \text{ Фм}$ , 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 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 (а 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 асиммет-

при: 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.

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  $^{246}\text{Fm}$  [72]. Потенциальная энергия  $U(Z, L)$  рассчитывалась согласно соотношению

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

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  $V_{\text{rot}}(R, L)$  берется для твердотельного момента инерции ДЯС. ДЯС имеет вид двух сфер, слегка перекрывающихся своими поверхностями.

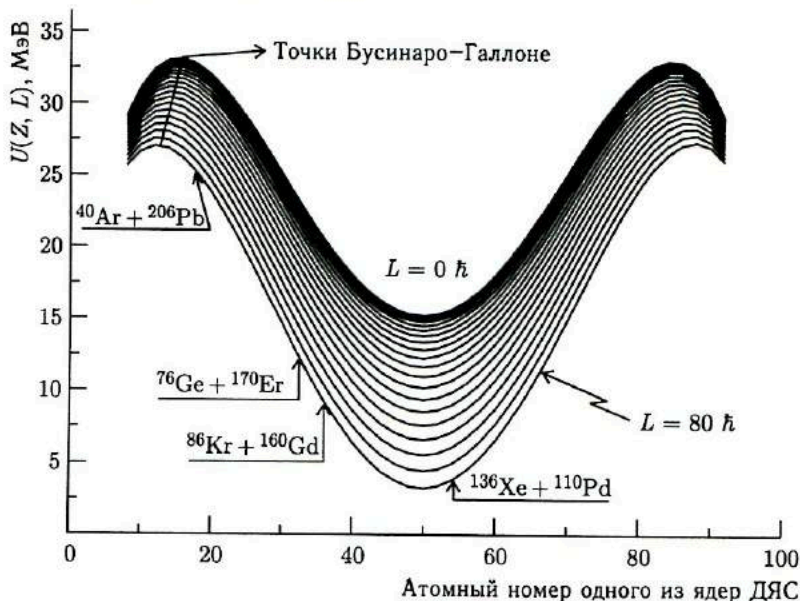


Рис. 18. Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в реакциях:  $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ ,  $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$ ,  $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ ,  $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$ , представленная в зависимости от атомного номера одного из ядер ДЯС и углового момента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

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 исследованных 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 ба-

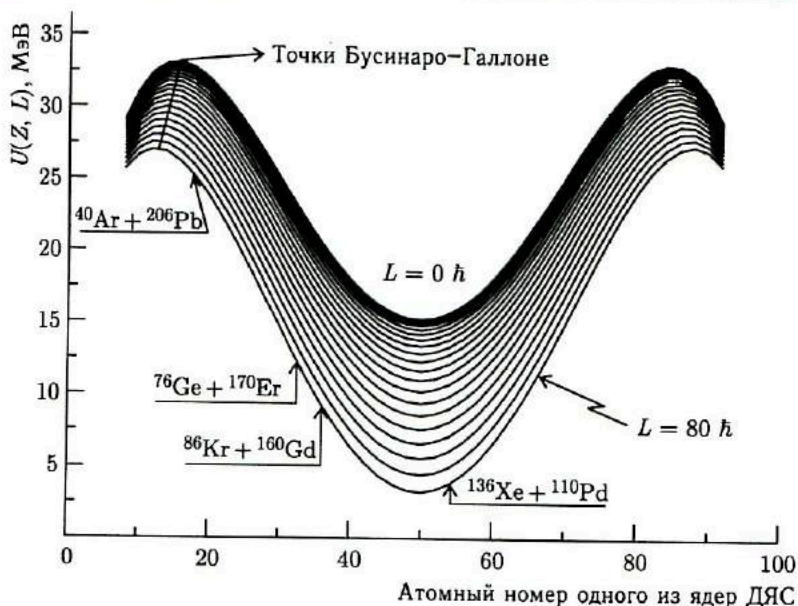


Рис. 18. Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в реакциях:  $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ ,  $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$ ,  $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ ,  $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$ , представленная в зависимости от атомного номера одного из ядер ДЯС и углового момента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

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 исследованных 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 ба-



ьера 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  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , их зависимость от  $Z$  и  $A$  составного ядра.

Сечения образования синтезируемых ядер тяжелых элементов рассчитывались по формуле

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

Первая часть формулы, до  $W_{sur}$ , характеризовала сечения захвата  $\sigma_c$ , а  $W_{sur}$  — выживание составного ядра при его девозбуждении;  $\sigma_c$  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  $\sigma_c$  и вероятности выживания составного ядра  $W_{sur}$ , должна включать третий фактор —

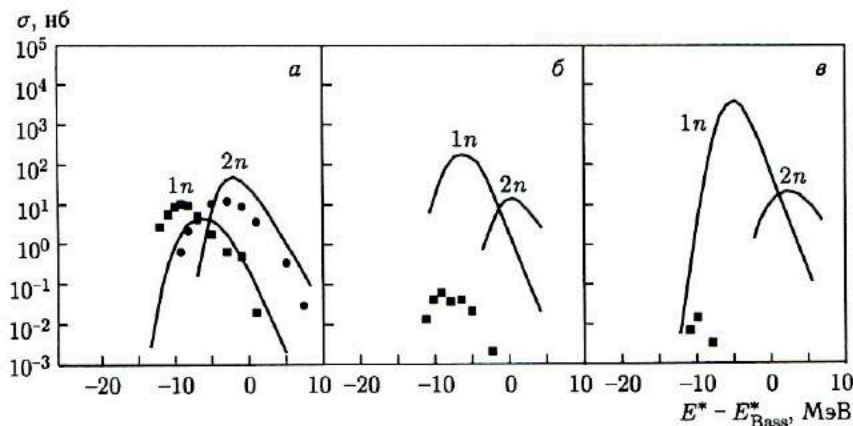


Рис. 19. Сечение образования элементов 104, 108 и 110 в реакциях холодного слияния (HI,  $1n - 2n$ ): а)  $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ ; б)  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ ; в)  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ . Квадраты и кружки — данные экспериментов; кривые — результаты расчетов в рамках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

$P_{CN}$  — вероятность формирования составного ядра в конкуренции с квазиделением [19]:

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

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 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  $^{110}\text{Pd}$  слились в составное ядро  $^{220}\text{U}$ , ДЯС должна преодолеть внутренний барьер слияния  $B_{fus}^*$ . Вместе с тем существует определенная вероятность распада ДЯС на два исходных ядра  $^{110}\text{Pd}$ . В этом случае системе придется преодолеть барьер квазиделения  $B_{qt}$  в 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  $^{110}\text{Pd}$  и вероятность квазиделения исходной ДЯС пропорциональны плотности состояний ДЯС на вершинах барьеров слияния и квазиделения ( $\rho_{B_{fus}^*}$  и  $\rho_{B_{qt}}$ ) [19]. Вероятность

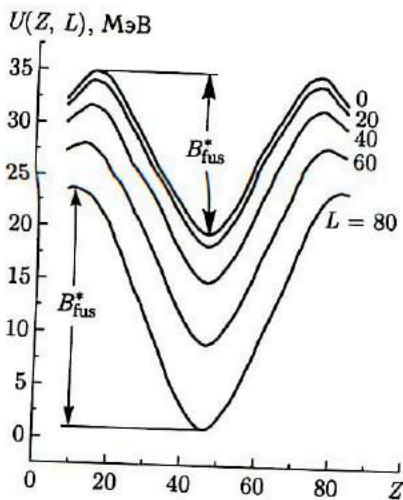


Рис. 20. Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в реакции  $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ , в зависимости от атомного номера одного из ядер ДЯС и углового момента столкновения  $L$ .  $B_{fus}^*$  — внутренний барьер слияния [19]

формирования составного ядра в конкуренции с квазиделением  $P_{CN}$  будет определяться соотношением

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

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

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

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  $\sigma_{ER}$  в реакции  $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ . Результаты расчетов представлены на рис. 21 [19]. Для энергий столкновения выше кулоновского барьера удается описать экспериментальные данные.

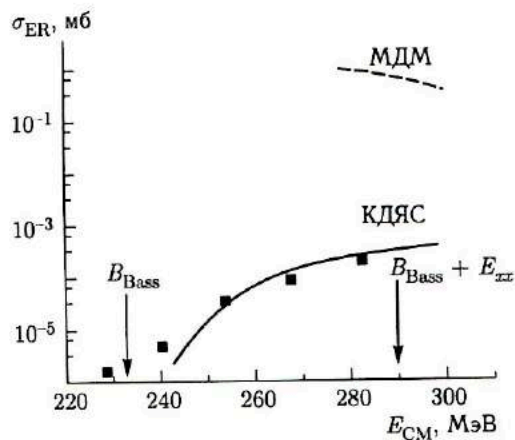


Рис. 21. Сечение образования испарительных остатков  $\sigma_{ER}$  в реакции  $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$  в зависимости от энергии столкновения  $E_{CM}$ . Квадраты — данные эксперимента — результаты расчетов в рамках КДЯС [19]; сплошная линия — результаты расчетов в рамках МДМ Святецкого;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

### 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  $B_{\text{fus}}^*$ , и тогда ее эволюция завершится формированием составного ядра, однако система 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  $B_{\text{fus}}^*$ , к числу достигших симметричной формы окажется довольно устойчивым для данной ядерной реакции. Это отношение и будет характеризовать величину фактора  $P_{\text{CN}}$ .

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  $\rho_z$  — 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  $\lambda_0$  — константа. Окончательно вероятность захвата или потери протона определялась соотношением

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

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

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

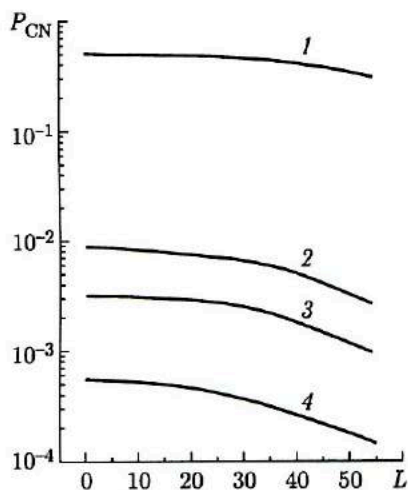


Рис. 22. Вероятность полного слияния ядер  $P_{CN}$  в реакциях:  $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$  (1),  $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$  (2),  $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$  (3),  $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$  (4), рассчитанная в рамках модели конкуренции полного слияния и квазиделения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

реакций с ионами  $^{86}\text{Kr}$  и  $^{136}\text{Xe}$  указали причину, по которой в реакциях с этими ионами экспериментаторам не удалось зарегистрировать ядра  $^{244}\text{Fm}$ . 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 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  $\eta$  и  $R$ . Переменная  $\eta$  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  $\eta$  в направлении ее возрастания приводит к формированию составного ядра, диффузия по  $R$  — к распаду 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  $^{246}\text{Fm}$ . 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  $\sigma_c$ , полученные в рамках оптической модели, и величины  $W_{\text{sur}}$ , рассчитанные в рамках статистической модели, удалось удовлетворительно воспроизвести экспериментальные данные по сечениям образования ядер  $^{244}\text{Fm}$  в реакциях с ионами  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{76}\text{Ge}$ . В эксперименте [74] регистрировался спонтанно делящийся изотоп фермия  $^{244}\text{Fm}$ .

Более низкие значения  $P_{CN}$  для

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  $\lambda_\eta$  через барьер  $B_{\text{fus}}^*$  за время существования ДЯС  $t_{\text{int}}$ :

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

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

Проведенный в работе [79] анализ показал, что время установления стационарных потоков вероятности через потенциальные барьеры  $B_{\text{fus}}^*$  и  $B_{\text{qf}}$  много меньше времени жизни самой ДЯС. Эта особенность эволюции ДЯС в процессе слияния ядер обусловлена высокой ядерной вязкостью, что открывает возможность применения подхода Крамера [81]. Для описания диффузии используется квазистационарное двумерное решение уравнения Фоккера-Планка. Квазистационарные скорости потоков вероятности  $\lambda_\eta^{\text{Kr}}$  и  $\lambda_R^{\text{Kr}}$  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  $P_{\text{CN}}$  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  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , 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  $B_\eta$  и  $B_R$  именно для этой конфигурации. Для расчетов  $\lambda_\eta^{\text{Kr}}$  и  $\lambda_R^{\text{Kr}}$  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  $\omega_k^{B_k}$  ( $k, \bar{k} =$

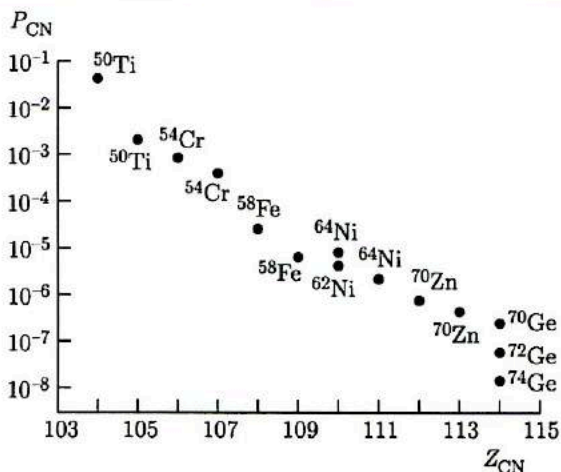


Рис. 23. Вероятность полного слияния ядер  $P_{CN}$  в реакциях холодного слияния для составных ядер с атомными номерами от 104 до 114. Расчет проведен в рамках модели [79]. Указаны бомбардирующие тяжелые ионы, мишени —  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  [85]

$= R, \eta)$  — частоты перевернутых гармонических осцилляторов, аппроксимирующих потенциальную энергию в окрестностях барьеров по переменным  $\eta$  и  $R$ . Величины  $\omega_k$  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  $\Gamma$  — усредненная удвоенная ширина одночастичных состояний ядер ДЯС. Расчет массовых параметров  $\mu_{RR}$  и  $\mu_{\eta\eta}$  проведен согласно [82]. Было показано, что коэффициенты трения  $\gamma_{RR}$  и  $\gamma_{\eta\eta}$ , полученные при значении  $\Gamma = 2$  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  $W_{\text{sur}}$  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  $Z$ .



## 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 ( $d, \alpha$ ). 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]  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$  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  $^{208}\text{Pb}$  [2]. Ядро этого изотопа, обладающего замкнутыми протонной и нейтронной оболочками, плотно упаковано, и составное ядро при энергии столкновения, равной кулоновскому барьеру, получает энергию возбуждения  $\sim 15$ –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  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  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  $^{208}\text{Pb}$  ионами  $^{82}\text{Se}$  [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 —  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$  — облучаются ионами  $^{48}\text{Ca}$  [1]. Ядро  $^{48}\text{Ca}$ , подобно ядру  $^{208}\text{Pb}$ , обладает замкнутыми протонной и нейтронной оболочками, что ведет к понижению энер-

гии возбуждения составного ядра, хотя и не к такому сильному, 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  $^{48}\text{Ca}$  иногда называют реакциями «теплого слияния». Однако в природном кальции содержится всего 0,187% изотопа  $^{48}\text{Ca}$ , и его выделение требует больших финансовых затрат. Создание экономичного ионного источника, позволяющего получать высокоинтенсивный пучок ускоренных ионов  $^{48}\text{Ca}$ , — серьезная технологическая задача. Она была решена лишь к концу 1990-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  $\sigma_c$  рассчитывалось по оптической модели [26], которая удовлетворительно воспроизводит  $\sigma_c$  как для сферических, так и для деформированных ядер (см. рис. 24). Девозбуждение составного ядра — фактор  $W_{\text{sur}}$  — рассчитывалось по статистической модели [84], которая была адаптирована к реакциям синтеза трансурановых элементов. Конкуренция между полным слиянием ядер и квазиделением — фактор  $P_{\text{CN}}$  — 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.

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

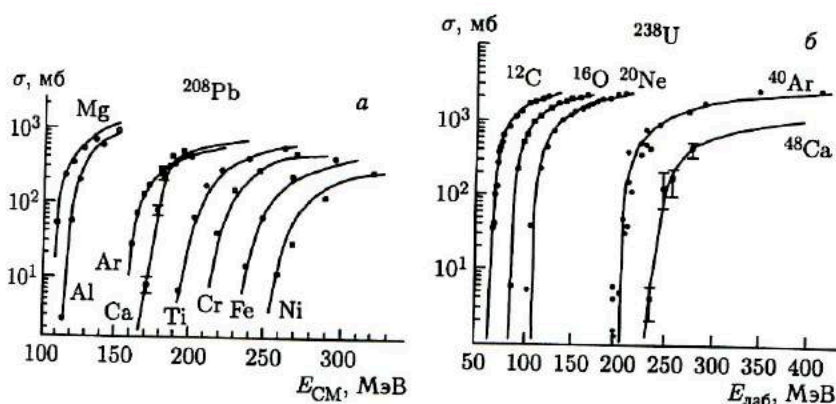


Рис. 24. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных для сечения захвата  $\sigma_c$ : а) мишень из  $^{208}\text{Pb}$ ; б) мишень из  $^{238}\text{U}$ . Точки — экспериментальные данные; кривые — результаты расчетов в рамках модели [26]; указаны бомбардирующие тяжелые ионы [95]

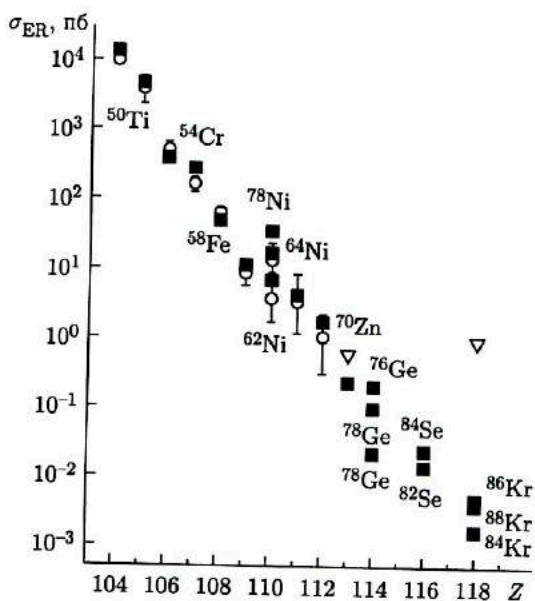


Рис. 25. Сечение образования испарительных остатков в реакциях холодного синтеза элементов с  $Z$  от 104 до 118. Кружки — экспериментальные данные; квадраты — результаты расчетов; треугольники — верхний предел сечения, полученного в экспериментах. Мишени из  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ ,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

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  $V_{fus}^*$  (точка Бусинаро–Галлоне). Вместе с тем при подходе к вершине  $V_{fus}^*$  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, приведенными в соответствующих таблицах. Учитывается также деформация ядер. Она берется для их основных состояний.

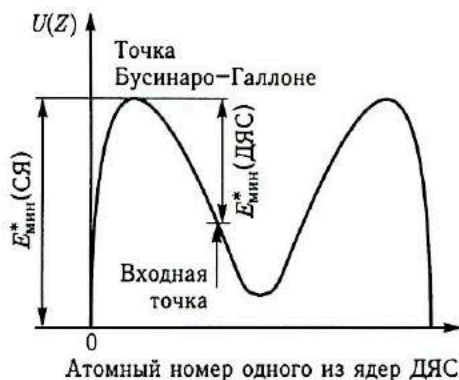


Рис. 26. Минимальная энергия возбуждения ДЯС, необходимая для реализации полного слияния ядер,  $E_{мин}^*(ДЯС)$  и минимальная энергия возбуждения составного ядра  $E_{мин}^*(СЯ)$  согласно КДЯС. Стрелкой указана входная точка реакции

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 ( $H1$ ,  $1n$ ). На рис. 27, а видно, что результаты расчетов близки к результатам эксперимента, но лежат на несколько МэВ выше. Это различие исчезает, если сделать предположение, что легкое ядро находится в нижнем 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].

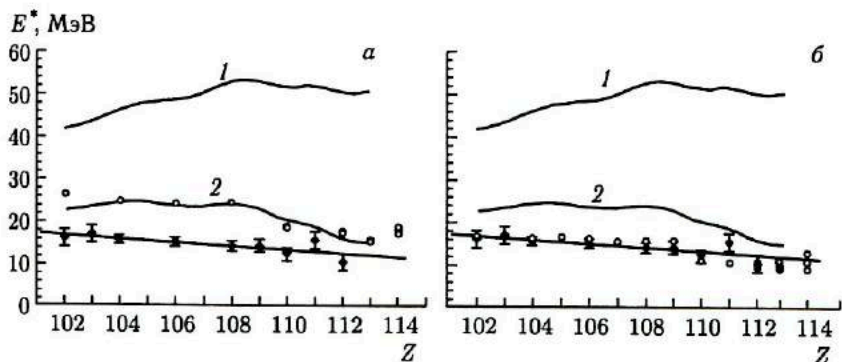


Рис. 27. Энергия возбуждения составных ядер элементов с атомными номерами  $Z$  от 102 до 112, синтезированных в реакциях холодного слияния: а) учитывалась деформация тяжелого ядра ДЯС; б) учитывалась деформация как тяжелого, так и легкого ядра ДЯС. Ромбы — экспериментальные данные [92]; кружки — результаты 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

#### 4.4. Сечения образования сверхтяжелых элементов в реакциях с ионами $^{48}\text{Ca}$

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  $\alpha$ -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  $\sigma_{\text{cap}}$ , рассчитанное в рамках оптической модели. Ниже нее — сечение образования составного ядра  $\sigma_{\text{fus}}$ . Разница между кривыми — следствие квазиделения, 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  $^{288}\text{114}$ , который образуется при вылете четырех нейтронов из составного ядра  $^{292}\text{114}$ , получено сечение  $0,5_{-0,3}^{+0,6}$  пб. Видно, что расчетные данные довольно близки к экспериментальным. Первая оценка сечения образования

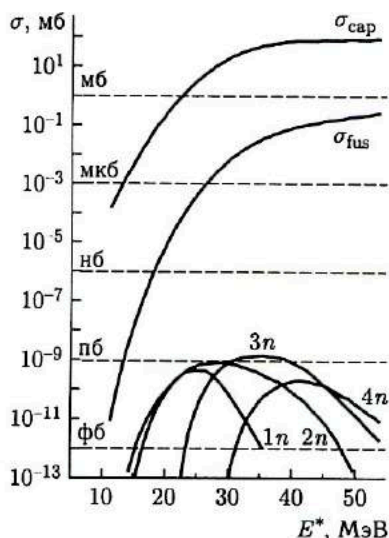


Рис. 28. Расчет сечения образования элемента 114 в реакции  $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$  в рамках КДЯС [95]

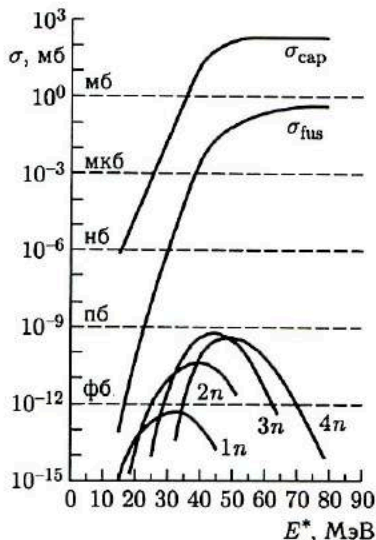


Рис. 29. Расчет сечения образования элемента 116 в реакции  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  в рамках КДЯС [95]

элемента 114 в реакции  $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$  с вылетом четырех нейтронов  $\sigma_{4n} \sim 1$  пб была сделана в [79]<sup>1)</sup>.

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

<sup>1)</sup> 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].

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. Девозбужденное такое ядро должно происходить за счет эмиссии  $\gamma$ -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  $^{136}\text{Xe}$ , и соответствующий ядро-ядерный потенциал [91]. Из рисунка следует, что внутренний барьер слияния  $B_{\text{fus}}^*$  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  $B_{\text{fus}}^*$ . Кинетическая энергия столкновения ядер должна существенно превышать входной кулоновский барьер. Из рисунка также следует, что энергия возбуждения составного ядра  $^{272}\text{U}$  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  $B_{\text{qt}}$  в этой реакции много меньше барьера слияния  $B_{\text{fus}}^*$ . Оценки фактора  $P_{\text{CN}}$  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.

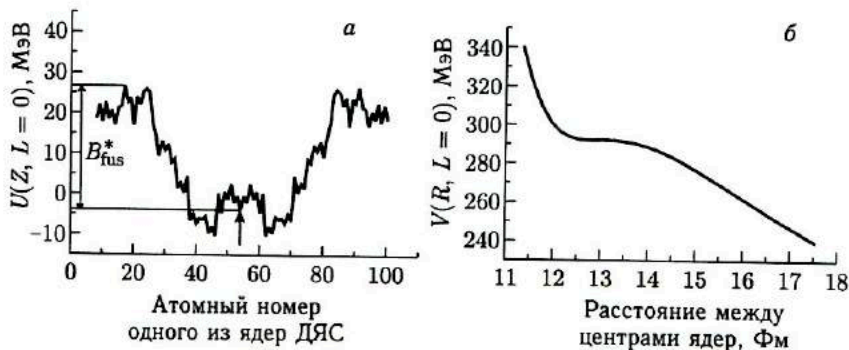


Рис. 30. а) Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в реакции  $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$  в лобовых столкновениях ядер. Указана минимальная энергия возбуждения ДЯС, необходимая для реализации полного слияния ядер. б) Ядро-ядерный потенциал для лобовых столкновений двух ядер  $^{136}\text{Xe}$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

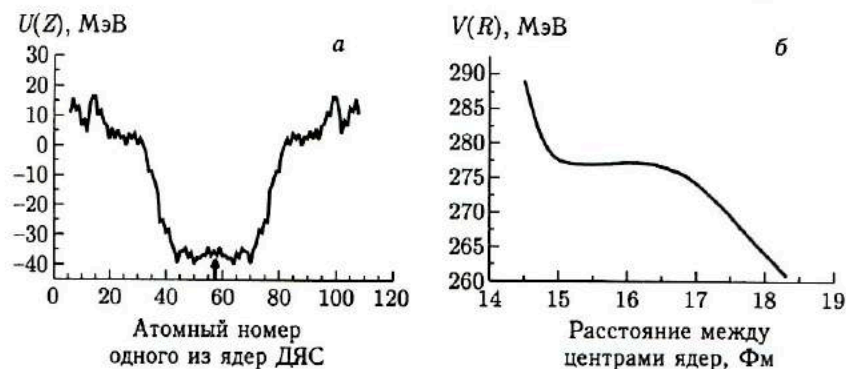


Рис. 31. а) Потенциальная энергия ДЯС, формирующейся в лобовых столкновениях ядра  $^{149}\text{La}$  с ядром-мишенью  $^{149}\text{La}$ . б) Ядро-ядерный потенциал для лобовых столкновений ядер  $^{149}\text{La}$ . Расчеты выполнены Г. Г. Адамяном и Н. В. Антоненко

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  $^{149}\text{La}$  имеет избыток в десять нейтронов по сравнению с самым тяжелым стабильным изотопом лантана  $^{139}\text{La}$ . 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  $V_{\text{fus}}^*$  превышает 50 МэВ, а барьер квазиделения  $V_{\text{qt}}^*$  менее 1 МэВ. При таком соотношении высот барьеров вероятность слияния ядер  $^{149}\text{La}$  в составное ядро  $^{298}114$  исчезающе-мала. В обозримом будущем вряд ли удастся провести эксперименты по слиянию ядер  $^{149}\text{La}$ . 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 $\alpha$ -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  $^{208}\text{Pb}$  или  $^{48}\text{Ca}$ . 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  $V_{\text{fus}}^*$  существенно выше. Начальные же конфигурации ядерной системы в КДЯС, ФДМ и 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 формированием 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  $\alpha$ -кластерная конфигурация. В КДЯС  $\alpha$ -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  $\alpha$ -кластерной конфигурации потенциальная энергия ДЯС имеет глубокий минимум, обусловленный плотной упаковкой нуклонов в  $\alpha$ -частице. Особая прочность  $\alpha$ -частицы хорошо известна. В  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частице такой высокой энергии возбуждения мала, и  $\alpha$ -кластерная конфигурация ДЯС может существовать довольно длительное по ядерным масштабам время. Образно выражаясь,  $\alpha$ -кластерную конфигурацию ДЯС можно рассматривать как своеобразное «ядерное накопительное кольцо».

Рассмотрим экспериментальные данные, свидетельствующие о формировании  $\alpha$ -кластерной конфигурации ДЯС в процессе полного слияния массивных ядер. Критический угловой момент  $\ell_{\text{cr}}$  при слиянии двух массивных ядер, сталкивающихся с энергией заметно выше кулоновского барьера, составляет несколько десятков единиц  $\hbar$ . Критический угловой момент для удержания  $\alpha$ -частицы около другого ядра много меньше. Это приводит к тому, что большая часть  $\alpha$ -кластерных конфигураций ДЯС, образовавшихся в процессе эволюции системы к составному ядру, будет распадаться за счет центробежных сил. Испускаемые при этом  $\alpha$ -частицы будут обладать энергетическим спектром и угловым распределением, близким к тем же самым характери-

стикам испарительных  $\alpha$ -частиц. Этот своеобразный ядерный процесс можно назвать квазиэмиссией  $\alpha$ -частиц. Однако при квазиэмиссии канал реакции с вылетом  $\alpha$ -частицы не конкурирует с каналом деления составного ядра. В результате «испарительных»  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ag}$  (340 МэВ). Ядро  $^{237}\text{Bk}$ , 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  $\alpha$ -частиц, проведенные в рамках статистической модели, дали одну  $\alpha$ -частицу на 250 актов деления. В эксперименте же регистрировалась одна  $\alpha$ -частица на три акта деления, т. е. выход испарительных  $\alpha$ -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.

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

Особая роль  $\alpha$ -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 реакций глубоконеупругих передач, зарегистрированных при облучении мишени из  $^{nat}\text{Ag}$  ионами  $^{40}\text{Ag}$  с энергией 285 МэВ [102]. Продукты регистрировались под углом  $40^\circ$  магнитным анализатором, в фокус которого был помещен  $\Delta E - E$ -телескоп. Аналогичная картина наблюдалась и при облучении мишени из  $^{197}\text{Au}$  ионами  $^{40}\text{Ag}$  с энергией 290 МэВ. Энергетические спектры всех продуктов реакций, в том числе изотопов гелия  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^6\text{He}$ , 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  $^{nat}\text{Ag}$  и  $^{197}\text{Au}$  различен.

Сечение образования  $^4\text{He}$  в сотни раз превышает сечение образования изотопов всех других элементов, хотя конфигурация ДЯС с  $^4\text{He}$  в качестве одного из ядер системы наиболее удалена от ее исходной

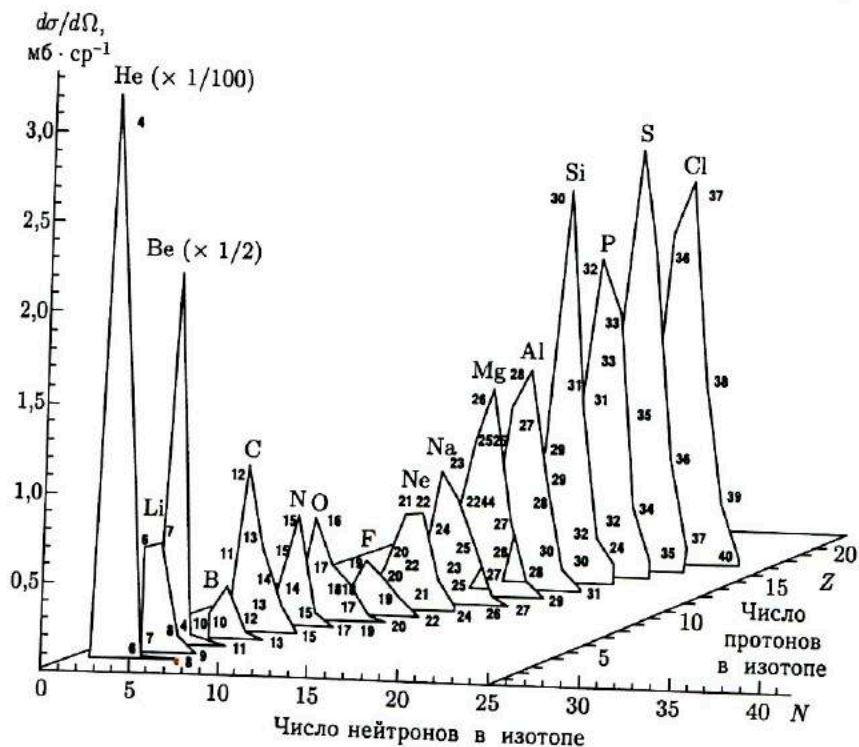


Рис. 32. Дифференциальные сечения образования изотопов элементов от хлора до гелия — продуктов РГНП при облучении мишеней из естественного серебра ионами  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 285 МэВ [102]

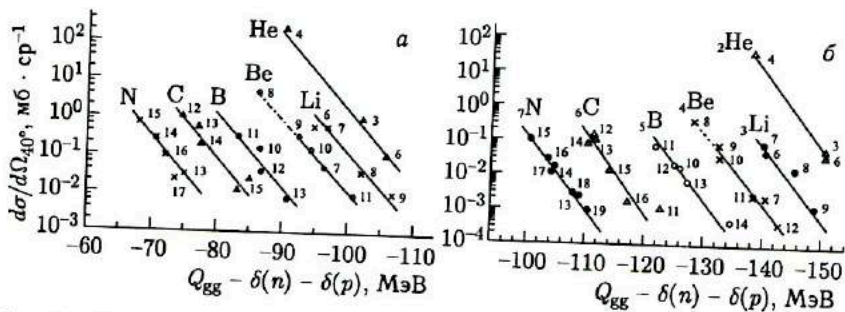


Рис. 33.  $Q_{\text{egg}}$ -систематика дифференциальных сечений образования изотопов легких элементов с атомными номерами от 2 до 7. Указаны массовые числа изотопов. а) Реакция  $^{\text{nat}}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$  (285 МэВ); б) реакция  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (290 МэВ) [102]

конфигурации.  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц. Квазиделение и квазиэмиссия  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц, напротив, возникает в сильно асимметричных ДЯС в результате доминирования центробежных сил над ядерным притяжением. Квазиделение имеет место и при столкновении массивных ядер на кулоновском барьере. Для реализации квазиэмиссии  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $\alpha$ -кластерной конфигурации ДЯС, формирующейся на заключительной стадии эволюции ДЯС к составному ядру и проявляющей себя в квазиэмиссии  $\alpha$ -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.

### 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 г. 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., Смиренкин 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. E.* 1996. V. 5. P. 191.
74. *Geggeler H. et al.* // *Z. Phys. A.* 1984. V. 316. P. 291.
75. *Pustylnik 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. *Arnbruster P.* // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62. P. 465.
99. *Logan D. et al.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 1080.
100. *Капуцик 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.