

УДК 539.16

РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

В. В. Волков

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Дан обзор экспериментальных данных по реакциям передачи с тяжелыми ионами. Показано, что в реакциях передачи с тяжелыми ионами действует новый механизм ядерных реакций, соединяющий в себе характерные черты прямых процессов и распада возбужденного компаунд-ядра. Предложена концепция образования двойной ядерной системы при глубоко неупругих столкновениях двух сложных ядер.

The review of experimental data on transfer reactions induced by heavy ions is presented. It is shown that in heavy ion transfer reactions a new mechanism operates which combines the characteristic features both of the direct process and of the decay of an excited compound nucleus. The concept of a double nuclear system formed in the deep inelastic collisions of two composite nuclei is suggested.

ВВЕДЕНИЕ

Реакции передачи, особенно передачи нескольких нуклонов, — одно из наиболее интенсивно развивающихся направлений физики тяжелых ионов *. Практически в каждой лаборатории, где имеется ускоритель тяжелых ионов, занимаются изучением этого класса реакций между сложными ядрами. Интерес к многонуклонным передачам вызван тем, что они открывают возможность получения новой ядерной информации, недоступной для легких бомбардирующих частиц. В ядерной спектроскопии с их помощью можно получать данные о многочастичных компонентах ядерных состояний, при этом особый интерес представляет возбуждение α -кластерных и квазимолекулярных состояний. Поскольку передача нуклонов происходит при периферийных столкновениях двух

* Обзор реакций передачи с тяжелыми ионами дан в работах [1—5] и соответствующих разделах последних международных конференций и симпозиумов по реакциям между сложными ядрами [6—11].

ядер и сопровождается передачей значительного углового момента, реакцию передачи с успехом можно использовать для возбуждения ядерных состояний с очень большим спином.

Многонуclidные передачи весьма эффективны для получения изотопов, значительно удаленных от области β -стабильности. Первый излучатель запаздывающих протонов — ядра ^{17}Ne — был зарегистрирован в реакции срыва трех нейтронов с ядра ^{20}Ne [12]. В реакциях подхвата нейтронов, срыва протонов и обмена нуклонами удалось получить и продемонстрировать нуклонную устойчивость около тридцати новых нейтроноизбыточных изотопов легких элементов [13, 14]. Ядро ^{40}Ag при столкновении со средним и тяжелым ядром-мишенью может передать ему более трех десятков нуклонов. Это означает, что с помощью многонуclidных передач можно синтезировать различные изотопы трансурановых элементов. Возможно, что эти реакции можно использовать и для синтеза сверхтяжелых ядер в предполагаемой новой области стабильности.

С ростом массы и энергии бомбардирующего иона сечение образования компаунд-ядра падает, а сечение реакций передачи, напротив, возрастает. Для наиболее тяжелых из используемых в настоящее время ионов — ионов криптона и ксенона — сечение образования компаунд-ядра на средних и тяжелых ядрах не превосходит нескольких процентов от полного сечения реакций [15, 16]. Подавляющая часть сечения приходится на долю реакций передачи, которые становятся для этих ионов доминирующим ядерным процессом.

В реакциях с тяжелыми ионами во взаимодействии участвуют две сложные ядерные системы, поэтому в механизме реакций передачи возникают особенности, неизвестные для легких бомбардирующих частиц. Именно специфике прямых реакций с тяжелыми ионами уделяется главное внимание в настоящей статье. Опираясь на данные эксперимента, можно показать, что в реакциях передачи с тяжелыми ионами действует новый механизм, соединяющий характерные особенности двух полярных процессов: классических прямых реакций и распада возбужденного компаунд-ядра.

Обычно реакции передачи с тяжелыми ионами рассматривались как квазиупругий прямой процесс, протекающий при касательном столкновении двух ядер. Такое представление сложилось в результате изучения угловых распределений и энергетических спектров одно- и малонуclidных передач. На первом этапе исследований именно эти реакции были в центре внимания экспериментаторов. Как правило, энергии легких продуктов таких реакций оказывались близкими к энергии налетающего ядра, а угловое распределение соответствовало рассеянию тяжелого иона при периферийном касательном столкновении с ядром-мишенью. На ба-

зе этих представлений был создан целый ряд теоретических моделей [17—21], в рамках которых удалось удовлетворительно описать угловые распределения реакций передачи. Однако в последние годы при изучении реакций передачи были получены экспериментальные данные, которые не укладывались в эту ставшую со временем почти традиционной схему прямых процессов с тяжелыми ионами. Речь идет о реакциях передачи при глубоко неупругих столкновениях двух ядер. В таких столкновениях вся или подавляющая часть кинетической энергии столкновения переходит в возбуждение ядер, а энергия легких продуктов реакций оказывается близкой к выходным кулоновским барьерам. Более того, среди легких продуктов реакций передачи наблюдаются частицы с энергией на десятки мегаэлектронвольт ниже выходного кулоновского барьера. Объяснить их появление проницаемостью потенциального барьера не удастся. Реакции передачи реализуются при столкновениях с большим угловым моментом. В таких столкновениях центробежный потенциал достигает нескольких десятков мегаэлектронвольт и вероятность вылета продуктов реакции с энергией заметно ниже выходного кулоновского барьера ничтожно мала.

Низкоэнергетичные продукты невозможно отнести и на счет процессов диссоциации налетающего ядра при столкновении с ядром-мишенью, так как низкоэнергетичные частицы наблюдаются и среди продуктов подхвата нуклонов налетающим ядром. Для сечений образования изотопов в реакциях многонуклонных передач были найдены закономерности, которые удается объяснить лишь в предположении статического равновесия по отношению к обмену энергией и нуклонами между ядрами. Однако в прямых процессах время контакта между ядрами мало, и статистическое равновесие вряд ли успеет установиться.

Впервые глубоко неупругие передачи в реакциях с тяжелыми ионами наблюдались в работах [22—24]. Однако своеобразие механизма этих реакций и важность их изучения для понимания особенностей взаимодействия между сложными ядрами были выявлены лишь недавно. Этому во многом способствовали новые эксперименты, проведенные в Дубне [25—31], Орсе [32—36] и Беркли [16, 37—39] с использованием в качестве бомбардирующих частиц ионов Ar, Cu, Kг и Xe. Оказалось, что реакции глубоко неупругих передач имеют непосредственное отношение к проблеме синтеза сверхтяжелых элементов, так как позволяют получать уникальные сведения о вязкости ядерной материи и механизме взаимодействия ядер при сильном перекрытии их поверхностей. Действительно, компаунд-ядро забывает историю своего образования; упругие и квазиупругие процессы дают сведения о характере взаимодействия ядер при периферийных столкновениях, когда поверхности ядер перекрываются лишь незначительно.

Именно глубоко неупругие передачи содержат информацию о взаимодействии ядер при столкновениях, близких к лобовым.

Изучение глубоко неупругих передач стимулировало развитие теоретического подхода к описанию взаимодействия двух сложных ядер, в котором широко используются понятия классической макроскопической физики: трение, вязкость, диффузия, эволюция свойств ядерной системы во времени. Возможность и полезность такого подхода обсуждались на конференции в Экс-Провансе [40]. К настоящему времени опубликована целая серия теоретических работ [41—50], в которых в рамках этого подхода анализируются взаимодействие двух сложных ядер и реакции глубоко неупругих передач.

В настоящей статье дается обзор экспериментальных данных по реакциям глубоко неупругих передач, в основном по материалам работ, выполненных в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [22—31]. Предпринята также попытка их качественной интерпретации на основании представления об образовании специфической двойной ядерной системы при глубоко неупругих столкновениях двух ядер. Такие столкновения являются результатом большой вязкости ядерной материи и слабой сжимаемости ее в насыщенном состоянии. Именно эти ее свойства приводят к интенсивной диссипации кинетической энергии при столкновении. В двойной ядерной системе поверхности ядер сильно перекрываются, а скорость их относительного движения мала. Несмотря на интенсивное взаимодействие ядра в значительной степени сохраняют свою индивидуальность в основном за счет прочно связанных нуклонов внутренних оболочек. Обладая значительным угловым моментом, двойная ядерная система поворачивается как единое целое. В случае реакций передачи, когда угловой момент столкновения больше критического $\hbar l_{\text{кр}}^*$, двойная ядерная система распадается до завершения полного оборота. Тем не менее в результате возрастания момента инерции и довольно значительного угла поворота время жизни системы до распада оказывается много больше характерного ядерного времени ($\sim 10^{-22}$ сек), тем самым для обмена энергией и нуклонами между ядрами создаются условия, близкие к условиям статистического равновесия. За время взаимодействия от ядра к ядру можно передать значительное число нуклонов, а сами ядра могут испытать значительную деформацию. Концепция двойной ядерной системы полезна и при рассмотрении процесса образования компаунд-ядра в реакциях с тяжелыми ионами. В этом случае двойная ядерная система образуется на первой стадии столкновения двух ядер, когда во взаимодей-

* Критический угловой момент $\hbar l_{\text{кр}}^*$ разделяет во входном канале столкновения, ведущие к образованию компаунд-ядра и к прямым ядерным реакциям.

ствии участвуют ядерные силы. В дальнейшем двойная ядерная система эволюционирует обменом нуклонами, энергией и изменения формы к равновесному состоянию в направлении минимума потенциальной энергии.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Регистрация продуктов реакций передачи. В этих реакциях с тяжелыми ионами при энергиях ионов, заметно превышающих кулоновский барьер, открывается большое число каналов реакций и в качестве продуктов образуются десятки различных изотопов. В подобных условиях выделение отдельных каналов реакций предъявляет серьезные требования к разрешающей способности экспериментальной аппаратуры.

На первом этапе исследований, когда в основном ставилась задача изучения спектра реакций передачи, для выделения и идентификации отдельных изотопов использовались методы радиохимии [51, 25]. Эти методы обеспечивали хорошую селективность, однако «за бортом» регистрации оказывались все стабильные, коротко- и долгоживущие изотопы. Но именно эти изотопы были особенно интересны, так как с ними был связан максимальный выход реакций или они были наиболее удалены от области β -стабильности. Радиохимический метод удобен при измерениях полных сечений образования отдельных изотопов, но мало пригоден для измерения энергетических спектров. В силу перечисленных недостатков он уступил свое место более совершенным методам регистрации продуктов реакций. Однако при использовании наиболее тяжелых ионов — ионов криптона и ксенона, когда с помощью других методов не удается выделить отдельные каналы реакции, радиохимический метод продолжает с успехом использоваться [15, 16].

Популярный для легких бомбардирующих частиц ($\Delta E, E$)-метод, в котором измеряются удельная ионизация и энергия продуктов реакций, получил широкое распространение и в экспериментах с тяжелыми ионами. Его применение ограничено массовыми числами продуктов реакции примерно 16—20. Для надежной идентификации больших масс разрешения ΔE детектора оказывается уже недостаточным. Серьезные трудности встречает применение этого метода и при регистрации изотопов с большим избытком или недостатком нейтронов или изотопов, сечение образования которых мало. Во многих случаях разделить импульсы от нейтроноизбыточного изотопа элемента Z и нейтронодефицитного изотопа элемента $Z + 1$ невозможно. Малые сечения реакций требуют использования пучков тяжелых ионов максимальной интенсивности, однако при этом детекторы перегружаются интенсивным потоком упруго рассеянных частиц, что ухудшает их

разрешение, и они могут быть даже разрушены. Комбинирование $(\Delta E, E)$ -метода с другими методами позволяет устранить указанные ограничения. Добавление к $(\Delta E, E)$ -методу времени пролетной методики существенно повышает разрешающую способность при измерении массового числа продукта реакции. В этом случае разрешение определяется статистическим разбросом уже не в ΔE , а в E -детекторе, где он в несколько раз меньше. Для определения атомного номера продукта используется ΔE -детектор. В работе [34] при длине пролетной базы 1 м удалось надежно разделять изотопы с массовым числом около 40.

Весьма эффективной оказалась предложенная в работе [52] комбинация магнитного анализа и $(\Delta E, E)$ -метода. В фокальную плоскость магнитного спектрометра устанавливается $(\Delta E, E)$ -телескоп из тонкого полупроводникового детектора и детектора полного поглощения. В такой установке удается надежно разделять изотопы с массой 40—50. В результате различия в магнитной жесткости продуктов реакций и упруго рассеянных ионов детекторы не перегружаются и облучение мишени можно вести при максимальной интенсивности пучка. Этим обеспечивается высокая чувствительность аппаратуры; на установке можно измерять сечения вплоть до нескольких нанобарн [53]. Поскольку в такой комбинированной методике можно одновременно регистрировать лишь малую часть энергетического спектра, измерение сечений образования большого числа изотопов под многими углами требует затраты значительного времени работы ускорителя. Выход был найден в комбинации двух типов измерений. Угловые распределения и энергетические спектры легких элементов — продуктов реакций передачи, измерялись $(\Delta E, E)$ -методом под многими углами, но без разделения изотопов. Для небольшого же числа углов делались «изотопные разрезы». $(\Delta E, E)$ -Метод позволяет надежно идентифицировать легкие элементы с Z вплоть до 30. С помощью такого рода комбинированных измерений удалось в короткий срок получить обширную экспериментальную информацию о механизме реакций передачи. В «элементном» подходе использовались некоторые особенности реакций многонуклонных передач. Подавляющий вклад в сечение образования данного элемента дают два-три изотопа при облучении ионами неона и три-четыре изотопа при облучении ионами аргона. Энергетические спектры в многонуклонных передачах имеют форму плавных колоколообразных кривых полушириною в несколько десятков мегаэлектронвольт. Форма спектров и положение максимумов для изотопов, дающих основной вклад в сечение образования элемента, различаются незначительно, поэтому их суммирование не приводит к существенной деформации спектра и смещению максимума. Это означает, что энергетические спектры элементов сохраняют информацию о взаимодействии ядер в реакциях пере-

дачи. Аналогичная ситуация имеет место и для угловых распределений.

Обычно предполагается, что реакции передачи протекают как двухтельный процесс. Однако это важное предположение нуждается в экспериментальной проверке, для чего используется известная из опытов по делению тяжелых ядер корреляционная методика, в которой в совпадении регистрируются два осколка и измеряется их энергия. Методика позволяет проверить баланс масс и энергий при двухтельном распаде. В работе [32] для этих целей использовались два подвижных поверхностно-барьерных детектора, измерявших энергию двух сопряженных продуктов реакций передачи. В работе [39] один из детекторов был сделан позиционно-чувствительным с целью повышения эффективности. Он охватывал угловой интервал 26° .

Первые эксперименты. В настоящее время интерес экспериментаторов и теоретиков, занимающихся изучением глубоко неупругих передач, концентрируется на реакциях, в которых используются наиболее тяжелые ионы и тяжелые ядра-мишени. Однако глубоко неупругие передачи наблюдаются почти для каждой комбинации тяжелого иона и мишени, если энергия столкновения существенно превосходит кулоновский барьер. Поэтому краткое описание первых экспериментов представляет интерес не только как историческая справка, но и как свидетельство широкой распространенности этого класса реакций. Глубоко неупругие передачи являются одним из основных механизмов взаимодействия двух сложных ядер.

Первые свидетельства того, что реакции передачи могут протекать не только в форме квазиупругого процесса, но и сопровождаться большими потерями кинетической энергии столкновения, были получены при изучении энергетических спектров легких продуктов реакций. Существенным моментом экспериментов была возможность регистрации низкоэнергетической части спектра. В ($\Delta E, E$)-методе это достигалось использованием достаточно тонкого (~ 10 мкм) ΔE -детектора [23], в радиохимическом методе — использованием сборников продуктов реакций в виде стопки тонких алюминиевых фольг [22]. Выбор для изучения реакций подхвата облегчал интерпретацию результатов: в этом случае можно было пренебречь вкладом от процессов диссоциации налетающего ядра.

На рис. 1 [22] представлены энергетические спектры ^{18}F из реакции $^{27}\text{Al} (^{14}\text{N}, ^{18}\text{F})$, измеренные по распределению активности ^{18}F в стопках тонких алюминиевых фольг. Измерения были сделаны для нескольких углов и четырех значений энергий бомбардирующих ионов. Несмотря на грубость измерений в спектрах отчетливо выделяются две части, особенно при больших энергиях. Квазиупругая часть соответствует подхвату α -частицы при сла-

бом возбуждении конечных ядер. Максимум широкой неупругой части приходится на энергию, близкую к выходному кулоновскому барьеру. Заметная часть энергетического спектра лежит

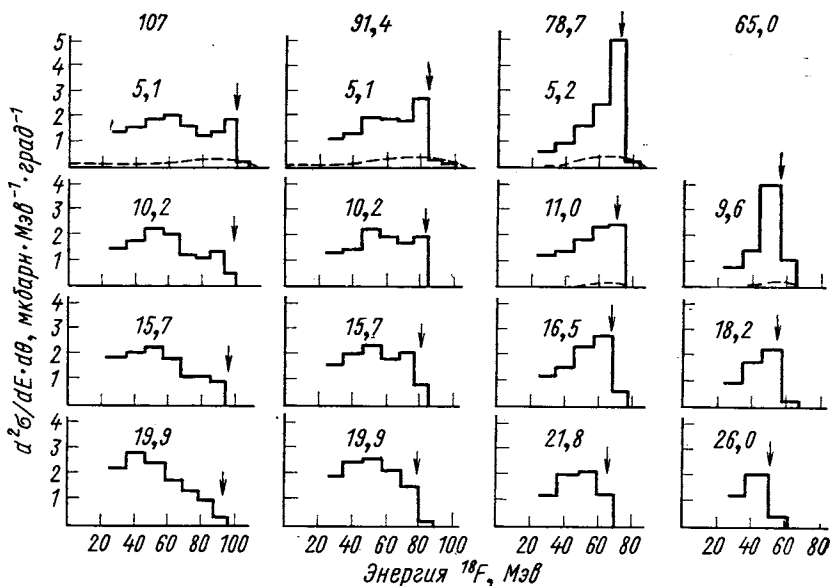


Рис. 1. Энергетические спектры ^{18}F из реакции $^{27}\text{Al}(^{14}\text{N}, ^{18}\text{F})$ для четырех значений энергии ионов ^{14}N в лабораторной системе координат: цифры над спектрами указывают углы вылета ^{18}F ; стрелки — энергию ^{18}F для случая образования конечных ядер в основных состояниях; пунктир — вклад от взаимодействия упруго рассеянных ионов ^{14}N с алюминиевыми сборниками [22]

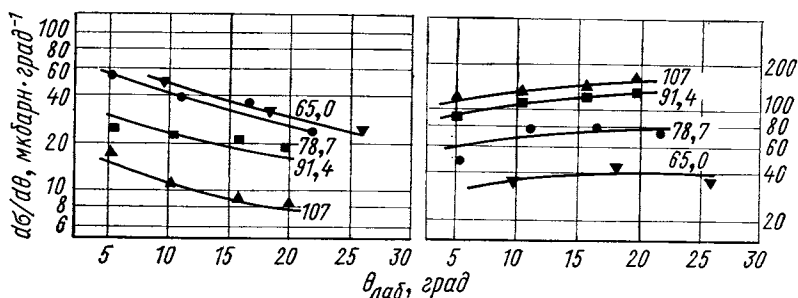


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции $^{27}\text{Al}(^{14}\text{N}, ^{18}\text{F})$ для квазиупругой и неупругой частей энергетического спектра. Квазиупругой части соответствуют значения Q -реакции в интервале: $Q_{gg} < Q < Q_{gg} + 11 \text{ Мэв}$ [22]

ниже кулоновского барьера. Угловые распределения обеих частей спектра существенно различаются (рис. 2). Дифференциальное

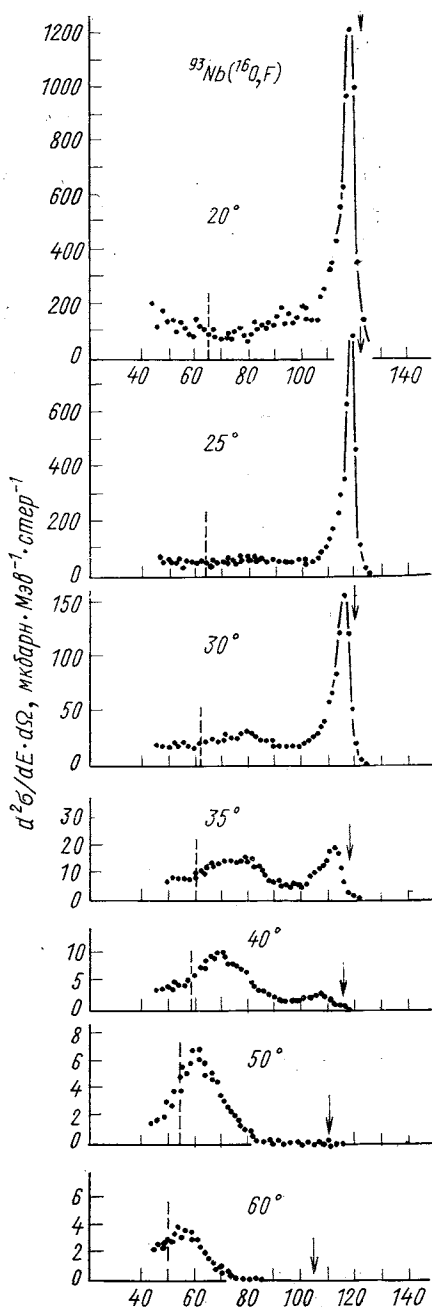
сечение $d\sigma/d\theta$ квазиупругой части монотонно возрастает с уменьшением угла вылета. Угловые распределения неупругой части в измеренном интервале углов близки к изотропным.

В работе [23] изучались реакции подхвата от одного до трех протонов при облучении ^{27}Al , ^{51}V и ^{93}Nb ионами ^{16}O . Энергия ионов выбиралась таким образом, чтобы обеспечить одинаковые кинематические условия для всех трех мишеней (67 Мэв над кулоновским барьером в системе центра инерции). Легкие продукты реакций передачи (F, Ne, Na) регистрировались телескопом ($\Delta E, E$)-детекторов. Толщина полупроводникового ΔE -детектора составляла 10 мкм. Продукты разделялись лишь по Z.

На рис. 3 представлены результаты облучения ^{93}Nb . В энергетических спектрах F отчетливо выделяются квазиупругая и неупругая часть. Вновь максимумы неупругой части лежат вблизи выходных кулоновских барьеров и заметные части спектров попадают в область энергий ниже кулоновских барьеров. На рис. 4 представлены угловые распределения квазиупругой

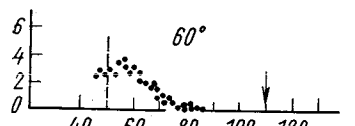
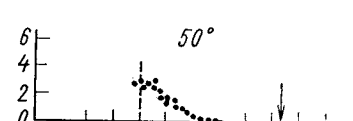
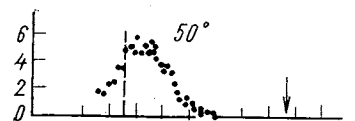
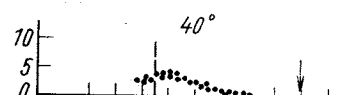
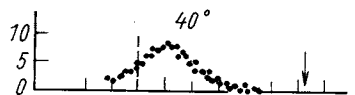
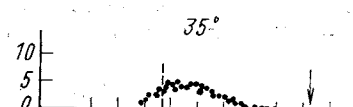
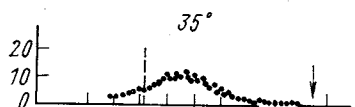
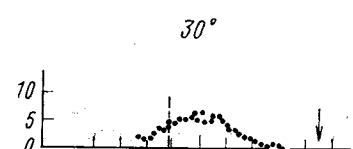
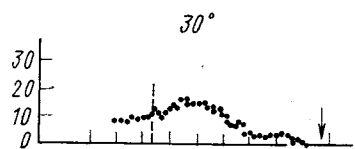
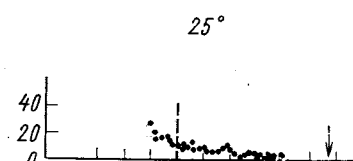
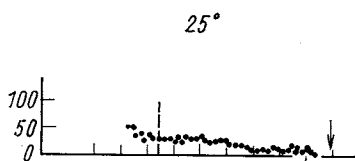
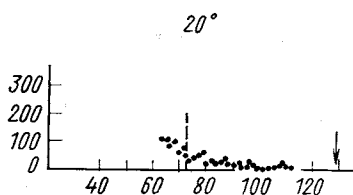
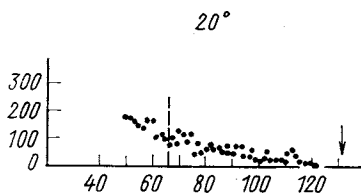
Рис. 3. Энергетические спектры F, Ne и Na из облучения $^{93}\text{Nb} + ^{16}\text{O}$ при энергии ионов 131 Мэв в л. с.:

пунктир — энергия, соответствующая выходному кулоновскому барьеру конечных ядер при $r_0 = 1,5$ ферми, стрелки — энергия, соответствующая образованию невозбужденных конечных ядер [23]



$^{93}\text{Nb}(^{16}\text{O},\text{Ne})$

$^{93}\text{Nb}(^{16}\text{O},\text{Na})$



Энергия легкого продукта в л.с., Мэв

части спектра F и неупругих частей спектра F, Ne и Na. Видно, что угловые распределения в случае неупругих передач более изотропны. Аналогичные результаты были получены и при облучении ^{27}Al и ^{51}V .

Продукты реакций передачи с малой энергией наблюдались также в Орсе [24] при облучении Ag ионами ^{12}C и ^{14}N . К сожалению, большая толщина ΔE -детекторов (35 и 47 мкм) не позволила выявить полную картину низкоэнергетичных частей спектра.

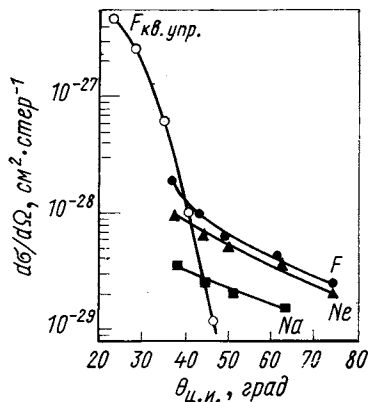


Рис. 4. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ квазиупругой части спектра F и неупругих частей спектров F, Ne, Na из облучения $^{93}\text{Nb} + ^{16}\text{O}$ [23]

заявить предположение о наблюдении нового механизма реакций, занимающего промежуточное положение между прямыми процессами и процессами, ведущими к образованию компаунд-ядра. Предполагалось [22], что квазиупругие передачи связаны с периферийными поверхностными столкновениями, тогда как неупругие — со столкновениями вблизи критического углового момента $\hbar l_{\text{кр}}$. Возникновение низкоэнергетичных частиц объяснялось следующим образом. При сильном перекрытии поверхностей двух ядер 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, кулоновские и центробежные силы превосходят притяжение ядер и не позволяют ядрам слиться, поэтому система спустя короткий промежуток времени разрывается.

Энергетические спектры и угловые распределения, полученные в работах [22, 23], существенно отличались от угловых распреде-

В этой работе на многих продуктах реакций передачи было продемонстрировано резкое изменение формы угловых распределений в зависимости от неупругости процесса. Для малонуклонных передач угловые распределения квазиупругих частей спектра имели характерную форму кривых с максимумом под углом резерфордского рассеяния для касательных столкновений. Для неупругих частей спектра угловое распределение было направлено резко вперед. При передаче нескольких нуклонов наблюдалось в основном угловое распределение второго типа.

Характерные особенности энергетических спектров и угловых распределений продуктов реакций передачи, полученные в работах [22, 23], дали авторам этих работ основание высказать

лений и энергетических спектров, полученных Кауффманом и Вольфгангом [54], при изучении передачи нескольких нуклонов. Кауффман и Вольфганг наблюдали фактически лишь квазиупругие передачи. Максимумы энергетических спектров (для каждого продукта только один) соответствовали энергии, которая в расчете на нуклон составляла примерно 90% энергии на нуклон в налетающем ядре. Угловые распределения в работе [54] резко анизотропны. Подавляющая часть сечения сосредоточена под малыми углами, заметно меньшими угла резерфордского рассеяния для касательных столкновений. Теоретический анализ [19] показал, что угловые распределения из работы [54] с успехом можно описать в рамках модели квазиупругих, поверхностных прямых реакций и не требуется никаких дополнительных предположений о механизме реакций.

Ниже перейдем к более детальному рассмотрению энергетических спектров, угловых распределений и сечений образования отдельных изотопов в реакциях передачи с тяжелыми ионами. Будем здесь в основном опираться на экспериментальные данные, полученные при облучении ^{232}Th ионами ^{15}N , ^{16}O , ^{22}Ne , ^{40}Ar с энергией 9,7—7 $Mэв$ на нуклон [25—31]. Для регистрации продуктов реакции использовались $(\Delta E, E)$ -метод (элементный подход) и комбинация магнитного анализа и $(\Delta E, E)$ -метода (выделение отдельных изотопов)*.

Энергетические спектры, ядерная вязкость. Рассмотрим энергетические спектры реакций передачи при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 297 и 388 $Mэв$ [30]. В этом эксперименте было зарегистрировано большое число продуктов реакций передачи с Z от 5 (В) до 26 (Fe). Измерения проводились под многими углами $(\Delta E, E)$ -методом в «элементном» подходе. Полученные данные позволяют проследить эволюцию формы энергетических спектров в зависимости от угла вылета легкого продукта реакции и числа переданных в реакции нуклонов.

На рис. 5 представлены энергетические спектры Cl, Ar, K и Ca для энергии облучения 388 $Mэв$. При срыве протона с ядра ^{40}Ar образуется Cl, а K и Ca — при подхвате соответственно одного и двух протонов. Сразу же обращает на себя внимание огромная ширина энергетических спектров: они простираются более чем на 200 $Mэв$. Превышение энергии столкновения над кулоновским барьером для ^{40}Ar составляет 170 $Mэв$. Это означает, что при передаче одного или нескольких нуклонов, а также при не-

* Эксперименты были выполнены в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ группой в составе: А. Г. Артюх, Я. Вильчинский (ПНР, Краков), В. В. Волков, Г. Ф. Гриднев и В. Л. Михеев. В работах [26, 27] принимал участие В. В. Авдейчиков (РИАН, Ленинград), в работе [26] — Я. Эро (ВНР, Будапешт).

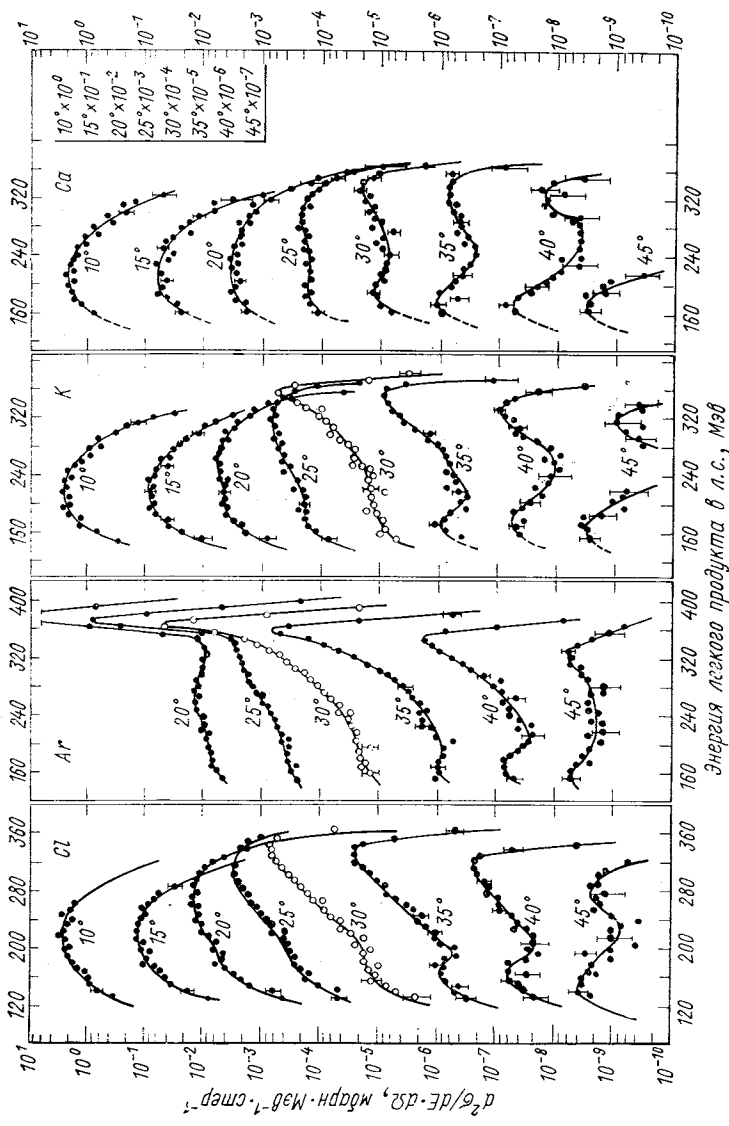


Рис. 5. Энергетические спектры Ca, Ar, K, Cl из облучения ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 388 Мэв. Учтены потери энергии в тонкой мишени для ионов ^{40}Ar и продуктов реакции. *Данные для каждого угла умножены на коэффициенты, указанные справа вверху [30]

упругом рассеянии возможна полная диссипация кинетической энергии столкновения.

Угол резерфордского рассеяния для периферийных касательных столкновений ядер Th и Ag при энергии 388 *Мэв* составляет 36° в лабораторной системе координат (л. с.). Для этого угла энергии в максимумах спектров Cl, Ag и K близки, т. е. подхват и срыв протона при касательных столкновениях протекают в основном как квазиупругий процесс. Вместе с тем в энергетических спектрах этих продуктов реакции наблюдаются и необычные для прямых процессов особенности: энергия продуктов с уменьшением угла вылета падает, а на больших углах энергетический спектр распадается на две части. В классических прямых процессах энергия легких продуктов реакций в л. с. растет при уменьшении угла вылета за счет более благоприятного сложения векторов переносной скорости и скорости в системе центра инерции (с. ц. и.). В спектре Cl, K и Ca наблюдается противоположная тенденция. При этом падение энергии достигает весьма значительного значения: 120—140 *Мэв* для максимумов спектров. Развал энергетического спектра на две части наблюдался и в более ранних работах [22, 23], однако для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ag}$ он выражен особенно четко. Отметим, что с увеличением угла вылета высокоэнергетичная часть спектра спадает значительно быстрее, чем низкоэнергетичная.

Рассмотрим изменение формы энергетических спектров с увеличением числа сорванных с налетающего ядра протонов. Спектры Al, Si, P и S, соответствующие срыву с ядра ^{40}Ag от двух до пяти протонов приведены на рис. 6. Данные по выходу различных изотопов при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ag [55] свидетельствуют о том, что вместе с протонами срывается в среднем примерно такое же число нейтронов. В спектрах на рис. 6 проявляется тенденция к симметризации формы и уменьшению полуширины спектра при увеличении числа сорванных нуклонов. Отметим более быстрый спад с уменьшением *Z* высокоэнергетичной части спектра. Энергетические спектры от Mg до O (*Z* от 12 до 8) даны на рис. 7. Они обладают уже симметричной формой. Полуширина спектра уменьшается вместе с падением *Z* продукта реакции. Зависимость энергии в максимуме от угла вылета становится монотонной: энергия растет с уменьшением угла вылета легкого продукта реакции.

Сопоставление энергетических спектров P, Cl и K для трех углов вылета при двух энергиях бомбардирующих частиц 297 и 388 *Мэв* приводится на рис. 8. Стрелками указаны энергии, которыми должны были бы обладать эти продукты реакций передачи, если бы они «скатывались» с вершин выходных кулоновских барьеров, имея нулевую начальную скорость и нулевой орбитальный угловой момент ($r_0 = 1,46$ ферми). Видно, что ширина

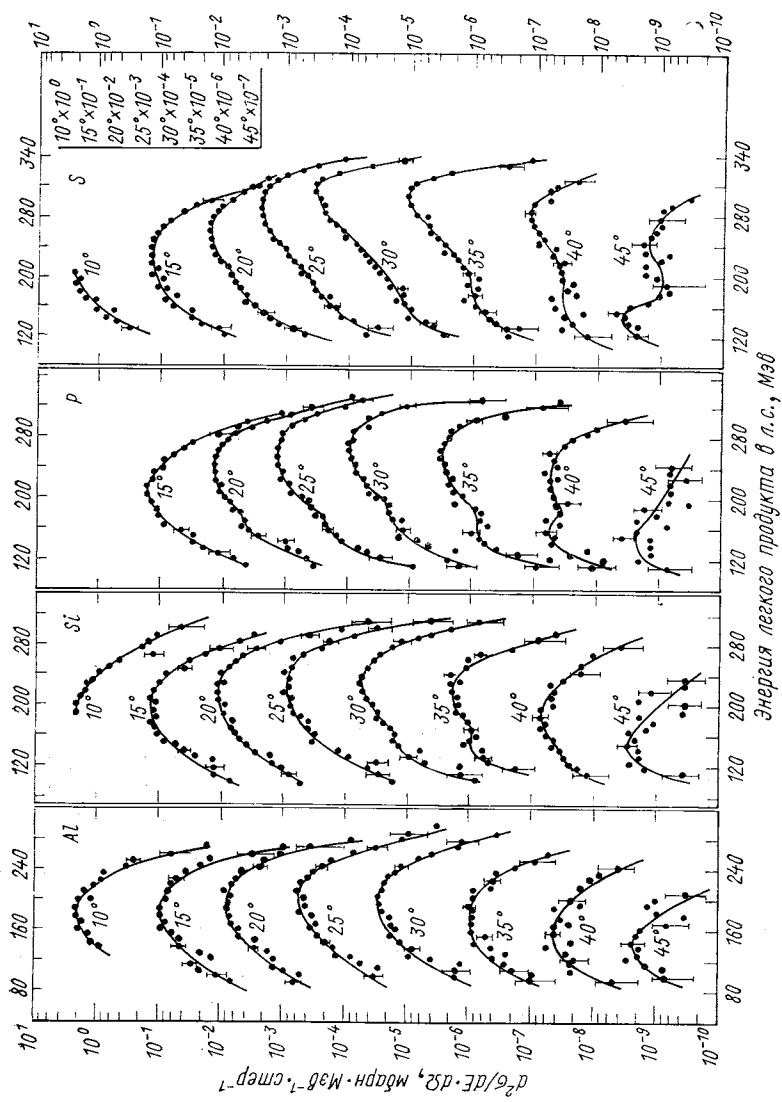


Рис. 6. Энергетические спектры Al, Si, P, S [30]

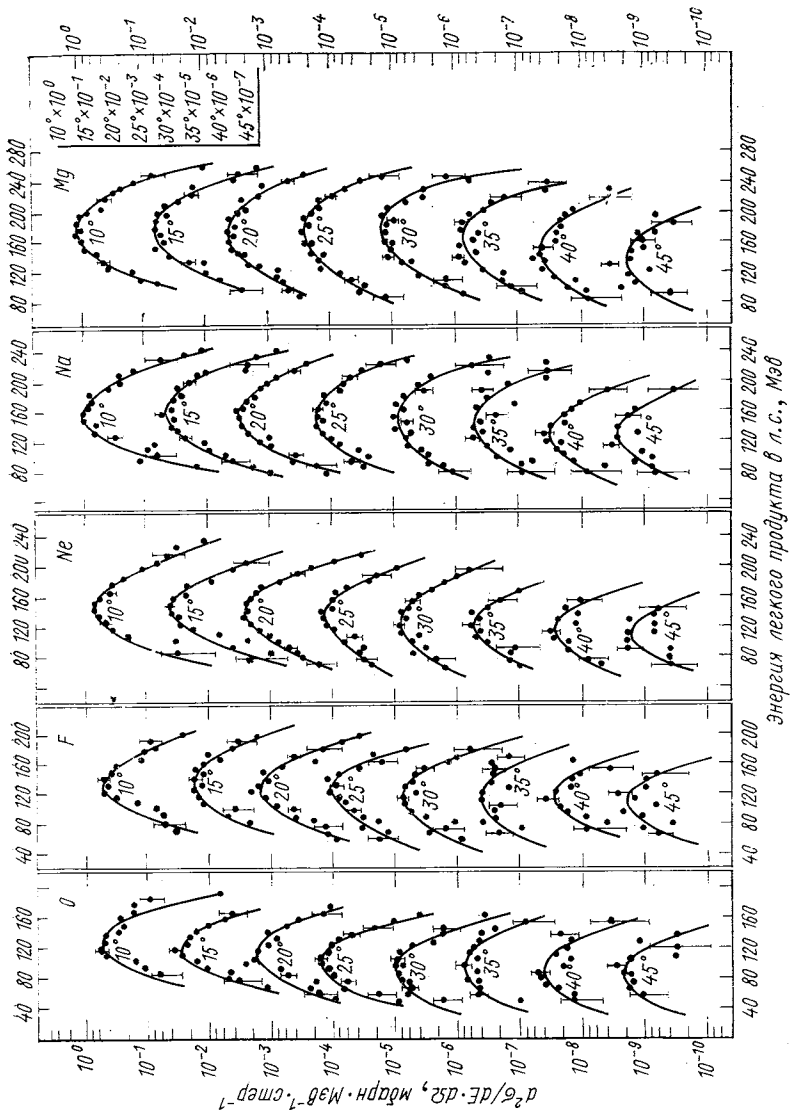


Рис. 7. Энергетические спектры O, F, Ne, Na, Mg [30]

Энергия легкого продукта в л.с., Мэв

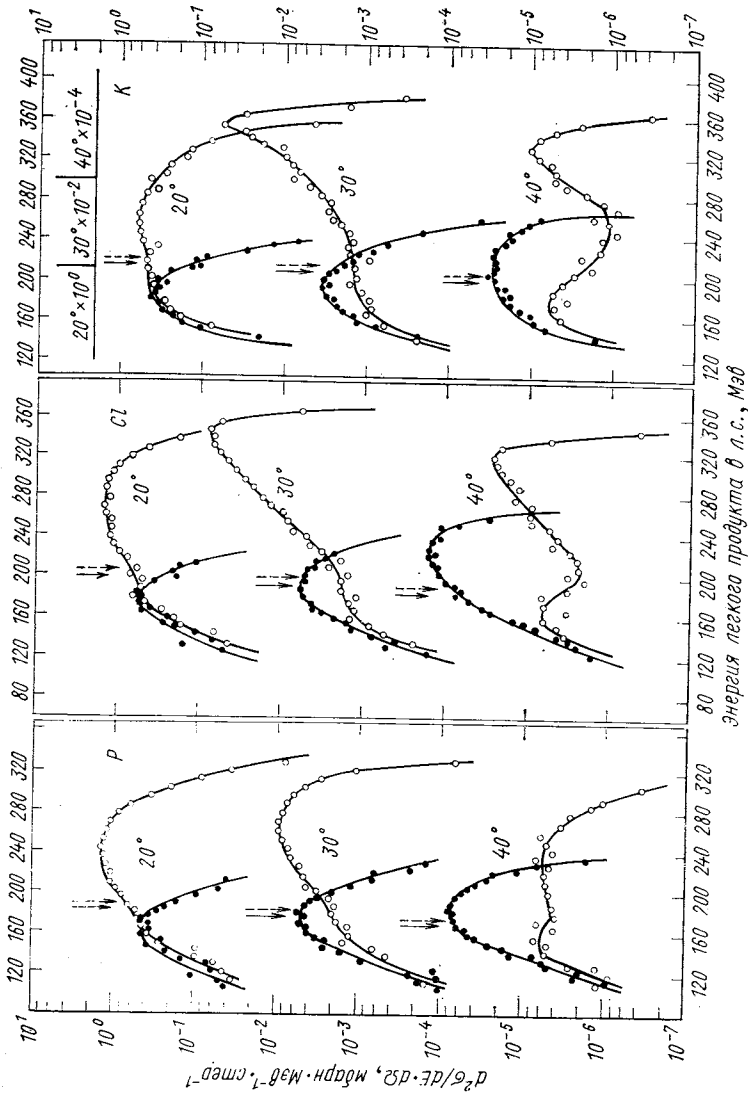


Рис. 8. Сравнение энергетических спектров P, Cl, K для двух энергий бомбардирующих ионов ^{40}Ar : \circ — $E = 388 \text{ МэВ}$; \bullet — $E = 297 \text{ МэВ}$; данные для каждого угла умножены на коэффициенты, указанные на рисунке; стрелками указаны выходные кулоновские барьеры: сплошной — для энергии ионов ^{40}Ar 287 МэВ, пунктирной — для энергии 388 МэВ [30]

спектра значительно возрастает с увеличением энергии бомбардирующего иона, однако низкоэнергетичные части спектров, особенно под малыми углами, практически совпадают. Обращает на себя внимание тот факт, что для угла 20° и энергии ^{40}Ar 288 Мэв большая часть энергетических спектров лежит ниже выходных кулоновских барьеров.

Представим полученные экспериментальные данные в форме, которая позволит более отчетливо выявить особенности взаимодей-

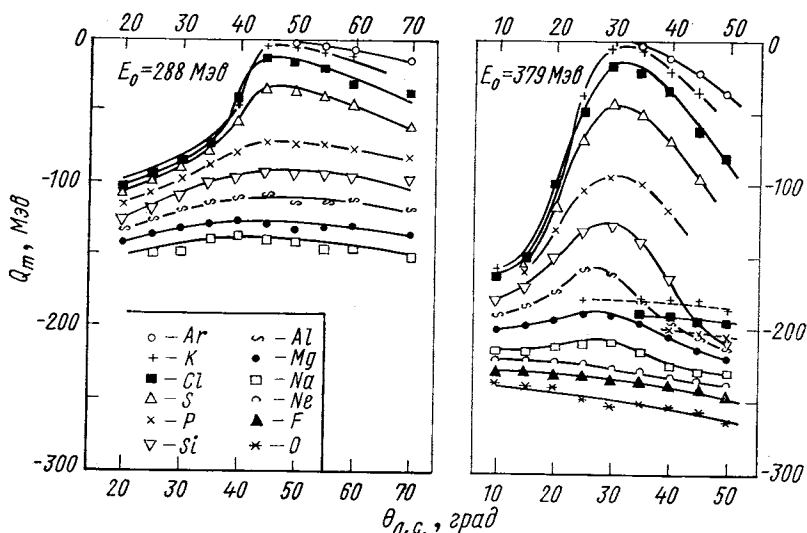


Рис. 9. Зависимость Q_m от угла вылета легкого продукта реакции θ в л. с. и числа переданных протонов.

Энергии ^{40}Ar указаны для середины мишени; — — — проведен через точки, соответствующие низкоэнергетичным максимумам спектров [30]

ствия ядер ^{232}Th и ^{40}Ar и механизм реакций передачи. На рис. 9 даны значения энергвыделения реакций для максимумов энергетических спектров $Q_m(\theta, Z)$ в зависимости от атомного номера Z и угла вылета θ легкого продукта реакции. В том случае, когда в энергетическом спектре имелось два максимума, они оба отражены на рисунке. Через точки, соответствующие низкоэнергетичным максимумам, проведены пунктирные линии. Расчет Q_m сделан в предположении двуххлельности реакций для массовых чисел изотопов, дающих наибольший вклад в сечение образования элемента. Впрочем, вариации массы изотопа весьма слабо сказываются на величине Q_m . Ниже после изложения основных экспериментальных фактов вернемся к обоснованию двуххлельности наблюдаемых реакций. Заметим пока, что один из аргументов в пользу двуххлельности процесса состоит в том, что характерные особенности энергетических спектров и угловых распределений,

наблюдаемые при срыве нуклонов, сохраняются и при подхватах, когда вкладом в сечение от диссоциации налетающего ядра можно практически пренебречь. Величина Q_m составляет разницу кинетических энергий во входном и выходном каналах реакций ($T_K - T_H$). Она идет на перестройку ядер из начальных в конечные Q_{gg} и на их возбуждение E^* :

$$|Q_m| = T_H - T_K = |Q_{gg}| + E^*. \quad (1)$$

Для малонуклонных передач Q_{gg} невелико и $|Q_m| \approx E^*$. Напротив, для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ в многонуклонных срывах Q_m может достигать десятков мегаэлектронвольт.

Образующиеся при подхвате и срыве протона К и Сl можно рассматривать как своего рода «меченый аргон», так как атомный номер и массовое число налетающего ядра изменяются при этом незначительно. Траектории ядер Сl и К при взаимодействии с ядром-мишенью близки к траекториям ядер ^{40}Ar . Заметим, что использование классических представлений о движении ядер по траекториям в нашем случае вполне допустимо, так как длина дебройлевской волны ^{40}Ar меньше 0,1 ферми, т. е. много меньше и размеров самих ядер, и ширины их поверхностного слоя. Отклонение в сторону малых углов с потерей кинетической энергии может дать лишь ядерное взаимодействие. Оно действует тем сильнее, чем больше перекрываются поверхности ядер во время столкновения. Но тогда из характера изменения Q_m с углом вылета для Сl и К следует, что увеличение зоны перекрытия между ядрами приводит к резкому нарастанию потерь кинетической энергии столкновения. Для ионов ^{40}Ar с энергией 379 Мэв эти потери достигают 150 Мэв при относительно небольшом изменении угла вылета $\sim 20^\circ$. Если использовать язык классической макроскопической физики, то этот факт свидетельствует о том, что при относительном движении с перекрытием поверхностей ядра ведут себя как объекты, обладающие очень большой вязкостью. Это свойство ядерной материи имеет фундаментальное значение для понимания механизма взаимодействия двух сложных ядер, процессов образования компаунд-ядра, возможностей синтеза сверхтяжелых элементов в реакциях с использованием наиболее тяжелых ионов [40, 56]. Следует подчеркнуть, что именно в реакциях глубоко неупругих передач были получены первые надежные доказательства большой вязкости ядер в возбужденном состоянии. На эти экспериментальные результаты опираются современные теоретические модели [41—50], в которых предприняты попытки описать количественно взаимодействие двух сложных ядер при глубоко неупругих столкновениях.

Сопоставление суммарной кинетической энергии продуктов реакций (сопряженные пары ядер) и соответствующих им выходных кулоновских барьеров дано на рис. 10. Отметка нуль по оси

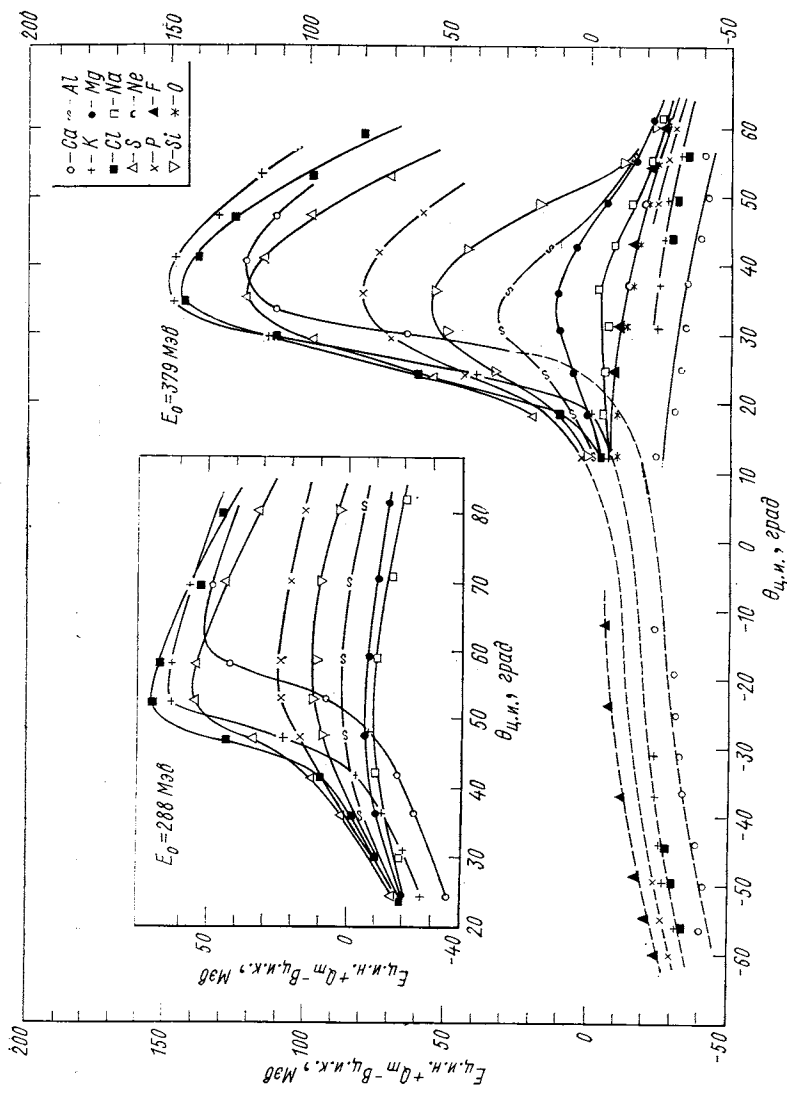


Рис. 10. Зависимость соотношения между кинетической энергией конечных продуктов $E_{к.и.}$ и $+Q_m$ в максимумах энергетических спектров и выходными кулоновскими барьерами $V_{д.и.к.}$ от угла вылета $\theta_{к.и.}$ и атомного номера легкого продукта реакции:
 --- проведен через точки, отвечающие низкоэнергичным максимумам спектров малонуклонных переац, после их отражения на область отрицательных углов. Данные относятся к двум энергиям ионов ^{40}Ar в середине мишени: 288 и 379 Мэв [30]

ординат в таком представлении означает, что продукты реакции получили всю свою кинетическую энергию за счет кулоновского отталкивания. При расчете кулоновских барьеров ядерный параметр r_0 полагался равным 1,46 ферми. Обратимся снова к «меченому аргону» — ядрам Cl и K. Из данных, представленных на рисунке, следует, что за счет большой ядерной вязкости происходит

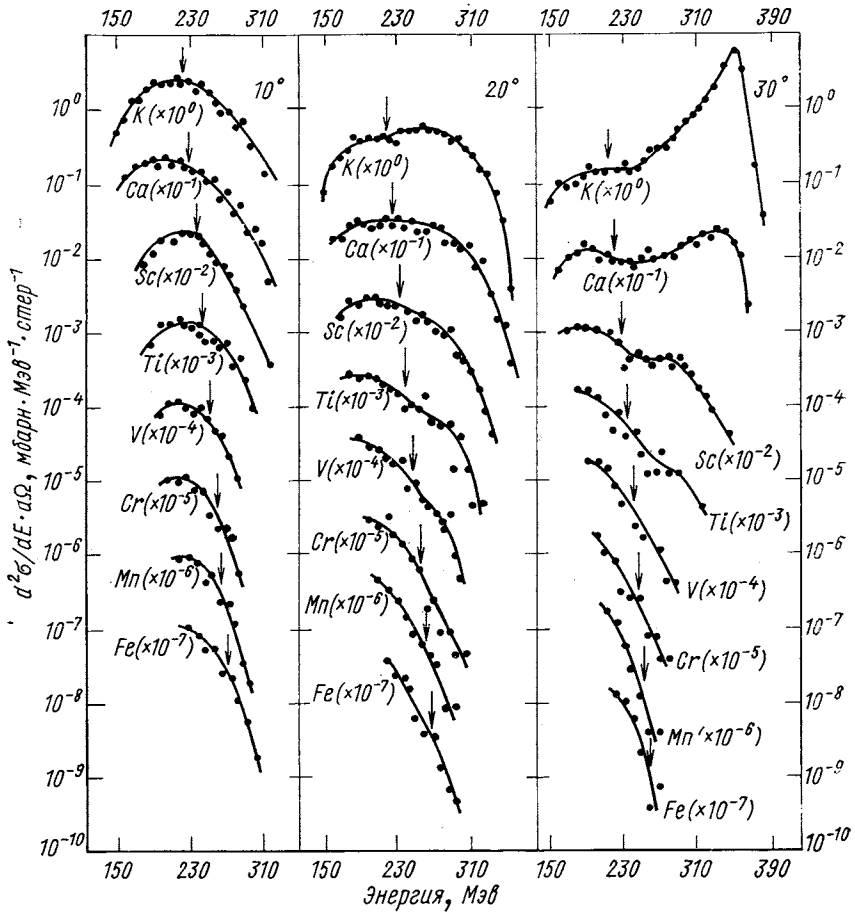


Рис. 11. Энергетические спектры К, Са, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe. Стрелкой указаны выходные кулоновские барьеры для конечных продуктов [31]

практически полное торможение ядер в их движении относительно друг друга. При энергии ионов ^{40}Ar 379 Мэв для угла вылета 10° кинетическая энергия всех продуктов реакции передачи близка к высоте выходных кулоновских барьеров. При энергии 297 Мэв

кинетические энергии продуктов под малыми углами оказываются даже ниже выходных кулоновских барьеров на 20—30 *Мэв*.

В поведении низкоэнергетичных максимумов спектров Ca, K, Cl и P наблюдается другая зависимость от угла: энергия падает с увеличением угла вылета. Сами максимумы лежат на 30—40 *Мэв* ниже выходных кулоновских барьеров. Аналогичным образом ведут себя энергетические спектры реакций, в которых передается значительное число нуклонов (элементы Ne, F, O). На рис. 10 сделано зеркальное отражение низкоэнергетичных максимумов малонуклонных передач на область отрицательных

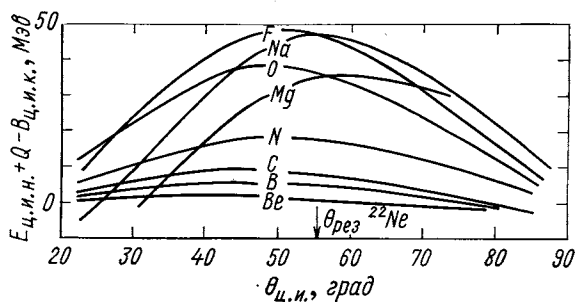


Рис. 12. То же соотношение, что и на рис. 10, но для продуктов облучения ^{232}Th ионами ^{22}Ne с энергией 174 *Мэв* в л. с. [29]

углов. Видно, что таким путем удастся получить хорошее сопряжение данных для высоко- и низкоэнергетичных максимумов малонуклонных передач. На рисунке видно также, что с увеличением Z продукта реакции нарастает отклонение (снижение) кинетической энергии продуктов по сравнению с выходными кулоновскими барьерами. Особенно отчетливо эта тенденция проявляется в реакциях подхвата.

Энергетические спектры реакций подхвата при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 388 *Мэв* [31] приведены на рис. 11. Хотя при использованной в этих экспериментах толщине ΔE -детектора, равной 27 *мм*, не удалось получить полной картины энергетических спектров, указанная тенденция прослеживается вполне отчетливо. На рис. 11 для реакций подхвата демонстрируется та же эволюция формы энергетических спектров, что и в реакциях срыва: с увеличением числа переданных нуклонов происходит быстрое затухание вклада в сечение от квазиупругих процессов. Сечение глубоко неупругих передач под малыми углами спадает с увеличением Z довольно медленно.

Характерная картина изменения кинетической энергии сопряженных пар продуктов реакций передачи по отношению к выходному кулоновскому барьеру при изменении угла вылета $\theta_{ц.и.}$ легкого продукта реакции и его атомного номера Z наблюдается при облучении ^{232}Th и другими ионами. На рис. 12 и 13 представ-

лены соответствующие данные — усредняющие кривые, проведенные через экспериментальные точки, для ионов ^{22}Ne с энергией 174 Мэв [29] и ионов ^{16}O с энергией 137 Мэв [57].

Рассмотренные особенности энергетических спектров многонуклонных передач наблюдались в экспериментах, выполненных в Беркли и Орсе. На рис. 14 [38] представлены элементарные энергетические спектры, полученные при облучении мишеней из естественного серебра ионами ^{40}Ag с энергией 228 Мэв. Спектры пересчитаны в систему центра инерции в предположении двухтелности реакций. Угол рассеяния для касательных столкновений в этом случае равен 28° . Для малонуклонных передач ($Z = 17, 16$) под углом 25° основной вклад в сечение образования элемента дает квазиупругий процесс. Под углом 30° в энергетических спектрах появляются два максимума. Для угла 40° в реакциях передачи доминирует глубоко неупругий процесс.

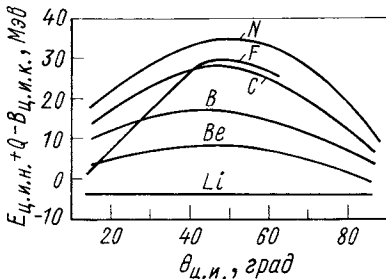


Рис. 13. То же соотношение, что и на рис. 10, но для продуктов облучения ^{232}Th ионами ^{16}O с энергией 137 Мэв в л. с. [47]

С увеличением числа переданных

нуклонов вклад от квазиупругого процесса падает, и для $Z = 12, 13, 14$ энергетический спектр на всех углах вылета имеет форму, характерную для глубоко неупругих передач.

На рис. 15 [38] сопоставляются кинетические энергии продуктов реакций в максимумах энергетических спектров и выходные кулоновские барьеры. На рис. 16 [34] такого же рода соотношение между наиболее вероятной кинетической энергией продуктов реакций передачи и выходным кулоновским барьером дается для комбинации $\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$ при энергии 280 Мэв. Использовалась естественная смесь изотопов Ni.

На рис. 17 [35] представлены энергетические спектры изотопов ^{39}Cl и ^{36}S , продуктов реакций передачи при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 295 Мэв. Спектры измерены под углами 18° и 40° . Видно, что для угла 18° практически весь спектр располагается ниже выходного кулоновского барьера. Форма спектров изменяется с уменьшением угла и увеличением числа сорванных с летающего ядра нуклонов примерно так же, как и в приведенных выше элементарных энергетических спектрах.

Угловые распределения. Дифференциальные сечения образования легких элементов — продуктов реакций передачи, полученные в работах [30, 29, 57] при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar (288 и 379 Мэв), ^{22}Ne (174 Мэв) и ^{16}O (137 Мэв), приведены на рис. 18—20. Видно, что форма угловых распределений изме-

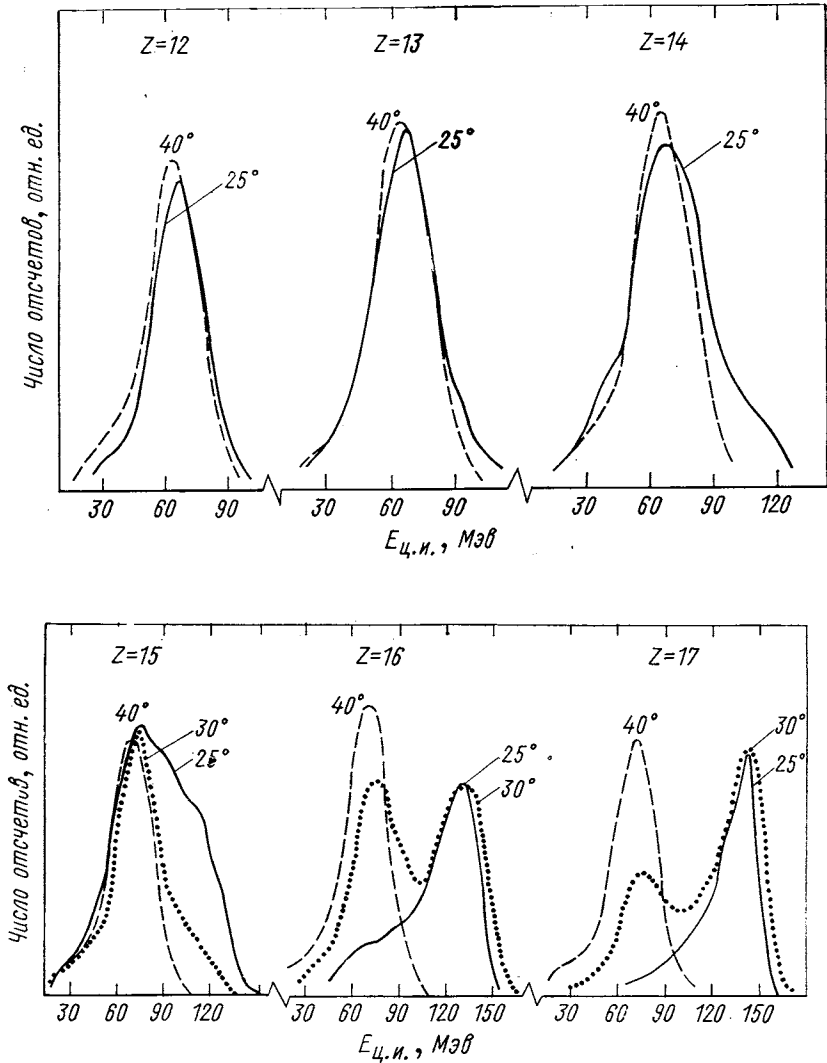


Рис. 14. Энергетические спектры Cl, S, P, Si, Al и Mg для различных углов вылета из облучения Ag (естественная смесь изотопов) ионами ^{40}Ag с энергией 288 МэВ [38]

няется регулярно с увеличением числа переданных нуклонов. Характерный для реакций передачи максимум под углом Резерфордского рассеяния при касательных столкновениях ядер хорошо выражен лишь для малонуклонных передач. С увеличением числа переданных нуклонов ширина максимума возрастает,

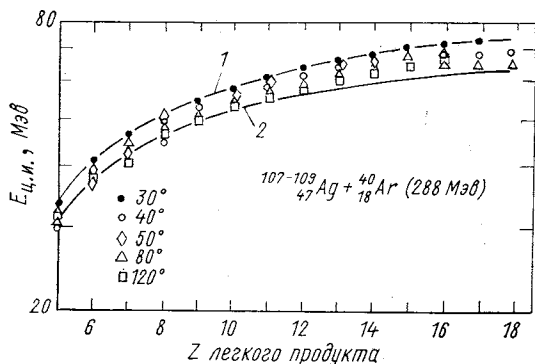


Рис. 15. Соотношение между энергией в максимумах энергетических спектров и выходными кулоновскими барьерами в с. ц. и.:

1 — кулоновская энергия двух касающихся заряженных сфер; 2 — двух касающихся сферидов при равновесной деформации [38]

а сам максимум смещается в сторону меньших углов. Дифференциальные сечения многонуклонных передач монотонно возрастают с уменьшением угла вылета. Отметим также, что и для малонуклонных передач, особенно при подхвате протонов, наблюдается

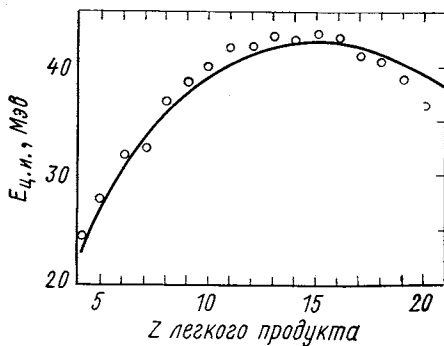


Рис. 16. То же соотношение, что и на рис. 15, но для продуктов облучения Ni (естественная смесь изотопов) ионами ^{40}Ar с энергией 280 МэВ [34]:

○ — экспериментальные точки;
— — расчетная кривая

подъем сечения под малыми углами. Для наиболее многонуклонных передач (облучение ^{40}Ar с энергией 379 МэВ) анизотропия в угловом распределении уменьшается. Последняя особенность видна более четко, если перейти от $d\sigma/\sigma\Omega$ к $d\sigma/d\theta$ (рис. 21), исключив тем самым влияние фактора $1/\sin\theta$. Как известно, для изотропного углового распределения $d\sigma/d\theta$ есть константа. Из рис. 21 видно, что в угловом распределении N, C и В появляются широкие плоские максимумы в окрестностях углов 30—35°. Некоторый

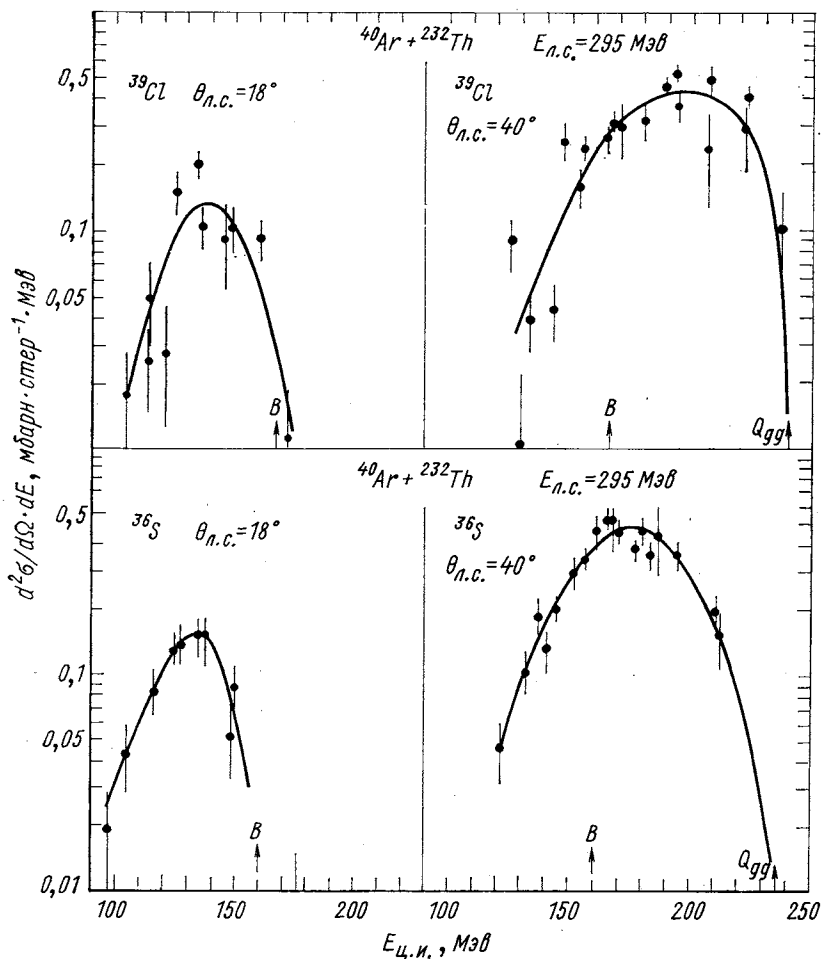


Рис. 17. Энергетические спектры изотопов ^{39}Cl и ^{36}S — продуктов реакций передачи — из облучения ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 295 Мэв в л. с.: стрелки — выходной кулоновский барьер B и энергия, отвечающая образованию конечных ядер в основном состоянии Q_{gg} [35]

подъем сечения под самыми малыми углами для этих элементов можно связать с ядерными реакциями на углеродных пленках, которые образуются на мишенях в процессе облучения.

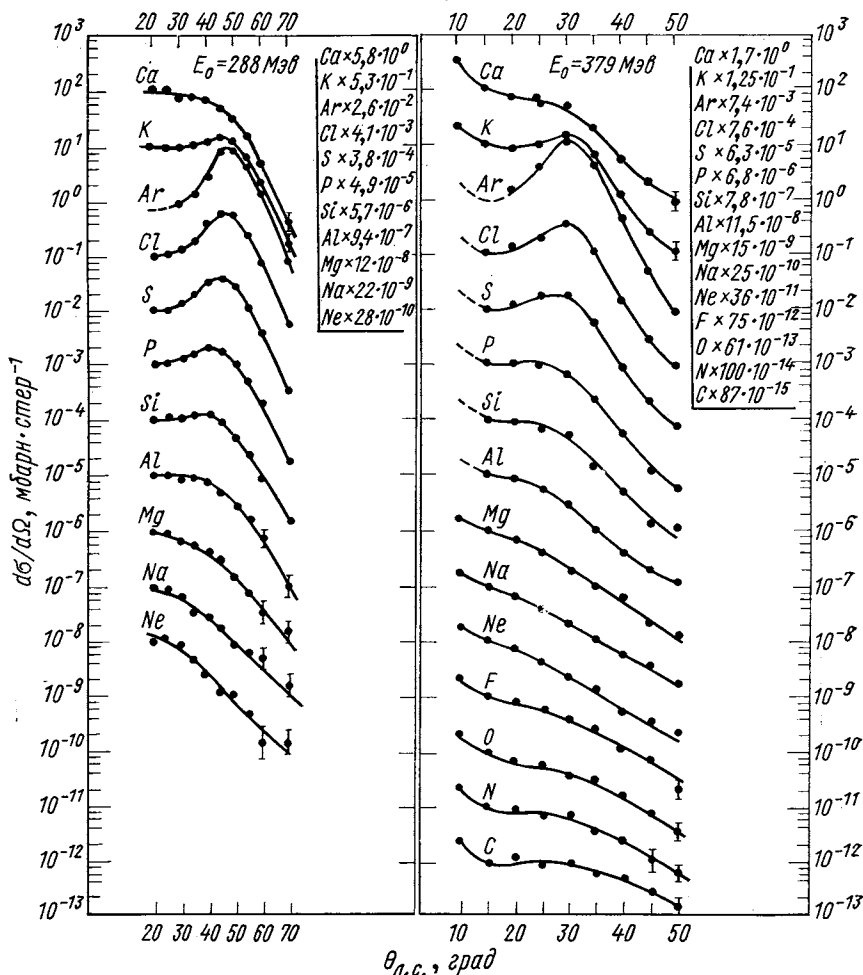


Рис. 18. Угловые распределения легких элементов — продуктов реакции передачи — из облучения ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 288 и 379 Мэв (в середине мишени) в л. с.

Линии проведены через экспериментальные точки. Данные для каждого элемента умножены на коэффициент, указанный справа сверху [30]

Как было показано в работах [22—24], форма угловых распределений реакций передачи зависит от Q-реакций. В этих работах

энергетические спектры разбивались на две части и для каждой из частей строилось свое угловое распределение. В работе [30] был проведен более детальный анализ этой зависимости. Результаты этого анализа для облучения ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 288 и 379 Мэв приведены на рис. 22 и 23, где изображены парциальные угловые распределения $d^2\sigma/dQ d\Omega$ с интервалом по Q в 20 Мэв.

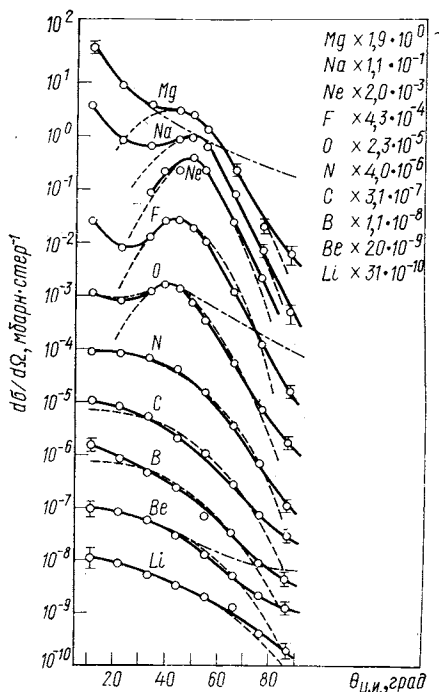


Рис. 19. То же, что и на рис. 18, но для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ при энергии ионов ^{22}Ne 174 Мэв:

штрих-пунктир и пунктир — результаты расчета по модели Струтинского [19] в предположении соответственно экспоненциальной и гауссовой зависимости парциальных амплитуд реакции от орбитального углового момента столкновения [29]

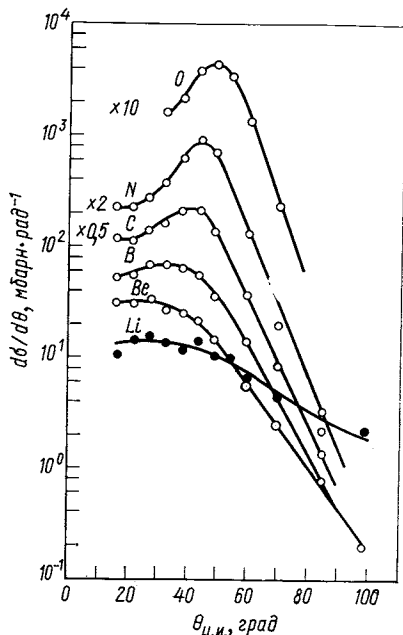


Рис. 20. То же, что и на рис. 18, но для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$ при энергии ионов ^{16}O 137 Мэв.

Цифры около O, N и C указывают коэффициенты, на которые умножены экспериментальные данные [57]

Видно, что форма парциальных угловых распределений радикально изменяется с ростом неупругости взаимодействия. При малых потерях энергии в угловом распределении имеется хорошо выраженный максимум под резерфордовским углом рассеяния для касательных столкновений. Дифференциальное сечение в этом случае резко падает как в сторону больших, так и малых углов вылета. С ростом потерь энергии ширина максимума увеличи-

вается и сам максимум смещается в сторону малых углов. При наибольших потерях энергии дифференциальное сечение изменяется монотонно, увеличиваясь в сторону малых углов. Обращает внимание сходство элементарных угловых распределений многонуклон-

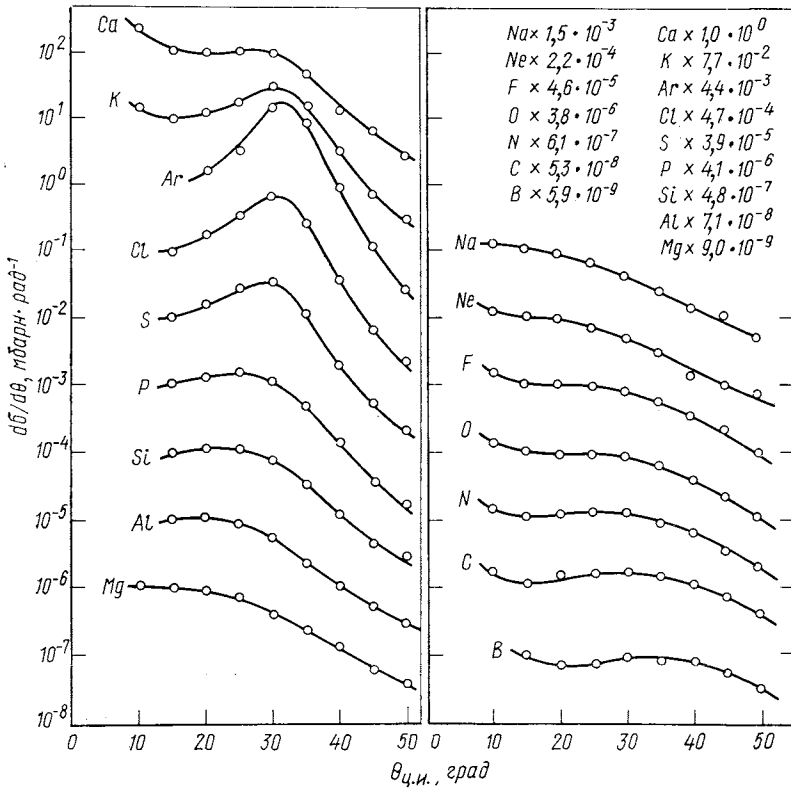


Рис. 21. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\theta$ образования элементов из облучения $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ при энергии 379 Мэв.
Коэффициенты, на которые умножены данные для каждого элемента [31], указаны справа вверху

ных передач и парциальных угловых распределений малонуклонных передач для больших отрицательных Q .

К сожалению, созданные ранее теоретические модели для описания угловых распределений реакций передачи с тяжелыми ионами [17—21] не могут быть использованы для анализа полученных экспериментальных данных. Эти модели опираются на предположение о квазиупругости процесса передачи, однако такая ситуация имеет место лишь для небольшой части парциальных волн

и только в малонуклонных передачах. Не соблюдается и предположение о малости пакета парциальных волн, дающих вклад в реакцию, Δl по сравнению с угловым моментом касательных столкновений $\Delta l/l_0 \ll 1$ (см., например, [19]). В действительности диапазон значений Δl , дающих вклад в реакции передачи, может

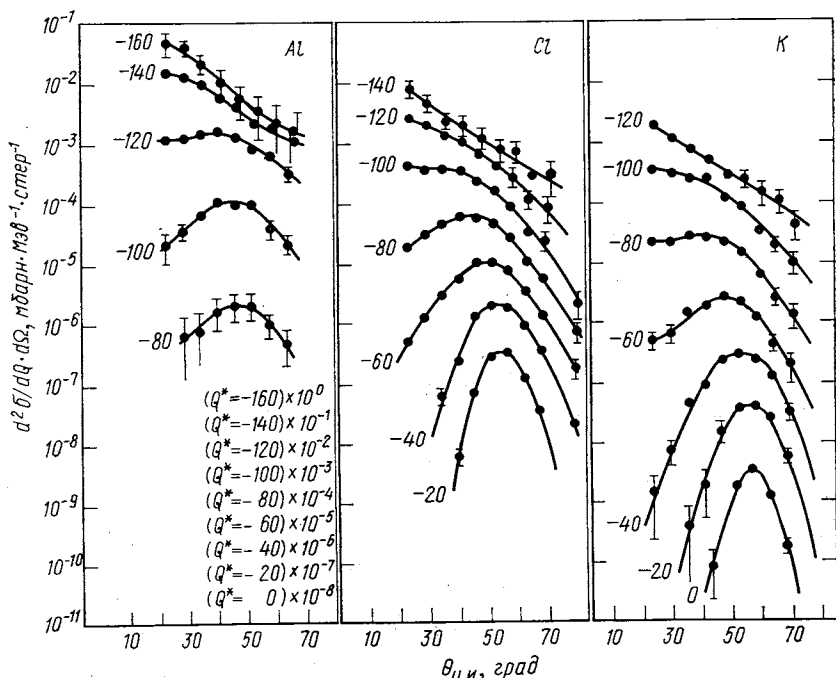


Рис. 22. Парциальные дифференциальные сечения $d^2\sigma/dQ d\Omega$ образования К, Cl и Al из облучения $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ag}$ при энергии 288 Мэв:

слева у кривых указаны значения Q реакции; в таблице приведены коэффициенты, на которые умножены данные для каждого значения Q [30]

быть весьма широким. При облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ag с энергией 389 Мэв он достигает 120—130ħ. Если при столкновениях с $l \approx l_{\text{п}}$ ядра едва касаются своими поверхностями, то при $l = l_{\text{кр}}$ их столкновения близки к лобовым. Угловой момент для касательных столкновений $l_{\text{п}}$ определяется из соотношения

$$E_0 = B_0 + \hbar^2 l_{\text{п}} (l_{\text{п}} + 1) / (2\mu R^2),$$

где B_0 — входной кулоновский барьер; $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$; $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$; $r_0 = 1,4 \div 1,5$ ферми.

В квазиупругом приближении в интерференции участвуют все парциальные волны, соответствующие поверхностным столкнове-

ниям. Однако в реальных условиях при изменении l от l_{Π} к $l_{\text{кр}}$ быстро нарастает неупругость взаимодействия, разрушающая когерентность парциальных волн. В выходных каналах интерферируют лишь небольшие группы парциальных волн с близкими значениями волнового числа. Ширина пакета Δl интерферирующих парциальных волн уменьшается с увеличением градиента потерь энергии dE/dl . Элементные угловые распределения представляют

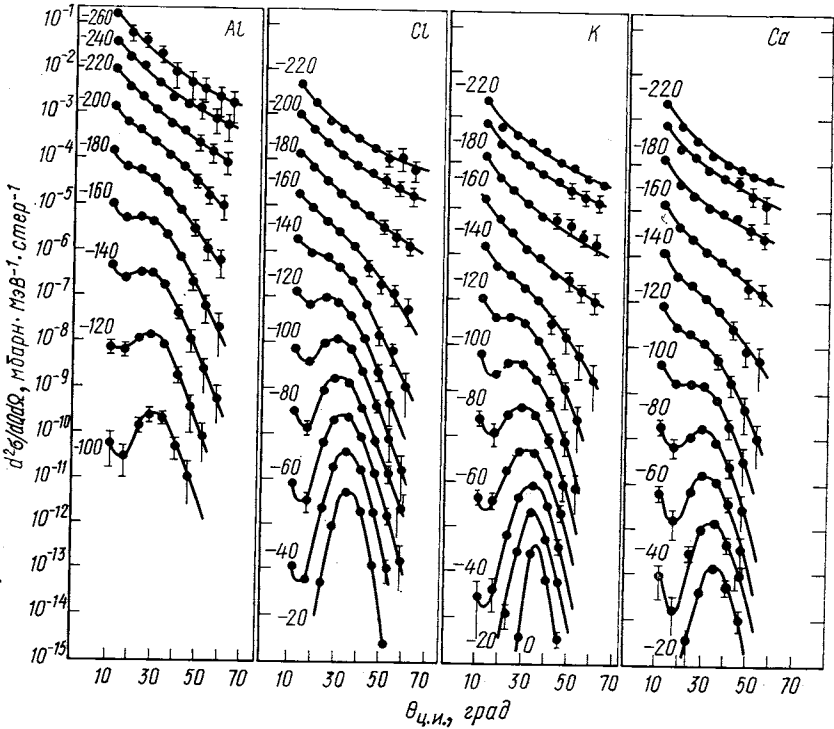


Рис. 23. То же, что и на рис. 22, но для энергии ионов $^{40}\text{Ag } 379 \text{ Мэв}$ [30] и элементов К, Cl, Al, Ca

собой сложную суперпозицию парциальных угловых распределений, различающихся по форме и интенсивности. Развитые в теоретических моделях [17—21] подходы можно использовать лишь для анализа парциальных угловых распределений, отвечающих малым значениям Q . Действительно, из проведенного в рамках модели Струтинского [19] анализа парциальных угловых распределений К из реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ag}$ вытекает хорошее согласие между расчетными кривыми и экспериментальными данными [30]. В работе [58] было показано, что можно продвинуться несколько

далее для «умеренно» неупругих передач, если использовать метод суммирования парциальных волн, предложенный в работе [59], и более сложную зависимость амплитуд и фаз парциальных волн от l .

Угловые распределения в глубоко неупругих передачах требуют специального анализа, так как методы, развитые для классических прямых процессов, здесь вряд ли применимы. Распад

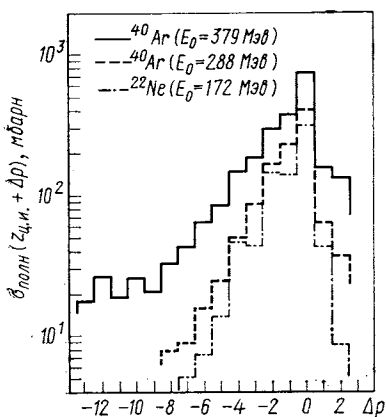


Рис. 24. Сечения образования легких элементов — продуктов реакций передачи — при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергиями 379 и 288 Mэв и ионами ^{22}Ne с энергией 174 Mэв . По оси абсцисс отложено число сорванных или подхваченных протонов [30]

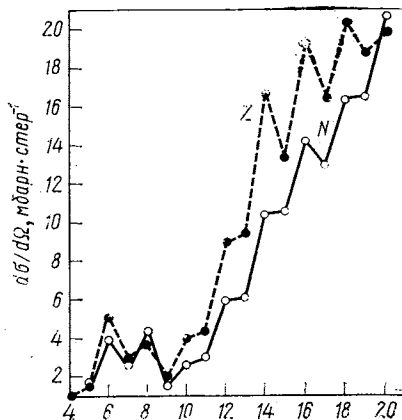


Рис. 25. Зависимость сечения образования $d\sigma/d\Omega$ легких продуктов реакции передачи от атомного номера и массового числа продукта реакции. Данные получены при облучении Ni (естественная смесь изотопов) ионами ^{40}Ar с энергией 280 Mэв [34]

двойной ядерной системы, образование которой приобретает решающее значение в глубоко неупругих передачах, скорее напоминает деление компаунд-ядра с большим угловым моментом, однако с той принципиальной разницей, что двойная ядерная система распадается за время, меньшее времени одного оборота.

Сечения образования элементов. Сечения образования легких элементов — продуктов реакций передачи — при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar и ^{22}Ne [30] приведены на рис. 24. Элементные сечения реакций передачи для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$ при энергии ионов 137 Mэв [57] даны в табл. 1. Аналогичные данные, полученные в Орзе при облучении Ni (естественная смесь изотопов) ионами ^{40}Ar с энергией 280 Mэв [34], приведены на рис. 25. Полные сечения прямых процессов, полученные суммированием измеренных элементных сечений [30, 57], а также полные сечения реакций и рассчитанные по этим данным критические угловые моменты $l_{\text{кр}}$ приводятся в табл. 2.

Таблица 1

Сечения образования легких элементов — продуктов реакций передачи при облучении ^{232}Th ионами ^{16}O с энергией 137 Мэв

Элемент	Число сорванных протонов	Сечение, мбarn	Элемент	Число подхваченных протонов	Сечение, мбarn
N	1	187 ± 5	Fe	1	11 ± 2
C	2	260 ± 6	Ne	2	$6,4 \pm 2$
B	3	48 ± 3	Na	3	$4,3 \pm 1$
Be	4	24 ± 3	Mg	4	$1,0 \pm 0,5$
Li	5	12 ± 2	Al	5	$0,6 \pm 0,5$

Таблица 2

Суммарные сечения прямых процессов, полные сечения и критические угловые моменты $\hbar l_{\text{кр}}$

Мишень и ион	Энергия иона в л. с., Мэв	Сечение прямых процессов, barn	Сечение реакций, barn	Критический угловой момент, ед. \hbar	Угловой момент поверхностных столкновений, ед. \hbar
$^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$	137	0,8	1,7	53	72
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	174	0,8	1,9	74	95
$^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$	296	1,1	1,9	102	157
$^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$	388	2,4	2,9	94	222

На основании полученной экспериментальной информации об элементных сечениях можно сделать несколько выводов. В реакциях передачи ядру-мишени можно передать значительную часть нуклонов налетающего ядра. Это означает, что облучая тяжелые ядра достаточно тяжелыми ионами, можно получать с помощью реакций передачи изотопы трансурановых элементов [60], а может быть, и сверхтяжелые ядра в предполагаемой новой области стабильности.

В комбинации $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ сечения образования легких элементов вначале быстро падают при уменьшении Z продукта реакции, а затем проявляют тенденцию к стабилизации. Подобная же закономерность в изменении сечений реакций при увеличении числа переданных нуклонов наблюдалась и при радиохимическом выделении продуктов из тантала, облученного ионами ^{136}Xe [15] и урана, облученного ионами ^{40}Ar и ^{86}Kr [16]. Если сопоставить поведение сечений, энергетических спектров и угловых распределений при изменении числа передаваемых нуклонов, то можно

сделать вывод о том, что вклад в сечения образования элементов за счет квазиупругого и глубоко неупругого механизмов реакций передачи по-разному зависит от числа передаваемых нуклонов. Для глубоко неупругих передач эта зависимость имеет более вялый спад с Z . В многонуклонных передачах (малые Z) проявляется эффект четности. Сечения четных по Z и A продуктов реакций больше, чем их нечетных соседей.

Из табл. 1 видно, что для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$ сечения срывов протонов существенно превосходят сечения подхватов. Подобная асимметрия наблюдалась и ранее в тех случаях, когда атомный номер ядра-мишени был много больше атомного номера налетающего ядра. В работе [61] этот эффект был интерпретирован как результат изменения кулоновской энергии взаимодействия двух ядер в выходном канале по сравнению с входным, $E_c = Z_1 Z_2 e^2 / R$. Здесь Z_1 и Z_2 — атомные номера налетающего ядра и ядра-мишени, $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. Если $Z_1 \ll Z_2$, кулоновская энергия возрастает при подхвате протона налетающим ядром и уменьшается при срыве протона. Если зафиксировать Z_2 и увеличивать Z_1 , сечения подхвата протонов будут возрастать. Отметим, что для ^{232}Th при $Z_1 = 18$ (^{40}Ar) наступает равновесие между срывами и подхватами: нуклоны примерно с одинаковой вероятностью передаются от налетающего ядра к ядру-мишени и в обратном направлении (см. рис. 11, а также данные работы [35]).

С ростом массы и энергии тяжелого иона реакции передачи становятся доминирующим процессом во взаимодействии двух сложных ядер и дают основной вклад в сечение реакции σ_R . При облучении ^{181}Ta ионами ^{136}Xe с энергией 840 Мэв было установлено, что сечение полного слияния ядер не превосходит 70 мбарн, что составляет 2% σ_R [15]. Для комбинации $^{238}\text{U} + ^{84}\text{Kr}$ при энергии 605 Мэв сечение полного слияния составляет около 110 мбарн или около 3% σ_R [16].

Зная суммарное сечение прямых процессов и полное сечение реакций, можно рассчитать критический угловой момент $l_{\text{кр}}$, который разделяет в l -пространстве область, принадлежащую компаунд-ядру (или квазикомпаунд-ядру) и прямым реакциям. Данные таких расчетов, взятые из работ [30, 57], представлены в табл. 2. Там же указан и угловой момент касательных столкновений $l_{\text{п}}$.

Сечения образования изотопов. В реакциях передачи с тяжелыми ионами открыто большое число каналов, и в качестве продуктов реакций образуется множество различных изотопов. Сечения образования отдельных изотопов изменяются в очень широких пределах от десятков миллибарн до нанобарн. Первые попытки систематизировать сечения реакций передачи были предприняты в работах [25, 51]. Сечения представлялись в зависимости от числа потерянных или подхваченных ядром-мишенью нейтронов

при фиксированном числе переданных протонов. В таком представлении распределение сечений можно было описать функцией Гаусса. Дисперсия распределений увеличивалась с массой налетающего ядра и энергией столкновения [25]. В этих экспериментах продукты реакций передачи выделялись из облученной мишени методами радиохимии, поэтому из рассмотрения выпадали стабильные, долго- и короткоживущие изотопы. Трудно было учесть и влияние вторичных процессов, которые наиболее сильно сказывались именно на продуктах превращения ядра-мишени. Последние, обладая значительно большей массой по сравнению с налетающим ядром, получали большую часть энергии возбуждения. Регистрируемый выход изотопов отражал фактически суперпозицию двух процессов: передачу нуклонов и последующее испарение частиц (преимущественно нейтронов) из возбужденного ядра. Прогресс в области методов детектирования легких продуктов реакций передачи позволил снять указанное выше ограничение при регистрации изотопов. Регистрация легких продуктов значительно снизила влияние вторичных реакций. При облучении тяжелых мишеней легкий продукт получает энергию возбуждения, которая во многих случаях ниже порога эмиссии тяжелых частиц.

В работе [26] для многонуклонных передач со срывом протонов с налетающего ядра была установлена систематика нового типа.

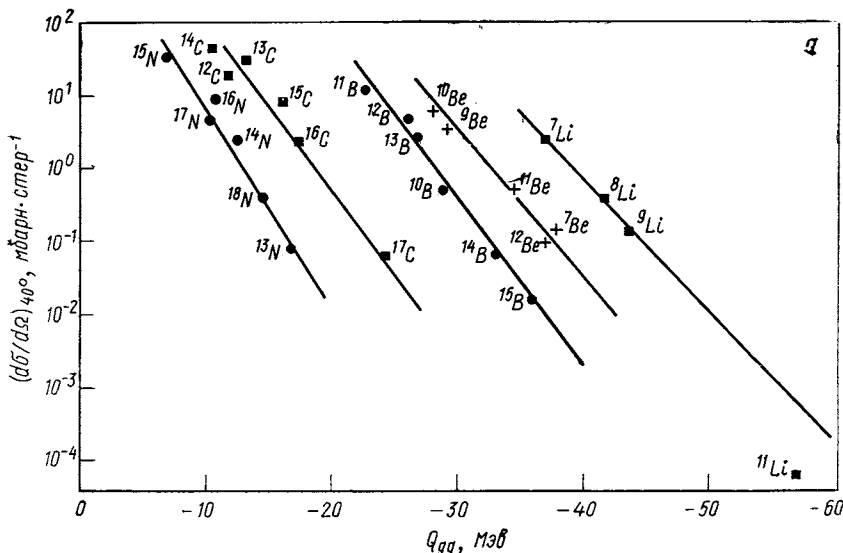
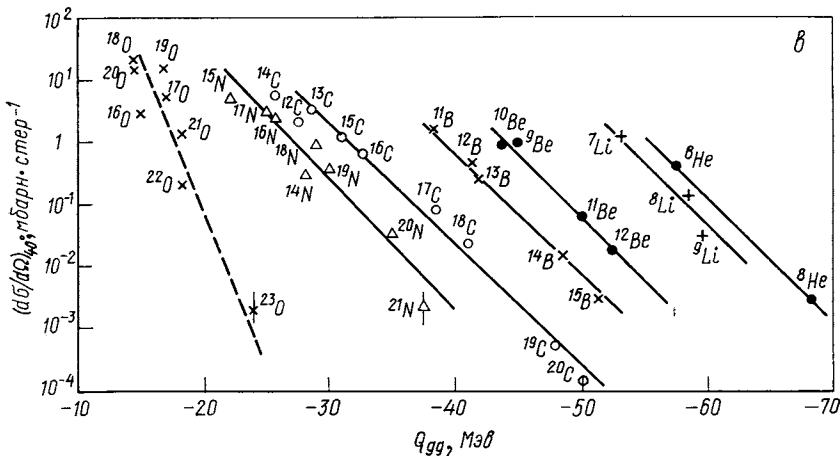
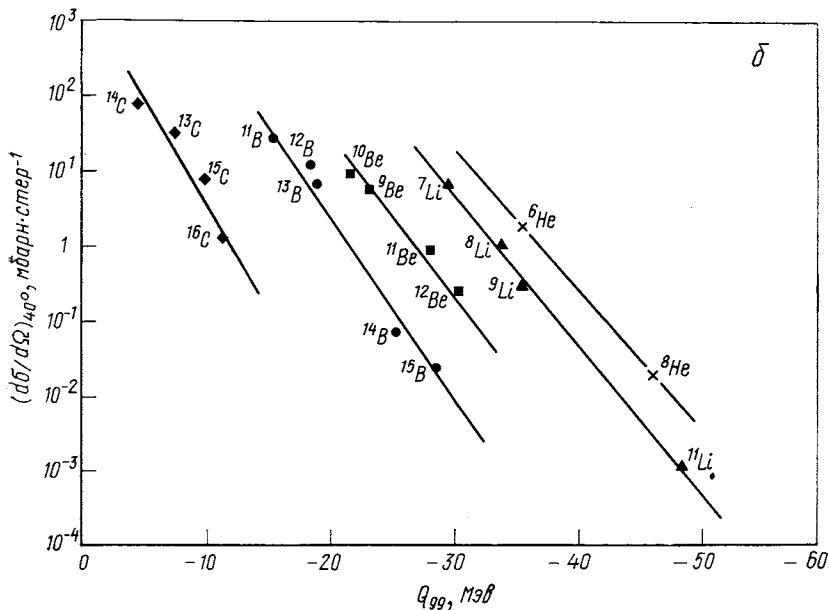


Рис. 26. Систематика дифференциальных сечений образования α — $^{232}Th + ^{16}O$, энергия ионов 137 Мэв, толщина мишени 20 мкг/см^2 [26]; б — $^{232}Th +$ ионов ^{174}Mg , толщина

На рис. 26, а она представлена для случая облучения ^{233}Th ионами ^{16}O с энергией 137 Мэв. Энергия Q_{gg} , необходимая для получения данного изотопа в случае, когда оба конечных ядра находятся в основных состояниях, равна $(M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$. Видно,



вания изотопов $(d\sigma/d\Omega)_{40^\circ}$ для угла вылета 40° л. с.:

+ ^{15}N , энергия ионов 145 Мэв, толщина мишени 20 мг/см² [27]; e — $^{233}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$, энергия мишени 2,5 мг/см² [31]

что сечения изотопов каждого элемента ложатся почти на параллельные прямые. Как показали дальнейшие эксперименты, проведенные в Дубне, найденная систематика имеет довольно общий характер и ее можно использовать при систематизации сечений образования изотопов для некоторых комбинаций мишеней и бомбардирующих ионов. Ради краткости будем называть ее в дальнейшем Q_{gg} -систематикой или Q_{gg} -зависимостью.

Наиболее характерные особенности Q_{gg} -систематики — экспоненциальная зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ от Q_{gg} и регулярное смещение линий элементов (линии соединяющие изотопы одного элемента) вдоль оси Q_{gg} с уменьшением атомного номера изотопов. Следует отметить также, что интервал между линиями элементов не остается постоянным: он шире при переходе от четного к нечетному Z и уже при переходе от нечетного к четному Z . Средняя ширина интервала между линиями элементов уменьшается с падением Z . Наклон линий элементов не остается постоянным, более заметно он изменяется для элементов, близких по Z к налетающему ядру.

Q_{gg} -систематика сохраняет свои основные черты при изменении A и Z бомбардирующей частицы, ядра-мишени или угла вылета продуктов реакций. На рис. 26, б, в Q_{gg} -систематика представлена для случаев, когда ^{232}Th облучался ионами ^{15}N с энергией 145 Мэв [27] и ионами ^{22}Ne с энергией 174 Мэв [31]. Отметим, что Q_{gg} -систематика выполняется тем лучше, чем больше протонов сорвано с налетающего ядра в процессе взаимодействия. Изотопы O

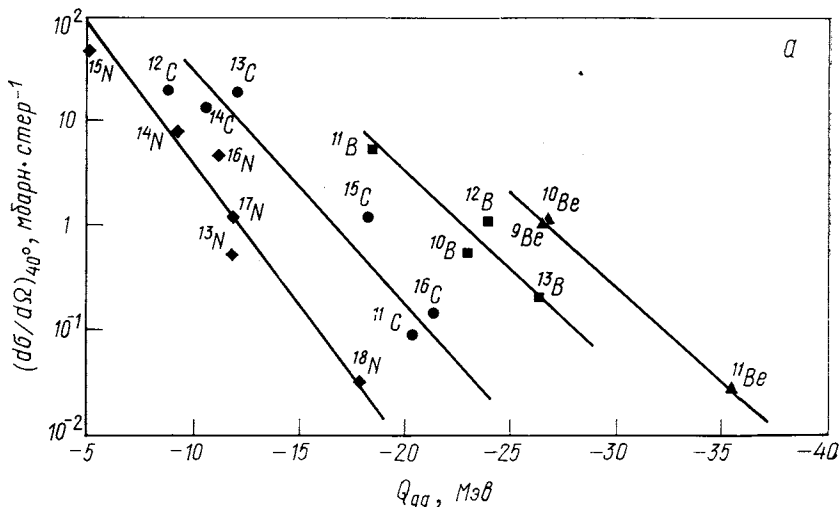
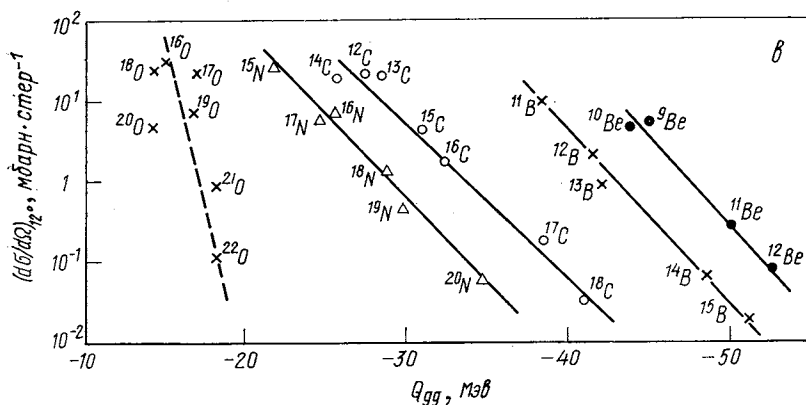
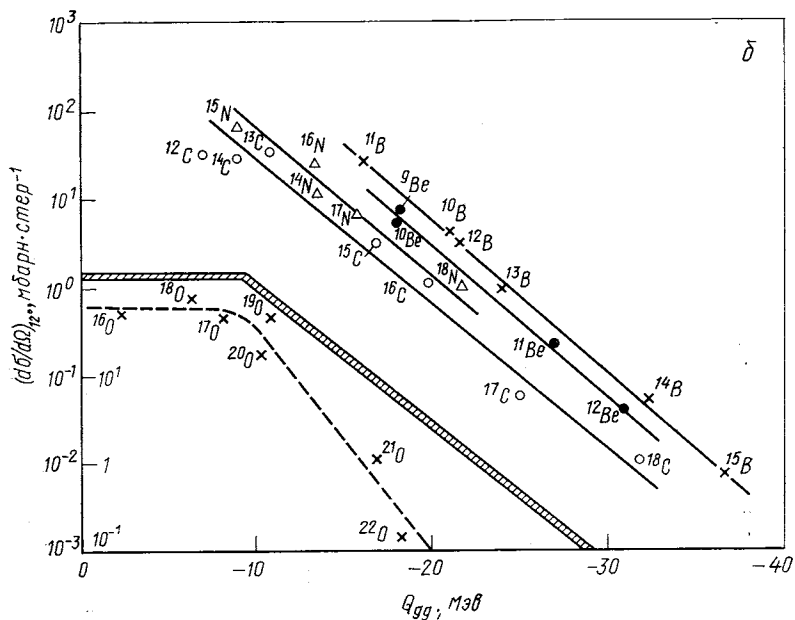


Рис. 27. Систематика дифференциальных σ — $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$, энергия ионов 137 Мэв, толщина мишени 2,3 мкг/см², угол вылета 40° вылета 12° в л. с. [31]; σ — $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$, энергия ионов 174 Мэв,

на рис. 26, *в* выпадают из систематики. К обсуждению причин отклонений сечений от Q_{gg} -систематики специально вернемся ниже.

На рис. 27, *а* и *б* Q_{gg} -систематика представлена для случаев, когда изменялась мишень. Так, вместо ^{232}Th ионами ^{16}O с энергией 137 Мэв облучалось ^{197}Au (см. рис. 27, *а*) [26], а ионами ^{22}Ne



сечений образования изотопов ($d\sigma/d\Omega$):

в л. с. [26]; б — $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$, энергия ионов 174 Мэв, толщина мишени 2,3 мг/см², угол толшина мишени 2,5 мг/см², угол вылета 12° в л. с. [31]

с энергией 174 Мэв — ^{94}Zr (см. рис. 27, б) [31]. На рис. 27, а отчетливо видно изменение наклона линий элементов с уменьшением Z и увеличением разброса точек вокруг линий элементов, близких по Z к бомбардирующему ядру. В случае ^{94}Zr линии элементов сильно сближены по сравнению с тяжелыми ядрами-мишенями. Кроме того, на Zr наблюдается еще одно интересное явление: нарушена последовательность в расположении линий элементов. Изотопы N располагаются правее изотопов C , а изотопы B — правее изотопов Be .

В трех случаях (см. рис. 26) при облучении ^{232}Th различными ионами изотопы регистрировались под углом 40° к пучку. На рис. 27, в Q_{gg} -систематика представлена для данных из облучения $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ при энергии 174 Мэв , но уже для угла вылета 12° . Общий характер Q_{gg} -систематики сохраняется, не изменяется заметно и наклон линий элементов.

Q_{gg} -систематика привлекла внимание теоретиков. Были приняты попытки объяснить ее, используя различные подходы. В работе [62] использовалась двухцентровая модель Грайнера [63] в соединении с методом молекулярных волновых функций Демкова [64]. В работе [66] был применен статистический подход в предположении, что многонуклонные передачи проходят через стадию образования компаунд-ядра. В работе [65] была предпринята попытка соединить статистический подход с механизмом классических прямых реакций. В работе [67] рассматривался распад некоей промежуточной неравновесной системы. Бондорф и др. [65] первыми обратили внимание на то, что характер энергетических спектров в многонуклонных передачах исключает возможность объяснения Q_{gg} -систематики в рамках традиционного механизма прямых реакций. Действительно, сечения прямых реакций определяются свойствами тех квантовых состояний ядер, между которыми совершается переход нуклонов и значениями Q -реакций, отвечающих именно этим переходам. Многонуклонные передачи, как это следовало из рассмотрения энергетических спектров, сопровождаются очень сильным возбуждением продуктов реакций. Вероятность образования конечных ядер в основных состояниях ничтожно мала. Это можно видеть на примере измерения в реакциях передачи масс ^{21}O и ^{22}O [68]. В работе [65] отмечалось, что Q_{gg} -систематику следует рассматривать как свидетельство реализации в реакциях передачи условий, близких к статистическому равновесию. В работе [65] было введено представление о частичном статистическом равновесии для тех состояний нуклонов, в которых они могут легко переходить из ядра в ядро через зону контакта. В работе [65] удалось получить экспоненциальную зависимость сечений образования изотопов от Q_{gg} . Однако рассчитанные теоретически интервалы между линиями элементов оказались заметно больше экспериментальных. Для устранения

этого расхождения авторы [65] были вынуждены выдвинуть предположение о существовании потенциального барьера шириною около 2 *ферми* для передаваемых протонов. Поскольку многонуклонные передачи протекают при сильном перекрытии ядерных поверхностей, такое предположение выглядит неубедительным.

Прямой перенос методов анализа, развитых для компаунд-ядра, на многонуклонные передачи, как это было сделано в работе [66], приводит к трудностям в объяснении асимметрии угловых распределений и симметричной формы энергетических спектров. Причина трудностей теоретического анализа многонуклонных передач заключается в двойственном характере из механизма, соединяющего в себе черты, присущие компаунд-ядру и классическим прямым процессам. Ниже попытаемся показать, что представление об образовании в глубоко неупругих столкновениях двойной ядерной системы позволяет естественным образом объяснить основные особенности Q_{gg} -систематики. Именно значительное по ядерным масштабам время жизни двойной ядерной системы создает условия, близкие к статистическому равновесию для обмена нуклонами и энергией между ядрами и делает возможным статистический подход к анализу ее распада.

2. ОБРАЗОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ, ЕЕ ЭВОЛЮЦИЯ И РАСПАД

Особенности взаимодействия двух сложных ядер. Значительно большие по сравнению с легкими частицами заряд и масса тяжелых ионов приводят к резкому возрастанию роли кулоновских и центробежных сил во взаимодействии между сложными ядрами. Два сталкивающихся ядра не всегда сливаются даже при сильном перекрытии ядерных поверхностей. Экспериментально показано, что для каждой пары ядер существует некоторое критическое значение орбитального углового момента $l_{кр}$, выше которого не происходит образование компаунд-ядра. Дебройлевская волна тяжелых ионов для энергий, заметно превышающих кулоновский барьер, порядка 0,1 *ферми*. Эта величина много меньше не только размеров самих ядер, но и ширины их поверхностного слоя. Ядерный микроскоп, в котором в качестве лучей используются тяжелые ионы, обладает достаточно высоким разрешением, чтобы рассматривать структуру поверхности ядра. Малая длина дебройлевской волны тяжелых ионов позволяет описывать относительные движения двух ядер как движение классических частиц. Во многих случаях это упрощает теоретический анализ и облегчает интерпретацию экспериментальных данных.

Несмотря на этот благоприятный фактор, описание взаимодействия двух сложных ядер представляет для теории непростую задачу. Использование оптического потенциала в случае упругих

и квазиупругих столкновений не вызывает особых возражений, поскольку в таких столкновениях ядра лишь слегка задевают друг друга и можно полагать, что их индивидуальность во взаимодействии сохраняется. В глубоко неупругих столкновениях, когда поверхности ядер перекрываются сильно, а их относительная скорость падает до малой величины, возможность использования потенциала для описания взаимодействий ядер не столь очевидна.

Слабо связанные и возбужденные нуклоны обоих ядер могут легко переходить из одного ядра в другое, и волновые функции, описывающие их состояния, фактически распространены на оба ядра. Вместе с тем данные эксперимента показывают, что наиболее интенсивным выходным каналом глубоко неупругих процессов является канал неупругого рассеяния. Сечения реакций передачи падают при увеличении числа сорванных с налетающего ядра нуклонов и числа подхваченных нуклонов. Это дает основание полагать, что, несмотря на интенсивное взаимодействие, ядра в значительной степени сохраняют свою индивидуальность и процесс их взаимодействия допустимо рассматривать как двухтельный. Сильно связанные нуклоны нижних оболочек образуют достаточно прочный остов, для разрушения которого необходимы гораздо более высокие энергии возбуждения, чем те, которые реализуются в столкновениях с кинетической энергией в несколько мегаэлектронвольт на нуклон. Действительно, для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ энергия возбуждения 100 *Мэв* составляет лишь несколько процентов полной энергии связи нуклидов. Система из двух сильно взаимодействующих ядер, образующаяся в глубоко неупругих столкновениях, представляет собой своеобразное единство общего и индивидуального. Общее — это «валентные» нуклоны, принадлежащие обоим ядрам, индивидуальное — собственные нуклоны внутренних оболочек каждого ядра.

Взаимодействие двух сложных ядер при заметном перекрытии их поверхностей приводит к изменению направления их движения и диссипации кинетической энергии столкновения. Потенциал взаимодействия между ядрами $V(R)$ представляется обычно как сумма ядерного $V_n(R)$, кулоновского $V_c(R)$ и центробежного V_l потенциалов:

$$V(R) = V_n(R) + V_c(R) + V_l(R). \quad (2)$$

Расчет $V_c(R)$ и $V_l(R)$ не встречает особых трудностей, проблема заключается в определении $V_n(R)$. В некоторых работах [69—71] на основе различных подходов предприняты попытки рассчитать $V_n(R)$. Одним из существенных результатов этих расчетов является указание на возникновение отталкивающих сил между ядрами на малых расстояниях при их быстром сближении. Пока плотность в области перекрытия объемов ядер меньше плотности насы-

щенной ядерной материи, ядра притягивают друг друга. Притяжение сменяется отталкиванием, когда плотность в области перекрытия начинает превосходить плотность насыщения. Появление отталкивающих сил при быстрых столкновениях ядер интерпретируется как результат действия принципа Паули и слабой сжимаемости насыщенной ядерной материи.

Образование двойной ядерной системы. Рассмотрим модель столкновения двух ядер (Z_1, A_1) , (Z_2, A_2) при энергии существенно выше кулоновского барьера, $E_0 > B_0$, и с орбитальным угловым моментом $\hbar l$, близким к критическому угловому моменту $\hbar l_{кр}$. Будем полагать спины обоих ядер равными нулю. В момент соприкосновения поверхностей ядер кинетическая энергия столкновения будет равна $E_0 - B_0$. Разобьем ее на две части: радиальную E_R и тангенциальную E_t :

$$E_t = \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R^2); \quad E_R = E_0 - B_0 - \hbar^2 l(l+1)/(2\mu R^2). \quad (3)$$

Здесь μ — приведенная масса; $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, $r_0 = 1,5$ фемтометра. За счет радиальной части кинетической энергии ядра начнут проникать друг в друга. Тангенциальная часть вызовет движение поверхностного слоя одного ядра через поверхностный слой другого. Можно ожидать, что в условиях большой ядерной вязкости скорость относительного движения двух ядер затухнет около точки поворота траектории, где радиальная скорость падает до нуля, а перекрытие поверхностей ядер максимально. Тангенциальная энергия перейдет частично в тепловое возбуждение, частично во вращательную энергию двух тесно связанных ядер. Соотношение между этими частями E_t будет определяться изменением момента инерции системы J . На первой стадии столкновения $J = \mu R^2$. После затухания относительного движения и образования системы из двух совместно поворачивающихся ядер $J = J_1 + J_2 + \mu R_*^2$, где J_1 и J_2 — собственные моменты инерции ядер; R_* — расстояние между центрами ядер в точке поворота. Собственные моменты инерции ядер J_1 и J_2 будут, видимо, близки к твердотельным, так как энергия возбуждения системы составляет несколько десятков мегаэлектронвольт.

Радиальная часть кинетической энергии E_R будет также испытывать интенсивную диссипацию. Можно полагать, что большая часть E_R перейдет в тепловое возбуждение системы. После точки поворота легкое ядро за счет некоторого запаса потенциальной энергии начнет смещаться вдоль радиуса, следуя потенциалу $V(R)$ (ситуация, напоминающая движение отклоненного маятника в вязкой жидкости). Легкое ядро сможет получить заметное ускорение под влиянием кулоновских и центробежных сил при прохождении периферии ядра-мишени, где тормозящее действие ядерного трения ослабнет из-за меньшей плотности ядерной материи.

Большая часть кинетической энергии столкновения диссипирует за время от момента касания ядер до точки поворота. При столкновениях с энергией в несколько мегаэлектронвольт на нуклон это время близко к 10^{-22} сек. За такой короткий промежуток времени ядра не смогут заметно деформироваться, а их структура существенно изменится. Таким образом, в результате интенсивного ядерного трения и действия мощных отталкивающих сил на малых расстояниях на первой стадии столкновения в точке поворота формируется двойная ядерная система. Поверхности ядер двойной системы сильно перекрыты, а скорость относительного движения мала. Двойная ядерная система обладает угловым моментом, равным угловому моменту столкновения $\hbar l$ и моментом инерции J , отвечающим совместному вращению двух ядер. Вращательная энергия системы $E_l = \hbar^2 l(l+1)/(2J)$, энергия возбуждения $E^* = E_0 - V^*(R_*)$, где $V^*(R)$ — потенциальная энергия взаимодействия ядер, в которой центробежный потенциал $V_l(R)$ взят для вращающейся двойной ядерной системы.

Что же будет происходить дальше с двойной системой? Если угловой момент столкновения меньше критического $l < l_{кр}$, в потенциале взаимодействия $V^*(R)$ появится минимум, и система будет сползать в этот минимум. Однако этот минимум локальный, так как форма двойной ядерной системы не является оптимальной. В результате двойная ядерная система начнет эволюционировать путем обмена нуклонами и за счет деформаций к форме, которая соответствует минимуму потенциальной энергии. Если $(A_1 + A_2)$, $(Z_1 + Z_2)$ — легкое или среднее ядро, конечным результатом этой эволюции будет возбужденное компаунд-ядро, находящееся в состоянии равновесной деформации.

При столкновениях с угловым моментом, большим критического $l > l_{кр}$, кулоновские и центробежные силы превосходят ядерное притяжение (в потенциале $V^*(R)$ нет минимума), и двойная ядерная система распадается. Поскольку, однако, при $l = l_{кр}$ эти три силы находятся в равновесии, можно думать, что при l несколько большем $l_{кр}$ результирующая сила будет относительно невелика, и распад двойной системы в условиях большой ядерной вязкости будет протекать медленно по масштабам характерного ядерного времени ($\sim 1 \cdot 10^{-22}$ сек). Обладая большим угловым моментом, двойная система может повернуться на значительный угол за время распада, и эмиссия легких продуктов реакции происходит в области отрицательных углов. Положительным считается направление угловых отклонений, вызываемых кулоновскими силами.

Продолжительное время жизни двойной системы позволяет передать от ядра к ядру значительное число нуклонов. За это же время ядра, входящие в двойную систему, могут существенно деформироваться.

3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ГЛУБОКО НЕУПРУГИХ ПЕРЕДАЧ В РАМКАХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ОБ ОБРАЗОВАНИИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

Энергетические спектры, угловые распределения. Представление об образовании двойной ядерной системы при глубоко неупругих столкновениях двух сложных ядер позволяет интерпретировать основные экспериментальные особенности реакций передачи с тяжелыми ионами.

Двойной пик в энергетических спектрах малонуклонных передач обусловлен действием двух различных механизмов реакций: квазиупругого и глубоко неупругого. В первом случае происходит рассеяние иона главным образом в кулоновском поле ядрамишени с вылетом продукта в область положительных углов. При этом большая часть кинетической энергии столкновения сохраняется.

Во втором случае образуется двойная ядерная система, которая, поворачиваясь, проходит через 0^0 и распадается с вылетом легкого продукта в область отрицательных углов и с энергией, близкой к выходному кулоновскому барьеру.

Многонуклонные передачи реализуются преимущественно в глубоко неупругих процессах, так как для передачи значительного числа нуклонов требуются более длительное время контакта между ядрами и более интенсивное их взаимодействие. Деформация двойной ядерной системы, обладающей большим угловым моментом, снижает выходной кулоновский барьер и делает возможным испускание продуктов с энергией ниже кулоновского барьера, рассчитанного для недеформированных ядер. Большим отрицательным углом вылета отвечают большие углы поворота двойной ядерной системы, а следовательно, и более длительное время ее жизни. Можно предполагать, что деформация двойной ядерной системы — увеличение расстояния между центрами ядер — нарастает во времени почти линейно. Это приводит к тому, что отклонение энергий продуктов реакций от выходных кулоновских барьеров растет с увеличением угла вылета легкого продукта. Именно такая зависимость и наблюдается в экспериментальных данных (см. рис. 10).

Форму и ширину энергетических спектров в глубоко неупругих передачах можно попытаться объяснить разбросом времен жизни двойной ядерной системы. Поскольку распад двойной ядерной системы — процесс статистический, можно полагать, что распределение индивидуальных времен жизни t относительно среднего времени жизни системы τ описывается функцией Гаусса $t = \tau \exp - [(t - \tau)/\sigma]^2$. При линейном нарастании деформации двойной ядерной системы во времени энергетический спектр про-

дуктов реакций также будет описываться функцией Гаусса. Если бы время жизни двойной ядерной системы не зависело от распределения протонов в конечных ядрах, то ширина энергетического спектра в глубоко неупругих передачах должна была бы быть пропорциональна $Z_3 \cdot Z_4$ — произведению атомных номеров продуктов реакций. В известных пределах это соотношение выполняется.

Как можно было видеть из экспериментальных данных (см. рис. 22 и 23), угловые распределения реакций передачи представляют собой результат довольно сложной суперпозиции парциальных угловых распределений, отвечающих различным значениям Q -реакции.

В интервале угловых моментов столкновений $l_{кр} - l_{п}$, дающих вклад в реакции передачи, происходит качественное изменение и характера взаимодействия ядер, и самого механизма реакции. Если при $l \sim l_{п}$ ядра едва касаются друг друга своими поверхностями и передача нуклонов (обычно небольшого числа) носит черты классического прямого процесса, то при столкновениях с $l \sim l_{кр}$, приводящих к образованию двойной ядерной системы, механизм реакции больше напоминает распад компаунд-ядра. Поэтому в рамках одной теоретической модели вряд ли возможно объять все многообразие взаимодействий ядер в реакциях передачи и сконструировать формулы, позволяющие описать элементарные угловые распределения.

Действительно, в работе [30] было показано, что модель Струтинского [19], в которой реакции передачи рассматриваются как квазиупругий поверхностный процесс, хорошо описывает парциальные угловые распределения малонуклонных передач для малых Q . Однако при возрастании $|Q|$ ни с одним из вариантов распределения амплитуд парциальных волн, предлагаемых в работе [19] (гауссово, экспоненциальное), не удается описать теоретическими кривыми экспериментальные данные. Некоторого продвижения в область «умеренно» неупругих малонуклонных передач удастся добиться введением более сложной многопараметрической зависимости амплитуд и фаз парциальных волн от l [58].

Недавно в работе [72] была предложена схема расчета угловых распределений глубоко неупругих передач, основанная на представлении об образовании на первой стадии столкновения ядер двойной ядерной системы и последующем ее распаде в условиях действия интенсивного ядерного трения. Модель содержит два подгруппочных параметра, один из которых характеризует интенсивность ядерного трения (коэффициент затухания), другой — вероятность передачи данного числа нуклонов. В рамках этой схемы удается удовлетворительно описать парциальные угловые распределения для наибольших отрицательных значений Q . Один из существенных выводов, полученных в работе [72], состоит

в том, что ядерное трение в несколько раз повышает время взаимодействия между ядрами по сравнению с временем упругого столкновения.

Сечения образования изотопов. Двойная ядерная система распадается с преимущественным вылетом легкого продукта в области 0° или отрицательных углов. Это означает, что угол поворота системы до распада превышает $\pi/2$. Оценка времени жизни двойной ядерной системы для углового момента, близкого к критическому, твердотельного момента инерции и угла поворота $\pi/2$ дает $(1 \div 2)10^{-21}$ сек. Эта величина на порядок превышает характерное ядерное время (10^{-22} сек). В масштабах ядерных времен двойная система живет достаточно долго, поэтому можно попытаться использовать статистический подход к анализу ее распада. Разумеется, в реакциях передачи невозможно достигнуть полного статистического равновесия, однако за время жизни двойной ядерной системы возможна реализация частичного статистического равновесия в отношении обмена энергией и нуклонами между ядрами.

В конце стадии удара (в точке поворота) двойная ядерная система обладает энергией возбуждения $U_n(R_*)$, определяемой соотношением

$$U_n(R_*) = E_0 - V^*(R_*) - \Delta(p, n), \quad (4)$$

где $\Delta(p, n)$ — энергия, затраченная на разрыв протонных и нейтронных пар в обоих ядрах. Из этого состояния система может распадаться по многим направлениям, так как обмен энергией и нуклонами между исходными ядрами носит статистический характер.

В соответствии со статистической гипотезой предположим, что вероятность распада системы с образованием в выходных каналах двух определенных ядер (отметим их индексами 3 и 4) пропорциональна произведению плотностей их состояний

$$w(3,4) \propto \rho_3 \cdot \rho_4. \quad (5)$$

Плотность состояний конечных ядер, в свою очередь, определяется конечной энергией возбуждения U_k и ее распределением между ядрами. Поскольку Q_{gg} -систематика описывает сечения образования легких продуктов реакций в связанных состояниях, то под ρ для легких продуктов следует понимать число связанных состояний.

Запишем U_k в такой форме, которая в явном виде отражает влияние процесса передачи нуклонов на конечную энергию возбуждения:

$$U_k = U_n + Q_{gg} + \Delta E_c + \Delta E_l - \delta(n) - \delta(p), \quad (6)$$

где ΔE_c — изменение кулоновской энергии взаимодействия двух ядер в выходном канале при передаче протонов; ΔE_l — изменение

вращательной энергии двойной ядерной системы при передаче нуклонов, вызванное изменением ее момента инерции; $\delta(n)$ и $\delta(p)$ — поправки, учитывающие влияние эффекта спаривания нейтронов и протонов при передаче нуклонов.

Фактор Q_{gg} автоматически учитывает затраты энергии на разрыв пар в ядре-доноре для тех нуклонов, которые переданы в ядро-акцептор. В ядре-акцепторе переданные нуклоны в подавляющем большинстве случаев попадают на возбужденные уровни и оказываются неспаренными. Однако фактором Q_{gg} , который характеризует затраты энергии на передачу нуклонов из основного состояния ядра-донора в основное состояние ядра-акцептора, эта особенность передачи двух нуклонов не учитывается. Поэтому конечная энергия возбуждения U_k оказывается завышенной. Поправки на спаривание $\delta(n)$ и $\delta(p)$ для данного канала реакции (данного изотопа) равны сумме энергий спаривания в ядре-акцепторе для дополнительных пар нуклонов, которые ядро-акцептор получило за счет реакций передачи. Более точно поправки $\delta(n)$ и $\delta(p)$ можно было бы назвать поправками на неспаривание. Исключение из этого правила составляют некоторые легкие ядра с предельно большим избытком нейтронов (например, ^{11}Li , ^{14}Be). В таких ядрах могут отсутствовать связанные состояния, соответствующие разрыву нейтронной пары. Если такие ядра образуются в реакциях с подхватом двух нейтронов (^{11}B , ^{11}Li), (^{15}N , ^{14}Be), последние можно передать лишь в виде пары. Для такой пары поправки на спаривание не вводятся.

Предположим далее, что конечная энергия возбуждения распределится между двумя ядрами пропорционально плотности их состояний. Чтобы описать плотности состояний ρ в зависимости от энергии возбуждения, используем выражение с постоянной температурой T :

$$\rho \propto \exp(U/T). \quad (7)$$

Следует сразу же заметить, что T для двойной ядерной системы может заметно отличаться от температуры соответствующего компаунд-ядра, поскольку двойная ядерная система не достигает состояния полного статистического равновесия. Температуру T можно рассматривать как температуру частичного статистического равновесия или просто как некоторый параметр. В общем случае T одинакова для обоих ядер, образующих двойную ядерную систему. Однако если одним из продуктов реакции является легкое ядро, пересыщенное нейтронами или протонами и обладающее очень малым числом слабо связанных состояний, практически вся энергия возбуждения будет сконцентрирована в более тяжелом ядре, и легкое ядро окажется холодным. В общем случае для произведения плотностей состояний конечных ядер $\rho_3\rho_4$ можно запи-

сать:

$$\rho_3 \rho_4 = \exp(U_R/T). \quad (8)$$

В глубоко неупругих передачах кинетическая энергия продуктов реакций определяется в основном выходным кулоновским барьером и вариации кинетических энергий различных изотопов (для фиксированных Z) невелики. U_R зависит от углового момента столкновения $\hbar l$, и при строгом рассмотрении процесса необходимо суммировать вклады от распада двойной ядерной системы с различными угловыми моментами. Однако в качестве первого приближения можно использовать некоторое среднее значение \bar{l} в интервале $l_{кр}, l_{кр} + \Delta l$, где протекают глубоко неупругие передачи. На основании сказанного можно полагать, что сечение образования изотопов будет определяться в основном конечной энергией возбуждения U_R :

$$\sigma \propto \exp(U_R/T). \quad (9)$$

На тяжелых ядрах-мишенях главный вклад в изменение конечной энергии возбуждения U_R вносят факторы Q_{gg} и ΔE_c . Q_{gg} в многонуклонных передачах может достигать нескольких десятков мегаэлектронвольт, ΔE_c составляет 5—10 $Mэв$ на переданный протон; ΔE_l не превышает нескольких сот килоэлектронвольт на переданный нуклон, энергия спаривания в тяжелых ядрах близка к 1 $Mэв$. Поэтому в выражении (6) для U_R в первом приближении можно оставить лишь главные члены и для сечения образования изотопов получить:

$$\sigma \propto \exp[(Q_{gg} + \Delta E_c)/T]. \quad (10)$$

Именно такое выражение и описывает эмпирически найденную Q_{gg} -систематику. Таким образом, статистический подход позволяет объяснить главные особенности Q_{gg} -систематики: экспоненциальную зависимость сечений образования изотопов от Q_{gg} и смещение линий элементов по оси Q_{gg} при увеличении числа сорванных с налетающего ядра протонов.

В эмпирической Q_{gg} -систематике наклон линий элементов несколько изменялся с Z (см. рис. 26, 27). Введение поправок на спаривание нейтронов (по оси абсцисс в этом случае откладывается $Q_{gg} - \delta(n)$) делает наклон линий элементов одинаковым. На рис. 28, 29 приведены Q_{gg} -систематики после введения поправок на спаривание нейтронов и протонов. Особенно выразительна роль парных поправок для комбинации $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$ (см. рис. 27, б и 29, в). В ^{94}Zr по сравнению с ^{232}Th энергия кулоновского взаимодействия между ядрами уменьшается, а энергия спаривания, напротив, возрастает. В результате в эмпирической Q_{gg} -систематике изотопы N оказываются расположенными правее изотопов C, а изотопы B — правее изотопов Be. Введение поправок на спари-

вание нейтронов и протонов позволяет восстановить нормальную последовательность в расположении линий элементов. Заметим, что введение парных поправок уменьшает разброс экспериментальных точек вокруг линий элементов.

Важным результатом введения парных поправок в случае ^{94}Zr является значительное возрастание интервалов между линиями элементов. Малые интервалы означали бы, что двойная ядерная система очень сильно деформирована перед разрывом. Однако характер энергетических спектров продуктов реакций передачи свидетельствует против такого допущения. Для ^{94}Zr заметное значение в энергетическом балансе начинает приобретать изменение вращательной энергии системы при передаче нуклонов; ΔE_r на переданный нуклон составляет около $0,6 \text{ Мэв}$. Поэтому при оценке деформации двойной ядерной системы по интервалам между линиями элементов следует учитывать этот фактор.

Изменение кулоновской энергии взаимодействия ΔE_c при облучении ^{232}Th ионами ^{15}N , ^{16}O , ^{22}Ne составляет около 10 Мэв на переданный протон. Однако средние интервалы между линиями элементов для этих комбинаций мишени и иона остаются заметно меньше этого значения и после внесения парных поправок и учета изменения вращательной энергии. Это различие можно связать с деформацией двойной ядерной системы перед разрывом. Возрастающее с уменьшением Z легкого продукта сближение

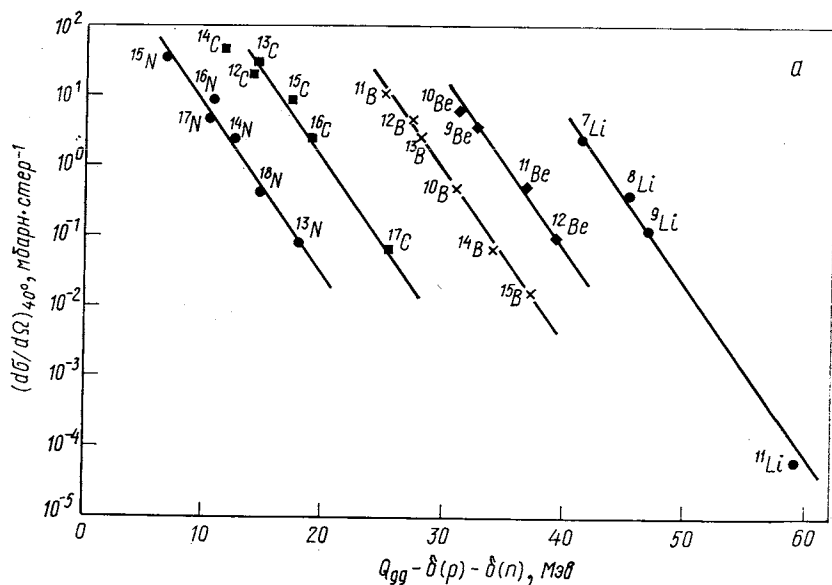
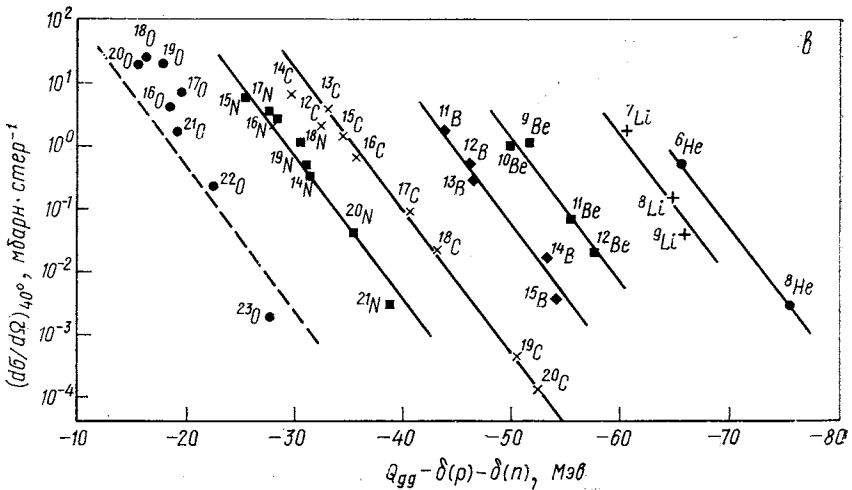
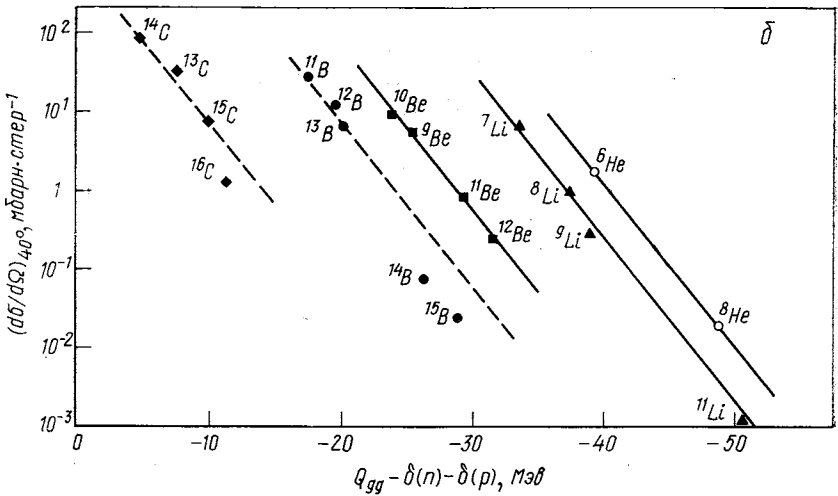
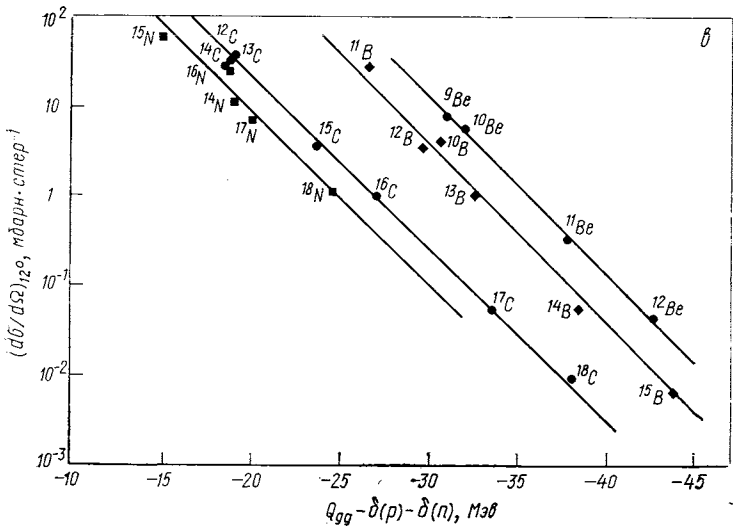
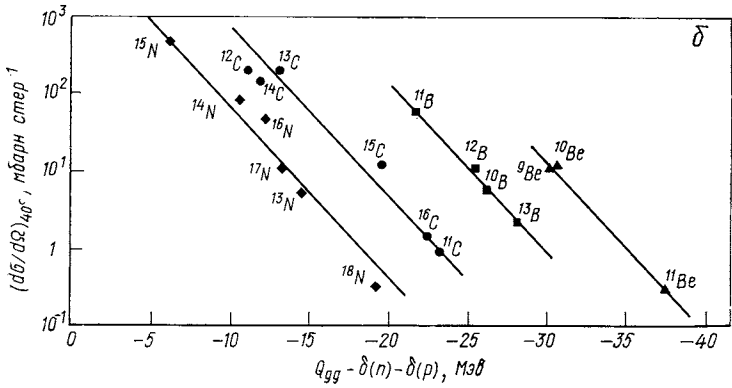
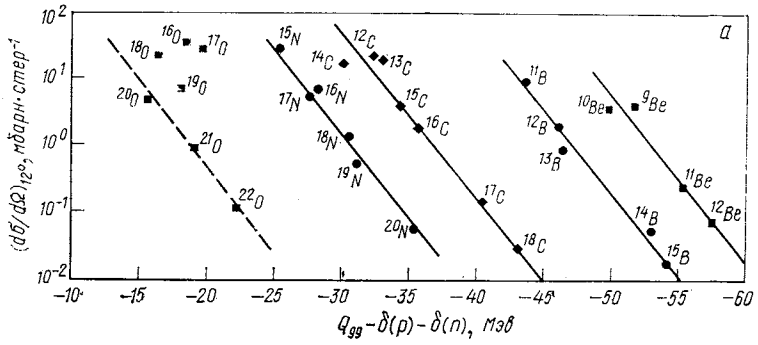


Рис. 28. Q_{gg} -систематика после введения парных
а — $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$ (см. рис. 26, а); б — $^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$

линий элементов отражает тот факт, что для передачи большего числа нуклонов требуется более длительное время взаимодействия, а это, в свою очередь, связано с большей деформацией двойной ядерной системы. Вариации ширины интервала между линиями элементов при переходе от четного к нечетному Z и от нечетного к четному связаны с резким изменением энергии связи четных и нечетных протонов в легких ядрах.



поправок на переданные протоны и нейтроны:
(см. рис. 26, б); $e - {}^{232}\text{Th} + {}^{22}\text{Ne}$ (см. рис. 26, а)



Т а б л и ц а 3
Значение параметра T

Мишень и частица	Энергия иона в л. с., Мэв *	Энергия над кулоновским барьером в с. п. и., Мэв	Энергия над кулоновским барьером на нуклон системы, Мэв	T , Мэв	Угол регистрации в л. с., град
$^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$	125	37	0,149	1,8	40
$^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$	136	53	0,241	1,9	40
$^{232}\text{Th} + ^{15}\text{N}$	137	58	0,235	2,1	40
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	172	61	0,242	1,9	40
$^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$	172	61	0,242	1,8	12
$^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$	172	85	0,745	2,2	12

* Энергия иона отнесена к середине мишени.

В табл. 3 представлены данные о параметре T для исследованных комбинаций мишеней и бомбардирующих частиц после введения парных поправок. Указаны также энергия столкновения — кинетическая энергия над входным кулоновским барьером, и энергия столкновения, приходящаяся на один нуклон двойной ядерной системы. Видно, что параметр T имеет разумные значения: температура возбужденных компаунд-ядер, образующихся при полном слиянии ядер ^{232}Th и ^{197}Au и перечисленных ионов составляет около 1,5 Мэв. Поскольку при частичном статистическом равновесии энергия возбуждения не успевает распределиться по всем возможным степеням свободы, «температура» частичного статистического равновесия оказывается несколько выше. Как можно видеть из табл. 3, параметр T практически не зависит от угла вылета легкого продукта реакции и медленно возрастает с увеличением кинетической энергии столкновения, приходящейся на один нуклон.

Отклонения от Q_{gg} -систематики. При обсуждении свойств Q_{gg} -систематики отмечалось увеличение разброса точек вокруг линий элементов в тех случаях, когда атомные номера продуктов реакций оказывались близкими к атомному номеру налетающего ядра. Следуя работе [28], выразим отклонение от Q_{gg} -систематики в явном виде как функцию A и Z легкого продукта реакции. Для дифференциальных сечений образования нуклидов, обобщая выра-

Рис. 29. Q_{gg} -систематика после введения парных поправок на переданные протоны и нейтроны:

a — $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ (см. рис. 27, а); b — $^{94}\text{Zr} + ^{22}\text{Ne}$ (см. рис. 27, б); c — $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ (см. рис. 27, в)

жение (10), можно записать:

$$d\sigma/d\Omega = C \cdot F(A, Z) \exp [(Q_{gg} + \Delta E_c)/T]. \quad (11)$$

Функция отклонения $F(A, Z) \equiv 1$ для нуклидов, сечение которых подчиняется экспоненциальной зависимости. После логарифмирования соотношение (10) принимает вид

$$\ln(d\sigma/d\Omega) - Q_{gg}/T = \ln F(A, Z) + \Delta E_c/T + \ln C. \quad (12)$$

При фиксированном Z продуктов реакций $\Delta E_c/T = \text{const}$ и левая часть соотношения (12) характеризует вид функций отклонения в зависимости от массового числа продукта реакции: $F(A, Z) \equiv F(A, Z)_{Z=\text{const}}$. Это соотношение представлено графически для продуктов реакций передачи из облучения $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ и угла регистрации 40° [28] представлено на рис. 30, а. Значение величины T взято из наклона линий изотопов Ве и В. Если бы экспоненциальная зависимость строго выполнялась для сечений образования всех нуклидов, на графике получилось бы семейство прямых, параллельных оси абсцисс. Однако из рис. 30, а видно, что параллельные прямые можно провести лишь через точки, соответствующие нуклидам Li, Ве и В. Начиная с нуклидов С наблюдается возрастающее с увеличением Z отклонение от экспоненциальной зависимости. Для нуклидов О, F и Ne линии $\ln F_2(A)$ близки по форме к перевернутой параболе, а это означает, что

сама функция $F_2(A)$ близка к функции Гаусса.

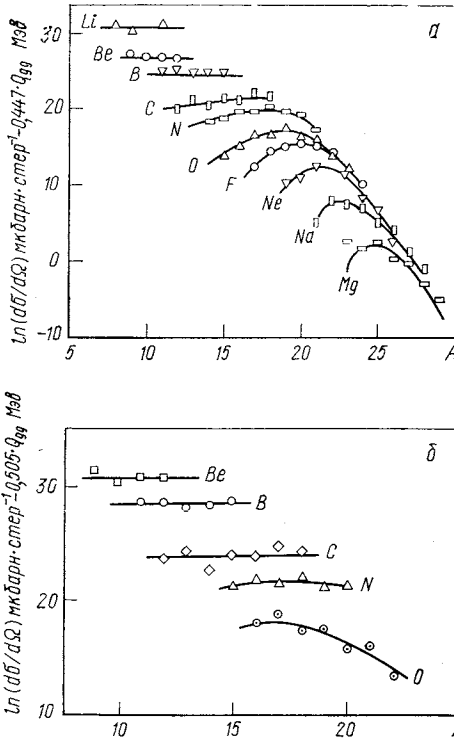


Рис. 30. Зависимость отклонения Q_{gg} -систематики от A и Z легкого продукта реакции передачи. Парные поправки не внесены:

а — $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$, угол вылета 40° ; б — $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ угол вылета 12°

сама функция $F_2(A)$ близка к функции Гаусса.

С уменьшением угла вылета диапазон значений Z , для которых выполняется Q_{gg} -систематика, расширяется. На рис. 30, б

представлены отклонения от Q_{gg} -систематики для той же комбинации мишени и иона, что и на рис. 30, а, но для угла вылета 12° [31]. На рис. 31, а, б функции отклонения $F_2(A)$ построены после внесения парных поправок на переданные нуклоны. Видно, что для 12° Q_{gg} -систематике подчиняются изотопы С и N. Функция отклонения $F_2(A)$, построенная для легких продуктов реакций передачи из облучения $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ [26], приводится на рис. 31, в.

Отклонения от Q_{gg} -систематики, так же как и рассмотренные ранее особенности энергетических спектров и угловых распределений реакций передачи, свидетельствуют о том, что передача нуклонов между сложными ядрами реализуется в двух различных процессах: квазиупругом и глубоко неупругом. В малонуклонных передачах для углов вылета, соответствующих касательным столкновениям, основной вклад в сечение образования изотопов дает квазиупругий процесс. Он протекает за малые времена, сравнимые с характерным ядерным временем, поэтому частичное статистическое равновесие, необходимое для реализации Q_{gg} -зависимости, не успевает установиться. С уменьшением угла вылета вклад от квазиупругого процесса падает, а вклад от глубоко неупругого, напротив, возрастает. В результате Q_{gg} -систематикой охватывается большее число продуктов реакций передачи.

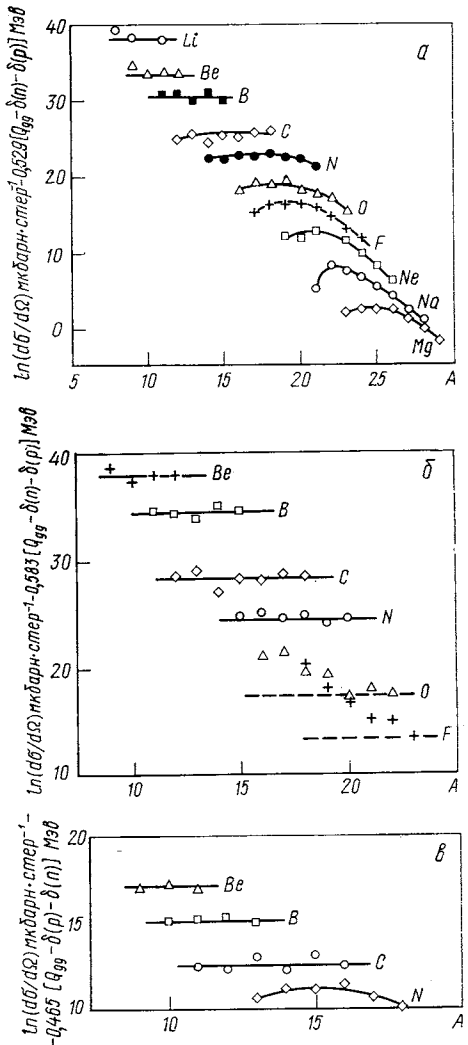


Рис. 31. Отклонение от Q_{gg} -систематики после внесения парных поправок на переданные протоны и нейтроны: а — $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$, угол вылета 40° ; б — $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$, угол вылета 12° ; в — $^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$, угол вылета 40°

Двухтельный механизм реакций передачи, роль вторичных процессов. При рассмотрении особенностей реакций передачи с тяжелыми ионами все время исходило из представления о том, что эти реакции протекают как двухтельный процесс. Однако такое представление о механизме реакций передачи требует серьезного обоснования. Сразу же, например, возникает вопрос: не связано ли появление в выходных каналах частиц малых энергий с трехтельным механизмом реакций. Под трехтельным механизмом будем понимать такой механизм, когда три частицы образуются в процессе взаимодействия ядер. Примером может служить диссоциация ${}^6\text{Li}$ на α -частицу и дейтон при столкновении с ядром-мишенью. Этот механизм следует отличать от вторичных ядерных реакций — испарения нуклонов и α -частиц из продуктов реакций передачи или их деления. Обычно вторичные процессы протекают уже после того, как обмен нуклонами закончился и ядра-продукты удалились друг от друга на расстояние, при котором взаимодействием между ними можно пренебречь. Вторичные процессы в тяжелом остаточном ядре вообще не будут сказываться на кинематических характеристиках легкого продукта реакции. Что же касается испарения нуклонов и α -частиц из легкого продукта реакции, то нетрудно показать, что эти процессы слабо влияют как на среднюю энергию, приходящуюся на один нуклон в продукте (а следовательно, и отношение энергии продукта к выходному кулоновскому барьеру), так и на его угловое распределение.

Наиболее веский аргумент в пользу двухтельности реакций передачи состоит в том, что такие особенности реакций передачи, как большая потеря энергии при вылете продукта под малым углом, двойные пики в энергетических спектрах малонуклонных передач, корреляция энергии продукта с величиной выходного кулоновского барьера, характер парциальных угловых распределений, оказываются одинаковыми в реакциях срыва и в реакциях подхвата нуклонов налетающим ядром. Естественно, что при подхватах говорить о диссоциации налетающего ядра не имеет смысла.

В рамках предположения о развале налетающего ядра на два или более фрагмента трудно объяснить наблюдаемую в глубоко неупругих передачах корреляцию энергии легкого продукта реакции с величиной его выходного кулоновского барьера. При распаде ${}^{40}\text{Ar}$ на два фрагмента выходы сопряженных пар элементов (В — Al, С — Mg) должны быть примерно одинаковыми. Однако в эксперименте этого не наблюдается. Различие в сечениях образования сопряженных элементов возрастает при увеличении их различия по Z . Q_{gg} -систематику невозможно объяснить в рамках трехтельного механизма реакций. В работе [38] была предпринята прямая экспериментальная проверка двухтельности глубоко

неупругих передач. При облучении серебра ионами ^{40}Ag с энергией 280 Мэв были измерены энергии и угловые корреляции сопряженных продуктов реакций передачи. Было показано, что угол разлета продуктов в системе центра инерции равен 180° , а их энергия отвечает распаду промежуточной системы на два фрагмента.

В теоретической работе [73] была предпринята попытка приписать наблюдаемое в реакциях $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ и $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ag}$ многообразие легких продуктов действию вторичных процессов — испарению нуклонов и α -частиц. По мнению этих авторов [73], исходное распределение легких продуктов реакций передачи обладает малой дисперсией по Z и A — это в основном продукты малонуклонных передач. И только за счет вторичных испарительных процессов возникает все многообразие регистрируемых в эксперименте нуклидов. Конечно, вторичные процессы имеют определенное значение в формировании окончательного спектра масс и зарядов легких продуктов реакций передачи, об этом свидетельствует наблюдение «прямых» α -частиц и протонов. Однако роль вторичных процессов значительно скромнее, чем это утверждается в работе [73]. Q_{gg} -систематика позволяет прямо указать на те изотопы, для которых существует вклад от вторичных процессов. Из рис. 29 видно, что тяжелые изотопы кислорода ^{20}O , ^{21}O , ^{22}O удовлетворяют Q_{gg} -систематике. Образование этих изотопов в результате испарительных процессов из неупруго рассеянного ядра ^{22}Ne маловероятно. В то же время более легкие изотопы кислорода ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O явно выпадают из Q_{gg} -систематики: сечения их образования много больше. Но именно эти изотопы и будут возникать в результате испарения α -частицы и нейтронов из возбужденного ^{22}Ne . Напомним, что в легких ядрах энергия связи α -частицы во многих случаях заметно меньше энергии связи нейтрона или протона. Что же касается более легких элементов (N, C, B, Be, Li), то сечение образования их изотопов удовлетворяет Q_{gg} -систематике. Вероятность образования изотопов с большим избытком нейтронов, таких, как ^{20}N , ^{18}C , ^{15}B , ^{12}Be , в результате испарения нуклонов из возбужденных легких ядер ничтожно мала. Но тогда из того факта, что Q_{gg} -систематике подчиняются как изотопы, лежащие в долине β -стабильности, так и изотопы, сильно пересыщенные нейтронами, следует, что все они образуются в результате одного и того же механизма реакции — передачи нуклонов, а вклад в их образование от вторичных процессов мал. Многообразие наблюдаемых легких продуктов обусловлено в основном реакциями передачи, а не вторичными процессами. Разумеется, для тяжелых продуктов реакций передачи, получающих подавляющую часть энергии возбуждения, вторичные процессы существенно влияют на распределение по A и Z конечных продуктов.

4. Q_{gg} -СИСТЕМАТИКА И ЭВОЛЮЦИЯ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

Основные факторы, которые приводят к образованию двойной ядерной системы в глубоко неупругих передачах, — большая ядерная вязкость и слабая сжимаемость насыщенной ядерной материи, действуют и при столкновениях с угловым моментом, меньшим критического $l < l_{кр}$. Поэтому естественно предположить, что и при столкновениях с $l < l_{кр}$ также образуется двойная ядерная система, которая становится, таким образом, исходной стадией формирования компаунд-ядра.

Двойная ядерная система — неустойчивое образование. В ней непрерывно идет обмен энергией и нуклонами между ядрами. Форма ядер, число нейтронов и протонов, входящих в каждое ядро, расстояние между центрами непрерывно изменяются. Система переходит из одного состояния в другое, эволюционируя во времени. В этих особенностях двойной ядерной системы заключено ее принципиальное отличие от ядерных молекул, для которых характерна квазистационарность состояний [74]. Следует подчеркнуть, что эволюция во времени наряду с квазиклассичностью и квазимакроскопичностью [40] является фундаментальной особенностью взаимодействия двух сложных ядер. Она отражает невозможность очень быстрой (за характерное ядерное время) перестройки структуры двух данных ядер в новую структуру, соответствующую равновесному компаунд-ядру. Слияние двух ядер в компаунд-ядро совершается не в форме коллапса, а в виде довольно длительного по ядерным масштабам эволюционного процесса. Статистический характер обмена энергией и нуклонами между ядрами порождает в случае глубоко неупругих передач дисперсию по Z и A для продуктов реакций.

Вопрос о направлении эволюции двойной ядерной системы: будет ли тяжелое ядро поглощать легкое с образованием компаунд-ядра или, напротив, нуклоны будут переходить от тяжелого к легкому ядру, стремясь симметризовать двойную ядерную систему, представляет значительный интерес, особенно в связи с проблемой синтеза сверхтяжелых элементов. В рамках жидкокапельной модели ядра эта проблема анализировалась в работах [40, 75]. В частности, было показано, что при $(Z_1 + Z_2)^2 / (A_1 + A_2) \gtrsim 40$ и нулевом угловом моменте ядерные капли стремятся слиться в компаунд-ядро, если исходная массовая асимметрия велика $A_1 \ll A_2$ и, напротив, симметризовать свою форму, если она имеет умеренную величину.

Обобщенную Q_{gg} -систематику (5), в которой учитываются все факторы, влияющие на конечную энергию возбуждения $U_{кр}$, можно использовать для оценки направления эволюции двойной

ядерной системы и ожидаемых сечений образования определенных продуктов реакций. Передача нуклонов в двойной ядерной системе будет идти в направлении, которое дает увеличение конечной энергии возбуждения U_{κ} , а следовательно, и плотности конечных состояний. Поскольку полная энергия системы фиксирована, этому направлению эволюции соответствует минимизация потенциальной энергии двойной ядерной системы.

При облучении тяжелых ядер (^{238}U , ^{232}Th) такими ионами, как В, С, N, O, Ne, изменение кулоновской энергии взаимодействия ΔE_c при передаче протонов от легкого к тяжелому ядру превышает суммарное действие всех остальных факторов $|Q_{gg} - \Delta E_l - \delta(n) - \delta(p)|$, уменьшающих конечную энергию возбуждения U_{κ} . В результате при столкновениях с угловым моментом больше критического $l > l_{\text{кр}}$ срыв нуклонов с налетающего ядра доминирует над подхватами. Это отчетливо видно из данных табл. 1, где представлены сечения реакций срыва и подхвата для комбинации $^{232}\text{Th} + ^{16}\text{O}$. При столкновениях с угловым моментом, меньшим критического $l < l_{\text{кр}}$, тяжелое ядро-мишень поглощает налетающее легкое ядро и образуется возбужденное компаунд-ядро. Имеется обширный экспериментальный материал, демонстрирующий образование компаунд-ядер в качестве основного канала реакций при облучении тяжелых ядер перечисленными выше ионами.

При увеличении Z налетающего ядра изменение кулоновской энергии на один переданный ядру-мишени протон уменьшается. Напротив, $|Q_{gg}|$ возрастает в результате увеличения средней энергии связи нуклонов в налетающем ядре с ростом A (это продолжается до $A \sim 90$); ΔE_c и остальные факторы начинают взаимно компенсировать друг друга, и оба направления передачи нуклонов в реакциях передачи ($l > l_{\text{кр}}$) становятся равновероятными. Ситуация, близкая к описанной, имеет место при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar . Как можно видеть из данных, представленных на рис. 5—7, 11, сечения срывов и подхватов протонов близки по величине. Так, если сечение срыва восьми протонов (элемент Ne) составляет 33 мбарн, то сечение подхвата восьми протонов (Fe) не менее 10 мбарн. В работе [35] при облучении ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 280 Мэв было найдено, что сечение образования изотопов титана (подхват четырех протонов) и Se (срыв четырех протонов) близки.

При дальнейшем увеличении Z налетающего ядра энергетически более выгодной становится передача протонов от тяжелого к легкому ядру, так как изменение кулоновской энергии ΔE_c при срывах протонов уже не может больше компенсировать факторов, понижающих энергию возбуждения. В реакциях передачи ($l > l_{\text{кр}}$) в этом случае будут доминировать каналы подхвата нуклонов. Для столкновений с $l < l_{\text{кр}}$ образующаяся двойная ядерная система будет эволюционировать в направлении симмет-

ричной гантелеобразной формы (композиционная система Све-тцкого).

У тяжелого ядра $A_1 + A_2(Z_1 + Z_2)$ может и не существовать равновесной формы даже при слабом вращении [76]. В этом случае двойная ядерная система при $l < l_{кр}$ будет распадаться в процессе эволюции из неравновесного состояния. Если же равновесные формы существуют вплоть до некоторого критического значения спина $I_{кр}$ [77], то столкновения с $l < I_{кр}$ будут приводить в основном к образованию классического компаунд-ядра, столкновения с угловым моментом l , лежащим в интервале $I_{кр} < l < l_{кр}$, — к распаду двойной ядерной системы из неравновесного состояния. Если для некоторой комбинации взаимодействующих ядер критический угловой момент $l_{кр}$ обращается в нуль [78], кулоновское отталкивание даже в отсутствии вращения превышает ядерное притяжение и двойная ядерная система распадается, не совершив и полного оборота.

Характер угловых распределений глубоко неупругих передач, наблюдавшийся при облучении ^{209}Bi ионами ^{84}Kr [33, 39], — максимум сечения под углом вылета, близким к углу касательных столкновений, возможно, связан именно с таким механизмом взаимодействия двух достаточно тяжелых ядер.

Систематика взаимодействий двух сложных ядер в зависимости от углового момента столкновения hl для энергий, существенно превышающих кулоновский барьер, приведена на рис. 32. На шкале угловых моментов отмечены четыре характерных значения: $l_{к.-я.}$, $l_{кр.}$, $l_{g.-с}$ и $l_{п.}$. Угловой момент поверхностных столкновений $l_{п.}$ определяет то значение l , начиная с которого в процесс взаимодействия активно включаются ядерные силы. Начиная с $l_{g.-с}$ и ниже взаимодействие двух сложных ядер приводит к образованию двойной ядерной системы $l_{к.-я.}$ и $l_{кр.}$ разделяют различные формы двойной ядерной системы.

Глубоко неупругие передачи занимают интервал $l_{кр.} \leq l \leq l_{g.-с}$. Для них характерно превалирование отталкивающих кулоновских и центробежных сил над ядерным притяжением. Двойная ядерная система в этом интервале угловых моментов распадается до завершения полного оборота. За короткое время взаимодействия успевает реализоваться лишь частичное статистическое равновесие.

Композиционная система образуется в интервале $l_{к.-я.} \leq l \leq l_{кр.}$. Для нее характерна эволюция в направлении симметризации формы. Система может совершить несколько оборотов, однако для этих значений угловых моментов не существует равновесной формы и система распадается (делится) из неравновесных состояний.

Интервал $l \leq l_{к.-я.}$ принадлежит классическому компаунд-ядру. В этом интервале угловых моментов реализуется полное

статистическое равновесие, и двойная ядерная система в процессе эволюции достигает равновесной формы.

Параллельно шкале угловых моментов можно изобразить шкалу времени взаимодействия между ядрами. Столкновения с угловым моментом в окрестностях l_{II} протекают за время около 10^{-22} сек. Для глубоко неупругих передач время взаимодействия повышается на порядок, достигая $(1 \div 2)10^{-21}$ сек. Еще больше около 10^{-20} сек живет композиционная система. Что же касается компаунд-ядра, то речь идет лишь о времени, необходимом двойной ядерной системе для завершения ее эволюции и образования

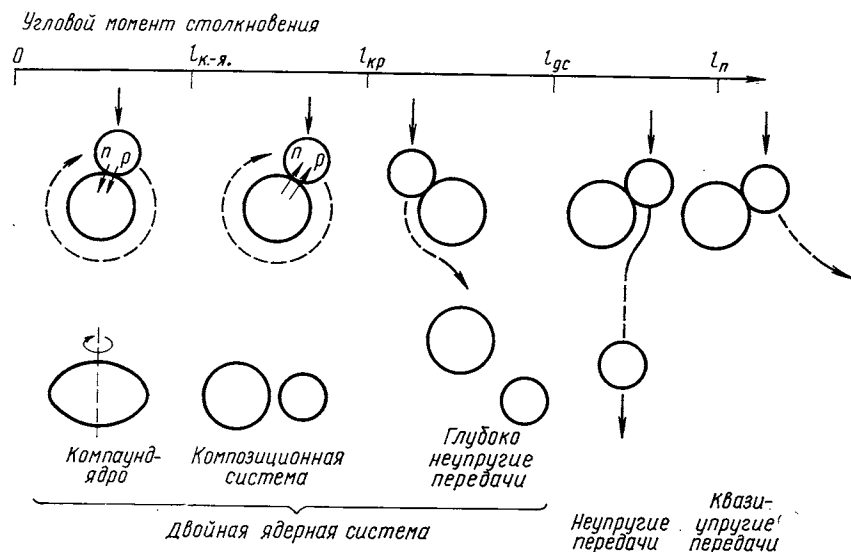


Рис. 32. Зависимость систематики взаимодействий двух сложных ядер от углового момента столкновения

равновесной формы. Этот вопрос требует специального анализа. Можно думать, что эти времена будут порядка 10^{-20} сек или более.

Хотя каждая из перечисленных форм двойной ядерной системы обладает своей качественной спецификой, нам представляется, что переход от одной формы к другой совершается не в виде резкого скачка, а в форме плавного перехода, так что свойства двойных ядерных систем, примыкающих с двух сторон к характерным значениям углового момента, оказываются близкими. С этой точки зрения заслуживает внимания качественное изменение механизма реакции передачи при уменьшении величины углового момента столкновения от l_{II} до $l_{г.-с.}$ В окрестностях l_{II} реакции передачи протекают как классический прямой процесс, и их можно теоретически описать соответствующей модификацией

метода искаженных волн или метода связанных каналов. Однако с нарастанием неупругости процесса механизм реакций передачи все больше теряет черты, присущие классическому прямому процессу, и приобретает некоторые свойства механизма глубоко неупругих передач, в которых формируется двойная ядерная система. Так, сечения образования нуклидов в таких «умеренно» неупругих передачах оказывается возможным описать с помощью Q_{gg} -систематики.

Систематика взаимодействий двух сложных ядер, представленная на рис. 32, относится к наиболее общему случаю. В зависимости от атомных номеров и масс ядер и энергии столкновения возможны различные случаи ее вырождения. Так, при малой энергии столкновения l_{II} может оказаться меньше $l_{кр}$. Глубоко неупругие передачи в этом случае не реализуются (кулоновские и центробежные силы не в состоянии разорвать два ядра при сильном перекрытии ядерных поверхностей). Взаимодействие ограничено образованием компаунд-ядра (композиционной системы) и квазиупругими передачами. При $l_{к.-я.} = 0$ из систематики выпадает классическое компаунд-ядро, при $l_{кр} = 0$ выпадает и композиционная система.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенный в настоящем обзоре экспериментальный материал и проведенный анализ позволяют сделать вывод о реализации принципиально нового механизма ядерных реакций при глубоко неупругих столкновениях двух сложных ядер. Характерной особенностью этого механизма является образование двойной ядерной системы, в которой скорость относительного движения ядер мала, а сами ядра, несмотря на интенсивное взаимодействие, сохраняют в известных пределах свою индивидуальность. Реакции этого типа совмещают в себе черты, присущие как классическим прямым процессам, так и распаду компаунд-ядра. Легкие продукты реакций не забывают ни первоначального направления движения налетающего ядра, ни его атомного номера и массового числа. Их угловое распределение направлено вперед, а максимальный выход падает на нуклиды, близкие по Z и A к исходному ядру.

Вместе с тем время жизни двойной ядерной системы оказывается много больше характерного ядерного времени, и в обмене энергией и нуклонами между ядрами проявляются статистические закономерности, характерные для компаунд-ядра. Длительное время контакта между ядрами двойной системы позволяет реализовать передачу значительного числа нуклонов. В условиях частичного статистического равновесия (в отношении обмена энергией и нуклонами) тяжелое ядро, обладающее очень высокой

плотностью уровней, принимает практически всю энергию возбуждения. Это создает благоприятные возможности для получения в реакциях передачи изотопов легких элементов с предельно большим избытком нейтронов.

Особенностью двойной ядерной системы является ее эволюция во времени — непрерывное изменение состояния системы от момента ее образования до распада. Обобщенная Q_{gg} -систематика, в которой учитываются все факторы, влияющие на конечную энергию возбуждения при передаче нуклонов, позволяет определить направление эволюции двойной ядерной системы и оценить сечение образования отдельных нуклидов.

Глубоко неупругие передачи дают уникальную информацию о вязкости ядерной материи, проявляющейся при относительном движении двух сложных ядер с перекрытием их поверхностей. Глубоко неупругие передачи помогают понять процесс формирования компаунд-ядра при столкновении двух сложных ядер. На основании экспериментальных данных, полученных при изучении глубоко неупругих передач, можно с большой вероятностью сделать вывод о том, что образование двойной ядерной системы является первым этапом формирования компаунд-ядра и что компаунд-ядро приходит в свое равновесное состояние в результате довольно длительной по ядерным масштабам эволюции двойной ядерной системы.

Изучение глубоко неупругих передач открыло для ядерной физики новый класс физических объектов, эволюционирующих во времени двойных ядерных систем.

Проведение экспериментов, результаты которых изложены в настоящем обзоре, оказалось возможным прежде всего благодаря высоким параметрам пучков тяжелых ионов циклотрона У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Автор пользуется приятной возможностью выразить свою глубокую благодарность акад. Г. Н. Флёрову за постоянный интерес к этим работам, помощь и поддержку. Автор благодарит своих коллег по работе А. Г. Артюха, Я. Вильчински, Г. Ф. Гриднева, В. Л. Михеева, А. И. Мезенцева за плодотворные дискуссии при интерпретации глубоко неупругих передач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bromley D. A. In: Lectures at Enrico Fermi Summer School on Nuclear Structure. Varenna, 1967.
2. Волков В. В. В кн.: Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Т. I. Тбилиси, 1967, с. 226.
3. Von Oertzen W. In: Nuclear Spectroscopy. Ed. J. Cerny. Academic Press. New York. MPI H-1972-V5.
4. Morrison G. C. J. Phys., 1972, v. 33, с. 5—411.
5. Scott D. K. In: Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Munich, Aug. 1973. North-Holland Publ. Co. 1975, p. 215.

6. **Nuclear Reaction Induced by Heavy Ions.**—In: Proc. Intern. Conf. Heidelberg, 15—18 July, 1969. Ed. by R. Bock and W. R. Hering, North-Holland Publ. Co., 1970.
7. **Международная конференция по физике тяжелых ионов.** Дубна, 11—17 февраля 1971 г.—Препринт Д7-5769, Дубна, 1971.
8. **Proceedings of the Symposium on Heavy Ion Reactions and Many Particle Excitation.** Sacley 1971.—J. Phys., 1971, v. 32.
9. **Symposium on Heavy Ion Transfer Reactions.** Argonne National Laboratory. 13—17 March, 1973. Abstracts of Contributed Papers.
10. **Reactions Between Complex Nuclei.** Intern. Conf. Nashville. Tennessee, USA, June 10—14, 1974. Ed. by R. L. Robinson e.a., North-Holland American Elsevier. V. 1. Contributed Papers. V. 2. Invited Papers. North-Holland Publ. Co., 1974.
11. **International Symposium on Classical and Quantum Mechanical Aspects of Heavy Ion Collisions.** Heidelberg, October 2—5, 1974.
12. **Карнаухов В. А.** ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 1018.
13. **Волков В. В.** ЭЧАЯ, 1971, т. 2, 285.
14. **Volkov V. V.** In: Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Munich, 1973, v. 2 (invited papers). North-Holland Publ. Co., 1973, p. 279.
15. **Флёров Г. Н., Оганесян Ю. Ц.** Сообщение ОИЯИ, P7-6523, 1972.
Flerov G. N. Reactions Between Complex Nuclei. Intern. Conf. Nashville, Tennessee, USA, 1974, v. 2 (invited papers). North-Holland Publ. Co., 1974, p. 459.
16. **Seaborg G. T.** The Nobel Symposium on Superheavy Elements. Ronneby, Sweden. June 11, 1974, invited papers.
17. **Каммури Т.** Progr. Theor. Phys., 1962, v. 28, p. 934.
18. **Kalinkin B. N., Grabowski J.** In: Proc. Third Conf. Reactions between Complex Nuclei. Ed. by Ghiorso, Diamono and Conzett. University of California, 1963, p. 129.
19. **Струтинский В. М.** ЖЭТФ, 1964, т. 19, с. 1401.
20. **Dar A.** Phys. Rev. B, 1965, v. 139, p. 1193.
21. **Frahn W. E., Venter W. F.** Nucl. Phys., 1964, v. 59, p. 651.
22. **Вильчински Я., Волков В. В., Децовски П.** «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 942.
23. **Gridnev G. F., Volkov V. V., Wilczynski J.** Nucl. Phys. A, 1970, v. 142, p. 385.
24. **Galín J. e.a.** Nucl. Phys. A, 1970, v. A159, p. 461.
25. **Оганесян Ю. Ц. и др.** «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 492; **Оганесян Ю. Ц., Пенионжкевич Ю. Э., Шамсутдинов А. О.** «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 54.
26. **Artukh A. G. e.a.** Nucl. Phys. A, 1971, v. 160, p. 511.
27. **Artukh A. G. e.a.** Nucl. Phys. A, 1971, v. 168, p. 321.
28. **Artukh A. G. e.a.** Nucl. Phys. A, 1973, v. 21, p. 2.
29. **Артюх А. Г. и др.** «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1126.
30. **Artukh A. G. e.a.** Nucl. Phys. A, 1973, v. 215, p. 91. Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Munich 1973, V. 1. Contributed Papers. 5. 164, 5. 165, 5.166, 5.229. North-Holland Publ. Co., 1974.
31. **Artukh A. G. e.a.** Intern. Conf. Reactions between Complex Nuclei. V. 1. Contributed papers, p. 72, 86, 87; **Nguyen Tac Anh, Oganessyan Yu. Ts. and Penionzhkevich Yu.** Supp. V. 1. North-Holland Publ. Co., 1974, p. 15.
32. **Peter J. e.a.** Proc. Intern. Conf. Nucl. Phys. Munich 1973. Contributed Papers, 5.282. North-Holland Publ. Co., 1973.
33. **Hanappe F. e.a.** Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 738; Intern. Conf. Reactions between Complex Nuclei. Nashville, 1974. V. 1. Contributed Papers, North-Holland Publ. Co., 1974, p. 116.
34. **Gatty B. e.a.** Report IPND-RG-74-07, 1974.
35. **Jacmart J. C. e.a.** Report IPND-Ph. N.-74-10.

36. Bimbot R. e.a. Report IPNO-RC-74-01. Intern. Conf. Reactions between Complex Nuclei, Nashville, 1974. V. 1. Contributed, Papers, p. 78.
37. Moretto L. G. e.a. LBL-1966, July 1973. Third Symposium on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, New-York, 1974.
38. Thompson S. G. Review paper presented at the Nobel Symposium on Superheavy Elements. June 11—15, 1974. Ronneby, Sweeden, submitted to *Physica Scripta*.
39. Wolf K. L. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, v. 33, p. 1105.
40. Swiatecki W. J. In: European Conf. Nucl. Phys. Aix-en-Provence, 1972.—*J. Phys.*, 1972, v. 33,
41. Beck R., Gross D. H. E. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 47, p. 143.
42. Wilczynski J. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 47, p. 124.
43. Gross D. H. E., Kalinowski H. *Phys. Lett. B*, 1974, v. 48, p. 302.
44. Tsang C. F. Preprint LBL-2928, 1974.
45. Bondorf J. P. In: Conf. Reactions between Complex Nuclei. Nashville, 1974. V. 2, Invited Papers. North-Holland Publ. Co., 1974, p. 383.
46. Bondorf J. P., Sobel M. I., Sperber D. *Phys. Reports*.
47. Norenberg W. Preprint Max-Planck-Institut fur Kernphysik. Heidelberg, 1974.
48. Gross D. H. E., Kalinowski H., De J. N. Preprint Hhan—Meitner—Institut fur Kernforschung. Berlin, 1974.
49. Bass R. *Nucl. Phys. A*, 1974, v. 231, p. 45.
50. Krappe H. J. Preprint Hahn—Meitner—Institut fur Kernforschung. Berlin, 1974.
51. Grochulski W. e.a. In: Proc. Third Conf. Reactions between Complex Nuclei. Asilomar, 1963, p. 120.
52. Artukh A. G. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1969, v. 83, p. 72.
53. Artukh A. G. e.a. *Nucl. Phys. A*, 1971, v. 168, p. 321.
54. Kaufman R., Wolfgang R. *Phys. Rev.*, 1961, v. 121, p. 192.
55. Artukh A. G. e.a. *Nucl. Phys. A.*, 1972, v. 176, p. 284.
56. Myers W. D. Intern. Conf. Reactions between Complex Nuclei Nashville. 1974. V. 2. Invited Papers. North-Holland Publ. Co., 1974, p. 1.
57. Герлик Э. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXV совещания по спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, 1975 г. Л., «Наука», 1975, p. 393.
58. Алешин В. П. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 497.
59. Strutinsky V. M. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 44, p. 245.
60. Артюх А. Г. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 54.
61. Diamond R. M. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 20, p. 802.
62. Toepfer C. J. *Phys.*, 1971, v. 32.
63. Sharnweber D., Mosel U., Greiner W. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 34, p. 601.
64. Demkov Ju. M. Charge Exchange with Small Energy Transfer Atomic Collision Processes. Ed. by M.R.C. McDowell, North Holland Publ. Co., Amsterdam, 1964, p. 831.
65. Bondorf J. P. e.a. *J. Phys.*, 1971, v. 32.
66. Abul-Magd A. Y., El-Abed K., El-Nady M. *Phys. Lett. B.*, 1972, v. 39, p. 166.
67. Gudima K. K., Ijtinov A. S., Toneev V. D. Intern. Conf. Reactions between Complex Nuclei. Nashville, 1974. Suppl. V. 1. JINR P7-7915, Dubna, 1974, p. 13.
68. Artukh A. G. e.a. *Nucl. Phys., A*, 1972, v. 193, p. 170.
69. Muller H., Scheid W., Greiner W. European Conf. Nucl. Phys. Aix-en-Provence. 1972. Communications, p. 48.
70. Basile R. e.a. *J. Phys.*, 1972, v. 33, p. 9.
71. Galin J. e.a. *Phys. Rev., C*, 1974, v. 9, p. 1018.
72. Алешин В. П. В кн.: Программа и тезисы докладов XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, 1975 г., Л., «Наука», 1975.

73. **Bondorf J. P., Norenberg W.** Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 487.
74. **Bromley D. A.** In: Proc. Intern. Conf. Nucl. Reactions Induced by Heave Ions. Heidelberg, 1969. North-Holland Publishing Co. Amsterdam, 1970, p. 27.
75. **Nix J. R.** Paper DBI. American Physical Society Meeting, Washington, D. C. April, 1974.
76. **Plasil F.** In: European Conf. Nucl. Phys. Aix-en-Provence, 1972. Communications, p. 51.
77. **Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.** Proc. Third Conf Reactions between Complex Nuclei. Asilomar, 1973. University California Press, 1963, p. 325.
78. **Wilczynsky J.** Nucl. Phys. A, 1973, v. 216, p. 386.