

# ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ДИНАМИКУ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Н.В.Антоненко, Р.В.Джолос*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*Г.Г.Адамян, А.К.Насиров*

Институт ядерной физики, Ташкент, Узбекистан

Дан обзор теоретических подходов к описанию глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов. Подробно излагается микроскопическая модель, использующая одночастичный гамильтониан с зависящим от времени средним полем. В рамках модели рассматриваются процессы диссипации кинетической энергии и формирования зарядовых и массовых распределений продуктов реакции. Демонстрируется важность учета оболочечных эффектов. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Показано, что нуклонный обмен является основным механизмом диссипации энергии. Отмечено соответствие теоретических сечений образования элементов  $Q_{gg}$ -систематике. Развита микроскопический метод расчета потенциальной энергии двойной ядерной системы.

Different approaches to the description of dynamics of the heavy ion deep inelastic collisions are reviewed. The microscopic model based on the single particle Hamiltonian with a time dependent mean field is elucidated. In the framework of this model the dissipation of the kinetic energy and the formation of charge and mass distributions of the reaction products are considered. The importance of the shell effects is demonstrated. The calculated results are in good agreement with the experimental data. It was shown that nucleon exchange is the main mechanism of kinetic energy dissipation. The correspondence of the calculated cross sections of isotopes production to  $Q_{gg}$ -systematics has been obtained. The microscopic method to calculate the energy of the dinuclear system is presented.

## ВВЕДЕНИЕ

При столкновении тяжелых ионов могут осуществляться ядерные реакции различного типа. Их механизм в большой степени зависит от кинетической энергии бомбардирующих ядер. На шкале кинетической

энергии можно отметить несколько точек, вблизи которых изменяется механизм реакции. Если двигаться вдоль этой шкалы в направлении увеличения кинетической энергии, то первая точка — это барьер взаимодействия ядер. При кинетической энергии налетающего иона, меньшей этой величины, взаимодействие ядер чисто кулоновское. Чтобы включить в действие короткодействующие ядерные силы, необходимо сблизить ядра на достаточно малое расстояние. Для этого нужно преодолеть барьер взаимодействия. Следующая особая точка соответствует скорости движения бомбардирующего ядра, равной скорости Ферми, т.е. кинетической энергии, приходящейся на нуклон налетающего иона, равной энергии Ферми. В промежутке между этими двумя точками происходят прямые реакции, глубоконеупругие столкновения (ГНС) тяжелых ионов (ТИ), реакции полного слияния.

Глубоконеупругие столкновения тяжелых ионов дают уникальную возможность изучения динамики взаимодействия двух сложных ядер, так как занимают промежуточное положение между такими двумя столь разными процессами, как прямые реакции и реакции с образованием составного ядра. Как и в прямых реакциях, в ГНС сохраняется сильная связь между входным и выходным каналами реакции. Дисперсии массовых и зарядовых распределений, как продуктов ГНС, так и осколков деления, весьма значительны. Таким образом, в ГНС ТИ ярко проявляются одновременно как динамические, так и статистические закономерности. Несмотря на накопленный обширный экспериментальный материал и целый ряд теоретических работ, мы еще далеки от построения единой микроскопической картины реакций с ТИ при низких энергиях ( $\leq 10$  МэВ/нуклон). До сих пор не определен однозначно механизм, отвечающий за интенсивную диссипацию кинетической энергии (~ сотни МэВ). Большой интерес представляют вопросы распределения энергии возбуждения между продуктами реакции, соотношения между различными каналами реакции и выход изотопов отдельных элементов.

Своеобразие ГНС состоит в том, что они приводят к принципиально новому явлению в ядерной физике — образованию двойной ядерной системы (ДЯС) [1—6]. На всем протяжении образования и эволюции ДЯС непрерывно идет перераспределение нуклонов, энергии возбуждения, углового момента между ядрами. Такое неустойчивое образование, как ДЯС, «живет» порядка нескольких единиц на  $10^{-21}$  с и распадается, не достигая полного статистического равновесия по всем степеням свободы. Установление равновесия между числами протонов и нейтронов [5—7] происходит практически мгновенно в легких системах и является монотонно непрерывным процессом в тяжелых [8—10]. Медленно происходит обмен нуклонами между частями ДЯС. Эволюционируя, ДЯС, в принципе, с определенной

вероятностью может пройти через любую макроскопическую конфигурацию, разрешенную законом сохранения числа частиц, заряда и полной энергии. Распад ДЯС происходит либо из-за статических причин (преобладание сил отталкивания между взаимодействующими ядрами), либо из-за динамических причин (связи мод движения).

Экспериментальные данные о ширинах зарядовых (массовых) распределений продуктов реакций [5,6], зависимость выхода ядер от их нуклонного состава [11—15], данные о выходе легких частиц в столкновениях, ведущих к формированию составных ядер [16,17], указывают на то, что в процессе эволюции ДЯС индивидуальные особенности ядер сохраняются, а оболочечные эффекты играют существенную роль. Например, для очень тяжелых ядер  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  [18] наблюдается неожиданно интенсивная диффузия протонов по сравнению с другой симметричной системой  $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$  [19]. Значения дисперсии массового распределения в реакциях  $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$  и  $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$  сильно отличаются, что в работе [20] объясняют большой энергией связи нейтронов во втором случае. Сечения образования составных ядер в реакциях  $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$  и  $^{110}\text{Pb} + ^{110}\text{Pb}$  отличаются на четыре порядка, хотя массы взаимодействующих ядер отличаются всего на 10 единиц [21,22]. Реакции  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$  и  $^{52}\text{Cr} + ^{56}\text{Fe}$  [23] или  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$  и  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$  [14], приводящие к одному и тому же составному ядру, дают совершенно различные зарядовые распределения, что говорит о разных путях эволюции ДЯС. В реакции  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  [8,9] наблюдается большая массовая дисперсия при малом изменении среднего массового числа легкого фрагмента, а в реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$  такой зависимости нет. Оценки показывают [24], что для синтеза тяжелых элементов лучше использовать нейтронно-обогащенное налетающее ядро. Эксперименты [1,5] указывают на проявление оболочечных эффектов в реакциях  $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ . Выход ядер в них быстро падает с уменьшением атомного числа  $Z$  от 18 до 9, но затем начинает возрастать с убыванием  $Z$  и достигает наибольшего значения для  $\alpha$ -частиц. Кроме того, наблюдается усиленный выход ядер с замкнутыми оболочками и подоболочками:  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ . В выходе нуклидов проявляются также эффекты четности по  $Z$  и  $N$ . Четные изотопы обладают большим сечением образования. Анализ позволяет качественно воспроизвести тенденции в поведении  $\frac{d\sigma}{dZ}$ . Наиболее яркой закономерностью в сечениях выходных каналов является  $Q_{gg}$ -систематика [1,5].

В ряде экспериментов было показано, что в реакциях  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  [25,26],  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{74}\text{Ge} + ^{165}\text{Ho}$  [27—33] энергия внутреннего возбуждения рас-

пределяется приблизительно поровну между продуктами бинарных реакций, а в реакциях  $^{52}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$  [34],  $^{238}\text{U} + ^{124}\text{Sn}$ ,  $^{110}\text{Pb}$  [35] даже большая часть энергии возбуждения концентрируется в легком фрагменте при относительно больших потерях кинетической энергии. При взаимодействии двух однородных по структуре ядер энергия возбуждения достаточно быстро распределялась бы между фрагментами пропорционально их массам. Приведенные экспериментальные данные подтверждают концепцию сохранения индивидуальности взаимодействующих ядер даже при относительно большой энергии возбуждения ДЯС и указывают на то, что в эволюции ДЯС фундаментальную роль играют оболочечные эффекты. Изучение влияния оболочечных эффектов актуально в связи с планируемыми экспериментами на радиоактивных пучках, которые существенно расширят возможности исследования механизма ядерных реакций. Основой для анализа этих эффектов должна служить микроскопическая модель. Теоретическое изучение динамики ДЯС позволит, на наш взгляд, в рамках одного подхода рассматривать реакции ГНС, квазиделения и слияния.

Одновременное проявление динамических и статистических эффектов при взаимодействии тяжелых ионов расширяет поле исследований и затрудняет интерпретацию экспериментальных данных, поскольку приходится иметь дело с большим числом степеней свободы. Наличие у ядер внутренней структуры, которая весьма сложна при рассматриваемых энергиях возбуждения, вынуждает искать упрощения: выбор наиболее вероятного пути эволюции в конфигурационном пространстве реакции вместо рассмотрения всех возможных путей, введение макрохарактеристик (поток частиц, трение, форма и т.п.). Их понимание на микроуровне является фундаментальной проблемой. Динамические и статистические характеристики в разной степени проявляются на разных стадиях столкновений тяжелых ионов. Это дает возможность отдельно моделировать каждый этап столкновения, что также упрощает теоретическое рассмотрение.

В последовательной микроскопической теории эволюция ДЯС определяется нестационарным уравнением Шредингера для многочастичной волновой функции системы или уравнением Лиувилля для многочастичной матрицы плотности. Их решение не представляется возможным без использования некоторых упрощающих предположений. К тому же точное решение данных уравнений дает много информации, которую нельзя экспериментально проверить, так как в эксперименте наблюдаются в основном инклюзивные характеристики продуктов реакций. С другой стороны, успехи относительно простых феноменологических и полумикроскопических моделей [36—44] указывают на то, что не все степени свободы заметно влияют на динамику системы. В таких моделях наиболее существенными считаются лишь некоторые коллективные (макроскопические)

степени свободы, которые выбираются а priori, исходя из потребностей интерпретации экспериментального материала. Уменьшению явно учитываемых коллективных степеней свободы способствует экспериментально установленное различие их времен релаксации.

Таким образом, задачей микроскопической теории является нахождение эффективного гамильтониана коллективного движения и взаимодействия с внутренними степенями свободы. Связь макроскопических и внутренних степеней свободы служит источником необратимых процессов в ДЯС, таких как перенос массы, заряда и т.д. Существующие модели отличаются тем, какие внутренние возбуждения вводятся явно или неявно в рассмотрение. Это могут быть когерентные и некогерентные частично-дырочные возбуждения в каждом из ядер, переходы нуклонов или кластера из ядра в ядро [45,46]. Так как ГНС присущи как когерентные, так и стохастические формы движения нуклонов, то возникает дилемма — какой из этих двух процессов доминирует в реакции. Микроскопические модели, основанные на статистическом описании внутренней системы, не позволяют оценить относительную роль когерентных и некогерентных процессов в ГНС. Естественный выход из данного положения — одновременный учет некогерентных и когерентных свойств ГНС на единой основе или проверка каждого из этих механизмов при описании различных аспектов ГНС.

Первый вариант частично реализован в диссипативной диабатической динамике (dissipative diabatic dynamics (DDD)) [47,48]. Эта модель ограничена только одной формой когерентного движения нуклонов — их диабатическим движением в изменяющемся двухцентровом среднем поле. Процесс возбуждения ядер включает только частично-дырочные состояния, чьи диабатические уровни пересекаются во время движения ядер. Из-за диабатического характера одночастичного движения связь между коллективными и внутренними степенями свободы когерентна и нелинейна, в противоположность теории линейного отклика. В диссипативном пределе трение в DDD-модели эквивалентно однотельному трению («wall»-формула [49], «piston»-модель [50]), если время установления локального равновесия берется равным времени пролета нуклона через ядро.

Несмотря на ясность физической картины в DDD-модели, имеются некоторые сомнения относительно применимости данной концепции. Во-первых, нет точных оценок справедливости предположения о диабатичности одночастичного движения. Во-вторых, как показывают расчеты неупругих процессов при столкновении ядер [51], значительная диссипация энергии наблюдается еще до того, как происходит первое пересечение одночастичных уровней около поверхности Ферми. К тому же эти возбуждения размывают поверхность Ферми, и ландау-зенеровский механизм перескока нуклонов теряет свою важность (вероятность мала).

Многочисленные экспериментальные данные показывают, что динамика ГНС в большей степени определяется процессом передачи массы и заряда между ядрами. В настоящее время развиты два подхода для описания процесса установления равновесия по зарядовой моде в ДЯС, противоположные по исходным предположениям. В первом обмен протонами описывается как стохастический процесс без учета инерциальных эффектов (режим сильно-го затухания) [7,52]. Во втором зарядовая асимметрия рассматривается как коллективная мода [6, 53—55]. В основу модели [55] положен метод обобщенной матрицы плотности [56], разработанный применительно к случаю коллективного движения с большой амплитудой [57,58]. В рамках модели описываются дисперсии зарядовых распределений фрагментов при фиксированной массовой асимметрии. Для изучения высоколежащих изо-скалярных и изовекторных коллективных состояний ДЯС используются уравнения приближения случайных фаз.

Возможность того, что передача массы (заряда) в ГНС ТИ является коллективным процессом, рассмотрена группой Грайнера [42,59,60]. В их теории фрагментации эволюция системы вдоль координаты массовой асимметрии определяется нестационарным уравнением Шредингера. Проводя интегрирование последнего вдоль классической траектории относительного движения сталкивающихся ядер, определяют изменение ширины массового (зарядового) распределения. Из-за адиабатического рассмотрения процесса, конечно, пренебрегают квантовыми флуктуациями. Хотя известно, что при быстром разрыве шейки движение по масс-асимметричной моде становится сильно неадиабатическим. В данной модели потенциальную энергию ДЯС вычисляют в рамках жидкокапельной модели с учетом оболочечных поправок. При этом полагают, что система в каждый момент времени находится в минимуме потенциальной энергии по отношению к параметрам шейки и деформации ядер.

Среди множества подходов, наиболее широко используются для описания ГНС ТИ транспортные (стохастические) модели [61—75]. Обмен массой и зарядом, передачу энергии и углового момента относительного движения во внутренние степени свободы можно успешно интерпретировать как диффузионный процесс. По своей природе взаимодействие ядер является неравновесным статистическим процессом: ДЯС не только возбуждается, но и релаксирует к полному статистическому равновесию. Транспортные уравнения фундаментально отличаются от уравнения Шредингера. Они описывают необратимую эволюцию вероятности распределения, а не амплитуду. Все транспортные теории исходят из разделения степеней свободы системы на медленную макроскопическую и быстро релаксирующую внутреннюю, что ведет к пренебрежению эффектами когерентности и корреляциями. Предполагая явно или неявно статистические гипотезы для оператора взаимодействия коллективных и внутренних степеней свободы, мож-

но вывести кинетические уравнения из динамического уравнения движения Лиувилля. Такой вывод позволяет получить микроскопические транспортные коэффициенты. Интересным является сравнение транспортных коэффициентов, полученных в различных моделях [76,77]. В макроскопических диффузионных моделях транспортные коэффициенты считают пропорциональными отношению фазовых объемов состояний возбужденной системы, т.е. направление передачи нуклонов определяется балансом между полными энергиями различных конфигураций ДЯС. Некоторые оболочечные эффекты, связанные с зависимостью энергии связи от  $A$  и  $Z$ , могут быть включены в потенциальную энергию ДЯС («driving»-потенциал) при использовании экспериментальных значений энергий связи ядер ДЯС. Однако игнорирование оболочечной нуклонной структуры ядер не позволяет интерпретировать ряд экспериментальных данных. Например, диффузионные модели, использующие поверхности потенциальной энергии, не могут объяснить сильный рост дисперсии массового распределения при слабом изменении средних масс партнеров реакции [10,78].

В рамках микроскопического подхода были развиты такие транспортные модели, как приближения случайных матриц [61,67,71,75], модели однотельной диссипации [68,69,72] и линейного отклика [65,66,73,74], которые стимулировали развитие теории коллективного ядерного движения большой амплитуды. Основным кинетическим уравнением во всех этих подходах является мастер-уравнение или уравнение Фоккера — Планка (УФП) для функции распределения коллективных координат и сопряженных импульсов в фазовом пространстве коллективных степеней свободы. Решение УФП содержит информацию о средних значениях и флуктуациях динамических переменных. При этом средние значения удовлетворяют уравнению Ньютона с силами трения.

В рамках одночастичных моделей [63,64,68,69,72] получены транспортные коэффициенты УФН, описывающего перенос массы и заряда, энергии и углового момента. В этих моделях предполагается, что партнеры реакции сохраняют свою индивидуальность. Внутренняя система описывается как сумма независимых внутренних подсистем каждого из ядер. В модели [63,64] учитываются некогерентные частично-дырочные возбуждения и обмен нуклонами между ядрами, вызванные недиагональными матричными элементами одночастичного потенциала. Модель [68,69] рассматривает только обмен нуклонами и является микроскопическим аналогом классической картины обмена частицами через окно в ходе столкновения ядер (модель «proximity») [49]. Статистическая гипотеза входит в модель вместе с предположением о быстрой хаотизации движений нуклонов в каждом из ядер. Интригует простота модели [68,69] и успех в описании потерь кинетической энергии («window»-формула) и ширины массовых (зарядовых) распределений продуктов реакций.

В обеих моделях оболочечные эффекты не рассматриваются явно, не учитываются особенности одночастичных спектров партнеров реакции. В модели [63,64] матричные элементы передачи нуклона из ядра в ядро определяются с помощью процедуры усреднения по всем оболочечным конфигурациям. Влияние структуры взаимодействующих ядер проявляется только в сильной зависимости транспортных коэффициентов от плотности одночастичных уровней. Во второй модели взаимодействующие ядра рассматриваются в приближении ферми-газа, что означает учет структуры ядер лишь усредненно через энергию основного состояния и параметры плотности уровней. Надо отметить, что полученные в этих подходах транспортные коэффициенты сильно различаются. Приближение [63,64] базируется не на теории возмущения в противоположность модели [68,69], где связь между коллективными и внутренними движениями описывается не самосогласованно, а только в среднем и в первом порядке теории возмущения (предел слабой связи). Транспортная модель [68,69] включает (классически) динамические эффекты, тогда как модель [63,64] не рассматривает явно относительное движение ядер.

В теории линейного отклика [65,66] основной статистической гипотезой является предположение о том, что в каждой точке классической траектории внутренняя система близка к термодинамическому равновесию. Тогда можно вычислить отклонение матрицы плотности внутренней системы от равновесной по теории возмущения. Теория линейного отклика сформулирована в квазиadiaбатическом представлении (предел слабой связи), т.е. модель верна только для малых коллективных скоростей. Возбуждение внутренней системы (некогерентные частично-дырочные возбуждения в двухцентровом потенциале) вызывается за каждый бесконечно малый промежуток времени изменением среднего поля ДЯС. В качестве макроскопических (коллективных) степеней свободы в данной модели учитываются относительное движение ядер, массовая (зарядовая) асимметрия, форма ядер. Связь макроскопических и микроскопических степеней свободы осуществляется посредством тензора трения. Причем трение и коэффициент диффузии связаны через соотношение Эйнштейна. Диссипация в рамках теории линейного отклика является квантово-механической версией классического однотельного трения («wall»-формула).

Во всех вышеприведенных транспортных моделях предполагают, что ДЯС сильно возбуждается и локальное равновесие реализуется в течение очень короткого интервала времени. Это хорошее приближение для конечной стадии реакции, но оно некорректно при описании начальной стадии. Расчеты [6] показывают, что на начальной стадии ГНС ТИ доминируют сильные когерентные возбуждения, которые распадаются на некогерентные сложные состояния в течение времени установления локального равновесия.



Для учета этих эффектов в работе [79] получено модифицированное УФП, в котором учитывается нестатистическая начальная фаза столкновения.

В реакциях с ТИ при энергии несколько МэВ/нуклон над кулоновским барьером ДЯС в хорошем приближении может быть охарактеризована как система, состоящая из невзаимодействующих частиц, с общим нестационарным средним полем, так как средняя скорость (скорость Ферми) нуклонов много больше относительной скорости ионов. Для описания начальной стадии реакции наиболее общим микроскопическим подходом является решение многочастичного уравнения Шредингера в зависящем от времени приближении Хартри — Фока (TDHF) [80—82]. TDHF содержит описание всех степеней свободы, которые рассматриваются в транспортных моделях. Однако возникают некоторые проблемы с разделением этих макроскопических наблюдаемых из-за нелинейности динамических уравнений. В рамках TDHF хорошо описываются сечение деления и ГНС, функции отклонения, диссипация энергии и относительного углового момента, центроиды массовых (зарядовых) распределений и т.д. Вместе с тем расчетные значения дисперсий массовых (зарядовых) распределений в несколько раз меньше, чем экспериментальные. TDHF не может также хорошо описать сечения слияния ядер. Другим серьезным недостатком TDHF в теории ядерных реакций является неспособность учесть флуктуации среднего поля и, в частности, его формы. К тому же практическая реализация данного метода встречается с многочисленными расчетными трудностями. Представляют интерес альтернативные подходы, основанные на базе TDHF, такие как адиабатическое, зависящее от времени приближение Хартри — Фока (ATDHF) и полумикроскопические гидродинамические модели [73,82].

Последовательное описание многоступенчатых процессов столкновения тяжелых ионов может быть выполнено в рамках метода связанных каналов [83,84]. Обычно, для простоты, от системы уравнений метода связанных каналов переходят к уравнению переноса, а связь моделируют с помощью сил трения [85].

В настоящее время существуют простые модели [86—95], в которых не учитываются все эффекты (например, микроскопическое самосогласование плотности и ядерного потенциала), включенные в метод TDHF. Однако с их помощью можно достичь существенного прогресса в понимании физики процесса взаимодействия ядер. В рамках такого подхода нами сделана попытка описать единым образом столкновения ТИ в широкой области потерь энергии: от квазиупругого до глубоконеупругого режима. Наша модель [52,76,77,96—108] позволяет явно учитывать влияние оболочечной структуры ядер на процесс столкновения. Составными элементами модели являются реалистическая схема одночастичных уровней, энергии отделения нуклонов, одночастичные матричные элементы неупругих переходов нуклонов в ядре, вызванные воздействием поля налетающего ядра, и матричные элемен-

ты передачи нуклона из ядра в ядро. Одночастичное приближение улучшено путем феноменологического учета остаточного взаимодействия между нуклонами. Модель также позволяет простым образом учесть флуктуации, связанные с искажением среднего поля в рамках приближения случайных фаз. Знание эволюции одночастичных степеней свободы позволяет получить транспортные коэффициенты, что обеспечивает микроскопический базис для феноменологического описания ГНС ТИ на основе мастер-уравнения или УФП [76,77]. В работах [96—101] на основе явного вида оператора эволюции системы получены вероятности переходов между макросостояниями системы, отличающимися зарядовой (массовой) асимметрией. Результаты этих работ позволяют говорить о сильном влиянии оболочечной структуры на многонуклонные передачи, т.е. изменение макропараметров ДЯС определяется микроскопическими переходами нуклонов. Причина переходов состоит в том, что после столкновения тяжелых ионов нуклоны оказываются в некотором среднем поле ДЯС, и их состояния уже не являются собственными для гамильтониана системы. Изучение изменений коллективных переменных ДЯС позволяет получить экспериментально наблюдаемые характеристики реакций с ТИ. Представляет интерес установление связи между макро- и микроскопическими подходами, используемыми для описания эволюции ДЯС, и, в частности, разработка метода микроскопического расчета энергии ДЯС.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В основе модели лежит предположение, что при рассматриваемых энергиях столкновения ядра сохраняют свои индивидуальные особенности. Поэтому для квантово-механического описания внутренних степеней свободы используется одночастичное приближение с реалистическими схемами одночастичных уровней для каждого из ядер. Качественно процесс представляется следующим образом: две потенциальные ямы (потенциалы Вудса — Саксона), чьи центры масс движутся по классическим траекториям, взаимодействуют друг на друга, вызывая изменения состояний нуклонов и их переходы из ядра в ядро. В данной модели этот механизм является основным механизмом диссипации кинетической энергии и обмена нуклонами. Двухчастичные столкновения нуклонов учитываются косвенно через фермиевские (температурные) числа заполнения. Эффекты, связанные с остаточным взаимодействием, такие как возбуждение высоко- и низколежащих коллективных состояний ядер и ДЯС, явно не рассматриваются, хотя вклад в диссипацию должны давать легко возбуждаемые моды поверхностных колебаний. Адиабатичность относительного движения по отношению к этим колебаниям уменьшает данный эффект.

Удобно представить полный гамильтониан ДЯС  $\hat{H}$  в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{rel}} + \hat{H}_{\text{in}} + \hat{V}_{\text{int}} \quad (1)$$

Гамильтониан относительного движения

$$\hat{H}_{\text{rel}} = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2\mu} + U(\hat{\mathbf{R}})$$

является суммой оператора кинетической энергии и потенциала взаимодействия ядер  $U(\hat{\mathbf{R}})$  в основном состоянии. Здесь  $\hat{\mathbf{R}}$  — расстояние между центрами масс фрагментов,  $\hat{\mathbf{P}}$  — сопряженный импульс,  $\mu$  — приведенная масса системы. Два последних члена (1) описывают внутреннее движение невзаимодействующих ядер и связь относительного движения с внутренним соответственно.

Используя теорему Эренфеста, легко получить из (1) классический предел уравнений движения для макроскопических коллективных переменных  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{P}$ :

$$\dot{\mathbf{R}} = \nabla_{\mathbf{P}} (H_{\text{rel}} + \langle t | \hat{V}_{\text{int}} | t \rangle), \quad (2)$$

$$\dot{\mathbf{P}} = -\nabla_{\mathbf{R}} (H_{\text{rel}} + \langle t | \hat{V}_{\text{int}} | t \rangle), \quad (3)$$

где усреднение  $\langle t | \dots | t \rangle$  производится по внутренним переменным в момент времени  $t$ . Видно, что классическое движение ядер дополнительно зависит от нестационарного неконсервативного потенциала связи  $\langle t | \hat{V}_{\text{int}} | t \rangle$ , для вычисления которого необходимо рассмотреть уравнение движения для одночастичной матрицы плотности.

Одночастичный базис конструируется из асимптотических волновых векторов одночастичных состояний невзаимодействующих ядер — налетающего иона " $P$ "  $|P\rangle$  и ядра мишени " $T$ "  $|T\rangle$  в виде

$$|\tilde{P}\rangle = |P\rangle - \frac{1}{2} \sum_T |T\rangle \langle T | P \rangle,$$

$$|\tilde{T}\rangle = |T\rangle - \frac{1}{2} \sum_P |P\rangle \langle P | T \rangle.$$

Для данного базисного набора условие ортогональности выполняется с точностью до членов 2-го порядка по интегралу перекрытия  $\langle P | T \rangle$  [52].

Одночастичный гамильтониан ДЯС  $\hat{\mathcal{H}}$  удобно брать в виде

$$\hat{\mathcal{H}}(\mathbf{R}(t)) = \sum_{i=1}^A \left( \frac{-\hbar^2}{2m} \Delta_i + U_P(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}(t)) + U_T(\mathbf{r}_i) \right), \quad (4)$$

где  $m$  — масса нуклона,  $A = A_P + A_T$  — суммарная атомная масса системы. Средние одночастичные потенциалы налетающего ядра  $U_P$  и ядра мишени  $U_T$  включают как ядерные, так и кулоновские поля. В представлении вторичного квантования гамильтониан (4) можно записать следующим образом:

$$\hat{\mathcal{H}}(\mathbf{R}(t)) = \hat{H}_{\text{in}}(\mathbf{R}(t)) + \hat{V}_{\text{int}}(\mathbf{R}(t)),$$

$$\hat{H}_{\text{in}}(\mathbf{R}(t)) = \sum_i \tilde{\epsilon}_i(\mathbf{R}(t)) a_i^\dagger a_i = \sum_P \tilde{\epsilon}_P(\mathbf{R}(t)) a_P^\dagger a_P + \sum_T \tilde{\epsilon}_T(\mathbf{R}(t)) a_T^\dagger a_T,$$

$$\hat{V}_{\text{int}}(\mathbf{R}(t)) = \sum_{i \neq i'} V_{ii'}(\mathbf{R}(t)) a_i^\dagger a_{i'} = \sum_{P \neq P'} \chi_{PP'}^{(T)}(\mathbf{R}(t)) a_P^\dagger a_{P'} +$$

$$+ \sum_{T \neq T'} \chi_{TT'}^{(P)}(\mathbf{R}(t)) a_T^\dagger a_{T'} + \sum_{T,P} g_{PT}(\mathbf{R}(t)) (a_P^\dagger a_T + \text{h.c.}),$$

где с точностью до величин второго порядка по интегралу перекрытия  $\langle P|T \rangle$

$$\tilde{\epsilon}_P(\mathbf{R}(t)) = \epsilon_P + \langle P|U_T(\mathbf{r})|P \rangle,$$

$$\tilde{\epsilon}_T(\mathbf{R}(t)) = \epsilon_T + \langle T|U_P(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))|T \rangle,$$

$$\chi_{PP'}^{(T)}(\mathbf{R}(t)) = \langle P|U_T(\mathbf{R})|P' \rangle, \quad (6)$$

$$\chi_{TT'}^{(P)}(\mathbf{R}(t)) = \langle T|U_P(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))|T' \rangle,$$

$$g_{PT}(\mathbf{R}(t)) = \frac{1}{2} \langle P|U_P(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)) + U_T(\mathbf{r})|T \rangle.$$

В выражении (6)  $\epsilon_{P(T)}$  — энергии невозмущенных одночастичных состояний, характеризуемые набором квантовых чисел  $P \equiv (n_P, j_P, l_P, m_P)$  ( $T \equiv (n_T, j_T, l_T, m_T)$ ). Диагональные матричные элементы  $\langle P|U_T|P \rangle$  и  $\langle T|U_P|T \rangle$  характеризуют сдвиги энергий одночастичных уровней, вызванные взаимодействием ядер. Недиagonальные матричные элементы  $\chi_{PP'}^{(T)}$  и  $\chi_{TT'}^{(P)}$  соответствуют частично-дырочным переходам между уровнями в одном из ядер под воздействием среднего поля ядра-партнера. В свою очередь,  $g_{PT}$  определяют переходы нуклонов из ядра в ядро из-за действия среднего поля ДЯС. Вклады в матричные элементы от неинерциальных эффектов не учитываются вследствие их малости [91]. Информацию об эволюции систе-

мы можно получить, решая уравнение движения для одночастичной матрицы плотности. Если интерес представляет только зарядовое (массовое) распределение продуктов ГНС ТИ, то можно сразу воспользоваться кинетическим уравнением для вероятности найти систему в определенном состоянии.

## 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРОДУКТАМИ РЕАКЦИЙ

**Диссипация кинетической энергии.** Большая величина потерь кинетической энергии в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов является одной из характернейших черт этого типа ядерных реакций [1,6]. Первоначально предполагалось, что кинетическая энергия относительного движения, трансформируясь в энергию внутреннего возбуждения, распределяется между фрагментами пропорционально их массам (термодинамическое равновесие). Однако позднее в ряде экспериментов было показано, что это предположение некорректно. В некоторых реакциях энергия возбуждения распределяется приблизительно поровну между продуктами бинарных реакций [25,26,109]. В других реакциях [27—33] распределение энергии возбуждения оказывается промежуточным между равным распределением и пропорциональным массам ядер. В реакциях  $^{52}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$  [34],  $^{238}\text{U} + ^{124}\text{Sn}$ ,  $^{110}\text{Pd}$  [35] большая часть энергии возбуждения концентрируется в легком продукте при относительно больших потерях кинетической энергии. Эти новые экспериментальные данные способствовали росту интереса к проблеме диссипации кинетической энергии, поскольку знание распределения энергии возбуждения между фрагментами необходимо для восстановления первичного выхода продуктов реакции по измеренным выходам испарительных остатков.

Расчет сил трения требует формулировки микроскопической модели, в которой явным образом рассматривается связь относительного движения с внутренним [86—95, 110—112]. Модели различаются тем, какие внутренние возбуждения вводятся в рассмотрение. Это могут быть коллективные поверхностные колебания, гигантские резонансы, некогерентные частичноедырочные возбуждения, отвечающие неупругим возбуждениям взаимодействующих ядер или переходом нуклонов из ядра в ядро. Ясно, что структура возбужденных состояний ядер, величина связи различных мод возбуждения с относительным движением будут влиять на распределение энергии между фрагментами.

Уравнение движения для одночастичной матрицы плотности  $\hat{n}(t)$

$$i\hbar \frac{\partial \hat{n}(t)}{\partial t} = [\hat{\mathcal{H}}(\mathbf{R}(t)), \hat{n}(t)] \quad (7)$$

в матричном представлении принимает вид

$$i\hbar \frac{dn_i(t)}{dt} = \sum_k [V_{ik}(\mathbf{R}(t))n_{ki}(t) - n_{ik}(t)V_{ki}(\mathbf{R}(t))], \quad (8)$$

$$i\hbar \frac{dn_{ik}(t)}{dt} = \hbar \tilde{\omega}_{ik}(\mathbf{R}(t))n_{ik}(t) + V_{ki}(\mathbf{R}(t))[n_k(t) - n_i(t)], \quad (9)$$

где использованы следующие обозначения:  $\tilde{\omega}_{ik} = [\tilde{\epsilon}_i - \tilde{\epsilon}_k]/\hbar$ ,  $n_{ik}(t) = \langle t|a_i^+ a_k|t \rangle$ ,  $n_i(t) = n_{ii}(t) = \langle t|a_i^+ a_i|t \rangle$ . В выражении (9) можно сделать следующее упрощение (приближение случайных фаз):

$$\sum_k V_{ki}(\mathbf{R}(t))n_{kk}(t) - \sum_{i'} V_{ki'}(\mathbf{R}(t))n_{i'i'}(t) \approx V_{ki}(\mathbf{R}(t))[n_k(t) - n_i(t)]. \quad (10)$$

Тогда, подставляя решение (9)

$$n_{ik}(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_{t_0}^t dt' V_{ik}(\mathbf{R}(t')) \exp \left\{ i \int_{t'}^t dt'' \tilde{\omega}_{ki}(\mathbf{R}(t'')) \right\} [n_k(t') - n_i(t')] \quad (11)$$

в выражение (8), получаем уравнение для динамических чисел заполнения  $n_i(t)$ :

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \sum_k \int_{t_0}^t dt' \Omega_{ik}(t, t') [n_k(t') - n_i(t')], \quad (12)$$

где

$$\Omega_{ik}(t, t') = \frac{2}{\hbar^2} \operatorname{Re} \left\{ V_{ik}(\mathbf{R}(t)) V_{ki}(\mathbf{R}(t')) \exp \left[ i \int_{t'}^t dt'' \tilde{\omega}_{ki}(\mathbf{R}(t'')) \right] \right\}.$$

Уравнение (12) напоминает по структуре основное кинетическое уравнение (мастер-уравнение), хотя в отличие от последнего, в силу своего интегрального характера, учитывает «эффекты памяти». Процесс интенсивного возбуждения ядер затрагивает большое число одночастичных состояний, и соответствующие им числа заполнения изменяются очень медленно со временем. Кроме того, ядро интегродифференциального уравнения (12) имеет резкий максимум при  $t' = t$ . Поэтому уравнение (12) можно записать следующим образом:

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = \sum_k w_{ik}(t, t_0) (n_k(t) - n_i(t)), \quad (13)$$

где

$$w_{ik}(t, t_0) = \int_{t_0}^t dt' \Omega_{ik}(t, t').$$

Мастер-уравнение (13) можно решить методом последовательных итераций:

$$n_i(t + \Delta t) = n_i(t) + \sum_k \bar{W}_{ik}(\mathbf{R}(t), \Delta t) [n_k(t) - n_i(t)],$$

$$\bar{W}_{ik}(\mathbf{R}(t), \Delta t) = |V_{ik}(\mathbf{R}(t))|^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta t}{2} \tilde{\omega}_{ki}(\mathbf{R}(t))\right)}{\left[\frac{\hbar}{2} \tilde{\omega}_{ki}(\mathbf{R}(t))\right]^2}. \quad (14)$$

Числа заполнения берутся в начальный момент времени равными единице для заполненных состояний и равными нулю — для свободных.

Уравнение (13) описывает необратимую эволюцию системы. Действительно, с учетом (13) и определения энтропии неравновесной системы  $S(t)$  через числа заполнения

$$S(t) = -k \sum_i [n_i(t) \ln n_i(t) + \bar{n}_i(t) \ln \bar{n}_i(t)], \quad \bar{n}_i(t) = 1 - n_i(t), \quad (15)$$

( $k$  — постоянная Больцмана) находим, что временная производная энтропии

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{k}{2} \sum_{i,k} w_{ik}(t, t_0) [n_i(t)\bar{n}_k(t) - n_k(t)\bar{n}_i(t)] \ln \left[ \frac{n_i(t)\bar{n}_k(t)}{\bar{n}_i(t)n_k(t)} \right] \quad (16)$$

неотрицательна, т.е. растет со временем или равна нулю в равновесном состоянии. Это доказывает необратимость уравнений (12), (13), которая возникает из-за потери информации о  $\wedge$  процессе вследствие предположений о его марковости и хаотичности  $V$  и  $\hat{n}$  (см.(10)).

В процессе реакции одновременно с общим нагревом ядер происходит релаксация системы к статистически равновесному состоянию. Но стационарное решение уравнений (12), (13) не дает в асимптотике ( $t \rightarrow \infty$ ) при фиксированном  $R$  фермиевских температурных чисел заполнения, ибо изначально нами не было учтено остаточное взаимодействие между нуклонами. Их учет в гамильтониане (1) приведет к появлению в правой части уравнения (12), (13), дополнительно к одночастичному, хорошо известного двухчастичного столкновительного члена [113,114]:

$$\sum_{jkl} \int_{t_0}^t dt' \Omega_{ijkl}^{\text{res}}(t, t') [\bar{n}_i(t') \bar{n}_j(t') n_k(t') n_l(t') - n_i(t') n_j(t') \bar{n}_i(t') \bar{n}_j(t')],$$

$$\Omega_{ijkl}^{\text{res}}(t, t') = \frac{1}{\hbar^2} \text{Re} \left\{ V_{ijkl}^{\text{res}}(\mathbf{R}(t)) V_{lkji}^{\text{res}}(\mathbf{R}(t')) \exp \left[ i \int_{t'}^t dt'' \tilde{\omega}_{lkji}(\mathbf{R}(t'')) \right] \right\},$$

где  $\tilde{\omega}_{lkji} = [\tilde{\epsilon}_l + \tilde{\epsilon}_k - \tilde{\epsilon}_j - \tilde{\epsilon}_i] / \hbar$ ,  $V_{ijkl}^{\text{res}}$  — матричный элемент остаточного взаимодействия. Индексы пробегает по всем одночастичным состояниям налетающего ядра  $P$  и ядра-мишени  $T$ .

Тогда может быть вычислена временная производная энтропии с учетом двухчастичного столкновительного члена:

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{k}{2} \left\{ \sum_{i,k} w_{ik}(t, t_0) [n_i \bar{n}_k - n_k \bar{n}_i] \ln \left[ \frac{n_i \bar{n}_k}{n_k \bar{n}_i} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} w_{ijkl}^{\text{res}}(t, t_0) [n_i n_j \bar{n}_k \bar{n}_l - \bar{n}_i \bar{n}_j n_k n_l] \ln \left[ \frac{n_i n_j \bar{n}_k \bar{n}_l}{\bar{n}_i \bar{n}_j n_k n_l} \right] \right\}, \quad (17)$$

где использованы обозначения  $n_i = n_i(t)$ ,  $\bar{n}_i = 1 - n_i(t)$  и

$$w_{ijkl}^{\text{res}}(t, t_0) = \int_{t_0}^t dt' \Omega_{ijkl}^{\text{res}}(t, t').$$

Известно, что стационарное решение уравнения (17) соответствует равновесному распределению с зависящими от температуры числами заполнения фермиевского типа, а энергии Ферми и температура ядер равны друг другу:  $\epsilon_{F_P} = \epsilon_{F_T}$ ,  $T_P = T_T$

Явный учет остаточного взаимодействия требует большого объема вычислений. Поэтому обычно учитывают двухчастичный интеграл столкновений в линеаризованной форме ( $\tau$ -приближение) [115, 116]. Тогда уравнение для одночастичной матрицы плотности  $\hat{n}(t)$  принимает вид

$$i\hbar \frac{\partial \hat{n}(t)}{\partial t} = [\hat{\mathcal{H}}, \hat{n}(t)] - \frac{i\hbar}{\tau} (\hat{n}(t) - \hat{n}^{\text{eq}}(\mathbf{R}(t))), \quad (7')$$

где  $\tau$  — параметр времени релаксации,  $\hat{n}^{\text{eq}}(\mathbf{R}(t))$  — локальное квазиравновесное распределение, т.е. равновесное распределение при фиксированной величине коллективной координаты  $\mathbf{R}$ .

Аналогично выражениям (8), (9), (11), (12) получаются следующие уравнения:

$$i\hbar \frac{d\tilde{n}_i(t)}{dt} = \sum_k [V_{ik}(\mathbf{R}(t))\tilde{n}_{ki}(t) - V_{ki}(\mathbf{R}(t))\tilde{n}_{ik}(t)] - \frac{i\hbar}{\tau} [\tilde{n}_i(t) - \tilde{n}_i^{\text{eq}}(\mathbf{R}(t))], \quad (8')$$

$$i\hbar \frac{d\tilde{n}_{ik}(t)}{dt} = \hbar \left[ \tilde{\omega}_{ik}(\mathbf{R}(t)) - \frac{2i}{\tau} \right] \tilde{n}_{ik}(t) + V_{ki}(\mathbf{R}(t)) [\tilde{n}_k(t) - \tilde{n}_i(t)], \quad (9')$$



$$\tilde{n}_{ik}(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_{t_0}^t dt' V_{ik}(\mathbf{R}(t')) \exp \left\{ i \int_{t'}^t dt'' \left[ \tilde{\omega}_{ki}(\mathbf{R}(t'')) + \frac{2i}{\tau} \right] \right\} [\tilde{n}_k(t') - \tilde{n}_i(t')], \quad (11')$$

$$\frac{d\tilde{n}_i(t)}{dt} = \sum_k \int_{t_0}^t dt' \Omega_{ik}(t, t') \exp \left( \frac{t'-t}{\tau/2} \right) [\tilde{n}_k(t') - \tilde{n}_i(t')] - \frac{1}{\tau} [\tilde{n}_i(t) - \tilde{n}_i^{eq}(\mathbf{R}(t))]. \quad (12')$$

Формальное решение уравнения (12') имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{n}_i(t) = \exp \left( \frac{t_0 - t}{\tau} \right) & \left\{ \tilde{n}_i(t_0) + \sum_k \int_{t_0}^t dt' \int_{t_0}^{t'} dt'' \Omega_{ik}(t', t'') \exp \left( \frac{t'' - t_0}{\tau/2} \right) \times \right. \\ & \left. \times [\tilde{n}_k(t'') - \tilde{n}_i(t'')] + \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^t dt' \tilde{n}_i^{eq}(\mathbf{R}(t')) \exp \left( \frac{t' - t_0}{\tau} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнение (18) удобно решить итерационным методом, разделяя временной интервал  $(t - t_0)$  на промежутки:  $t_0, t_0 + \Delta t, t_0 + 2\Delta t$  и т.д. Тогда для  $\Delta t < \tau$  приближенно уравнение (18) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{n}_i(t) = \tilde{n}_i^{eq}(\mathbf{R}(t)) & \left[ 1 - \exp \left( \frac{-\Delta t}{\tau} \right) \right] + n_i(t) \exp \left( \frac{-\Delta t}{\tau} \right), \\ n_i(t) = \tilde{n}_i(t - \Delta t) & + \sum_k \bar{W}_{ik}(\mathbf{R}(t), \Delta t) [\tilde{n}_k(t - \Delta t) - \tilde{n}_i(t - \Delta t)], \end{aligned} \quad (19)$$

где  $\bar{W}_{ik}$  определено в (14). Динамические  $n_i(t)$  и квазиравновесные (температурные)  $\tilde{n}_i^{(eq)}(\mathbf{R}(t))$  числа заполнения вычисляются на каждом итерационном шаге  $\Delta t$ . Параметры фермиевского распределения для протонной и нейтронной подсистем каждого из ядер определяются законами сохранения энергии и числа нуклонов данного типа.

Относительный вклад одночастичной и двухчастичной компонент определяется величиной времени релаксации  $\tau$ , которая является единственным параметром нашей модели.

Зная значения чисел заполнения  $\tilde{n}_i(t)$ , легко определить в любой момент времени  $t$  среднее число протонов  $Z_{P(T)}$ , нейтронов  $N_{P(T)}$  и их дисперсии  $\sigma_Z^2$  или  $\sigma_N^2$  для каждого из ядер, а также найти энергии возбуждения фрагментов  $E_{P,T}^*$  ( $t$ ):

$$Z_{P(T)}(t) = \sum_{P(T)}^Z \tilde{n}_{P(T)}(t), \quad (20)$$

$$N_{P(T)}(t) = \sum_{P(T)}^N \tilde{n}_{P(T)}(t), \quad (21)$$

$$\sigma_{Z(N)}^2(t) = \sum_P^{Z(N)} \tilde{n}_P(t)[1 - \tilde{n}_P(t)], \quad (22)$$

$$E_{P(T)}^*(t) = \sum_{P(T)} [\tilde{\epsilon}_{P(T)}(\mathbf{R}(t)) - \epsilon_{F_P(F_T)}(\mathbf{R}(t))][\tilde{n}_{P(T)}(t) - \tilde{n}_{P(T)}(t_0)], \quad (23)$$

где  $\epsilon_{F_P(F_T)}(\mathbf{R}(t))$  — энергия Ферми легкого  $P$  (тяжелого  $T$ ) фрагмента. Верхний индекс  $Z(N)$  суммы обозначает суммирование по протонным (нейтронным) одночастичным уровням. На каждом итерационном шаге мы можем разделить вклад в энергию возбуждения фрагмента от частично-дырочных возбуждений и обмена нуклонами.

**Кинетические коэффициенты.** Подставляя (11') в (3), получаем интегриродифференциальное уравнение

$$\frac{d}{dt} [\mu(\mathbf{R}(t)) \dot{\mathbf{R}}(t)] = -\nabla_{\mathbf{R}} U(\mathbf{R}(t)) - 2 \operatorname{Re} \sum_{i \neq k} \nabla_{\mathbf{R}} V_{ki}(\mathbf{R}(t)) \tilde{n}_{ik}(t). \quad (24)$$

Второе слагаемое в правой части (24) содержит эффективные силы как консервативной, так и диссипативной природы, вызванные связью относительного движения с внутренним. Данный член зависит явно не только от относительного расстояния  $R(t)$ , но и от текущего времени  $t$  в отличие от теории линейного отклика, где берутся асимптотические значения [65].

В адиабатическом пределе, когда характерное время коллективного движения много больше времени релаксации, можно разложить в уравнении (24) функцию  $V_{ki}(\mathbf{R}(t'))$  вблизи точки  $t' = t$ :

$$\begin{aligned} V_{ik}(\mathbf{R}(t')) &= V_{ik}(\mathbf{R}(t)) + (t' - t) \dot{\mathbf{R}}(t) \nabla_{\mathbf{R}} V_{ik}(\mathbf{R}(t)) + \\ &+ \frac{(t' - t)^2}{2} \ddot{\mathbf{R}}(t) \nabla_{\mathbf{R}} V_{ik}(\mathbf{R}(t)) + \frac{(t' - t)^2}{2} (\dot{\mathbf{R}}(t) \nabla_{\mathbf{R}})^2 V_{ik}(\mathbf{R}(t)) + \dots \end{aligned}$$

Первое слагаемое разложения дает динамическую поправку  $-\nabla_{\mathbf{R}} \delta U(\mathbf{R}(t))$  к консервативной силе  $-\nabla_{\mathbf{R}} U(\mathbf{R}(t))$ :

$$-\nabla_{\mathbf{R}} \delta U(\mathbf{R}(t)) = \sum_{ik} V_{ik}(\mathbf{R}(t)) \nabla_{\mathbf{R}} V_{ki}(\mathbf{R}(t)) B_{ik}^{(0)}(t, t_0) [\tilde{n}_i(t) - \tilde{n}_k(t)],$$

где

$$B_{ik}^{(n)}(t, t_0) = \frac{2}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' \frac{(t' - t)^n}{n!} \exp\left(\frac{t' - t}{\tau/2}\right) \sin\left\{\tilde{\omega}_{ki}(\mathbf{R}(t)) [t - t']\right\}.$$

Аналогично можно записать поправку  $\delta U(\mathbf{R}(t))$  к консервативному потенциалу  $U(\mathbf{R}(t))$ , вызванную частично-дырочными возбуждениями и обменом нуклонами

$$\delta U(\mathbf{R}(t)) = \frac{1}{2} \sum_{ik} |V_{ik}(\mathbf{R}(t))|^2 B_{ik}^{(0)}(t, t_0) [\tilde{n}_k(t) - \tilde{n}_i(t)].$$

Учет второго слагаемого приводит к необратимой потере кинетической энергии относительного движения, которая идет на внутреннее возбуждение ядер. Коэффициенты радиального и тангенциального трения, соответственно, можно записать в виде

$$k_R(R(t)) = \sum_{ik} \left| \frac{\partial V_{ik}(\mathbf{R}(t))}{\partial R} \right|^2 B_{ik}^{(1)}(t, t_0) [\tilde{n}_k(t) - \tilde{n}_i(t)],$$

$$k_T(R(t)) = \frac{1}{2(R(t))^2} \sum_{ik, L} L(L+1) |V_{ik}^L(\mathbf{R}(t))|^2 B_{ik}^{(1)}(t, t_0) (\tilde{n}_k(t) - \tilde{n}_i(t)),$$

где

$$V_{ik}^L(\mathbf{R}(t)) = \sum_{L=l_k+l_i}^{l_k+l_i} V_{ik}^L(\mathbf{R}(t))$$

и  $V_{ik}^L(\mathbf{R}(t))$  является парциальным формфактором для данного переданного углового момента  $L$  [102].

Третье слагаемое даст поправку

$$\Delta \mu(\mathbf{R}(t)) = 2 \sum_{ik} |\nabla_{\mathbf{R}} V_{ik}(\mathbf{R}(t))|^2 B_{ki}^{(2)}(t, t_0) [\tilde{n}_k(t) - \tilde{n}_i(t)]$$

к тензору инерции  $\mu(\mathbf{R}(t))$ .

Аналогично можно вычислить кинетические коэффициенты для других макроскопических коллективных переменных, таких как массовая (зарядовая) асимметрия, деформация ядер ДЯС.

**Результаты расчетов.** Чтобы продемонстрировать возможности модели, были рассчитаны распределения энергии возбуждения между продуктами глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов в реакциях  $^{238}\text{U}(1468 \text{ МэВ}) + ^{124}\text{Sn}$ ,  $^{238}\text{U}(1398 \text{ МэВ}) + ^{110}\text{Pd}$  [35],  $^{56}\text{Fe}(505 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$  [27—29],  $^{74}\text{Ge}(629 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$  [30—33] и  $^{58}\text{Ni}(880 \text{ МэВ}) + ^{197}\text{Au}$  [26]. Исследована относительная роль нуклонного обмена и частично-дырочных возбуждений в процессе диссипации кинетической энергии относительного движения. Теоретические и экспериментальные результаты для отношения энергии возбуждения снарядоподобного ядра к полной энергии возбуждения двойной ядерной системы  $R_p = E_p^*/(E_p^* + E_T^*)$  представлены на рис.1,а и

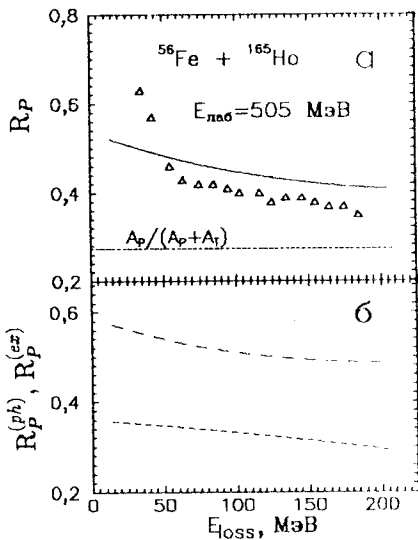


Рис.1. а) Зависимость отношения  $R_p$  энергии возбуждения фрагмента ( $E_p^*$ ), соответствующего налетающему ядру, к полной энергии возбуждения системы  $E_{\text{loss}} = E_p^* + E_T^*$  от полной энергии  $E_{\text{loss}}$  для реакции  $^{56}\text{Fe}(505 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$ . Треугольниками обозначены результаты экспериментов. Сплошная кривая — расчет по нашей модели, точечная кривая — предел температурного равновесия ( $E_p^*/E_{\text{loss}} = A_p/(A_p + A_T)$ ). б) Зависимости вычисленных отношений  $R_p^{(\text{ex})} = E_p^{*(\text{ex})}/(E_p^{*(\text{ex})} + E_T^{*(\text{ex})})$  (длинные штрихи),  $R_p^{(\text{ph})} = E_p^{*(\text{ph})}/(E_p^{*(\text{ph})} + E_T^{*(\text{ph})})$  (короткие штрихи) для той же реакции

рис.2,а. Для реакций  $^{238}\text{U} + ^{124}\text{Sn}$ ,  $^{110}\text{Pd}$  и  $^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$  средние экспериментальные значения обсуждаемых отношений приблизительно равны 0,4 и 0,5 соответственно. Результаты расчетов, согласующиеся качественно с экспериментальными данными, показывают, что энергия возбуждения распределяется приблизительно поровну между фрагментами, а не пропорционально их массам. Относительные роли нуклонного обмена  $R_p^{(\text{ex})} = E_p^{*(\text{ex})}/(E_p^{*(\text{ex})} + E_T^{*(\text{ex})})$  и частично-дырочных возбуждений  $R_p^{(\text{ph})} = E_p^{*(\text{ph})}/(E_p^{*(\text{ph})} + E_T^{*(\text{ph})})$  в распределении энергии возбуждения в системе характеризуют результаты, представленные на рис.1,б, 2,б, 3,б, 4,б, 5,б. Здесь  $E_{P(T)}^{*(\text{ex})}$  и  $E_{P(T)}^{*(\text{ph})}$  являются вкладками в  $E_{P(T)}^*$ , соответственно, от нуклонного обмена и частично-дырочных возбуждений.

Теоретические результаты для отношения энергии возбуждения  $E_{\text{loss}}^{(\text{ph})} = E_p^{*(\text{ph})} + E_T^{*(\text{ph})}$ , связанной с частично-дырочными возбуждениями, к энергии  $E_{\text{loss}}^{(\text{ex})} = E_p^{*(\text{ex})} + E_T^{*(\text{ex})}$ , вызванной нуклонным обменом, показаны в таблице. Видно, что в реакциях с  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  и  $^{56}\text{Fe}$  главную роль в диссипации кинетической энергии играет нуклонный обмен. В реакциях с более тяжелыми ядрами роль частично-дырочного механизма возрастает. Средние значения зарядовых (массовых) распределений продуктов реакции

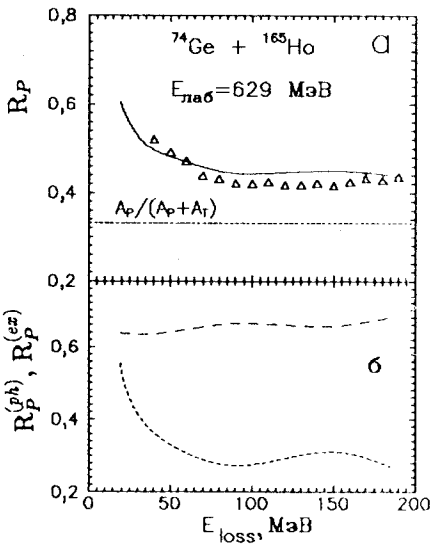


Рис. 2. То же, что на рис.1, для реакции  $^{74}\text{Ge} (629 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$

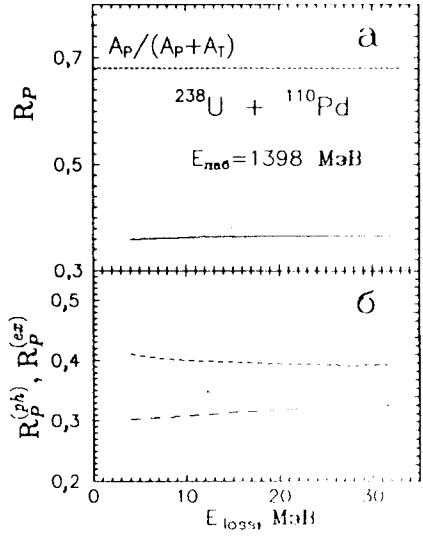


Рис. 3. То же, что на рис.1, для реакции  $^{238}\text{U} (1398 \text{ МэВ}) + ^{110}\text{Pd}$

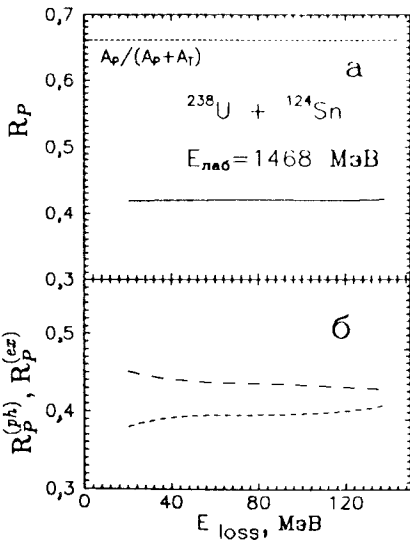


Рис. 4. То же, что на рис.1, для реакции  $^{238}\text{U} (1468 \text{ МэВ}) + ^{124}\text{Sn}$

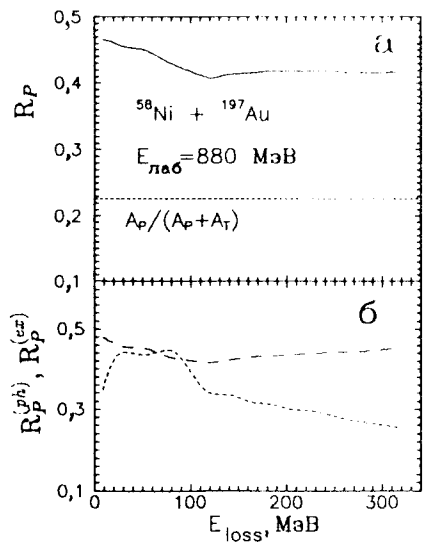


Рис. 5. То же, что на рис.1, для реакции  $^{58}\text{Ni} (880 \text{ МэВ}) + ^{197}\text{Au}$

**Таблица. Результаты расчета отношения энергии возбуждения  $E_{\text{loss}}^{(\text{ph})} = E_P^{*(\text{ph})} + E_T^{*(\text{ph})}$ , связанной с частично-дырочными возбуждениями, к энергии  $E_{\text{loss}}^{(\text{ex})} = E_P^{*(\text{ex})} + E_T^{*(\text{ex})}$ , связанной с нуклонным обменом, при различных значениях углового момента  $J$**

Реакция	$E_{\text{лаб}}$ (МэВ)	$J$	$E_{\text{loss}}^{(\text{ph})}/E_{\text{loss}}^{(\text{ex})}$
$^{238}\text{U} + ^{110}\text{Pd}$	1398	57	0,70
$^{238}\text{U} + ^{124}\text{Sn}$	1468	50	0,67
$^{238}\text{U} + ^{124}\text{Sn}$	1468	100	0,60
$^{58}\text{Ni} + ^{197}\text{Au}$	880	240	0,18
$^{74}\text{Ge} + ^{165}\text{Ho}$	629	169	0,30
$^{56}\text{Fe} + ^{165}\text{Ho}$	505	175	0,31

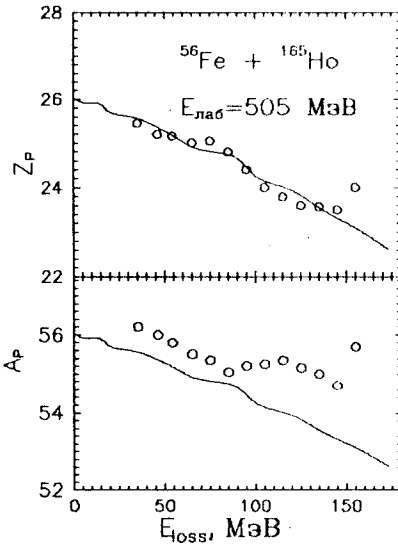
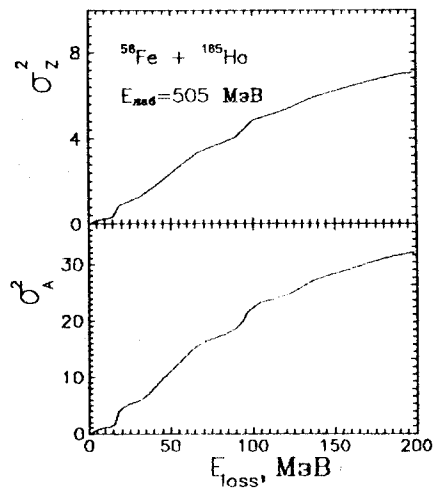


Рис. 7. Дисперсии распределений  $Z_p$ ,  $A_p$  как функции  $E_{\text{loss}}$  для реакции  $^{56}\text{Fe}(505 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$ . Обозначения символов см. на рис.6

Рис. 6. Центроиды распределений  $Z_p$ ,  $A_p$  как функции  $E_{\text{loss}}$  для реакции  $^{56}\text{Fe}(505 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$ . Кружками показаны предыспарительные экспериментальные значения. Результаты расчета по нашей модели показаны сплошной линией



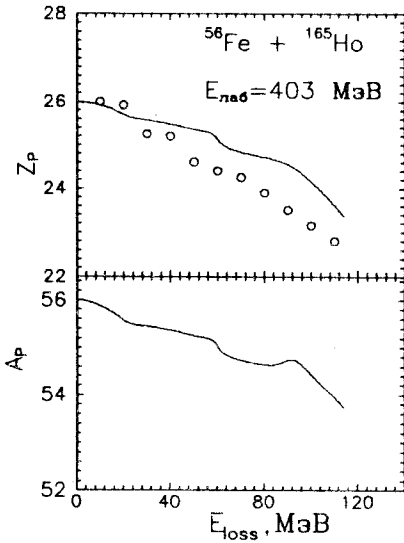


Рис.8. То же, что на рис. 6, для реакции  $^{56}\text{Fe}$  (403 МэВ) +  $^{165}\text{Ho}$

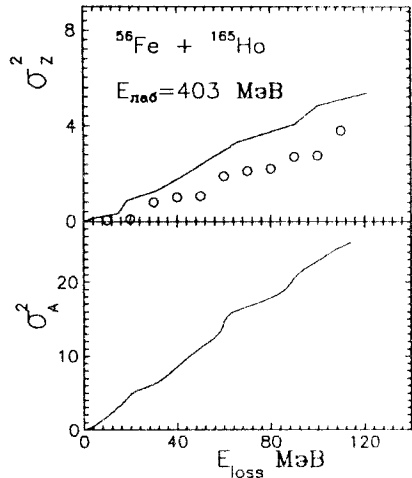


Рис.9. То же, что на рис. 7, для реакции  $^{56}\text{Fe}$  (403 МэВ) +  $^{165}\text{Ho}$

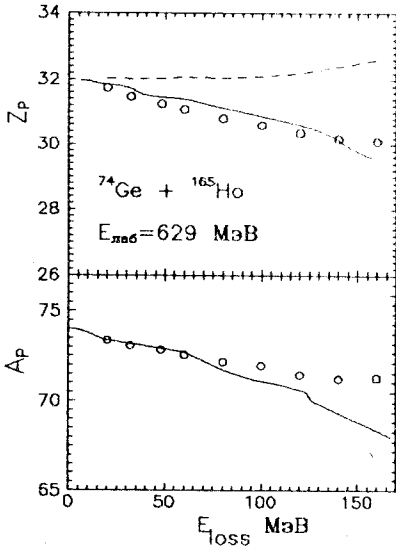


Рис.10. То же, что на рис. 6, для реакции  $^{74}\text{Ge}$  (629 МэВ) +  $^{165}\text{Ho}$ . Результаты расчета по модели [68,69] показаны штриховой линией

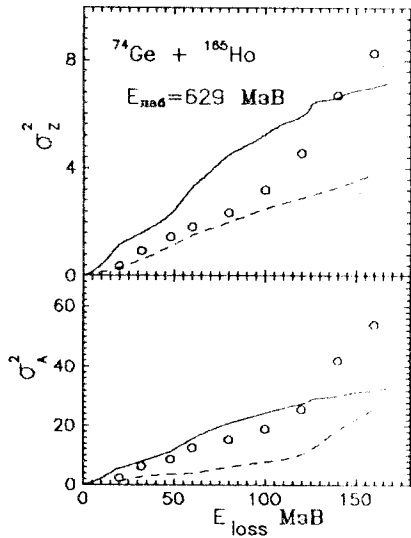


Рис.11. То же, что на рис. 7, для реакции  $^{74}\text{Ge}$  (629 МэВ) +  $^{165}\text{Ho}$ . Результаты расчета по модели [68,69] показаны штриховой линией

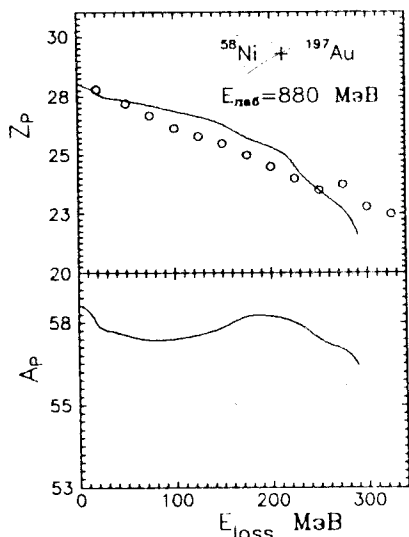


Рис.12. То же, что на рис. 6, для реакции  $^{58}\text{Ni}$  (880 МэВ) +  $^{197}\text{Au}$

происходит в течение всего взаимодействия ядер, а не только на начальной стадии реакции. Нуклонный обмен, в частности, нейтронный обмен, является главным механизмом диссипации кинетической энергии относительного движения. Для тяжелых систем вклад в энергию возбуждения частично-дырочных возбуждений становится сравнимым с вкладом обменного механизма. Влияние оболочечной структуры двух взаимодействующих ядер на обмен нуклонами и на распределение энергии возбуждения между продуктами реакции является важным.

### 3. ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПЕРЕДАЧУ НУКЛОНОВ В ГНС ТИ

**Кинетический подход к описанию ГНС ТИ.** Многие из перечисленных во введении экспериментальных результатов не нашли пока объяснения в рамках существующих моделей, предложенных для описания зарядовых и массовых распределений продуктов глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов. На наш взгляд, их интерпретация требует учета оболочечных эффектов.

и их дисперсии показаны на рис.6—12. Теоретические зависимости согласуются с экспериментальными данными.

Траектории относительного движения сталкивающихся ядер вычислялись, как и в [43,117]. Одночастичные матричные элементы  $\chi_{TT}^{(P)}$ ,  $\chi_{PP}^{(T)}$  и  $g_{PT}$  определены аналитически в приближении, предложенном в [77,102] (см. приложение). Вычисления показали, что вариация единственного свободного параметра  $\tau$  от  $5 \cdot 10^{-23}$  с до  $25 \cdot 10^{-22}$  с не влияет существенно на распределение энергии возбуждения между фрагментами. Все вычисления выполнены при  $\tau = 15 \cdot 10^{-22}$  с.

Представленные результаты показывают, что перераспределение энергии возбуждения между фрагментами



Эффекты оболочек либо вообще отсутствуют в существующих моделях реакций с тяжелыми ионами, либо входят в них только через энергии связи ядер. В модели В.Нюренберга [63,64], например, матричный элемент перехода нуклона из ядра в ядро определяется с помощью процедуры усреднения по всем оболочечным конфигурациям, и потому не содержит оболочечных эффектов. Лишь в потенциальную энергию двойной ядерной системы могут быть включены экспериментальные энергии связи ядер, которые, конечно, включают эффекты оболочек. В явном виде оболочечные эффекты входят в расчеты матричных элементов перехода в подходе, развитом в [96—102].

Исследуем механизм реакций многонуклонных передач, рассматривая двойную ядерную систему после того, как диссипировала большая часть кинетической энергии, и предполагая, что тепловое равновесие установилось. Последующую эволюцию системы будем описывать с помощью гамильтониана (5), пренебрегая членами, вызывающими частично-дырочные переходы в ядрах. Тогда для оператора  $\hat{V}_{\text{int}}$  имеем следующее выражение:

$$\hat{V}_{\text{int}} = \sum_{P,T} (g_{PT} a_T^+ a_P + \text{h.c.}),$$

которое можно переписать в виде

$$\hat{V}_{\text{int}} = \sum_{k \neq k' = 1,2} V_{kk'}, \quad V_{12} = \sum_{P,T} g_{PT} a_T^+ a_P.$$

Отброшенные недиагональные матричные элементы в (5) вызывают переходы нуклонов между одночастичными уровнями в одном ядре. Это приводит к некоторому размытию поверхности Ферми. Предполагается, что этот эффект учитывается введением температурных чисел заполнения  $n_p(T)$  и  $n_T(T)$ . Температура  $T$  определяется энергией возбуждения системы.

При рассматриваемых энергиях столкновения использование одночастичного приближения для описания реакций вполне оправданно. Данный подход подразумевает, что на стадии эволюции системы ядра сохраняют свою индивидуальность, так как их перекрытие относительно мало [5,6].

Двойную ядерную систему характеризует ее полная энергия  $E$  и зарядовая асимметрия  $Z$ . Введем также в рассмотрение набор дополнительных квантовых чисел  $n$ , различающих состояния двойной ядерной системы при фиксированных значениях  $E$  и  $Z$ . Обозначим  $P_Z(n,t)$  вероятность найти систему в момент времени  $t$  в состоянии с  $Z$  и  $n$ . Энергия системы  $E$  задана. Будем предполагать, что кинетический подход применим к описанию реакций многонуклонных передач [61,71,72] и величины  $P_Z(n,t)$  могут быть найдены с помощью уравнения

$$\frac{d}{dt} P_Z(n, t) = \sum_{Z', n'} \lambda(Z, n|Z', n') [P_{Z'}(n', t) - P_Z(n, t)], \quad (25)$$

где  $\lambda(Z, n|Z', n')$  — микроскопическая вероятность перехода ( $\lambda(Z, n|Z', n') = \lambda(Z', n'|Z, n)$ ).

Последующее рассмотрение можно вести двумя путями. Первый связан с введением вероятности перехода  $\lambda(Z|Z')$ , усредненной по множеству переходов между состояниями  $n$  и  $n'$  макроскопических ячеек [63], характеризующихся значениями зарядовой асимметрии  $Z$  и  $Z'$  и полной энергии, заключенной в интервале от  $E$  до  $E + \Delta E$ :

$$\lambda(Z|Z') = N_Z^{-1}(E, E + \Delta E) N_{Z'}^{-1}(E, E + \Delta E) \times \sum_{n \in Z; E, E + \Delta E} \sum_{n' \in Z'; E, E + \Delta E} \lambda(Z, n|Z', n'), \quad (26)$$

где  $N_Z(E, E + \Delta E) \equiv \rho_Z(E) \Delta E$  — число состояний в макроячейке, а  $\rho_Z(E)$  — плотность состояний. Это ведет к результатам, сформулированным в [62, 63].

Второй путь связан с непосредственным рассмотрением уравнения (25) без введения усредненных вероятностей перехода (26). Это возможно благодаря относительно простому виду гамильтониана (5). Как мы увидим, такое рассмотрение ведет к результату, полученному в [99, 101] другим способом. Полученные выражения послужат нам основой для дальнейшего анализа.

Рассмотрим сначала вычисление  $\lambda(Z|Z')$ . Микроскопические вероятности перехода следующим образом выражаются через гамильтониан (5):

$$\lambda(Z, n|Z', n') = \frac{1}{\Delta t} \left| \langle Z, n | T \exp \left( -\frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} \hat{H}(\tau) d\tau \right) | Z', n' \rangle \right|^2, \quad (27)$$

где  $|Z, n\rangle$  — вектор состояния системы. Характерное время  $\Delta t$  должно превышать время релаксации среднего поля ядра ( $10^{-22}$  с), но быть меньше величины  $2\pi\hbar/\Delta E$ , где  $\Delta E$  — разброс по энергии состояний, принадлежащих одной макроячейке. В предположении, что  $\hat{V}_{\text{int}}$  мало по сравнению с  $\hat{H}_{\text{in}}$ , получаем

$$\begin{aligned} \lambda(Z, n|Z', n') &= \frac{1}{\Delta t} \left| \langle Z, n | \hat{V}_{\text{int}} | Z', n' \rangle \right|^2 \frac{\sin^2 \frac{\Delta t}{2\hbar} (E_n^Z - E_{n'}^{Z'})}{(E_n^Z - E_{n'}^{Z'})^2 / 4} \equiv \\ &\equiv \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle Z, n | \hat{V}_{\text{int}} | Z', n' \rangle \right|^2 \overline{\delta}^{(2\pi\hbar/\Delta t)} (E_n^Z - E_{n'}^{Z'}), \end{aligned} \quad (28)$$

где  $E_n^Z$  определяются уравнением

$$\hat{H}_{in}|Z, n\rangle = E_n^Z|Z, n\rangle.$$

Функция  $\bar{\delta}^{(2\pi\hbar/\Delta t)}(E_n^Z - E_{n'}^{Z'})$  является макроскопической  $\delta$ -функцией. Она практически равна нулю, если  $n$  и  $n'$  принадлежат разным макроячейкам, и является конечной величиной, если  $n$  и  $n'$  принадлежат одной ячейке. Подставим (28) в (26):

$$\begin{aligned} \lambda(Z|Z') &= \frac{2\pi}{\hbar} N_Z^{-1} N_{Z'}^{-1} \sum_{n, n'} \sum_{k \neq k'} \langle Z, n|V_{kk'}|Z', n'\rangle \langle Z', n'|V_{kk'}^+|Z, n\rangle \bar{\delta}(E_n^Z - E_{n'}^{Z'}) = \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} N_Z^{-1} N_{Z'}^{-1} \sum_{k \neq k'} \sum_{n, n'} \langle Z, n|V_{kk'} \bar{\delta}(\hat{H}_{in} - E_n^Z)|Z', n'\rangle \langle Z', n'|V_{kk'}^+|Z, n\rangle = \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} N_Z^{-1} N_{Z'}^{-1} \sum_{k \neq k'} \sum_n \sum_{Z'', \lambda} \langle Z, n|V_{kk'} \bar{\delta}(\hat{H}_{in} - E_n^Z)|Z'', \lambda\rangle \langle Z'', \lambda|V_{kk'}^+|Z, n\rangle. \end{aligned} \quad (29)$$

В последнем выражении индекс  $\lambda$  пробегает по всем макроячейкам. Переход от суммирования по  $n'$  к суммированию по  $Z''$  стал возможен, во-первых, потому, что при фиксированном значении индексов  $k, k'$  вклад в сумму по  $Z''$  дает только одно слагаемое с  $Z'' = Z'$ , а во-вторых, благодаря присутствию  $\bar{\delta}(\hat{H}_{in} - E_n^Z)$ -функции суммирование по  $n'$  можно распространить на все макроячейки.

Используя условие полноты

$$\sum_{Z'', \lambda} |Z'', \lambda\rangle \langle Z'', \lambda| = 1,$$

получаем

$$\lambda(Z|Z') = \frac{2\pi}{\hbar} N_Z^{-1} N_{Z'}^{-1} \sum_{k \neq k'} \sum_n \langle Z, n|V_{kk'} \bar{\delta}(\hat{H}_{in} - E_n^Z) V_{kk'}^+|Z, n\rangle. \quad (30)$$

С помощью техники, развитой в [118], для выражения, стоящего в правой части (30), в [63] был получен следующий результат:

$$\sum_n \langle Z, n|V_{kk'} \bar{\delta}(\hat{H}_{in} - E_n^Z) V_{kk'}^+|Z, n\rangle = \mu_0 \rho_Z(E) \langle V_{kk'} V_{kk'}^+ \rangle. \quad (31)$$

Величина  $\mu_0$  порядка единицы. Усреднение в  $\langle V_{kk'} V_{kk'}^+ \rangle$  включает все оболочечные конфигурации с заданной зарядовой асимметрией.

Аналогичным образом в качестве промежуточного состояния в (29) можно использовать  $|Z, n\rangle$ . Тогда после симметризации выражение (30) приобретает вид

$$\lambda(Z|Z') = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{(\Delta E)^2} \frac{1}{\sqrt{\rho_Z(E) \rho_{Z'}(E)}} \sum_{k \neq k'} \langle V_{kk'} V_{kk'}^+ \rangle. \quad (32)$$

Усредненный матричный элемент  $\langle V_{kk'} V_{kk'}^+ \rangle$  не несет никаких следов оболочечной структуры. Оболочечные эффекты могут войти в (32) только через экспериментальные энергии связи ядер, от которых зависит плотность состояний системы  $\rho_Z$ . Выражение (32) аналогично выражению для  $\lambda_{ZZ'}$  в работе [62], где использовался феноменологический подход:

$$\lambda_{ZZ'} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\rho_Z(E) \rho_{Z'}(E)}}.$$

Величина  $\lambda_0$  определялась геометрическими размерами ДЯС.

Вернемся к уравнению (25) и равенству (28). В качестве конфигураций  $n$  и  $n'$  можно взять состояния с фиксированным числом частиц и дырок. Из одночастичного характера взаимодействия  $\hat{V}_{\text{int}}$  следует, что  $\lambda(Z, n|Z', n')$  отлично от нуля, только если состояния  $n$  и  $n'$  различаются на одну частично-дырочную пару. Разность энергий конфигурации в этом случае сводится к разности одночастичных энергий. Из (28) следует, что  $Z' = Z \pm 1$ . Подставляя выражение для  $\hat{V}_{\text{int}}$  в (28), получаем

$$\begin{aligned} \lambda(Z, n|Z+1, n') &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{P,T} |g_{PT}|^2 n_P^{Z+1, n'} (1 - n_T^{Z+1, n'}) \times \\ &\quad \times n_T^{Z, n} (1 - n_P^{Z, n}) \bar{\delta}(\epsilon_P^Z - \epsilon_T^Z), \\ \lambda(Z, n|Z-1, n') &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{P,T} |g_{PT}|^2 n_T^{Z-1, n'} (1 - n_P^{Z-1, n'}) \times \\ &\quad \times n_P^{Z, n} (1 - n_T^{Z, n}) \bar{\delta}(\epsilon_P^Z - \epsilon_T^Z). \end{aligned} \quad (33)$$

В (33)  $n_P, n_T$  равны нулю или единице. Так как гамильтониан — одночастичный оператор, то при фиксированном  $n'$

$$\sum_n n_T^{Z, n} (1 - n_{P,T}^{Z, n}) = 1. \quad (34)$$

Представим  $P_Z(n', t)$  в виде

$$P_Z(n', t) \equiv P_Z(t) \Phi_Z(n'),$$

где  $\sum_{n'} \Phi_Z(n') = 1$ . Величина  $\Phi_Z(n')$  — это вероятность найти систему при заданном значении зарядовой асимметрии  $Z$  в состоянии  $n'$ . Такое представление соответствует предположению, что время установления равновесного распределения между состояниями, принадлежащими одной макроячейке, заметно меньше времени перехода из одной макроячейки в другую. Это предположение всегда справедливо в транспортных теориях, как было сказано во введении.

Рассмотрим сумму

$$\sum_{n'} n_{P,T}^{Z,n'} (1 - n_{T,P}^{Z,n'}) \Phi_Z(n'). \quad (35)$$

В этом выражении произведение  $n_{P,T}^{Z,n'} (1 - n_{T,P}^{Z,n'})$  усредняется по всем оболочечным конфигурациям, принадлежащим одной и той же макроячейке с заданной энергией возбуждения. Мы предположим, что сумма (35) может быть выражена с помощью температурных (фермиевских) чисел заполнения

$$\sum_{n'} n_{P,T}^{Z,n'} (1 - n_{T,P}^{Z,n'}) \Phi_Z(n') = n_{P,T}^Z(T) (1 - n_{T,P}^Z(T)), \quad (35a)$$

где температура  $T$  связана с энергией возбуждения, характеризующей макроячейку. Подставляя соотношения (33)—(35) в (25), получаем

$$\dot{P}_Z(t) = \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1}(t) + \Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1}(t) - (\Delta_Z^{(-)} + \Delta_Z^{(+)}) P_Z(t), \quad (36)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_Z^{(+)} &= \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T} |g_{PT}(R)|^2 n_T^Z(T) (1 - n_P^Z(T)) \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta t}{2\hbar} [\tilde{\epsilon}_P^Z - \tilde{\epsilon}_T^Z]\right)}{(\tilde{\epsilon}_P^Z - \tilde{\epsilon}_T^Z)^2/4}, \\ \Delta_Z^{(-)} &= \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T} |g_{PT}(R)|^2 n_P^Z(T) (1 - n_T^Z(T)) \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta t}{2\hbar} [\tilde{\epsilon}_P^Z - \tilde{\epsilon}_T^Z]\right)}{(\tilde{\epsilon}_P^Z - \tilde{\epsilon}_T^Z)^2/4}. \end{aligned} \quad (37)$$

Одночастичный спектр, кратности вырождения уровней непосредственно входят в расчеты вероятностей перехода  $\Delta_Z^{(\pm)}$ . Таким образом, в величинах

$\Delta_Z^{(\pm)}$  отражает влияние оболочечных эффектов на эволюцию системы. В отличие от (32) в (37) не входят явно полные плотности состояний системы при заданной асимметрии и полной энергии. Они появились в (32) в результате конфигурационного усреднения матричного элемента перехода. Из-за конфигурационного усреднения в (32) не вошла также зависимость матричных элементов гамильтониана взаимодействия от квантовых чисел одночастичных состояний. Конечно, плотности одночастичных состояний фактически включаются в расчеты по формулам (37) через особенности оболочечной структуры.

Учет взаимного влияния средних полей ядер в (5) приводит к изменению разности одночастичных энергий [100,101] в (37):

$$\epsilon_P - \epsilon_T \rightarrow \tilde{\epsilon}_P - \tilde{\epsilon}_T = \epsilon_P - \epsilon_T + \frac{(Z_T - Z_P) e^2}{2R},$$

где  $Z_{P,T}$  — заряды ядер ДЯС. Вследствие дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия дает основной вклад в сдвиг энергии протонных одночастичных уровней. В сильно асимметричных конфигурациях протонные уровни в легком фрагменте значительно смещаются вверх по энергии относительно одночастичных уровней тяжелого фрагмента, т.е. поверхность Ферми легкого фрагмента оказывается выше, чем тяжелого. Этот факт косвенно подтверждается в экспериментах по реакциям передачи. Когда налетающий ион много легче ядра-мишени, измеренные сечения срыва протона с легкого ядра оказываются значительно большими, чем сечения срыва нейтрона [5].

**Результаты расчета зарядовых распределений.** Мы рассчитали зарядовые распределения продуктов реакций  $^{52}\text{Cr}$  (378 МэВ) +  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{51}\text{V}$  (447 МэВ) +  $^{197}\text{Au}$  и  $^{20}\text{Ne}$  (175 МэВ) +  $^{197}\text{Au}$ . При расчете вероятностей перехода (37) были использованы реалистические одночастичные схемы уровней. Шкала одночастичных энергий фиксировалась так, чтобы энергия последнего заполняемого уровня соответствовала экспериментальной энергии отрыва нуклона [119]. Для упрощения численных расчетов матричные элементы  $g_{PT}$  параметризованы [3,63,64] следующим образом:

$$g_{PT} = g_0 \exp\left(-\frac{|\tilde{\epsilon}_P - \tilde{\epsilon}_T|}{\Delta}\right) \exp\left(-\frac{|j_P - j_T|}{\Delta j}\right) \delta_{m_P m_T}, \quad (38)$$

где  $\Delta = 8 \div 10$  МэВ,  $\Delta j = 6 \div 9$ ,

$$g_0 = \int d\mathbf{r} \left( \frac{\rho_P^Z(\mathbf{r})}{Z_P} \right)^{1/2} \frac{1}{2} (U_P^Z(\mathbf{r}) + U_T^Z(\mathbf{r})) \left( \frac{\rho_T^Z(\mathbf{r})}{Z_T} \right)^{1/2}.$$

Здесь  $\rho_p^Z, \rho_T^Z$  — протонные плотности ядер, с помощью которых параметризованы радиальные волновые функции. Значение  $\Delta t$  фиксировалось равным  $10^{-22}$  с.

Результаты расчета вероятностей перехода  $\Delta_Z^{(\pm)}$  для реакции  $^{52}\text{Cr} + ^{181}\text{Ta}$  приведены на рис.13 для двух значений температуры:  $T = 0,5$  и  $2,0$  МэВ, соответствующих большему и меньшему прицельному параметру при заданной энергии налетающего иона. Осциллирующий характер зависимости  $\Delta_Z^{(\pm)}$  от  $Z$  отражает влияние оболочечной структуры. У  $\Delta_Z^{(\pm)}$  появляются локальные минимумы при  $Z = 2$  и  $8$ , соответствующие магическим ядрам. Отсутствие локальных минимумов у  $\Delta_Z^{(\pm)}$  для других магических чисел может быть объяснено структурой сопряженных фрагментов и влиянием нейтронной системы. Устойчивость системы с зарядовой асимметрией  $Z'$  определяется не только наличием локальных минимумов у  $\Delta_Z^{(\pm)}$ , но и условием  $\Delta_Z^{(+)} > \Delta_Z^{(-)}$  при  $Z < Z'$  и  $\Delta_Z^{(+)} < \Delta_Z^{(-)}$  при  $Z > Z'$ . Такое условие выполняется при  $Z' = 40$  (сопряженный фрагмент имеет  $N = 82$ ) и около  $Z' = 48$  (система близка к симметричной конфигурации и к  $Z = 50$ ).

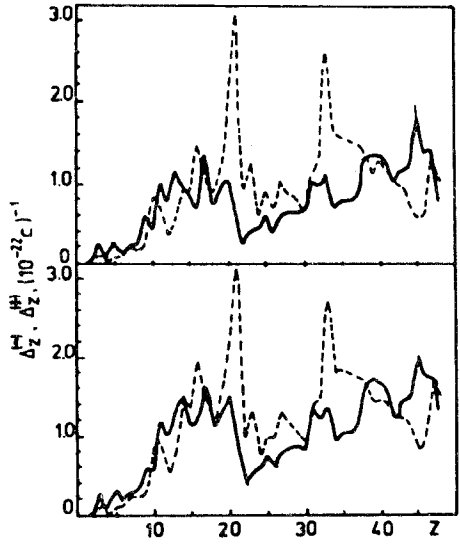


Рис.13. Вероятности перехода  $\Delta_Z^{(\pm)}$  для реакции  $^{52}\text{Cr} + ^{181}\text{Ta}$ , рассчитанные при двух значениях температуры. Верхняя часть рисунка —  $T = 0,5$  МэВ, нижняя —  $T = 2,0$  МэВ. Сплошная линия —  $\Delta_Z^{(-)}$ , штриховая —  $\Delta_Z^{(+)}$

При увеличении температуры системы влияние оболочечных эффектов на процесс передачи нуклонов уменьшается. Это отражается в некотором уменьшении с ростом температуры осцилляций величин  $\Delta_Z^{(\pm)}$  при изменении  $Z$  (рис.13). Вероятности перехода  $\Delta_Z^{(\pm)}$  зависят от температуры только через фермиевские числа заполнения (37). В качестве примера проанализируем зависимость от  $T$  величины  $(\Delta_Z^{(-)} - \Delta_{Z+1}^{(-)})$ :

$$s\Delta_Z^{(-)} - \Delta_{Z+1}^{(-)} = \sum_{P,T} F_{PT} \left( n_P^Z(T) (1 - n_T^Z(T)) - n_P^{Z+1}(T)(1 - n_T^{Z+1}(T)) \right), \quad (39)$$

где  $F_{PT}$  обозначено произведение величин, не зависящих от температуры. В (39) мы пренебрегли изменением одночастичных энергий при переходе  $Z \rightarrow Z + 1$ .

В случае сильно асимметричных конфигураций расстояние между одночастичными уровнями в легком фрагменте больше температуры  $T$  в рассматриваемой области энергий возбуждения, т.е. отклонение  $n_P^Z(T)$  от 1 или 0 мало, и оболочечные эффекты проявляются более ярко. Для конфигураций, близких к симметричным, изменение энергий Ферми фрагментов  $\Delta \epsilon_{F_P F_T}$  при переходе  $Z \rightarrow Z + 1$  меньше  $T$ , поэтому выражение в скобках в (39) можно приближенно записать следующим образом:

$$n_P^Z(1 - n_T^Z) - n_P^{Z+1}(1 - n_T^{Z+1}) \approx \frac{1}{T} n_P^Z(1 - n_T^Z) [n_T^Z \Delta \epsilon_{F_P} - (1 - n_P^Z) \Delta \epsilon_{F_T}].$$

В сумму (39) основной вклад вносят слагаемые с  $n_P^Z(T) \approx n_P^Z(T)$ , т.е.

$$\Delta_Z^{(-)} - \Delta_{Z+1}^{(-)} \sim \frac{\Delta \epsilon_{F_T}}{T}. \quad (40)$$

Из (40) можно сделать вывод о том, что ослабление влияния оболочечной структуры на процесс передачи нуклонов при увеличении  $T$  происходит медленнее, чем экспоненциальное уменьшение оболочечной поправки к энергии связи ядер [120]. Аналогичные выводы следуют и из рассмотрения разности  $(\Delta_Z^{(+)} - \Delta_{Z+1}^{+})$ .

Результаты расчетов  $P_Z$  для реакции  $^{52}\text{Cr}(379 \text{ МэВ}) + ^{181}\text{Ta}$ , соответствующие различным значениям времени взаимодействия и температуры, приведены на рис. 14 и 15. На рис. 14 рассчитанная зависимость  $P_Z$

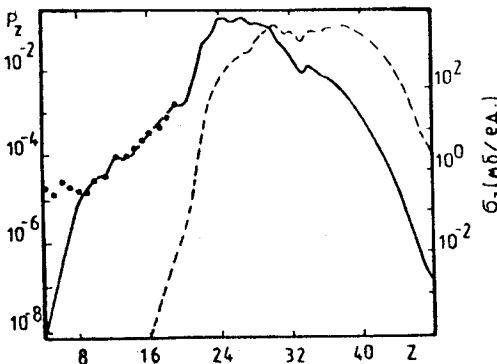


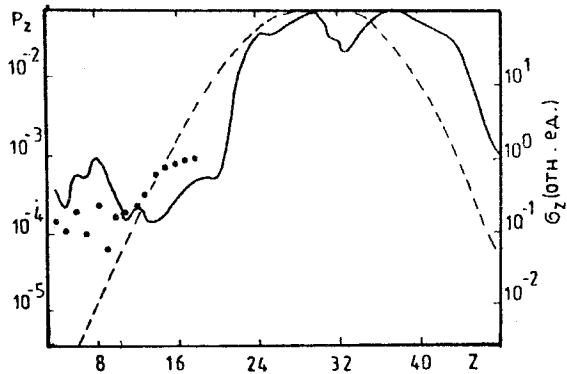
Рис. 14. Зарядовое распределение продуктов глубоконеупругих передач для реакции  $^{52}\text{Cr}(378 \text{ МэВ}) + ^{181}\text{Ta}$ . Результаты расчета  $P_Z$  для  $t_{\text{int}} = 10^{-21} \text{ с}$  и  $T = 1,5 \text{ МэВ}$  с учетом и без учета кулоновского взаимодействия показаны сплошной и штриховой линиями соответственно. Точками отмечены экспериментальные значения сечений  $\sigma_Z$  [17]



была получена для времени взаимодействия  $t_{\text{int}} = 10^{-21}$  с и  $T = 1,5$  МэВ. В этом случае сравнение производится с экспериментальными данными  $\sigma_Z$  [17], характерными для продуктов глубоконеупругих передач. Из рис.14 видно, что включение кулоновского взаимодействия улучшает согласие теоретических результатов с экспериментальными данными. Видно также, что кулоновское взаимодействие увеличивает вероятность образования легких ядер. Большая разница между теоретическими и экспериментальными результатами для  $Z < 8$ , вероятно, связана с повышенной вероятностью распада двойной ядерной системы при большой зарядовой асимметрии за счет динамических причин. Экспериментальные данные по множественности  $\gamma$ -квантов [121] показывают, что для  $Z \leq 8$  в сечение образования продуктов существенный вклад вносят столкновения с  $l < l_{\text{crit}}$  т.е. существует дополнительный механизм образования легких продуктов, который не учитывается в наших расчетах.

В этой же реакции были дополнительно измерены зарядовые распределения продуктов, которые характеризуются симметричным в с.ц.м. угловым распределением. Эти экспериментальные данные [17] сравниваются на рис.15 с теоретическими результатами, полученными для большего, чем на рис.14, времени взаимодействия  $t_{\text{int}} = 5 \cdot 10^{-21}$  с и  $T = 2,0$  МэВ, что соответствует столкновениям с  $l \approx l_{B_f=0}$  (максимальный момент, при котором еще возможно слияние). Видно, что существует качественное согласие между теоретическими и экспериментальными результатами. Для сравнения на рис.15 представлены также результаты нашего расчета в жидкокапельном приближении [62]. Видно, что, учитывая оболочечные эффекты, можно объяснить сечения образования легких ядер. Результаты, представленные выше, были получены в предположении, что  $N/Z$ -равновесие в системе устанавливается до начала обмена нуклонами.

Рис.15. Зарядовое распределение продуктов, имеющих симметричное в с.ц.м. угловое распределение, для реакции  $^{52}\text{Cr} (378 \text{ МэВ}) + ^{181}\text{Ta}$ . Сплошная линия — рассчитанное  $P_Z$  для  $t_{\text{int}} = 5 \cdot 10^{-21}$  с и  $T = 2,0$  МэВ. Штриховой линией показано  $P_Z$ , полученное по модели [62]. Точками отмечены экспериментальные значения сечений  $\sigma_Z$  [17]



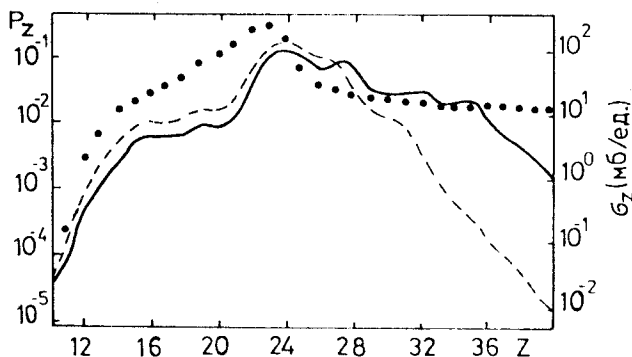


Рис.16. Зарядовое распределение  $P_Z$  продуктов реакции  $^{51}\text{V}$  (447 МэВ) +  $^{197}\text{Au}$ , рассчитанное при  $t_{\text{int}} = 10^{-21}$  с и  $T = 2,0$  МэВ с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия)  $N/Z$ -равновесия. Экспериментальные значения сечений  $\sigma_Z$  [122] показаны точками

Теоретические результаты вместе с экспериментальными данными для реакции  $^{51}\text{V}$  (447 МэВ) +  $^{197}\text{Au}$  показаны на рис.16. Экспериментальное зарядовое распределение [122] проинтегрировано по углам в с.ц.м. и при конечной кинетической энергии ( $20^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 90^\circ$ ,  $100 \leq E \leq 340$  МэВ). Поэтому квазиупругие процессы учитываются в экспериментальных сечениях  $\sigma_Z$  при  $Z \approx 23$ . Вероятно, это является причиной расхождения между теоретическими и экспериментальными данными вблизи  $Z = 23$ . Широкое плато зарядового распределения для больших  $Z$ , видимо, отвечает процессам квазиделения.

На рис.16 приведено для сравнения теоретическое зарядовое распределение, полученное без учета установления  $N/Z$ -равновесия, т.е.  $N/Z$ -отношение в легком фрагменте выбиралось равным  $N/Z$ -отношению в налетающем ядре. Наблюдается большое отличие теоретических результатов от экспериментальных при больших  $Z$ . Поэтому вопрос об установлении  $N/Z$ -равновесия важен для теоретического анализа зарядового распределения продуктов реакций многонуклонных передач.

Удовлетворительное качественное согласие было получено также для зарядового распределения продуктов глубоконеупругих передач в реакции  $^{20}\text{Ne}$  (175 МэВ) +  $^{197}\text{Au}$  [123]. Результаты, приведенные на рис.17, получены при  $t_{\text{int}} = 10^{-21}$  с и  $T = 1,0$  МэВ.

Теоретические результаты достаточно хорошо воспроизводят структуру зарядовых распределений. При больших значениях зарядовой асимметрии

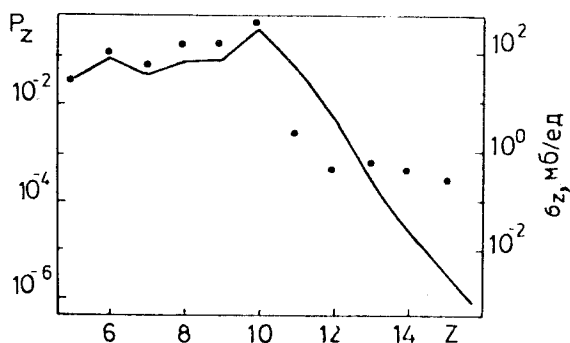


Рис. 17. Зарядовое распределение продуктов глубоко-неупругих передач для реакции  $^{20}\text{Ne}$  (175 МэВ) +  $^{197}\text{Au}$ . Сплошная линия — расчет  $P_Z$  при  $t_{\text{int}}=10^{-21}$  с и  $T=1,0$  МэВ. Точками показаны экспериментальные значения сечений  $\sigma_Z$  [123]

различие в сдвигах энергий одночастичных состояний легкого и тяжелого фрагментов, вызванное кулоновским взаимодействием, достигает наибольшей величины. Это ведет к значительному усилению выхода легких ядер. Результаты расчетов зарядовых распределений оказались чувствительными к изотопному составу взаимодействующих фрагментов, поэтому вопрос об установлении  $N/Z$ -равновесия в системе является важным при изучении реакций многонуклонных передач.

**Микроскопическое рассмотрение передачи протонов и нейтронов в ГНС ТИ.** Изучение процесса передачи нуклонов в рамках микроскопического подхода, строго говоря, требует рассмотрения передачи как протонов, так и нейтронов, поскольку оболочечные эффекты (замкнутые оболочки, появление вблизи поверхности Ферми уровня с большой кратностью вырождения) проявляются как при передаче протонов, так и при передаче нейтронов. Это делает результаты расчета чувствительными к предположению об установлении  $N/Z$ -равновесия в системе [52,96—101]. В предыдущем пункте число нейтронов в легких фрагментах задавалось из условия их  $\beta$ -стабильности и установления  $N/Z$ -равновесия в системе, т.е. предполагалось, что при передаче одного протона соответствующее количество нейтронов передается практически мгновенно. Последнее предположение являлось некоторым ограничением теории и исключало возможность учета оболочечных эффектов, связанных с нейтронами.

Интерес к микроскопическому рассмотрению передач протонов и нейтронов связан также с проблемой описания установления  $N/Z$ -равновесия

между сталкивающимися ядрами [7]. Изучение зарядовых и массовых распределений в реакциях с легкими ядрами, таких как  $^{40}\text{Ag} + ^{42,48}\text{Ca}$  и  $^{40}\text{Ag} + ^{50}\text{Ti}$  [124], показало, что даже при малых потерях кинетической энергии, т.е. коротких временах взаимодействия,  $N/Z$ -отношение для продуктов реакции совпадает с  $N/Z$ -отношением для составной системы. В этом случае обмен парой нуклонов уже приводит к достижению  $N/Z$ -равновесия. Для тяжелых взаимодействующих ядер процесс установления  $N/Z$ -равновесия является более длительным. Возможно, что этот процесс протекает благодаря наличию или коллективной изовекторной моды, или независимого обмена частиц. В последнем случае релаксация  $N/Z$ -отношения имеет стохастическую природу. Рассмотрение этого процесса в рамках микроскопической модели позволяет получить аргументы за или против этой точки зрения.

Формулировка микроскопического метода описания зарядовых и массовых распределений становится особенно актуальной в связи с появлением радиоактивных пучков и планируемым получением и исследованием экзотических ядер. Расчеты могут помочь в выборе начальной комбинации сталкивающихся ядер, необходимой для получения максимального выхода интересующих изотопов.

При одновременном рассмотрении передачи протонов и нейтронов в двойной ядерной системе средние одночастичные потенциалы  $U_{P,T}$  в (5) включают как ядерные, так и кулоновские (для протонов) поля и могут быть представлены в следующем виде [125]:

$$U_{P,T}^Z(\mathbf{r}) = U_{0,P,T}(\mathbf{r}) - \frac{N_{P,T} - Z_{P,T}}{4A_{P,T}} V_1(\mathbf{r}) + U_{C,P,T}(\mathbf{r}),$$

$$U_{P,T}^N(\mathbf{r}) = U_{0,P,T}(\mathbf{r}) + \frac{N_{P,T} - Z_{P,T}}{4A_{P,T}} V_1(\mathbf{r}). \quad (41)$$

Здесь  $Z_P, Z_T$  — заряды фрагментов,  $N_P, N_T$  — числа нейтронов в них и  $A_{P,T} = Z_{P,T} + N_{P,T}$  — массовые числа. Второе слагаемое в выражениях (41) представляет собой изовекторную добавку (потенциал симметрии) к среднему ядерному потенциалу.  $U_{C,P,T}$  — кулоновский потенциал соответствующего фрагмента. Для ядерной части одночастичного потенциала (41) можно, например, использовать следующую параметризацию [126]:

$$U_{0,P,T}(\mathbf{r}) \pm \frac{N_{P,T} - Z_{P,T}}{4A_{P,T}} V_1(\mathbf{r}) = - \frac{V_0(1 \pm \gamma(N_{P,T} - Z_{P,T})/A_{P,T})}{1 + \exp[(r - R_{0,P,T})/a]}, \quad (42)$$

где  $V_0 = 53,3$  МэВ,  $\gamma = 0,63$ ,  $a = 0,63$  фм и  $R_{0,P,T} = 1,24 A_{P,T}^{1/3}$  фм. Как и в расчетах зарядовых распределений, мы не будем учитывать недиагональные матричные элементы  $\chi_{PP'}$  и  $\chi_{TT'}$ . Предполагается, что их влияние учитывается введением температурных чисел заполнения одночастичных уровней.

Аналогично (36) можно получить уравнения для вероятности  $P_{Z,N}(t)$  найти систему в момент времени  $t$  в состоянии, когда легкий фрагмент имеет заряд  $Z$  и число нейтронов  $N$ :

$$\begin{aligned} \dot{P}_{Z,N}(t) = & \Delta_{Z+1,N}^{(-,0)} P_{Z+1,N}(t) + \Delta_{Z-1,N}^{(+,0)} P_{Z-1,N}(t) + \Delta_{Z,N+1}^{(0,-)} P_{Z,N+1} + \\ & + \Delta_{Z,N-1}^{(0,+)} P_{Z,N-1}(t) - (\Delta_{Z,N}^{(-,0)} + \Delta_{Z,N}^{(+,0)} + \Delta_{Z,N}^{(0,-)} + \Delta_{Z,N}^{(0,+)}) P_{Z,N}(t) \end{aligned} \quad (43)$$

с транспортными коэффициентами

$$\begin{aligned} \Delta_{Z,N}^{(\pm,0)} = & \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T} |g_{P,T}^Z(R)|^2 n_{T,P}^Z(T) (1 - n_{P,T}^Z(T)) \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta t}{2\hbar} [\tilde{\epsilon}_P^Z - \tilde{\epsilon}_T^Z]\right)}{(\tilde{\epsilon}_P^Z - \tilde{\epsilon}_T^Z)^2/4}, \\ \Delta_{Z,N}^{(0,\pm)} = & \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T} |g_{P,T}^N(R)|^2 n_{T,P}^N(T) (1 - n_{P,T}^N(T)) \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta t}{2\hbar} [\tilde{\epsilon}_P^N - \tilde{\epsilon}_T^N]\right)}{(\tilde{\epsilon}_P^N - \tilde{\epsilon}_T^N)^2/4}. \end{aligned} \quad (44)$$

Величины матричных элементов и одночастичных энергий определяются в соответствии с (6).

Силы симметрии вместе с кулоновским взаимодействием ответственны за относительное различие характерных времен передачи протонов и нейтронов и установление  $N/Z$ -равновесия в системе. Направление передачи нуклонов будет определяться взаимным расположением поверхностей Ферми во взаимодействующих ядрах.

**Зарядовые и массовые распределения.** На основе предложенной модели были исследованы зарядовые и массовые распределения продуктов следующих реакций:  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$  (340 МэВ),  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  (425 МэВ),  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (292 МэВ) и  $^{100}\text{Mo} + ^{40}\text{Ar}$  (270 МэВ). Первые две из них интересны для изучения влияния сил симметрии. В реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$  отношения  $N/Z$  в сталкивающихся ядрах сильно отличаются, поэтому существует большой градиент поверхности потенциальной энергии. Напротив, в случае  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  отношения  $N/Z$  уже близки к равновесному для составной системы, т.е. система имеет малый градиент поверхности потенциальной энергии около начальной точки эволюции. Последняя реакция представляет инте-

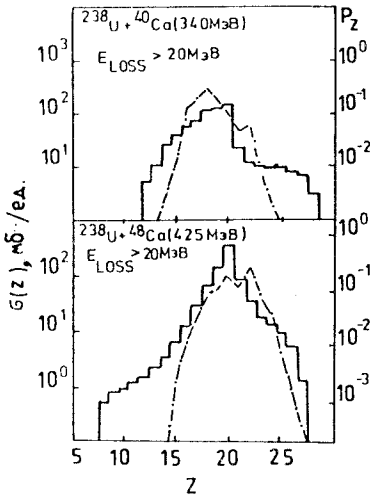


Рис. 18. Зарядовые распределения  $P_Z$  продуктов реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$  (340 МэВ) и  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  (425 МэВ), рассчитанные при  $t_{\text{int}} = 2 \cdot 10^{-21}$  с и  $T = 1,5$  МэВ (штрихпунктирные линии). Сплошные линии показывают экспериментальные значения сечений  $\sigma_Z$  [8,9]

рес, поскольку в ней наблюдалась большая массовая дисперсия при малом изменении массового числа легкого фрагмента.

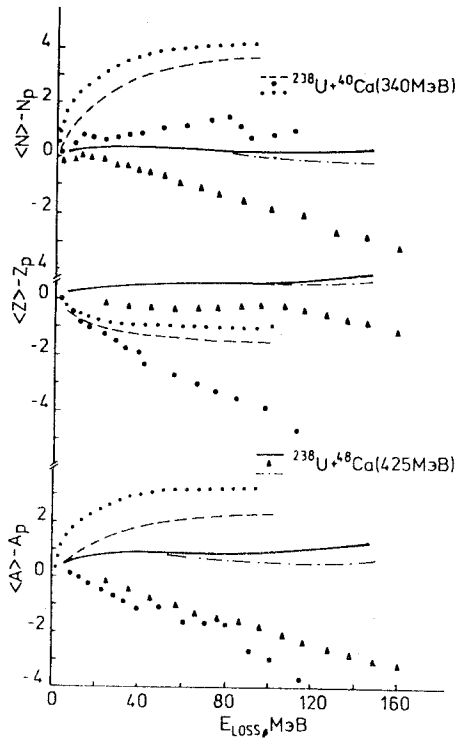
Для расчета транспортных коэффициентов (44) используем реалистические схемы одночастичных уровней, а матричные элементы  $g_{PT}$  параметризуем

в соответствии с (38). Мы не вычисляли сечения выходов изотопов для каждой парциальной волны, а рассматривали некоторую среднюю траекторию, наиболее вероятную для данного столкновения. Время взаимодействия можно определить так же, как в работе [62]. Из-за малости испарения протонов из продуктов реакции время взаимодействия уточнялось по экспериментальным значениям зарядовых дисперсий.

Для иллюстрации возможностей модели при описании эволюции двойной ядерной системы на рис.18 показаны теоретические и экспериментальные [8,9] зарядовые распределения продуктов реакции  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$  (340 МэВ) и  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  (425 МэВ). Расчетные кривые получены для времени взаимодействия  $t_{\text{int}} = 2 \cdot 10^{-21}$  с и  $T = 1,5$  МэВ, что характерно для реакций глубоконеупругих передач. Теоретические результаты качественно согласуются с экспериментальными. Большой по сравнению с расчетным выход легких частиц может быть объяснен вкладом столкновений с  $l < l_{\text{crit}}$  и увеличением вероятности распада сильно асимметричных систем [17,78,106,127—129].

На рис.19 для этих реакций приведена зависимость от потерь кинетической энергии ( $E_{\text{loss}}$ ) средних значений массового  $\langle A \rangle$ , зарядового  $\langle Z \rangle$  и нейтронного  $\langle N \rangle$  чисел легкого фрагмента. Экспериментальные данные хорошо описываются предложенной моделью при малых  $E_{\text{loss}}$ . При больших  $E_{\text{loss}}$  происходит отклонение расчетных значений от экспериментальных. Заметим, что теоретические кривые получены без учета испарения нуклонов. На наш взгляд, включение в рассмотрение этого процесса могло бы

Рис. 19. Отклонения средних значений массы  $\langle A \rangle$ , заряда  $\langle Z \rangle$  и нейтронного числа  $\langle N \rangle$  от начальных значений как функции потерь энергии в реакциях  $^{238}\text{U} + ^{40,48}\text{Ca}$ . Экспериментальные данные [8,9] показаны точками и треугольниками. Результаты расчета показаны сплошной ( $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$ ) и штриховой ( $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ ) линиями. Результаты, полученные без учета сил симметрии, изображены пунктирными линиями. Штрихпунктирная линия показывает результаты, полученные без предположения о температурном равновесии



улучшить согласие с экспериментом, как в [8,9]. Однако разницу между расчетными и экспериментальными значениями  $\langle Z \rangle$  при больших  $E_{\text{loss}}$ , достигающую двух единиц для реакций  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$ , нельзя объяснить только процессами испарения протонов. Это различие может быть связано [10] с предравновесными эффектами на первой стадии реакции, вкладом коллективной передачи заряда через возбуждение гигантских изовекторных резонансов,  $\alpha$ -кластерной передачей [45,46].

Как было показано в разд.2, установление температурного равновесия в ДЯС не происходит мгновенно. Направление коррекции расчетных зависимостей из-за вклада предравновесных процессов может быть определено в расчетах, выполненных без предположения об установлении температурного равновесия в системе, например, в случае равенства энергий возбуждения взаимодействующих ядер. Такой расчет выполнен для реакции  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  (рис.19). Отклонение этих результатов от обычных зависимостей, полученных при условии полного температурного равновесия в двойной системе, наиболее заметно при больших  $E_{\text{loss}}$  и ведет к улучшению согласия с экспериментальными данными.

Для иллюстрации роли сил симметрии в процессах многонуклонных передач на рис.19 (пунктирная линия) показан результат расчета для

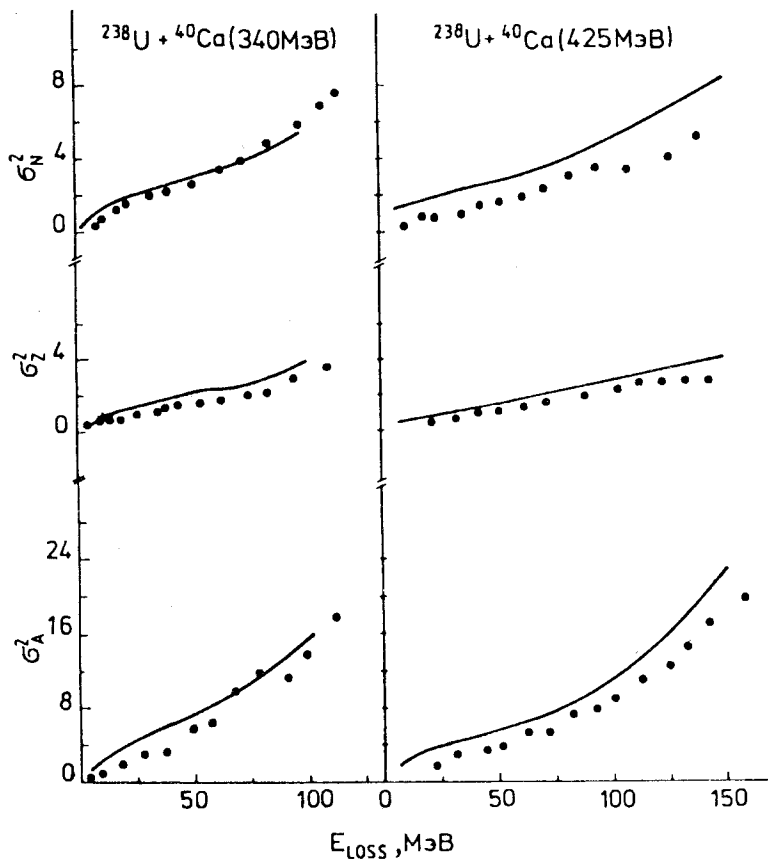


Рис. 20. Массовая ( $\sigma_A^2$ ), зарядовая ( $\sigma_Z^2$ ) дисперсии и дисперсия нейтронно-го числа ( $\sigma_N^2$ ) изображены как функции потери кинетической энергии для реакций  $^{238}\text{U} + ^{40,48}\text{Ca}$ . Точками показаны экспериментальные данные [8,9], линиями — результаты расчета

реакции  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ , выполненного без включения изовекторной части одночастичного потенциала. Эта реакция была выбрана из-за большой разницы  $N/Z$ -отношений в сталкивающихся ядрах. Хорошо видно, что учет сил симметрии улучшает согласие с экспериментальными данными. Лучшего согласия между теорией и экспериментом в реакции  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  для величин  $\langle Z \rangle$  можно достичь, если увеличить изовекторную часть  $g_{PT}$  в два раза, но мы не нашли для этого теоретического обоснования. Возможно,



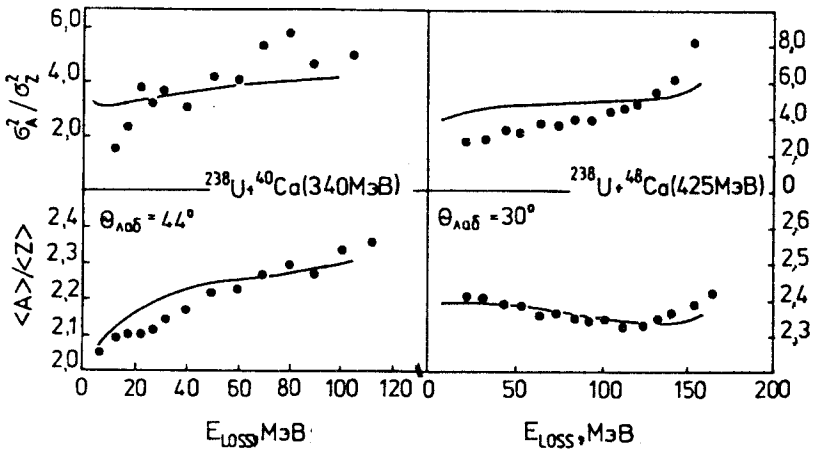


Рис. 21. Зависимость  $\langle A \rangle / \langle Z \rangle$  (нижняя часть) и  $\sigma_A^2 / \sigma_Z^2$  (верхняя часть) от потерь кинетической энергии для реакций  $^{238}\text{U} + ^{40,48}\text{Ca}$ . Точками показаны экспериментальные данные [8,9]. Результаты расчета изображены линиями

согласие с экспериментальными данными улучшится, если вместо параметризации (38) для  $g_{PT}$  использовать точное выражение (см. приложение). Однако это требует значительно большего объема вычислений.

Хорошее согласие теоретических и экспериментальных зависимостей вторых моментов  $Z$ -,  $N$ - и  $A$ -распределений от  $E_{loss}$  получено для реакций  $^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ca}$  и  $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$  (рис.20).

Удовлетворительное согласие между теоретическими и экспериментальными результатами получается при рассмотрении зависимостей  $\sigma_A^2 / \sigma_Z^2$  и  $\langle A \rangle / \langle Z \rangle$  от  $E_{loss}$  для реакций  $^{238}\text{U} + ^{40,48}\text{Ca}$  (рис.21). Видно, что при малых потерях энергии отношение  $\sigma_A^2 / \sigma_Z^2$  близко к  $\langle A \rangle / \langle Z \rangle$ , что, как известно [7], означает, что на начальной стадии реакции преобладает обмен протонами. По мере роста времени взаимодействия (увеличения  $E_{loss}$ ) отношение  $\sigma_A^2 / \sigma_Z^2$  становится близким к  $(\langle A \rangle / \langle Z \rangle)^2$ , что соответствует уже сильной корреляции между передачей протонов и нейтронов. Анализируя зависимости на рис.21, можно сделать вывод о том, что установление  $N/Z$ -равновесия является монотонно непрерывным процессом.

Экспериментально было установлено [1,5], что сечения образования изотопов легких продуктов ( $Z \leq 8$ ) в реакциях ГНП подчиняются  $Q_{gg}$ -системе

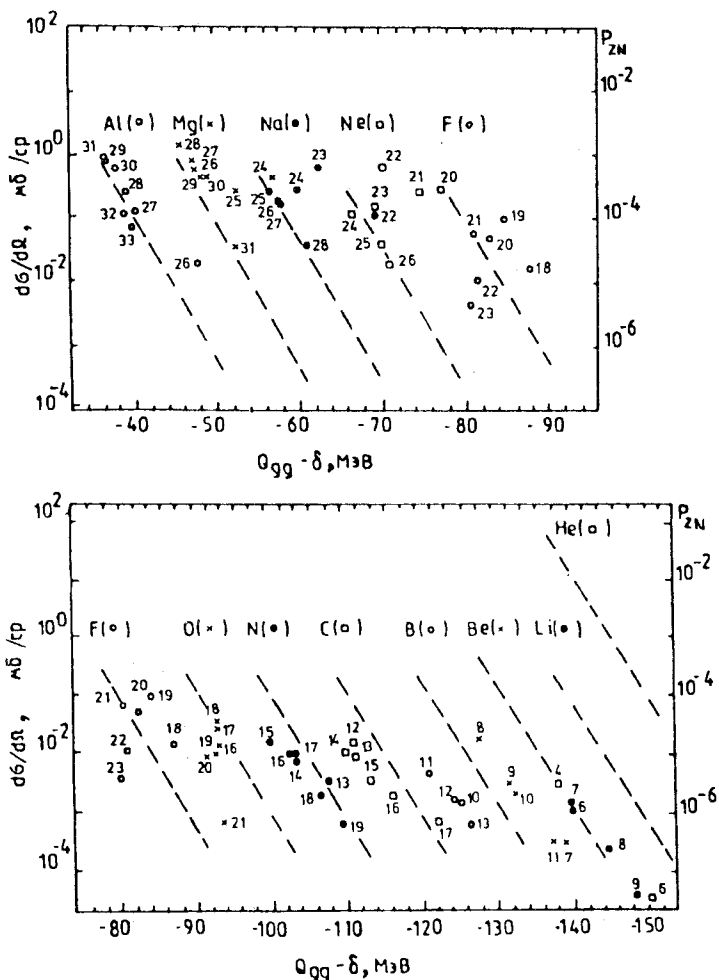


Рис.22. Сечения образования изотопов как функции  $(Q_{gg} - \delta)$  для реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (292 МэВ). Штриховые линии соответствуют аппроксимации экспериментальных данных [1]. Результаты расчета ( $P_{ZN}$ ) изображены символами ( $t_{\text{int}} = 3 \cdot 10^{-21}$  с). Числа около символов — массовые числа изотопов

матике. Видимое нарушение  $Q_{gg}$ -систематики при  $Z > 8$  связано с влиянием вторичных ядерных процессов — испарением нуклонов и  $\alpha$ -частиц из возбужденного легкого фрагмента. Для обоснования применимости  $Q_{gg}$ -сис-

матики обычно [130] используются статические соображения, которые явно не присутствуют в нашей модели. Поэтому заранее не очевидно, что наши результаты воспроизведут экспериментально наблюдаемую  $Q_{gg}$ -систематику.

Расчеты  $P_{Z,N}$  ( $t_{\text{int}} = 3 \cdot 10^{-21}$  с и  $T = 1,5$  МэВ) для реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (292 МэВ) показали (рис.22), что соотношение выходов изотопов, характерное для  $Q_{gg}$ -систематики с учетом поправок на неспаренность нуклонов при их передаче из ядра-донора в ядро-акцептор, воспроизводится моделью при  $Z \geq 11$  (за исключением  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{22,23}\text{Na}$ ) и  $Z < 8$ . Штриховые линии на рис.22 соответствуют экспериментальным значениям. Возможная причина расхождения расчетных абсолютных выходов легких частиц с экспериментальными была указана при обсуждении рис.18. Несоответствие расчетов для изотопов O, F и Ne  $Q_{gg}$ -систематике, на наш взгляд, может быть связано с тем, что в нашей модели не рассматривается передача кластеров, которая может быть важной для этих ядер. Например, для изотопов  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{20-22}\text{Ne}$  энергия отделения  $\alpha$ -частицы близка или даже меньше энергии отделения нуклона. Поэтому учет кластерной передачи мог бы уменьшить расчетный выход некоторых легких изотопов и улучшить согласие с  $Q_{gg}$ -систематикой. Кроме того, передача кластеров будет вносить дополнительный вклад в образование продуктов с  $Z < 8$ .

В соответствии с  $Q_{gg}$ -систематикой сечения образования изотопов представляются в следующем виде [5]:

$$\sigma \propto \exp [(Q_{gg} - \delta + \Delta E_C)/T_0], \quad (45)$$

где  $\Delta E_C$  — изменение кулоновской энергии системы, обусловленное передачей протонов,  $\delta$  — поправка на неспаренность нуклонов при их передаче. Параметр  $T_0$  отличается от обычной термодинамической температуры  $T$ , т.е. наклон линий в  $Q_{gg}$ -систематике характеризует  $T$  лишь через функциональную зависимость  $T_0$  и  $T$ . Расчет  $Q_{gg}$ -систематики для Al и Be при  $T = 1,0$  и  $2,0$  МэВ и одном и том же времени взаимодействия (рис.23) показал, что наклон линий уменьшается с увеличением  $T$ , т.е. качественно воспроизводится зависимость (45). Однако изменение наклона происходит менее чем в два раза, что подтверждает неэквивалентность  $T_0$  и  $T$ .

Как уже отмечалось, стандартные транспортные расчеты, использующие лишь поверхность потенциальной энергии, не всегда могут правильно описать эволюцию двойной ядерной системы. Например, с помощью этих моделей не удается объяснить большие дисперсии массового распределения при малом изменении  $\langle A \rangle$  для реакции  $^{100}\text{Mo} + ^{40}\text{Ar}$  (270 МэВ) [13,78]. Дело в том, что на эволюцию системы оказывает влияние не только взаимное

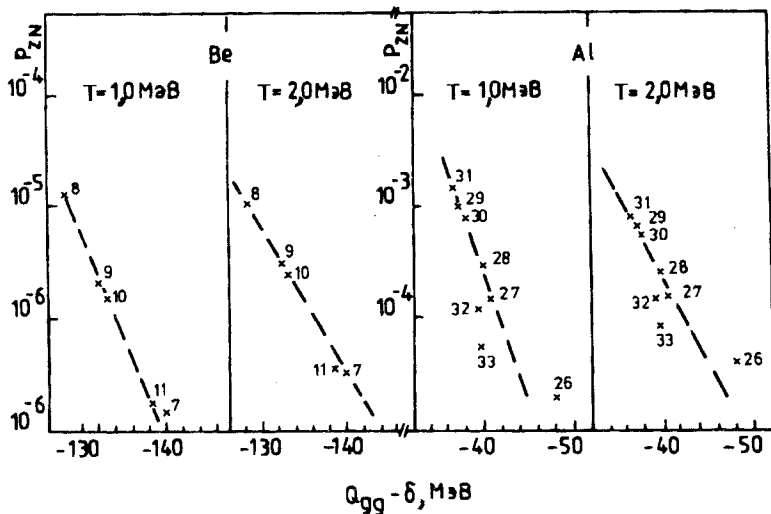


Рис. 23. Сечения образования изотопов Al и Be как функции  $(Q_{gg} - \delta)$ , рассчитанные для двух значений температуры  $T = 1,0$  и  $2,0$  МэВ ( $t_{int} = 3 \cdot 10^{-21}$ ) (символы  $\times$ ) для реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (292 МэВ). Числа около символов — массовые числа изотопов. Штриховые линии — результат аппроксимации расчетных данных

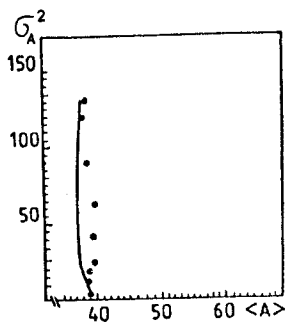


Рис. 24. Зависимость массовой дисперсии  $\sigma_A^2$  от среднего значения массового числа легкого фрагмента  $\langle A \rangle$  для реакции  $^{100}\text{Mo} + ^{40}\text{Ar}$  (270 МэВ). Точками изображены экспериментальные данные [78]. Линия демонстрирует результаты расчета

расположение поверхностей Ферми протонов и нейтронов у взаимодействующих ядер, но и особенности оболочечной структуры фрагментов (количество свободных и занятых уровней около поверхности Ферми, степень их вырождения и т.д.).

Первый эффект учитывается «driving»-потенциалом. Однако другие могут быть включены в рассмотрение только на основе микроскопической модели. Наша модель, учитывающая явно эффекты оболочечной структуры для протонов и нейтронов, позволяет хорошо описывать экспериментальные результаты (рис.24).

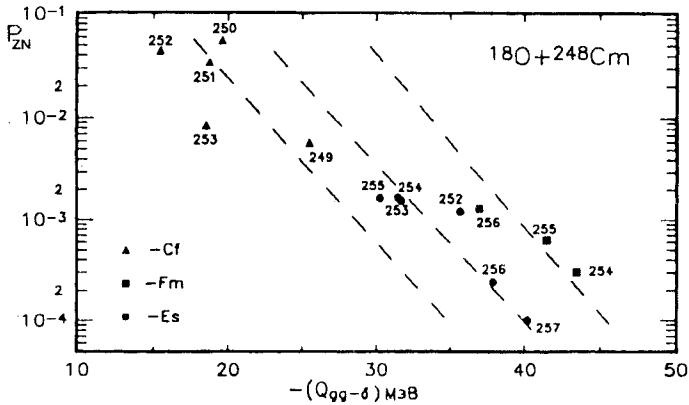


Рис. 25. Рассчитанные значения  $P_{Z,N}$  в зависимости от  $Q_{RR}$  для реакции  $^{18}\text{O}$  (97 МэВ) +  $^{248}\text{Cm}$  изображены символами. Результаты аппроксимации по формуле (45) показаны штриховыми линиями

**Расчет выхода изотопов тяжелых продуктов реакций неполного слияния.** В качестве приложения микроскопической модели передачи нуклонов рассмотрим метод расчета выхода нейтронообогащенных ядер в реакциях неполного слияния [131]. Как следует из результатов разд. 2, энергия возбуждения тяжелого продукта реакции может быть небольшой. Поэтому число испарившихся из него частиц невелико. Такие реакции интенсивно изучались [132,133] на предмет их использования для получения нейтроноизбыточных актиноидов. Расчет сечений выхода различных ядер в реакции состоит из двух этапов. На первом этапе рассчитывается предиспарительное распределение продуктов реакции. Затем, используя это распределение, рассчитывается выход испарительных частиц и получается окончательное распределение ядер, которое сравнивается с экспериментальными данными.

Решая уравнения (43), можно получить предиспарительное распределение продуктов реакции. Рассчитанные сечения образования изотопов находятся в согласии с  $Q_{gs}$ -систематикой. Используя параметризацию (45), легко определить величину  $T_0$ , которая характеризует наклон зависимости  $P_{Z,N}$  в логарифмическом масштабе при заданном  $Z$ . Результаты расчета для реакции  $^{18}\text{O}$  (97 МэВ) +  $^{248}\text{Cm}$  показаны на рис. 25. Вычисляя выходы изотопов нескольких ядер и определяя  $T_0$ , можно затем найти и предиспарительный выход других ядер.

Реакциями неполного слияния называются реакции, где большое число нуклонов налетающего ядра передается ядру-мишени ( $A_P + A_T \rightarrow A'_P + A'_T$ ). Согласно модели [134] сечение  $i$ -го канала ( $A'_P$  и  $A'_T$  заданы) неполного слияния имеет вид

$$\sigma(i) = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{\max}} (2l+1) T_l \frac{P_l^i \exp [(Q_{gg}^i - \delta + \Delta E_C)/T_0]}{\sum_i P_l^i \exp [(Q_{gg}^i - \delta + \Delta E_C)/T_0]}, \quad (46)$$

где  $P_l^i = \{1 + \exp [(l - l_{\text{lim}}(i))/\Delta]\}^{-1}$ , а  $T_l$  — проницаемость входного потенциального барьера для  $l$ -й парциальной волны. Предельный угловой момент для  $i$ -го канала определяется следующим образом:

$$l_{\text{lim}}(i) = \frac{A_P}{A_P - A'_P} l_{\text{crit}}(A_T + (A_P - A'_P)),$$

где  $l_{\text{crit}}(A_T + (A_P - A'_P))$  — критический угловой момент в канале ( $A_T + (A_P - A'_P)$ ) [132]. Суммирование в (46) идет до  $l_{\max}$ , при котором ядра при столкновении еще попадают в область притяжения ядро-ядерного потенциала. Параметр  $\Delta$  обычно выбирается равным нескольким единицам  $\hbar$ . При энергии столкновения, лишь немного превышающей входной потенциальный барьер, зависимостью параметра  $T_0$  от  $l$  можно пренебречь.

Процесс девозбуждения тяжелого фрагмента рассматривался в рамках статистического подхода [135,136], основанного на методе Монте-Карло. Поскольку продукты реакции имеют относительно большой спин, то применимо квазиклассическое приближение, в котором спинами испарившихся частиц пренебрегают, а все угловые моменты рассматривают как классические векторы. Энергетический спектр продуктов реакции показывает присутствие как глубоконеупругой, так и квазиупругой компонент. Ширины и относительные вклады этих компонент являются параметрами модели. Испарительная модель учитывает эмиссию  $\gamma$ -квантов, нейтронов, протонов,  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и деление. Для реалистических значений параметров было получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных сечений выхода изотопов Fm в реакции  ${}^{18}\text{O}(97 \text{ МэВ}) + {}^{248}\text{Cm}$  [137] (рис.26).

В заключение этого раздела подведем некоторые итоги. Исследована передача протонов и нейтронов в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов в рамках микроскопической модели. Рассчитанные характеристики реакций показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Установлено, что изоспиновая зависимость одночастичного потенциала является

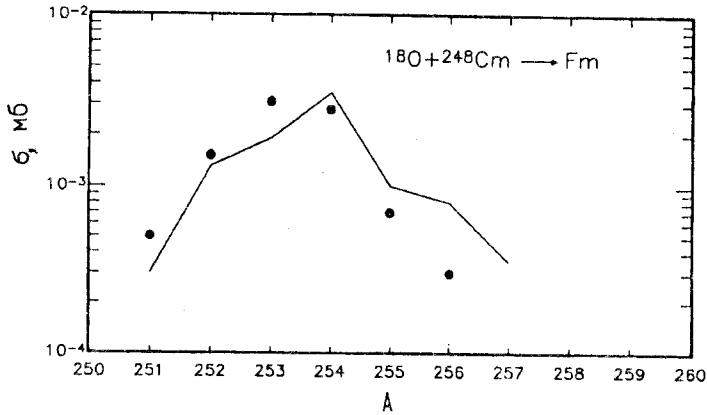


Рис. 26. Рассчитанные сечения образования изотопов Fm — сплошная линия. Точки — экспериментальные данные [137]

важной при описании данных эксперимента. Расчетные сечения образования изотопов легких элементов оказались в согласии с  $Q_{gg}$ -систематикой. Отмечено, что больший, по сравнению с расчетным, выход легких частиц может быть связан с увеличением вероятности распада сильно асимметричных систем благодаря динамическим причинам.

#### 4. МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ «DRIVING»-ПОТЕНЦИАЛ

**Связь «driving»-потенциала с транспортными коэффициентами.** Для описания эволюции ДЯС широко используются транспортные модели, в которых изменение вероятности  $P_Z(t)$  обнаружить ДЯС в момент времени  $t$  в состоянии с зарядовой асимметрией  $Z$  описывается мастер-уравнением (36). Транспортные коэффициенты  $\Delta_Z^{(\pm)}$  характеризуют вероятность переходов протона из тяжелого ядра в легкое  $\Delta_Z^{(+)}$  и обратно  $\Delta_Z^{(-)}$ . Передача нейтронов описывается аналогично (см. разд.3). В правой части уравнения (36) учитываются только переходы  $Z \rightleftharpoons Z+1$  и  $Z \rightleftharpoons Z-1$ , как в модели независимых частиц. Транспортные коэффициенты в разд.3 были получены в рамках микроскопической модели глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов [52,96—101].

Независимость от времени транспортных коэффициентов уравнения (36) и форма коэффициента при  $P_Z(t)$  гарантируют существование стационарного решения мастер-уравнения. Приравнивая левую часть (36) к нулю, получаем стационарные условия

$$\begin{aligned}\Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1} &= \Delta_Z^{(-)} P_Z, \\ \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1} &= \Delta_Z^{(+)} P_Z.\end{aligned}\quad (47)$$

Оба выражения в (47) эквивалентны соотношению

$$\frac{P_{Z+1}}{P_Z} = \frac{\Delta_Z^{(+)}}{\Delta_{Z+1}^{(-)}}.\quad (48)$$

При  $t \rightarrow \infty$  вероятность  $P_Z(t)$  стремится к своему стационарному пределу, который пропорционален плотности уровней. При фиксированной полной энергии ДЯС плотность уровней  $\rho_Z$  пропорциональна  $\exp\{-\tilde{U}(Z)/T\}$  [62]. Здесь  $\tilde{U}(Z)$  — энергия основного состояния ДЯС с зарядовой асимметрией  $Z$ . Термодинамическая температура  $T$  может быть выражена через энергию возбуждения системы  $E_J^*$  в рамках приближения ферми-газа:  $T = \sqrt{E_J^*/a}$ , где  $a = (A_p + A_T)/8$  МэВ,  $A_p$  и  $A_T$  — массовые числа легкого и тяжелого фрагментов соответственно. Энергия возбуждения  $E_J^*$  зависит от кинетической энергии и орбитального момента столкновения налетающего иона.

Используя уравнение (48) и пропорциональность  $P_Z(t)$  плотности уровней  $\rho_Z$ , получаем следующее соотношение для транспортных коэффициентов:

$$\frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}} = \exp\left[\frac{\tilde{U}(Z+1) - \tilde{U}(Z)}{T}\right].\quad (49)$$

Это выражение позволяет определить итерационную процедуру для восстановления  $\tilde{U}(Z)$ :

$$\tilde{U}(Z+1) = \tilde{U}(Z) + T \ln\left(\frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}}\right).\quad (50)$$

Используя (50) и значения транспортных коэффициентов, можно вычислить  $\tilde{U}(Z)$  при любом  $Z$ . Следует отметить, что выражение (50) было получено прямо из мастер-уравнения (36) без дополнительных предположений о виде транспортных коэффициентов  $\Delta_Z^{(\pm)}$ . Таким образом,



реалистическое определение  $\Delta_Z^{(\pm)}$  позволяет нам рассмотреть поведение  $\tilde{U}(Z)$ . Согласно (49), энергия основного состояния  $\tilde{U}(Z)$ , как функция заряда легкого фрагмента  $Z$ , полностью определяет направление эволюции ДЯС, которое зависит от положения входной точки по отношению к максимуму Бусинаро — Галлонэ. В макроскопических моделях  $\tilde{U}(Z)$  называют «driving»-потенциалом.

**Микроскопический и феноменологический «driving»-потенциалы.** Существуют два способа вычисления  $\Delta_Z^{(\pm)}$  — макроскопический и микроскопический. В феноменологических моделях [62], описывающих много-нуклонные передачи, используют параметризацию транспортных коэффициентов  $\Delta_Z^{(\pm)}$ , в которых  $\tilde{U}(Z)$  приравнивают к потенциальной энергии ДЯС  $U(Z)$ , вычисляемой как сумма энергий связи ядер и ядро-ядерного потенциала. В принципе  $\tilde{U}(Z)$  и  $U(Z)$  не должны совпадать, т.к.  $\tilde{U}(Z)$ , помимо потенциальной энергии, включает также и кинетическую энергию. Например, из-за квантовой природы ДЯС  $\tilde{U}(Z)$  содержит энергию нулевых колебаний. Однако различие не должно быть большим, и основные черты поведения  $\tilde{U}(Z)$  и  $U(Z)$  должны совпадать, так как феноменологическая модель качественно правильно описывает ход многих реакций. С нашей точки зрения, данное сравнение может быть одним из способов проверки нашего метода вычисления транспортных коэффициентов в уравнении (36).

В работе [62] различием между  $U(Z)$  и  $\tilde{U}(Z)$  пренебрегли, и для транспортных коэффициентов была предложена следующая параметризация:

$$\Delta_Z^{(\pm)} = s_0 \exp \{ [U(Z) - U(Z \pm 1)] / 2T \}, \quad (51)$$

где  $s_0$  — постоянная, характеризующая временной масштаб. Эта параметризация является прямым следствием выражения (49).

Параметризация (51) основана на макроскопических характеристиках системы. В феноменологических моделях потенциальную энергию системы берут в виде суммы жидкокапельной энергии фрагментов, оболочечной поправки, вклад которой убывает с ростом энергии возбуждения системы, и потенциальной энергии ядро-ядерного взаимодействия:

$$U(Z) = U_{LD}(Z) + U_{SH}(Z) \exp(-E_J^*/E_0) + U_{int}(Z, R). \quad (52)$$

Параметр  $E_0$  характеризует экспоненциальное затухание оболочечной поправки с увеличением  $E_J^*$ . Потенциал ядро-ядерного взаимодействия  $U_{int}(Z, R)$  включает кулоновский и ядерный потенциалы. Ядерная часть может быть взята в хорошо известной форме «proximity»-потенциала. Для

тяжелых систем и малых значений  $J$  ротационной энергией пренебрегают [138].

Зависимость от  $\Delta_Z^{(\pm)}$  макроскопических вероятностей переходов  $P_Z(t)$  определена в предположении, что при передаче нуклонов из одного фрагмента в другой ДЯС может перейти в любое состояние, разрешенное законом сохранения энергии. При таком рассмотрении эффекты оболочек входят в  $U(Z)$  только через энергии связи, без явного учета структуры одночастичного спектра взаимодействующих ядер, хотя ее влияние подтверждается рядом экспериментальных фактов, отмеченных во введении. Поэтому для анализа этих оболочечных эффектов должна использоваться микроскопическая модель.

В микроскопической модели [99—101] (см. разд.3) особенности структуры взаимодействующих ядер явно учитываются в микроскопически рассчитанных транспортных коэффициентах  $\Delta_Z^{(\pm)}$  (37) и влияют на эволюцию ДЯС. Учет оболочечной структуры существенно ограничивает вероятность перехода нуклона, благодаря действию правил отбора по проекции одночастичного момента и спина. Около поверхностей Ферми взаимодействующих ядер могут оказаться одночастичные уровни, переходы между которыми ослаблены вследствие слабого перекрывания одночастичных волновых функций. Это указывает на более богатые возможности описания динамики ДЯС в микроскопическом подходе.

Рассмотрим связь соотношения (48) с конкретной формой транспортных коэффициентов (37). Для малых значений времени имеем приближенно

$$\frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}} = \frac{\sum_{P,T} |g_{PT}|^2 n_P^{Z+1}(T) (1 - n_T^{Z+1}(T))}{\sum_{P,T} |g_{PT}|^2 n_T^Z(T) (1 - n_P^Z(T))}. \quad (53)$$

В работе [99] температурные числа заполнения были введены с помощью усреднения по конфигурациям  $n'$  макроскопического состояния ДЯС с данными  $Z$ . Поэтому вместо (53) мы можем написать

$$\frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}} = \frac{\sum_{n'} \sum_{P,T} \Phi_{Z+1}(n') |g_{PT}|^2 n_P^{Z+1,n'} (1 - n_T^{Z+1,n'})}{\sum_{n'} \sum_{P,T} \Phi_Z(n') |g_{PT}|^2 n_T^{Z,n'} (1 - n_P^{Z,n'})}, \quad (54)$$

где  $\Phi_Z(n')$  определена в (35). В (54)  $n_P^{Z,n'}$  и  $n_T^{Z,n'}$  равны нулю или единице, так как  $n'$  характеризует конфигурацию с данным числом частиц и дырок. Приближенно мы можем написать

$$\Phi_Z(n') \approx \frac{1}{N_Z},$$

где  $N_Z \equiv \rho_Z \Delta E$  — число состояний в макроскопической подсистеме. Подставляя это выражение в (54), получаем

$$\frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}} \equiv \frac{\rho_Z}{\rho_{Z+1}} \frac{\sum_{n'} \sum_{P,T} |g_{PT}|^2 n_P^{Z+1,n'} (1 - n_T^{Z+1,n'})}{\sum_{n'} \sum_{P,T} |g_{PT}|^2 n_T^{Z,n'} (1 - n_P^{Z,n'})}$$

или, используя явное выражение для микроскопических матричных элементов передачи (54),

$$\frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}} \equiv \frac{\rho_Z}{\rho_{Z+1}} \frac{\sum_{n'} \lambda(Z, n|Z+1, n')}{\sum_{n'} \lambda(Z+1, n|Z, n')}. \quad (55)$$

Вследствие одночастичной природы взаимодействия в гамильтониане ДЯС существует однозначное соответствие между  $n$  и  $n'$ . Поэтому мы можем заменить сумму по  $n'$  в знаменателе выражения (55) суммой по  $n$ . Так как  $\lambda(Z+1, n|Z, n') = \lambda(Z, n|Z+1, n')$ , то окончательно получаем соотношение

$$\frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}} \equiv \frac{\rho_Z}{\rho_{Z+1}},$$

которое есть не что иное, как (49). Таким образом, в нашем микроскопическом подходе получаются те же соотношения между транспортными коэффициентами, что и в феноменологической модели.

**Результаты расчетов.** Сравним рассчитанный микроскопически потенциал  $\tilde{U}(Z)$  с макроскопическим потенциалом  $U(Z)$ , используемым в феноменологических моделях. Как пример, рассмотрим ДЯС с  $Z_{\text{tot}} = 108$ , которая реализуется в реакциях  $^{40}\text{Ar}(220 \text{ МэВ}) + ^{232}\text{Th}$  и  $^{32}\text{S}(192 \text{ МэВ}) + ^{238}\text{U}$ , ведущих к близким составным ядрам с одинаковой энергией возбуждения ( $E_J^* = 34 \text{ МэВ}$ ), но имеющих качественно различные зарядовые (массовые) распределения продуктов реакции [14,139].

Для расчета транспортных коэффициентов  $\Delta_Z^{(\pm)}$  (37) матричные элементы  $g_{PT}(R)$  возьмем из работы [102], в которой предложен и реализован относительно простой аналитический метод их расчета, применимый при заметных перекрываниях ядерных плотностей. Для расстояния между центрами ядер  $R \geq R_{\varepsilon_P} + R_{\varepsilon_T}$  ( $R_{\varepsilon_{P(T)}}$  — радиус сшивания волновых функций внутри

и вне ядра для данного одночастичного состояния  $P(T)$  они имеют следующий вид:

$$g_{PT}(R) = (-1)^{l_T+m_T+1/2} C_{l_T}^{\text{ex}} C_{l_P}^{\text{ex}} \sqrt{(2j_P+1)(2j_T+1)} \times \\ \times \sum_L (j_T-1/2, j_P-1/2|L0) (j_T-m_T, j_P m_P|L0) [A_P k_L(v_P R) + A_T k_L(v_T R)]. \quad (56)$$

При  $R < R_{\epsilon_P} + R_{\epsilon_T}$  используется другое выражение:

$$g_{PT}(R) = (-1)^{l_T+m_T+1/2} C_{l_T}^{\text{ex}} C_{l_P}^{\text{ex}} \sqrt{(2j_P+1)(2j_T+1)} \times \\ \times \sum_L (j_T-1/2, j_P-1/2|L0) (j_T-m_T, j_P m_P|L0) \times \\ \times \left\{ (-1)^{(L-l_T-l_P)/2} [B_P y_L(\kappa_P R) + B_T y_L(\kappa_T R) + D_P j_L(\kappa_P R) + \right. \\ \left. + D_T j_L(\kappa_T R)] + G_P k_L(v_P R) + G_T k_L(v_T R) + I_{PT}^0(R, L) \right\}. \quad (57)$$

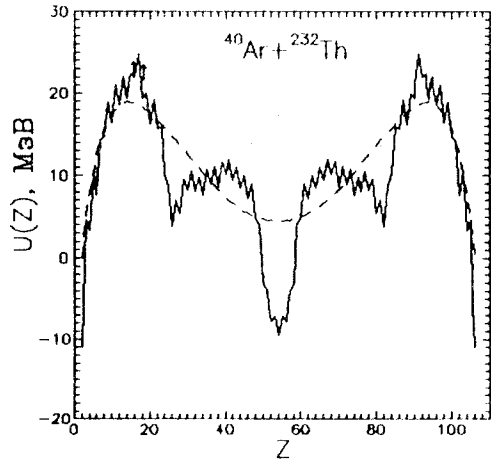
Здесь  $j_L(x)$ ,  $i_L(x)$ ,  $k_L(x)$ ,  $y_L(x)$  — сферические функции Бесселя [140],  $l_{P(T)}$  и  $j_{P(T)}$  — орбитальный и полный одночастичный моменты соответственно,  $m_{P(T)}$  — проекция углового момента  $j_{P(T)}$ . Выражения для нормировочных коэффициентов  $C_{P(T)}^{\text{ex}}$ , постоянных  $A_{P(T)}$ ,  $B_{P(T)}$ ,  $D_{P(T)}$ ,  $G_{P(T)}$ , зависящих от квантовых чисел одночастичных состояний, и величины  $I_{PT}^0(R, L)$  приведены в приложении. Волновые числа для внешней и внутренней частей волновой функции определяются следующим образом:

$$v_{P(T)} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \{B_{\text{coul}} - \epsilon_{P(T)}\}}, \\ \kappa_{P(T)} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \{\epsilon_{P(T)} - \bar{U}_{P(T)}\}},$$

где  $\bar{U}_{P(T)}$  — среднее значение потенциала легкого (тяжелого) ядра, в одночастичном состоянии  $P(T)$ ,  $m$  — масса протона,  $B_{\text{coul}}$  — кулоновский барьер ядра.

Результаты расчета феноменологического и микроскопического потенциалов (соответственно, формулы (52), (50) и (37)) для ДЯС с

Рис. 27. Феноменологический «driving»-потенциал  $\tilde{U}(Z)$  для системы с  $Z_{\text{tot}} = 108$  и  $A_{\text{tot}} = 272$  при  $T = 0$  МэВ. Результаты, полученные в рамках жидкокапельной модели, показаны пунктирной линией. «Driving»-потенциал, вычисленный с использованием экспериментальных энергий связи ядер в (52), показан сплошной линией



$Z_{\text{tot}} = 108$  приведены на рис.27 и 28. Мы предполагаем, что  $N/Z$ -равновесие в системе устанавливается на начальной стадии реакции. Изотопный состав для элементов с  $Z < 10$  взят из данных о  $Q_{\text{RR}}$ -систематике сечений образования изотопов в аналогичных реакциях [1,5]. Зависимость микроскопического «driving»-потенциала от углового момента учитывается через параметр температуры ДЯС  $T$ .

Видно, что микроскопический и макроскопический потенциалы качественно похожи. Оба имеют несколько характерных максимумов и минимумов, что отражает влияние оболочечной структуры на эволюцию ДЯС. Отсутствие локальных минимумов в  $\tilde{U}(Z)$  при некоторых магических и четных значениях  $Z$  можно объяснить оболочечной структурой сопряженного фрагмента и влиянием нейтронной подсистемы. Следует отметить, что микроскопический потенциал  $\tilde{U}(Z)$ , по сравнению с феноменологическим, более чувствителен к изотопному составу фрагментов, что особенно отражается в большем уширении максимума Бусинаро — Галлонэ при росте отношения  $N/Z$  в легком фрагменте. Чтобы проиллюстрировать это, на рис.29 показан микроскопически вычисленный «driving»-потенциал для реакции  $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ , в которой  $Z_{\text{tot}} = 108$  и  $A_{\text{tot}} = 260$ , т.е. система имеет меньшее число нейтронов, чем в предыдущих случаях.

В то же время микроскопический потенциал  $\tilde{U}(Z)$  менее чувствителен к увеличению температуры  $T$  ДЯС, что отражается в слабом уменьшении глубины локальных минимумов, тогда как глубина локальных минимумов феноменологического потенциала сильно уменьшается с ростом  $T$ . Так как  $\Delta_Z^{(\pm)} - \Delta_{Z+1}^{(\pm)} \sim 1/T$  [100] (см. (40)) для почти симметричных конфигураций

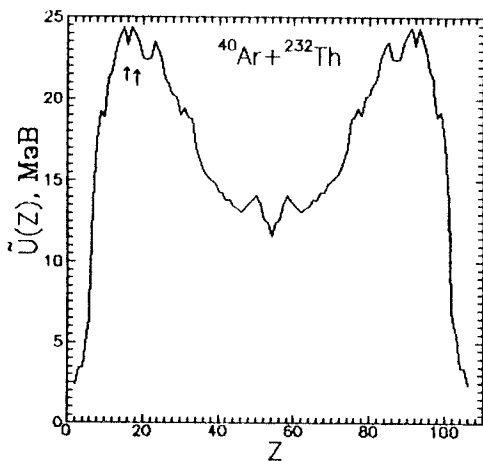


Рис. 28. Микроскопический «driving»-потенциал, вычисленный для системы с  $Z_{\text{tot}} = 108$  и  $A_{\text{tot}} = 272$  ( $T = 1,0$  МэВ и  $R = R_P + R_T$ ). Стрелками указаны начальные системы  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$  и  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$

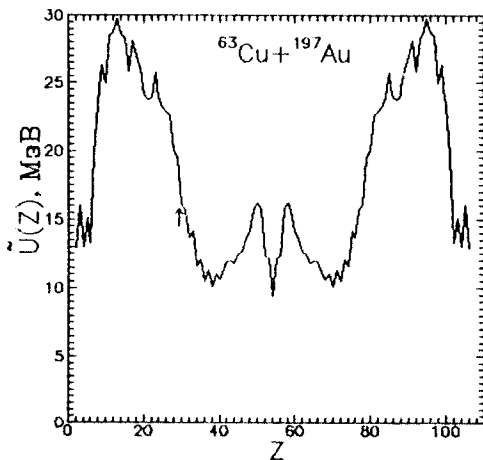
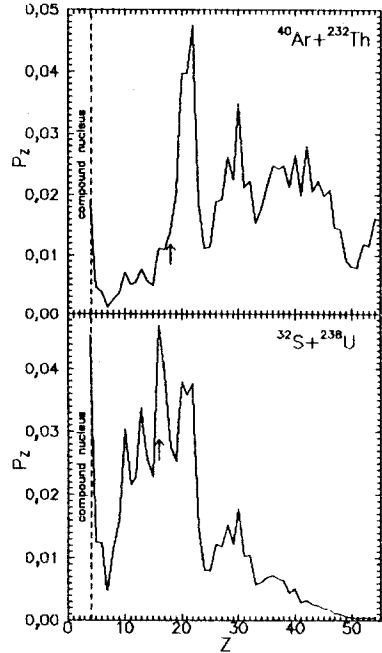


Рис. 29. То же, что на рис.28, для системы с  $Z_{\text{tot}} = 108$  и  $A_{\text{tot}} = 260$  ( $T = 1,0$  МэВ и  $R = R_P + R_T$ ). Стрелкой указана начальная конфигурация  $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$

ДЯС, то ослабление влияния оболочечной структуры на процесс передачи нуклонов при увеличении температуры  $T$  оказывается более медленным, чем экспоненциальное уменьшение оболочечной поправки к жидкокапельной энергии связи ядер. Говоря об оболочечных эффектах в микроскопическом рассмотрении, мы имеем в виду влияние одночастичных спектров вблизи поверхностей Ферми взаимодействующих ядер на процесс обмена нуклонами. Этот подход основывается на концепции сохранения ядрами ДЯС своей индивидуальности [1,5,6,16].

Зарядовые распределения продуктов реакций  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$  и  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$  (рис.30), рассчитанные с помощью микроскопических транспортных ко-

Рис. 30. Зарядовые распределения, вычисленные для реакций  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$  ( $T = 1,0$  МэВ,  $R = R_P + R_T$  и  $t = 4 \cdot 10^{-21}$  с) и  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$  ( $T = 1,0$  МэВ,  $R = R_P + R_T$  и  $t = 3 \cdot 10^{-21}$  с)



эффицентов, качественно согласуются с экспериментальными данными [14,139]. Правильно описывается направление эволюции системы, максимумы выхода продуктов реакции, соотношение между каналами слияния и квазиделения. Последнее легко определяется, если считать процессом слияния движение ДЯС в сторону увеличения массовой асимметрии, а квазиделением [16] — распад ДЯС в конфигурации, близкой к симметричной.

Для реакции  $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$  более 50% сечения соответствует каналу слияния, тогда как для реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$  — только 20%. Соответственно остальной вклад в сечение поступает из канала квазиделения. Такое сильное изменение выхода продуктов в зависимости от величины зарядовой (массовой) асимметрии входного канала можно объяснить различием в структуре взаимодействующих ядер. Поскольку одночастичные спектры около поверхностей Ферми ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  мало отличаются, то на эволюцию ДЯС в основном влияет структура легкого партнера. А именно в ядре  $^{32}\text{S}$  первые незаполненные протонные уровни сильно удалены от поверхности Ферми, что заметно снижает вероятность передачи протона из тяжелого фрагмента. В ядре  $^{40}\text{Ar}$ , наоборот, вблизи поверхности Ферми имеется незаполненный протонный уровень с большой кратностью вырождения. Это приводит к уменьшению массовой асимметрии ДЯС. Зарядовое распределение  $P_Z$  имеет максимум около  $Z = 20$ , что соответствует магическому легкому ядру.  $N/Z$ -отношение системы влияет на отношение сечений слияния и квазиделения в реакции. Для реакции  $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$  примерно 15% сечения соответствует увеличению массовой асимметрии, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [141].

Итак, в рамках микроскопического подхода удается получить качественное согласие результатов расчетов зарядовых распределений с экспе-

Итак, в рамках микроскопического подхода удается получить качественное согласие результатов расчетов зарядовых распределений с экспе-

риментальными данными. Феноменологический и микроскопический подходы используют различные входные данные. Тем не менее результаты расчетов показывают удивительную схожесть микроскопического и феноменологического потенциалов. Это может служить дополнительным подтверждением справедливости микроскопической модели, в основе которой лежит концепция сохранения ядрами своей индивидуальности. Учет правил отбора по угловому моменту и его проекции приводит к тому, что в микроскопическом варианте мы получаем «driving»-потенциал, который несет больше информации о путях эволюции системы. Этот потенциал оказался более чувствительным к изменению изотопного состава частей ДЯС.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания динамики глубокоэластичных столкновений тяжелых ионов широко используются микроскопические модели. Их применение для объяснения формирования наблюдаемых распределений продуктов реакций по энергии возбуждения, массе и заряду оказывается довольно успешным. Это означает, что разработанные микроскопические модели адекватно отражают природу рассматриваемых процессов. Знание распределения энергии возбуждения между фрагментами необходимо для восстановления первичного выхода продуктов реакции по измеренным выходам испарительных остатков. Полученные результаты показывают, что энергия возбуждения в момент столкновения двух ядер распределяется приблизительно поровну, а не пропорционально их массам. Влияние оболочечной структуры взаимодействующих ядер на это распределение является важным. Нуклонный обмен, особенно нейтронный, оказывается главным механизмом диссипации кинетической энергии. Однако для тяжелых систем вклад в диссипацию от частично-дырочных возбуждений становится сравнимым с вкладом обменного механизма.

Микроскопическая модель, базирующаяся на одночастичном гамильтониане с зависящим от времени средним полем, позволяет учитывать влияние оболочечной структуры взаимодействующих ядер на формирование зарядовых и массовых распределений в реакциях многонуклонных передач и исследовать эволюцию ДЯС в широкой области изменения массовой (зарядовой) асимметрии. В таком подходе учет кулоновского взаимодействия частей ДЯС сводится к перенормировке протонных одночастичных энергий. Это эффект ведет к значительному увеличению вероятности образования сильно асимметричных конфигураций ДЯС, в которых оболочечные эффекты проявляются наиболее ярко. С ростом энергии возбуждения системы влияние оболочечной структуры на процесс передачи



нуклонов уменьшается медленнее, чем оболочечная поправка к энергии связи ядер.

При рассмотрении передачи как протонов, так и нейтронов в ГНС ТИ необходим учет изоспиновой зависимости одночастичного потенциала для описания экспериментальных данных. Рассчитанные сечения образования элементов находятся в согласии с  $Q_{gg}$ -систематикой. Микроскопический расчет предспарительного выхода продуктов реакции используется, например, для оценки выхода нейтронообогащенных актинидов.

Анализ результатов расчетов зарядовых и массовых распределений позволяет предположить существование, наряду с нуклонными, кластерных передач в ДЯС. Выполненные расчеты подтверждают выводы экспериментальных работ о том, что процесс установления  $N/Z$ -равновесия в тяжелых системах происходит в течение всего времени взаимодействия. Следует отметить, что в рамках предложенной модели не удалось количественно воспроизвести выход легких ядер в ГНС ТИ. Распад сильно асимметричной ДЯС, вероятно, происходит из-за динамических причин. Учет этого фактора мог бы оказать существенное влияние на усиление выхода легких ядер и улучшить согласие с экспериментом. В некоторых случаях может оказаться важным изменение зарядовой асимметрии ДЯС в процессе диссипации кинетической энергии.

Дополнительным подтверждением больших возможностей микроскопического подхода является качественное соответствие рассчитанных микроскопически и феноменологически «driving»-потенциалов. В то же время анализ показывает, что микроскопический «driving»-потенциал несет больше информации о путях эволюции ДЯС.

Дальнейшее развитие модели позволит, на наш взгляд, самосогласованно описывать процесс диссипации кинетической энергии и изменение среднего поля ДЯС, рассчитывать сечения образования различных продуктов реакций с учетом вероятности распада каждой конфигурации ДЯС.

В заключение авторы благодарят В.В.Волкова за многочисленные обсуждения в течение всего времени выполнения цикла работ. Авторы также выражают благодарность В.Е.Бунакову, А.С.Ильинову, Е.А.Черепанову и Ю.М.Чувильскому за большой интерес к данной работе и ценные замечания.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда (грант RFJ 000).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

ВЫЧИСЛЕНИЕ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ  
ПЕРЕДАЧИ НУКЛОНОВ

Аппроксимируем радиальные волновые функции одночастичных состояний волновыми функциями прямоугольной ямы конечной глубины  $\bar{U}_i$  ( $i = P, T$ ):

$$\psi_i(r) = \psi_{l_i}(r) Y_{j_i m_i}^{l_i 1/2}(\mathbf{r}/r),$$

$$\psi_{l_i}(r) = \begin{cases} C_{l_i}^{\text{in}} j_{l_i}(\kappa_i r), & r \leq R_{\epsilon_i} \\ C_{l_i}^{\text{ex}} k_i(\nu_i r), & r \geq R_{\epsilon_i} \end{cases}, \quad (\text{П.1})$$

$$Y_{j_i m_i}^{l_i 1/2} = \sum_{m\sigma} \left( l_i m, \frac{1}{2} \sigma | j_i m_i \right) Y_{l_i m_i} \chi_{\sigma},$$

где  $Y_{j_i m_i}^{l_i 1/2}$  — шаровая функция,  $j_i$  — сферическая функция Бесселя первого рода,  $k_i$  — сферическая функция Макдональда. Волновые функции (П.1) в случае тяжелых ядер можно считать достаточно хорошим приближением. В отличие от волновых функций гармонического осциллятора они имеют правильную асимптотику, аналитические вклады с ними достаточно просты. В качестве одночастичного спектра возьмем спектр для сферически-симметричного потенциала Вудса — Саксона  $U_i (i = P, T)$ , содержащего центральное, спин-орбитальное и кулоновское (для протонов) взаимодействия. На профиле  $U_i$  и будем «сшивать» внешнюю и внутреннюю радиальные волновые функции. Таким образом, для каждого одночастичного состояния с энергией  $\epsilon_i$  будем определять свой радиус сшивания  $R_{\epsilon_i}$  с помощью соотношения  $U_i(R_{\epsilon_i}) = \epsilon_i$ . Волновые функции для протонов и нейтронов берутся одного и того же вида, но из-за различия одночастичных потенциалов радиусы сшивания будут различаться, а следовательно, будут различаться и значения волновых функций для совпадающих квантовых чисел.

Нормировочные константы находятся из условия непрерывности логарифмической производной радиальной волновой функции и нормировки:

$$C_{l_{P(T)}}^{\text{ex}} = \sqrt{2} \left[ R_{\epsilon_{P(T)}}^3 \left( 1 + \frac{v_{P(T)}^2}{\kappa_{P(T)}^2} \right) k_{l_{P(T)}+1} \left( v_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}} \right) k_{l_{P(T)}-1} \left( v_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}} \right) \right]^{-1/2},$$

$$C_{l_{P(T)}}^{\text{in}} = \frac{k_{l_{P(T)}} \left( v_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}} \right)}{j_{l_{P(T)}} \left( \kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}} \right)} C_{l_{P(T)}}^{\text{ex}}. \quad (\text{П.2})$$

В координатном представлении матричный элемент для передачи нуклона имеет следующий вид [8]:

$$g_{PT}(R) = \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} \Psi_T^*(\mathbf{r}) [U_T(\mathbf{r}) + U_P(\mathbf{r} - \mathbf{R})] \Psi_P(\mathbf{r} - \mathbf{R}), \quad (\text{П.3})$$

где  $[U_T(\mathbf{r}) + U_P(\mathbf{r} - \mathbf{R})]$  — полный одночастичный потенциал двойной ядерной системы,  $R$  — расстояние между центрами ядер. Используя фурье-образы волновых функций

$$\Psi_{P(T)}(\mathbf{p}) = \Psi_{P(T)}(p) Y_{j_{P(T)} m_{P(T)}}^{l_{P(T)} 1/2}(\mathbf{p}/p),$$

$$\Psi_{P(T)}(p) = i^{-l_{P(T)}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} C_{l_{P(T)}}^{\text{ex}} R_{\epsilon_{P(T)}}^2 \frac{\kappa_{P(T)}^2 + v_{P(T)}^2}{(p^2 + v_{P(T)}^2)(\kappa_{P(T)}^2 - p^2)} \times$$

$$\times [p k_{l_{P(T)}} \left( v_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}} \right) j_{l_{P(T)}-1} \left( p R_{\epsilon_{P(T)}} \right) + v_{P(T)} k_{l_{P(T)}-1} \left( v_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}} \right) j_{l_{P(T)}} \left( p R_{\epsilon_{P(T)}} \right)],$$

и приближенное соотношение

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_{P(T)}(\mathbf{r}) \right) \Psi_{P(T)}(\mathbf{r}) = \epsilon_{P(T)} \Psi_{P(T)}(\mathbf{r}),$$

получаем следующее выражение для матричного элемента передачи:

$$g_{PT}(R) = \frac{1}{2} \int d\mathbf{p} e^{i \mathbf{pR}} \Psi_T^*(\mathbf{p}) \left[ \left\{ \epsilon_P - \frac{\hbar^2}{2m} p^2 \right\} + \left\{ \epsilon_T - \frac{\hbar^2}{2m} p^2 \right\} \right] \Psi_P(\mathbf{p}). \quad (\text{П.5})$$

Проинтегрировав (П.5) по угловым переменным, получим

$$g_{PT}(R) = \frac{(-1)^{m_T-1/2}}{2} \sqrt{(2j_P+1)(2j_T+1)} \times$$

$$\times \sum_L i^L (j_T-1/2, j_P 1/2 | L 0) (j_T-m_T, j_P m_P | L 0) \times$$

$$\times \int_0^{\infty} dp p^2 j_L(pR) \left[ \left\{ \epsilon_P - \frac{\hbar^2 p^2}{2m} \right\} + \left\{ \epsilon_T - \frac{\hbar^2 p^2}{2m} \right\} \right] \Psi_{l_T}(p) \Psi_{l_P}(p). \quad (\text{П.6})$$

Подынтегральное выражение в (П.6) является аналитической функцией и имеет полюсы первого порядка в точках  $p = \pm i v_{P(T)}, \pm \kappa_{P(T)}$ . Используя это обстоятельство, получаем окончательные результаты.

При  $R > R_{\epsilon_P} + R_{\epsilon_T}$  получаем выражение (56), где

$$A_{P(T)} = a_{P(T)} \xi(i_{l_{T(P)}}(v_{P(T)} R_{\epsilon_{T(P)}})),$$

$$a_{P(T)} = \frac{(\epsilon_P + \epsilon_T + \hbar^2 v_{P(T)}^2/m)(v_{T(P)}^2 + \kappa_{T(P)}^2) R_{\epsilon_{P(T)}}^2}{2(v_{P(T)}^2 + \kappa_{T(P)}^2)(v_{P(T)}^2 - v_{T(P)}^2)}, \quad (\text{П.7})$$

$$\xi(f_{l_{P(T)}}(\kappa' R_{\epsilon_{P(T)}})) = f_{l_{P(T)}}^2(\kappa' R_{\epsilon_{P(T)}}) \frac{\partial}{\partial R_{\epsilon_{P(T)}}} \left( \frac{k_{l_{P(T)}}(v_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}})}{f_{l_{P(T)}}(\kappa' R_{\epsilon_{P(T)}})} \right).$$

Здесь  $i_l$  — модифицированная сферическая функция Бесселя первого рода,  $f_l(x)$  — одна из функций Бесселя.

При  $2v_{P(T)}R \gg L(L+1)$

$$g_{PT}(R) \approx \delta_{m_P, l_P/2} \delta_{m_T, l_T/2} (-1)^{l_T+1} C_{l_P}^{ex} C_{l_T}^{ex} \times$$

$$\times \sqrt{(2j_P + 1)(2j_T + 1)} \left( A_P \frac{\exp(-v_P R)}{v_P R} + A_T \frac{\exp(-v_T R)}{v_T R} \right). \quad (\text{П.8})$$

При выводе (56) не учитывается вклад от полюсов  $p = \pm \kappa_{P(T)}$ , так как используемые волновые функции  $\Psi_{P(T)}$  должны быть собственными функциями потенциала  $U_{P(T)}$ .

Если  $R \leq R_{\epsilon_P} + R_{\epsilon_T}$ , то получаем выражение (57), где

$$B_{P(T)} = b_{P(T)} [\xi(y_{l_{T(P)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{T(P)}})) \xi(y_{l_{P(T)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}})) -$$

$$- \xi(j_{l_{T(P)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{T(P)}})) \xi(j_{l_{P(T)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}}))],$$

$$D_{P(T)} = b_{P(T)} [\xi(j_{l_{T(P)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{T(P)}})) \xi(y_{l_{P(T)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}})) +$$

$$+ \xi(y_{l_{T(P)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{T(P)}})) \xi(j_{l_{P(T)}}(\kappa_{P(T)} R_{\epsilon_{P(T)}}))],$$

$$G_{P(T)} = \frac{(-1)^{l_{P(T)}}}{\pi} a_{P(T)} \xi(k_{l_{T(P)}}(v_{P(T)} R_{\varepsilon_{T(P)}})),$$

$$b_{P(T)} = \frac{\kappa_{P(T)}(\varepsilon_P + \varepsilon_T - \hbar^2 \kappa_{P(T)}^2/m)(\kappa_{T(P)}^2 + v_{T(P)}^2) R_{\varepsilon_P}^2 R_{\varepsilon_T}^2}{4(\kappa_{P(T)}^2 + v_{T(P)}^2)(\kappa_{T(P)}^2 - \kappa_{P(T)}^2)}, \quad (\text{П.9})$$

$I_{P(T)}^0(R, L)$  — вклад в матричный элемент от полюса в точке  $p=0$ . Если  $v_P = v_T$  или  $\kappa_P = \kappa_T$ , то необходимо выполнить предельный переход в (56) или (57).

Для сравнения приведем также выражение для  $g_{PT}(R)$ , полученное в предположении, что только асимптотические части волновых функций дают вклад в матричный элемент:

$$g_{PT}(R) = (-1)^{l_T + m_T + 1/2} \frac{\pi \hbar^2}{8 m} C_{l_P}^{\text{ex}} C_{l_T}^{\text{ex}} \sqrt{(2j_P + 1)(2j_T + 1)} \times$$

$$\times \sum_L (j_T - 1/2, j_P, 1/2 | L 0)(j_T - m_T, j_P m_P | L 0) \times$$

$$\times \left[ \begin{pmatrix} v_P \\ v_T \end{pmatrix}^{l_T} \frac{k_L(v_P R)}{v_T} + \begin{pmatrix} v_T \\ v_P \end{pmatrix}^{l_P} \frac{k_L(v_T R)}{v_P} \right]. \quad (\text{П.10})$$

Зависимости матричных элементов  $g_{PT}(R)$  от  $R$  и квантовых чисел одночастичных состояний приведены в [102]. Показано их отклонение от параметризации (38). Учет оболочечной структуры существенно ограничивает вероятность передачи нуклона, даже если этот переход энергетически выгоден, благодаря действию запретов по проекции полного углового момента и спина.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Volkov V.V. — Phys. Rep., 1978, vol.44, p.93.
2. Bass R. — Nuclear Reactions with Heavy Ions. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1980, p.203.
3. Nörenberg W. — Heavy Ion Collisions. Ed. R.Bock, North-Holl., 1980, vol.2, p.1.
4. Джолос Р.В., Шмидт Р. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.324.
5. Волков В.В. — Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоиздат, 1982.
6. Schröder W.U., Huizenga J.R. — Treatise on Heavy-Ion Science. Ed. Bromley D.A., Plenum Press, N.Y., 1984, vol.2, p.115.

7. Freiesleben H., Kratz J.V. — Phys. Rep., 1984, vol.106, p.1.
8. Souza R.T. et al. — Phys. Rev., 1988, vol.C37, p.1901.
9. Souza R.T. et al. — Phys. Rev., 1989, vol.C39, p.114.
10. Planeta R. et al. — Phys. Rev., 1988, vol.C38, p.195.
11. Türler A. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.1364.
12. Джолос Р.В. и др. — ЯФ, 1989, т.50, с.382.
13. Bohne W. et al. — Z. Phys., 1983, vol.A313, p.19.
14. Gippner P. et al. — Z. Phys., 1986, vol.A325, p.335.
15. Guarino G. et al. — Nucl. Phys., 1984, vol.A424, p.157.
16. Волков В.В. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.1879.
17. Mezentsev A.N. et al. — Fifth Intern. Conf. on Clustering Aspects in Nuclear and Subnuclear Systems. Kyoto, 1988, Contr. Pap., p.214, 216.
18. Hildenbrand K.D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol.39, p.1065.
19. Tanabe T. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.A342, p.194.
20. Hildenbrand K.D. — Nucl. Phys., 1983, vol.A405, p.179.
21. Quint A.B. et al. — Z. Phys., 1993, vol.A346, p.119.
22. Antonenko N.V. et al. — Phys. Lett., 1993, vol.B319, p.425.
23. Agarwal S. et al. — Z. Phys., 1980, vol.A296, p.287.
24. Ильинов А.С., Оганесян Ю.Ц., Черепанов Е.А. — ЯФ, 1982, т.36, с.118.
25. Toke J., Schröder W.U. — Ann. Rev. Nucl. Part., 1992, vol.42, p.401.
26. Awes T.C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, vol.52, p.251.
27. Benton D.R. et al. — Phys. Rev., 1988, vol.C38, p.1207.
28. Toke J., Schröder W.U., Huizenga J.R. — Phys. Rev., 1989, vol.C40, R1577.
29. Pade D. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.C43, p.1288.
30. Planeta R. et al. — Phys. Rev., 1989, vol.C39, p.R1197.
31. Planeta R. et al. — Phys. Rev., 1990, vol.C41, p.942.
32. Kwiatkowski K. et al. — Phys. Rev., 1990, vol.C41, p.958.
33. Toke J. et al. — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.390.
34. Keller H. et al. — Z. Phys., 1987, vol.A328, p.255.
35. Beier G. et al. — Z. Phys., 1990, vol.A336, p.217.
36. Gross D.H.E., Kalinowski H. — Phys. Rep., 1978, vol.45, p.175.
37. Fröbrich P. — Phys. Rep., 1984, vol.116, p.337.
38. Swiatecki W.J. — Progr. Part. Nucl. Phys. Ed. D. Wilkinson, 1980, vol.4, p.383.
39. Swiatecki W.J. — Phys. Scr., 1981, vol.24, p.113.
40. Gross D.H.E. et al. — Z. Phys., 1981, vol.A299, p.63.
41. Münchow M., Scheid W. — Nucl. Phys., 1987, vol.A468, p.59.
42. Maruhn J.A., Greiner W., Scheid W. — Heavy Ion Collisions. Ed. R.Bock, North-Holl., 1980, vol.2, p.397.
43. Шмидт Р. — ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.1203.
44. Райф Р., Сауне Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.900.
45. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. — Phys. Lett., 1984, vol.B134, p.25.
46. Немец О.Ф. и др. — Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наукова думка, 1988.
47. Lukasiak A., Cassing W., Nörenberg W. — Nucl. Phys., 1984, vol.A426, p.181.
48. Berdichevsky D. et al. — Nucl. Phys., 1989, vol.A499, p.609.
49. Blocki J. et al. — Ann. of Phys., 1978, vol.113, p.330.

50. Gross D.H.E. — Nucl. Phys., 1975, vol.A240, p.472.
51. Krappe N.J. — Nucl. Phys., 1989, vol.A505, p.417.
52. Antonenko N.V., Jolos R.V. — Z. Phys., 1991, vol.338, p.423.
53. Pop A. et al. — Z. Phys., 1988, vol.A329, p.357.
54. Sandulescu A., Scutaru H. — Ann. of Phys., 1987, vol.173, p.277.
55. Исаев П.Н. — ЯФ, 1981, т.34, с.717, 914.
56. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. — ЯФ, 1972, т.16, с.1195.
57. Zelevinsky V.G. — Nucl. Phys., 1980, vol.A337, p.40.
58. Зелевинский В.Г. — Мат. XII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1977, с.53.
59. Fink H.J. et al. — Z. Phys., 1974, vol.A268, p.321.
60. Zohni O. et al. — Z. Phys., 1975, vol.A275, p.235.
61. Nörenberg W. — Phys. Lett., 1974, vol.B53, p.289.
62. Moretto L.G., Sventek J.S. — Phys. Lett., 1975, vol.B58, p.26.
63. Ayik S., Schürmann B., Nörenberg W. — Z. Phys., 1976, vol.A277, p.299.
64. Ayik S., Schürmann B., Nörenberg W. — Z. Phys., 1976, vol.A279, p.145.
65. Hofmann H., Siemens P.J. — Nucl. Phys., 1976, vol.A257, p.165.
66. Hofmann H., Siemens P.J. — Nucl. Phys., 1977, vol.A275, p.464.
67. Agassi D., Ko C.M., Weidenmüller H.A. — Ann. of Phys., 1979, vol.117, p.140.
68. Randrup J. — Nucl. Phys., 1978, vol.A307, p.319.
69. Randrup J. — Nucl. Phys., 1979, vol.A327, p.490.
70. Бунаков В.Е. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.1285.
71. Weidenmüller H.A. — Progr. Part. Nucl. Phys. Ed. by D. Wilkinson, 1980, vol.3, p.49.
72. Feldmeier H. — Rep. Progr. Phys., 1987, vol.50, p.915.
73. Коломиец В.М. — Приближение локальной плотности в атомной и ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1990.
74. Коломиец В.М., Цехмистренко И.Ю. — ЯФ, 1987, т.45, с.1279.
75. Исаев П.Н. — ЯФ, 1984, т.41, с.664.
76. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Nasirov A.K. — Proc. Int. 3d School of Nuclear Physics. Kiev, 1992, p.342.
77. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Nasirov A.K. — Nucl. Phys., 1983, vol.A551, p.321.
78. Grossmann S., Brosa U. — Z. Phys., 1984, vol.A319, p.327.
79. Ayik S. — Z. Phys., 1979, vol.A292, p.257.
80. Мэдлер П. — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.418.
81. Davies K.T.R. et al. — Treatise on Heavy-Ion Science. Ed. Bromley D.A., Plenum Press, N.Y., 1984, vol.3, p.2
82. Коломиец В.М. — Мат. XVII Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1981, с.47.
83. Broglia R.A., Winther A. — Nucl. Phys., 1972, vol.A551, p.321.
84. Broglia R.A., Winther A. — Phys. Rep., 1972, vol.4C, p.154.
85. Zagrebaev V.I. — Ann. of Phys., 1990, vol.197, p.33.
86. Dietrich K., Hara K. — Nucl. Phys., 1973, vol.A211, p.349.
87. Bertsch G., Schaeffer R. — Nucl. Phys., 1977, vol.A277, p.509.
88. Bartel J., Feldmeier H. — Z. Phys., 1980, vol.A297, p.333.
89. Pal S., Ganguly N.K. — Nucl. Phys., 1981, vol.A370, p.175.
90. Jolos R.V., Schmidt R., Teichert J. — Nucl. Phys., 1984, vol.A249, p.139.

91. Boose D., Richert J. — Nucl. Phys., 1985, vol.A433, p.511.
92. Catara F., Lanza E.G. — Nucl. Phys., 1986, vol.A451, p.299.
93. Baldo M. et al. — Nucl. Phys., 1988, vol.A490, p.471.
94. Baldo M., Rapisarda J. — The Response of Nuclei under Extreme Conditions. Ed. Broglia R.A., Plenum Press, New York, 1988, p.201.
95. Ivanova S.P., Jolos R.V. — Nucl. Phys., 1991, vol.A530, p.232.
96. Джолос Р.В., Насиров А.К. — ЯФ, 1984, т.40, с.721.
97. Джолос Р.В., Насиров А.К. — ЯФ, 1985, т.42, с.175.
98. Джолос Р.В., Муминов А.И., Насиров А.К. — ЯФ, 1986, т.44, с.357.
99. Антоненко Н.В., Джолос Р.В. — ЯФ, 1989, т.50, с.98.
100. Антоненко Н.В., Джолос Р.В. — ЯФ, 1989, т.51, с.690.
101. Antonenko N.V., Jolos R.V. — Phys. Scr., 1990, vol.T32, p.27.
102. Адамян Г.Г., Джолос Р.В., Насиров А.К. — ЯФ, 1992, т.55, с.660.
103. Адамян Г.Г., Насиров А.К., Пермяков В.П. — Изв. РАН, сер. физ., 1992, т.56, с.166.
104. Джолос Р.В., Насиров А.К. — ЯФ, 1987, т.45, с.1298.
105. Adamian G.G., Jolos R.V., Nasirov A.K. — Z. Phys., 1994, vol.A347, p.203.
106. Adamian G.G., Antonenko N.V., Ivanova S.P., Jolos R.V., Scheid W. — Proc. Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics. JINR E7-93-274, Dubna, 1993, p.52.
107. Adamian G.G., Jolos R.V., Nasirov A.K. — Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics. JINR E7-93-274, Dubna, 1993, p.92.
108. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Ivanova S.P., Nasirov A.K. — Int. Conf. on Nuclear Physics. JINR, Dubna, 1992, p.217.
109. Vandebosh R. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, vol.52, p.1964.
110. Nashinohara K., Takigawa N. — Z. Phys., 1986, vol.324, p.139.
111. Johansen P.J. et al. — Nucl. Phys., 1977, vol.A288, p.152.
112. He Z., Rozmej P., Nörenberg W. — Nucl. Phys., 1987, vol.A473, p.342.
113. Ayik S., Nörenberg W. — Z. Phys., 1982, vol.A309, p.121.
114. Niita K., Nörenberg W., Wang S.J. — Z. Phys., 1987, vol.A326, p.69.
115. Köhler H.S. — Nucl. Phys., 1980, vol.A343, p.315.
116. Köhler H.S. — Nucl. Phys., 1982, vol.A378, p.181.
117. Schmidt R., Wolschin G., Toneev V.D. — Nucl. Phys., 1978, vol.A311, p.247.
118. Gionocchio J.N. — Phys. Rev., 1972, vol.C8, p.135.
119. Wapstra A.M., Audi G. — Nucl. Phys., 1985, vol.A432, p.1.
120. Струтинский В.М., Коломиец В.М. — Мат. VIII Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1973, с.483.
121. Мезенцев А.Н. и др. Изв. РАН, сер. физ., 1988, т.52, с.2180.
122. Schmieder L.M. et al. — Phys. Rev., 1988, vol.C37, p.139.
123. Mathews G.J. et al. — Phys. Rev., 1982, vol.C25, p.300.
124. Barrete J. et al. — Nucl. Phys., 1978, vol.A299, p.147.
125. Бор О., Мотгельсон Б. — Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971, т.1, с.456.
126. Чепурнов В.А. — ЯФ, 1967, т.6, с.955.
127. Antonenko N.V., Jolos R.V. — Z. Phys., 1991, vol.A339, p.453.
128. Antonenko N.V., Jolos R.V. — Z. Phys., 1992, vol.A341, p.459.
129. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V. — Preprint JINR E4-93-324, Dubna, 1993.



130. Bondorf J.P. et al. — J. de Phys., 1971, vol.32, p.C6-145.
131. Antonenko N.V., Cherepanov E.A., Iljinov A.S., Mebel M.V. — Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants. Bernkastel-Kues, 1992, p.433.
132. Iljinov A.S., Cherepanov E.A. — Int. Symp. on Synthesis and Properties of New Elements. JINR D7-80-556, Dubna, 1980, p.29.
133. Sagaidak R.N. et al. — Preprint JINR R7-82-890, Dubna, 1982.
134. Wilczynski J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, p.606.
135. Iljinov A.S., Cherepanov E.A. — Preprint JINR R7-84-68, Dubna, 1984.
136. Iljinov A.S., Cherepanov E.A. — Preprint INR P-0064, Moscow, 1977.
137. Lee D. et al. — Phys. Rev., 1982, vol.C25, p.285.
138. Blocki J. et al. — Ann. Phys. (N.Y.), 1977, vol.105, p.427.
139. Gippner P. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.B252, p.198.
140. Абрамовитц М., Стиган И. — Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979.
141. Jäckel B. et al. — Z. Phys., 1991, vol.A339, p.475.