

A-283

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи

4-93-413

Адамян  
Гурген Григорьевич

УДК 530.145

**МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
ДИНАМИКИ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ  
СТОЛКНОВЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Специальность: 01.04.16 — Физика ядра и элементарных  
частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1993

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединённого института ядерных исследований (г. Дубна).

Научные руководители:

доктор физико-математических наук Р. В. ДЖОЛОС  
кандидат физико-математических наук А. К. НАСИРОВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В. Е. БУНАКОВ  
Санкт-Петербургский институт ядерной физики РАН

кандидат физико-математических наук Ю. М. ЧУВИЛЬСКИЙ  
НИИЯФ МГУ  
г. Москва

Ведущая организация: Институт ядерных исследований (г. Москва)

Защита состоится " 12 " января 1998 г. в 15<sup>00</sup> часов  
на заседании специализированного Совета К.047.01.01 по адресу:  
141980, г. Дубна, ЛТФ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " 10 " декабря 1993 г.

Ученый секретарь  
специализированного Совета  
доктор физ.-мат. наук

*Шамов*  
А. Е. ДОРОХОВ

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

### Актуальность темы диссертации:

Физика тяжелых ионов является одним из новых и перспективных направлений современной ядерной физики. Она открывает новые пути решения как прикладных задач, так и фундаментальных проблем, таких как синтез новых сверхтяжелых элементов, получение изотопов, значительно удаленных от области  $\beta$ -стабильности, изучение свойств ядерной материи при экстремальных условиях. Благодаря глубоконеупругим столкновениям (ГНС) тяжелых ионов (ТИ) впервые получена возможность исследования необратимых процессов в такой малой квантово-статистической системе, как атомное ядро. Привлекательна перспектива изучения с помощью ГНС ТИ проблемы "квантового хаоса" и связанного с ней процесса перехода ядерного вещества от упорядоченного движения к хаотическому и наоборот (например, формирование кластеров на поверхности ядра или в области контакта ядер). 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 (за период времени  $\sim 10^{-22}$  с) диссипацию кинетической энергии ( $\sim$  сотни МэВ) во внутреннюю энергию возбуждения сталкивающихся ядер. Практическую ценность имеют ответы на вопросы: как распределяется энергия возбуждения между фрагментами, как быстро устанавливается и устанавливается ли вообще тепловое равновесие?

Для описания эволюции двойной ядерной системы (ДЯС) актуально знание природы диссипативных, консервативных и инерциальных сил, возникающих при взаимодействии ядер. Сложность проблемы требует разработки эффективных методик расчета ядро-ядерного потенциала и инерционного тензора ДЯС.

Основные цели работы: Изучение в рамках предложенного микроскопического подхода влияния оболочечной структуры взаимодействующих ядер на процесс диссипации кинетической энергии относительного движения и распределения энергии возбуждения между продуктами реакции. Установление связи между макроскопическими и микроскопическими подходами, используемыми для описания эволюции ДЯС. Разработка методик расчета ядро-ядерного потенциала

и инерционного тензора ДЯС.

### Научная новизна и практическая ценность:

1. Сформулирована микроскопическая модель, позволяющая учитывать влияние оболочечной структуры ядер на процесс диссипации кинетической энергии относительного движения ядер и распределения энергии возбуждения между продуктами ГНС ТИ. Рассмотрена роль частично-дырочных возбуждений и обмена нуклонами в этом процессе. Модель описывает динамику как среднего поля ДЯС, так и двухчастичных столкновений, что позволяет расширить область ее применения. Интерес к такой фундаментальной проблеме, как диссипация энергии вызван не только тем, что она до сих пор является открытой, но и чисто прикладными задачами. Знание распределения энергии возбуждения между фрагментами необходимо для восстановления первичного выхода продуктов реакции по измеренным выходам испарительных остатков.

2. В рамках модели развита новая методика микроскопического расчета "driving" потенциала ДЯС. Установлена удивительная схожесть микроскопического и макроскопического "driving" потенциалов.

3. Предложен эффективный метод вычисления потенциальной энергии двойной ядерной системы. Получены аналитические выражения для расчета ядерной части ядро-ядерного потенциала в форме двойной свертки. Найдена связь этого потенциала с потенциалом типа "proximity". Исследовано влияние деформации и взаимной ориентации ядер на потенциал взаимодействия. Изучено влияние нейтронного избытка на величину входного потенциального барьера. Оценена величина изменения входного барьера из-за мягкой дипольной моды, связанной со смещением нейтронного избытка относительно кора. Продемонстрирована связь между возбужденными состояниями некоторых ядер и конфигурациями ДЯС, в свете чего предложено новое объяснение такого явления, как супердеформация ядер. Исследована возможность формирования легкого ядра в области контакта двух взаимодействующих сложных ядер. Вычисление потенциальной энергии ДЯС в широкой области изменений ее характеристик является актуальной задачей в связи с планируемыми исследованиями реакций с радиоактивными ядрами.

4. Предложен простой аналитический метод вычисления тензора инерции ДЯС, что избавляет от сложных численных расчетов по

"cranking" - формуле. Рассмотрена важность учета недиагональных компонент тензора инерции при описании эволюции сильно асимметричных ДЯС.

Апробация работы: Результаты неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и Института ядерной физики АН Республики Узбекистан. Результаты диссертации представлялись и докладывались на 41-ом (Минск, 1991), 42-ом (Алма-ата, 1992), 43-ем (Дубна, 1993) Международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 3-ей Международной школе по ядерной физике (Киев, 1992), Международной конференции по ядерной структуре и ядерным реакциям при низких и промежуточных энергиях (Дубна, 1992), Международной школе-семинаре по физике тяжелых ионов (Дубна, 1993).

Публикации: Основные результаты диссертации опубликованы в 11 печатных работах.

Структура и объем работы: Диссертация состоит из введения, четырех глав, двух приложений и заключения общим объемом 111 страниц, включая 24 рисунка, 1 таблицу и список цитированной литературы из 110 названий.

### **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во введении дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем. Приводится краткий обзор литературы, посвященный микроскопическому описанию ГНС ТИ.

В первой главе в рамках микроскопической модели исследован процесс распределения энергии возбуждения между продуктами ГНС ТИ.

В §1 приведены новые экспериментальные данные, способствовавшие резкому росту интереса к данной проблеме.

В §2 сформулирована модель микроскопического описания диссипации кинетической энергии относительного движения в ГНС ТИ.

В основе микроскопической модели лежит тот факт, что при рассматриваемых энергиях столкновения ядра сохраняют свои индивидуальные особенности. Одночастичный механизм перестройки средних полей ядер (частично-дырочные возбуждения в каждом из ядер и обмен нуклонами между ядрами) в данной модели считается основным механизмом возбуждения и диссипации. Эффект двухчастичных столкновений нуклонов учтен феноменологически.

Для описания эволюции ДЯС использован полный гамильтониан  $\hat{H}$  следующего вида

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

где  $\hat{H}_{rel}$  - гамильтониан относительного движения. Два последних члена (1) описывают, соответственно, внутреннее движение невзаимодействующих ядер и связь относительного движения с внутренним, которые в представлении вторичного квантования записываются следующим образом

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} &= \hat{H}_{in} + \hat{V}_{int}, \quad (2) \\ \hat{H}_{in} &= \sum_{i_p} \tilde{\epsilon}_{i_p} a_{i_p}^+ a_{i_p} + \sum_{i_T} \tilde{\epsilon}_{i_T} a_{i_T}^+ a_{i_T}, \\ \hat{V}_{int} &= \sum_{i_p \neq i_p'} \chi_{i_p i_p'}^{(T)} a_{i_p}^+ a_{i_p'} + \\ &+ \sum_{i_T \neq i_T'} \chi_{i_T i_T'}^{(P)} a_{i_T}^+ a_{i_T'} + \sum_{i_T, i_p} g_{i_p i_T} (a_{i_p}^+ a_{i_T} + h.c.), \end{aligned}$$

где  $\tilde{\epsilon}_{i_p(i_T)}$  — энергии возмущенных одночастичных состояний. Недиagonальные матричные элементы  $\chi_{i_p i_p'}^{(T)}$  и  $\chi_{i_T i_T'}^{(P)}$  соответствуют частично-дырочным переходам между уровнями в одном из ядер под воздействием среднего поля ядра-партнера. В свою очередь,  $g_{i_p i_T}$  определяют переходы нуклонов из ядра в ядро из-за действия изменяющегося во времени среднего поля двойной ядерной системы.

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

$$i\hbar \frac{\partial \hat{n}(t)}{\partial t} = [\hat{\mathcal{H}}, \hat{n}(t)] - \frac{i\hbar}{\tau} \{\hat{n}(t) - \hat{n}^{eq}(t)\}, \quad (3)$$

здесь  $\tau$  — параметр времени релаксации,  $\hat{n}^{eq}(t)$  — квазиравновесное распределение. Последнее слагаемое в правой части (3) учитывает необратимые эффекты двухчастичных столкновений ( $\tau$ -приближение). Кроме того, необратимость в уравнение движения (3) вводится в соответствии с предположениями, что недиагональные элементы матрицы плотности имеют случайные фазы и процесс марковский.

Решение уравнения (3) позволяет вычислить энергии возбуждения ядер:

$$E_{P(T)}^*(t) = \sum_{i_p(T)} [\tilde{\epsilon}_{i_p(T)} - \tilde{\epsilon}_{F_p(F_T)}] [\tilde{n}_{i_p(i_T)}(t) - \tilde{n}_{i_p(i_T)}(t_0)], \quad (4)$$

где  $\tilde{\epsilon}_{F_p(F_T)}$  — энергия Ферми,  $\tilde{n}_{i_p(i_T)}(t)$  - динамические числа заполнения одночастичных состояний и  $\tilde{n}_{i_p(i_T)}(t_0)$  - числа заполнения до взаимодействия ядер легкого "P" (тяжелого "T") фрагмента.

В §3 получены результаты, указывающие, что, в согласии с экспериментальными данными, в реакциях  $^{56}\text{Fe}(505 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$ ,  $^{74}\text{Ge}(629 \text{ МэВ}) + ^{165}\text{Ho}$  и  $^{58}\text{Ni}(880 \text{ МэВ}) + ^{197}\text{Au}$  энергия возбуждения распределяется приблизительно поровну между продуктами бинарных реакций. В реакциях  $^{238}\text{U}(1468 \text{ МэВ}) + ^{124}\text{Sn}$ ,  $^{238}\text{U}(1398 \text{ МэВ}) + ^{110}\text{Pd}$  большая часть энергии возбуждения концентрируется в легком продукте даже при относительно больших потерях кинетической энергии.

Нуклонный обмен, особенно, нейтронный, является главным механизмом диссипации кинетической энергии относительного движения. Однако, для тяжелых систем вклад в диссипацию от частично-дырочных возбуждений становится сравнимым с вкладом от обменного механизма.

Во второй главе сформулирован микроскопический метод построения "driving" потенциала ДЯС.

В §1 установлена связь "driving" потенциала с транспортными коэффициентами  $\Delta_z^{\pm}$ , характеризующими вероятность перехода протона из тяжелого ядра в легкое "+" и обратно "-". В транспортной модели вероятность  $P_Z(t)$  обнаружения ДЯС в момент времени  $t$  в состоянии с зарядовой асимметрией  $Z$  описывается "мастер"- уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_Z(t)}{\partial t} &= \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1}(t) + \Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1}(t) \\ &- (\Delta_Z^{(+)} + \Delta_Z^{(-)}) P_Z(t). \end{aligned} \quad (5)$$

Из равенства нулю левой части (5) следует следующее стационарное условие

$$\frac{P_{Z+1}}{P_Z} = \frac{\Delta_Z^{(+)}}{\Delta_{Z+1}^{(-)}}. \quad (6)$$

При  $t \rightarrow \infty$

$$P_Z(t) \sim \rho_Z \sim \exp\{-\tilde{U}(Z)/T\}, \quad (7)$$

где  $\tilde{U}(Z)$  - энергия основного состояния и  $\rho_Z$  - плотность состояний ДЯС с зарядовой асимметрией  $Z$ ,  $T$  - термодинамическая температура, связанная с энергией возбуждения системы. Уравнения (6) и

(7) позволяют восстановить микроскопический "driving" потенциал ДЯС с помощью следующей итерационной процедуры

$$\tilde{U}(Z+1) = \tilde{U}(Z) + T \ln \left( \frac{\Delta_{Z+1}^{(-)}}{\Delta_Z^{(+)}} \right), \quad (8)$$

где  $\Delta_Z^{(\pm)}$  вычисляются в рамках микроскопической модели, изложенной в §1 главы 1.

В §2 показано, что в рамках микроскопического подхода получаются те же соотношения между транспортными коэффициентами, что и в феноменологической транспортной модели:

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

В §3 проведено сравнение микроскопического и макроскопического "driving" потенциалов для ДЯС с  $Z_{tot} = 108$ , которая реализуется в реакциях  $^{40}\text{Ar}(220\text{МэВ}) + ^{232}\text{Th}$  и  $^{32}\text{S}(192\text{МэВ}) + ^{238}\text{U}$ . Результаты расчетов показывают удивительную схожесть обоих "driving" потенциалов.

Получено хорошее согласие результатов расчета зарядовых распределений продуктов вышеприведенных реакций с экспериментальными данными, что может служить доказательством справедливости предложенной микроскопической модели.

В третьей главе предложен эффективный метод вычисления потенциальной энергии ДЯС при различных значениях зарядовой (массовой) асимметрии  $Z(A)$ , межцентрового расстояния  $R$ , деформации ядер  $\beta_i$  ( $i = 1, 2$ ) и углового момента  $J$ .

В §1 отмечена актуальность задачи вычисления потенциальной энергии ДЯС. Из-за малого перекрывания ядер в ДЯС и сохранения их индивидуальности, потенциальная энергия ДЯС представлена в виде суммы энергий связи ядер и энергии их взаимодействия  $U$ . Ядро-ядерный потенциал

$$U = U_N + U_{coul} + U_{rot} \quad (9)$$

представляет собой сумму ядерного, кулоновского и центробежного потенциалов. Дан краткий обзор многочисленных версий ядерной части ядро-ядерного потенциала  $U_N$ , с которым связаны наибольшие

трудности при вычислении потенциальной энергии. Показано, что наиболее эффективной процедурой при построении ядро-ядерного потенциала является метод двойной свертки нуклон-нуклонного взаимодействия с известными функциями распределения пространственной нуклонной плотности  $\rho_i$  ( $i = 1, 2$ ) сталкивающихся ядер.

В §2, с помощью Фурье преобразований и теоремы о вычетах, получены аналитические выражения для расчета ядерной части ядро-ядерного потенциала в форме двойной свертки

$$U_N = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}_2) \mathcal{F}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (10)$$

В потенциале  $U_N$  отталкивающий кор естественно возникает при использовании зависящих от плотности нуклон-нуклонных сил Мигдала

$$\mathcal{F}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = C_0 \left( F_{in} \frac{\rho_0(\mathbf{r}_1)}{\rho_{00}} + F_{ex} \left( 1 - \frac{\rho_0(\mathbf{r}_1)}{\rho_{00}} \right) \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (11)$$

$$F_{in,ex} = (f_{in,ex} + f'_{in,ex} \tau_1 \tau_2) + (g_{in,ex} + g'_{in,ex} \tau_1 \tau_2) \sigma_1 \sigma_2,$$

$$\rho_0(\mathbf{r}) = \rho_1(\mathbf{r}) + \rho_2(\mathbf{r}),$$

здесь  $\sigma_i$  и  $\tau_i$  — спиновые и изоспиновые матрицы, соответственно. Значения  $C_0$  и безразмерных параметров  $f$ ,  $f'$ ,  $g$  и  $g'$  известны из описания большого набора экспериментальных данных в рамках теории конечных ферми-систем.

При вычислении интеграла (10) использована модифицированная параметризация плотностей ядер по параметру деформации  $\beta_i$  ( $i = 1, 2$ ).

Сформулирована методика расчета кулоновского и центробежного (предел полного слипания) потенциалов.

В §3 показано, что потенциал двойной свертки можно привести к форме потенциала "proximity", но с другой универсальной функцией. Сравнены универсальные функции этих потенциалов, откуда следует, что предложенный потенциал  $U_N$  имеет меньшую глубину потенциального кармана.

В §4 показана зависимость ядро-ядерного потенциала  $U$  от  $R$  и  $J$  для различных комбинаций ядер. Для массивных систем из-за сильного кулоновского отталкивания потенциальный карман в  $U$  имеет малую глубину или отсутствует. Однако, отмечено, что из-за обмена нуклонами взаимодействующих ядер потенциальный карман может

углубляться, поэтому, делая заключение об устойчивости массивных ДЯС, следует учитывать этот эффект.

Из сравнения систем  $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$  и  $^4\text{He}+^{233}\text{Am}$  получено, что с увеличением асимметрии ДЯС глубина потенциального кармана увеличивается.

Показано влияние нейтронного избытка на величину входного потенциального барьера  $E_b$ . Величина  $E_b$  для реакции  $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Sm}$  меньше, чем для  $^{40}\text{Ca}+^{248}\text{Sm}$ . Также установлено, что величина входного потенциального барьера уменьшается из-за мягкой дипольной моды, связанной со смещением нейтронного избытка относительно кора. Для реакции  $^{54}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$  величина  $E_b$  изменяется примерно на 5 МэВ, что предполагает увеличение на несколько порядков сечения подбарьерного слияния.

Исследовано влияние деформации и взаимной ориентации ядер на потенциал взаимодействия. Показано, что для системы  $^4\text{He}+^{233}\text{Am}$  при конфигурации "носик к носику", из-за деформации тяжелого ядра ( $\beta = 0.45$ ), величина барьера взаимодействия  $E_b$  уменьшается приблизительно на 15%, что практически наблюдается для эмиссии  $\alpha$ -частицы в реакции  $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$ .

Зависимость потенциальной энергии ДЯС от заряда  $Z$  одного из ядер и углового момента  $J$  рассчитана для систем  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{116}\text{Ba}$  и  $^{76}\text{As}+^{76}\text{As} \rightarrow ^{152}\text{Dy}$ . Показано, что с увеличением углового момента энергия симметричной конфигурации ДЯС оказывается близкой к энергии составного ядра. Отношение полуосей эквивалентного эллипсоида для симметричной ДЯС приблизительно равно 2 : 1. Такое отношение характерно для супердеформированных состояний ядра. Поэтому можно предположить существование связи между супердеформированными ядрами и симметричными ДЯС. С ростом шейки между ядрами симметричная ДЯС, вероятно, переходит в супердеформированное моноядро.

Из сопоставления рассчитанных потенциальных энергий с энергией связи ядра следует, что для нейтронно-дефицитных ядер некоторые их состояния можно рассматривать как принадлежащие симметричной ДЯС, состоящей из стабильных ядер. Благодаря балансу энергий, эти состояния кластерного типа могут появляться при относительно малых энергиях возбуждения.

Рассчитаны потенциальные энергии тройных систем, которые могут образоваться из возбужденного ядра  $^{235}\text{U}$ . Показано, что энергия

некоторых тройных систем меньше энергии соответствующей ДЯС. Следовательно, при взаимодействии двух сложных ядер в области их контакта возможно формирование легкого ядра.

В главе 4 предложен простой аналитический метод вычисления диагональных и недиагональных компонент тензора инерции ДЯС.

В §1 проведен анализ микроскопических моделей, в рамках которых вычисляется тензор инерции ДЯС.

В §2 получена формула для компонент тензора инерции, при выводе которой использован квантовогидродинамический гамильтониан

$$H = \frac{m}{2} \int dr \mathbf{j}(\mathbf{r}) \rho^{-1}(\mathbf{r}) \mathbf{j}(\mathbf{r}) + U(\rho(\mathbf{r})), \quad (12)$$

выраженный через операторы тока  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  и плотности  $\rho(\mathbf{r})$ . Показана эквивалентность тензоров инерции нашего и "cranking" приближений. Приводятся ряд полезных соотношений между компонентами тензора инерции.

В §3 в качестве коллективных переменных ДЯС рассмотрены относительное расстояние между центрами ядер  $R$ , массовая асимметрия  $\eta = (A_1 - A_2)/A$  ( $A_1$  и  $A_2$  массовые числа ядер,  $A = A_1 + A_2$ ) и параметр шейки  $v = A_{neck}/A$  ( $A_{neck}$  - число нуклонов в шейке).

Получены следующие простые аналитические формулы для расчета инерционных параметров:

$$(B^{-1})_{RR} = \frac{1}{m} \frac{A}{A_1 A_2} \left( 1 - \frac{A A_{neck}}{4 A_1 A_2} \right), \quad (13)$$

$$(B^{-1})_{\eta\eta} = \frac{1}{m} \frac{A_{neck}}{2 \sqrt{2} \pi b^2 A^2}, \quad (14)$$

$$(B^{-1})_{R\eta} = \frac{1}{m} \frac{A_{neck} A_2 - A_1}{2 \sqrt{\pi} b A A_1 A_2}, \quad (15)$$

$$(B^{-1})_{vv} = \frac{1}{m} \frac{A_{neck}}{\sqrt{2} b^2 A^2}, \quad (16)$$

$$(B^{-1})_{Rv} = \frac{1}{m} \frac{A_{neck}}{\sqrt{\pi} b A_1 A_2}, \quad (17)$$

где  $b^2 = \pi a^2/4$ ,  $b$  - параметр, связанный с величиной диффузного слоя ядра. Представлена методика микроскопического расчета  $A_{neck}$  и, соответственно, компонент тензора инерции.

В §4 представлены результаты расчетов компонент тензора инерции как функции  $R$  и  $\eta$  для систем  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{116}\text{Ba}$  и  $^{118}\text{Pd}+^{118}\text{Pd} \rightarrow$

<sup>236</sup>U. Также проиллюстрирована зависимость  $A_{neck}$  от  $R$  и  $\eta$ . Показано, что значение отношения

$$\frac{|B_{R\eta}|}{\sqrt{B_{RR}B_{\eta\eta}}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \frac{A_{neck}}{A(A_1A_2 - AA_{neck}/4)}} |A_1 - A_2| \quad (18)$$

значительно возрастает с ростом массовой асимметрии. Подчеркнута важность учета недиагональных компонент массового тензора при описании эволюции сильно асимметричных ДЯС.

В приложении А представлен простой аналитический метод расчета одночастичных матричных элементов передачи нуклонов из ядра в ядро.

В приложении Б дан явный вид вычисленных интегралов, используемых в главе 3.

В заключении кратко изложены основные выводы и результаты диссертационной работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Разработана микроскопическая модель для исследования механизма диссипации кинетической энергии относительного движения в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов. Полученные результаты, согласующиеся качественно с экспериментальными данными, показывают, что энергия возбуждения распределяется приблизительно поровну между фрагментами, а не пропорционально их массам. Влияние оболочечной структуры двух взаимодействующих ядер на данный процесс является важным. Нуклонный обмен, особенно нейтронный, является главным механизмом диссипации кинетической энергии относительного движения. Однако, для тяжелых систем вклад в диссипацию от частично-дырочных возбуждений становится сравнимым с вкладом от обменного механизма.

2. Предложен микроскопический метод расчета "driving" потенциала двойной ядерной системы. Результаты расчетов показывают удивительную схожесть микроскопического и феноменологического "driving" потенциалов. Это может служить дополнительным подтверждением справедливости микроскопического подхода, в основе которого лежит концепция сохранения ядрами своей индивидуальности. Микроскопический "driving" потенциал несет больше информации о путях эволюции системы. Этот "driving" потенциал более

чувствителен к изменению изотопного состава частей двойной ядерной системы.

3. Получены аналитические выражения для расчета ядерной части ядро-ядерного потенциала в форме двойной свертки. Найдена связь этого потенциала с потенциалом типа "proximity". Исследовано влияние деформации и взаимной ориентации ядер на потенциал взаимодействия. Показано, что высота барьера взаимодействия уменьшается с увеличением нейтронного избытка в ядрах. Из сопоставления рассчитанных потенциальных энергий с энергией связи ядра следует, что возбужденные состояния некоторых ядер можно рассматривать как принадлежащие двойным или тройным ядерным системам. Предложенный метод расчета потенциальной энергии двойной ядерной системы может быть использован при любой ее массовой (зарядовой) асимметрии.

4. Развита феноменологический и микроскопический методы расчета тензора инерции двойной ядерной системы. Проанализирована связь между различными модами движений для различных конфигураций и расстояний между фрагментами. Показано, что связь между радиальной и массасимметричной модами движений оказывается слабой для симметричных конфигураций и усиливается с увеличением массовой асимметрии. Поэтому учет недиагональных компонент массового тензора важен при рассмотрении динамики сильно асимметричных систем. Полученные результаты могут быть полезны при описании процесса слияния ядер.

5. Предложен простой аналитический метод расчета одночастичных матричных элементов передачи нуклонов из ядра в ядро.

### Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Адамян Г.Г., Насиров А.К., Пермяков В.П., *Влияние частично-дырочных возбуждений и многонуклонных передач на потенциал взаимодействия сложных ядер*, Известия РАН, сер. физическая, 1992, Т.56, 11, сс.166-178.
2. Адамян Г.Г., Джолос Р.В., Насиров А.К., *Влияние оболочечных эффектов в матричных элементах передачи нуклонов на процесс многонуклонных передач*, Ядерная физика, 1992, Т.55, сс.660-668.
3. Adamian G.G., Jolos R.V., Nasirov A.K. *Influence of partition of excitation energy between reaction products*

- on production of neutron-rich nuclei. In contributed papers of International conference on the future of nuclear spectroscopy, Crete, Greece, 1993, p.2.
4. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Nasirov A.K. *Microscopic driving potential for a dinuclear system.* Nucl. Phys. A551 (1993) p.321-332.
  5. Adamian G.G., Jolos R.V., Nasirov A.K. *Partition of excitation energy between reaction products in heavy ion collisions.* Preprint JINR, E4-93-175, Dubna, 1993. To be published in "Zeitschrift für Physik A".
  6. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V. *Mass parameters for dinuclear system,* Preprint JINR, E4-93-324, 1993, Dubna submitted to Nucl. Phys. A
  7. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Nasirov A.K. *Driving potential for a dinuclear system,* Proc. Inter. 3d School of nuclear physics, Kiev, 24.06-2.07, 1992.
  8. Adamian G.G., Antonenko N.V., Ivanova S.P., Jolos R.V., Scheid W., *Mechanism of light nuclei production in fusion reactions,* Proc. Inter. School-Seminar on Heavy Ion Physics, May 10-15, 1993, Dubna (in print)
  9. Adamian G.G., Jolos R.V., Nasirov A.K. *Partition of excitation energy between reaction products in heavy ion collisions,* Proc. Inter. School-Seminar on Heavy Ion Physics, May 10-15, 1993, Dubna (in print).
  10. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Ivanova S.P., Nasirov A.K., *Evolution of a dinuclear system formed in heavy-ion collisions.* International Conference on Nuclear Physics JINR, E4-93-58, Dubna, September 15-19, 1992, p.117-226.
  11. Адамян Г.Г., Антоненко Н.В., Джолос Р.В., Иванова С.П., Мельникова О.И. *Потенциальная энергия двойной ядерной системы,* Препринт ОИЯИ, Е4-93-377, 1993, Дубна. Направлена в журнал Ядерная физика.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 ноября 1993 года.