

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

4-98-225

На правах рукописи  
УДК 539.142 + 17

М-69  
**МИХАЙЛОВА**  
Татьяна Игоревна

**ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ,  
ВЫЗВАННЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫМ ДВИЖЕНИЕМ,  
ПРИ СЛИЯНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1998

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем  
Объединенного Института Ядерных Исследований (г. Дубна).

Научные руководители:  
профессор  
доктор физ.-мат. наук, профессор

М. Ди Торо  
И.Н. Михайлов

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук, профессор Р. В. Джолос  
(ЛТФ ОИЯИ, г. Дубна),  
доктор физико-математических наук В. И. Абросимов  
ИЯИ, Киев, Украина.

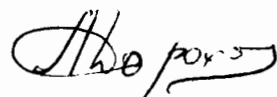
Ведущая организация – ГНЦ ФЭИ, г. Обнинск.

Защита состоится "21" октября 1998 г. в \_\_\_\_\_ ча-  
сов на заседании специализированного Совета К.047.01.01 по  
адресу: 141980, г. Дубна Московской области, ЛТФ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "17" сентября 1998 г.

Ученый секретарь  
специализированного Совета  
по физико-математическим наукам

  
А. Е. Дорохов.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

### Актуальность работы.

В диссертационной работе представлены результаты исследовании, ставящих своей целью описание динамики процесса слияния ядер на основе современных представлений о многочастичной и квантовой природе ядер. Актуальность подобных исследований обусловлена накоплением экспериментальных данных, свидетельствующих о важной роли динамических эффектов в процессе слияния. Так, было показано, что с увеличением зарядового номера сливающихся ядер сечение слияния падает, что несомненно требует теоретического объяснения. Недостаточно объясненными остаются такие явления как "extrapush", заключающееся в том что для слияния необходима некоторая избыточная энергия над барьером; зависимость спектра  $\gamma$ -квантов от начальной комбинации сливающихся ядер, а не только от характеристик образующегося в реакции компаунд-ядра; анизотропия  $\gamma$ -излучения из состояний с малым угловым моментом.

Для описания реакций слияния нами обобщен метод моментов, взятых от уравнения для функции Вигнера, хорошо зарекомендовавший себя при описании структуры ядра. Этот метод позволяет "проектировать" многочастичную задачу, получающуюся при описании в рамках теории Хартри-Фока с временной зависимостью на пространство ограниченного числа коллективных переменных.

### Научная новизна и практическая ценность.

- В диссертации получил развитие метод моментов для описания динамики коллективного движения большой амплитуды в атомных ядрах, а именно, процесса ядерного слияния. Развитая теория описывает эволюцию формы ядра и превращение энергии коллективного движения в энергию статистического возбуждения.

1  
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

- Прослежена эластопластическая динамика ядерного слияния. Показано, что процесс слияния делится на две фазы: короткую, во время которой ядерная материя проявляет упругие свойства, и значительно более медленную, во время которой приближение формы сливающейся системы к равновесной происходит монотонно, как в системе с большим трением.
- Показано, что даже преодолев энергетический барьер, сталкивающиеся ядра имеют возможность разлететься не слившись из-за наличия упругих сил, связанных с деформацией поверхности Ферми, то есть дано динамическое объяснение явлению "экстра-пуш".
- Разработана методика вычисления зависимости температуры от времени в процессе слияния и установлено, что превращение энергии коллективного движения в энергию статистического возбуждения происходит существенно быстрее достижения равновесной формы, что определяет анизотропию излучения, испускаемого системой.
- Развита методика изучения флуктуационных явлений в эластопластических системах. Показано, что нарастание амплитуды флуктуаций формы происходит с тем же характеристическим временем, что и достижение равновесной формы.

Результаты, полученные в диссертации важны для теоретического исследования реакций между тяжелыми ионами – слияния, квазиупругих столкновений, быстрого деления. Они могут быть использованы для объяснения новейших экспериментальных данных. В работе показано, что анизотропия  $\gamma$ -излучения из состояний с малым угловым моментом может быть объяснена эластопластичностью сливающейся ядерной материи. Расчеты конкуренции слияния и быстрого деления свидетельствуют о

том, что данная модель не нуждается в параметре критического сближения.

### Апробация работы.

Материалы диссертации докладывались на XLVI–XLVII Сессиях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Москва, 1996 и Обнинск, 1997), на международных конференциях по Физике тяжелых ионов (Дубна 1993, Дубна 1998), а также на семинарах ОИЯИ и LNS, INFN (Катанья, Италия).

### Публикации и объем работы.

Основные результаты диссертации опубликованы в 11 печатных работах. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Она содержит 130 страниц, включая 25 рисунков и 2 таблицы; в список литературы включено 72 наименования.

### Основные результаты, выносимые на защиту.

- Показано, что метод обобщенных вириальных теорем или моментов, взятых от кинетического уравнения для функции распределения нуклонов в фазовом пространстве, может быть использован для изучения процесса слияния тяжелых ядер.
1. Удалось выяснить, что при слиянии идентичных ионов при малых угловых моментах, динамика изменения квадрупольного момента имеет эластопластический характер. Это значит, что система реагирует упруго на внезапные изменения, но проявляет свойства вязкой материи, подверженная медленным воздействиям.
  2. Показано, что в начале процесса слияния значительная часть коллективной энергии связана с деформацией поверхности Ферми. Эта часть энергии играет

важную роль в условиях слияния, в том числе объясняет возникновение такого явления как "экстрапуш".

3. Показана возможность расчета временной эволюции температуры с использованием параметризации функции распределения нуклонов в фазовом пространстве для приближенного вычисления энтропии системы.
  4. Обнаружено, что переход коллективной энергии в энергию статистического возбуждения, происходит быстрее в 20–30 раз, чем достижение равновесной формы.
  5. Время, необходимое для достижения равновесной (сферической) формы, превосходит время испускания первого нейтрона. Вследствие этого температура компанд-ядра никогда не достигает своего максимально возможного значения, определяемого энергией реакции, и начинает убывать ещё до того, как система примет сферическую форму.
  6. Значительная доля  $\gamma$ -квантов испускается из состояний с динамической деформацией. Это является источником анизотропии  $\gamma$ -излучения, испущенного из состояний с малым угловым моментом.
- Изучена природа эластопластичности. Её возникновение связано с тем, что столкновения нуклонов в тяжелых ядрах приводят к перераспределению по импульсам, не изменяя мгновенно пространственных координат нуклонов. Связь распределения по импульсам и по координатам устанавливается дифференциальным уравнением, и её роль не сводится к возникновению силы трения, пропорциональной скорости изменения параметров формы ядра. Эластопластичность приводит к появлению эффектов "памяти".
1. Для уравнений движения, описывающих систему, обладающую эластопластическими свойствами, решена об-

ратная задача классической механики, то есть, найдены лагранжиан, гамильтониан и диссипативная функция Рэлея. Это позволило исследовать, как распределяется энергия между статистической и коллективной компонентами и определить зависимость температуры от времени в полном согласии с законом сохранения энергии.

2. Развита схема расчета эффектов тепловых флуктуаций в эластопластических системах. Показано, что нарастание флуктуаций формы ядра отстает от нарастания температуры.
  3. Показано, что данная модель позволяет объяснить конкуренцию процессов слияния и быстрого деления, не вводя дополнительных параметров, так как вероятность второго процесса резко уменьшается с течением времени вследствие уменьшения температуры системы, вызванной испусканием нейтронов.
- Показано, что формализм, развитый для схематической эластопластической модели, применим и для реалистической задачи слияния тяжелых ядер. Найдена форма члена релаксации, удовлетворяющего второму закону термодинамики.

### Содержание диссертации.

**Во введении** приводятся новейшие экспериментальные данные, обосновывающие необходимость исследования динамических эффектов в реакциях слияния тяжелых ядер; кратко изложено содержание диссертации по главам и определены задачи, решению которых посвящена диссертация.

**В первой главе** дается обзор теоретических работ по слиянию, приводится сравнительный анализ микроскопических и макроскопических подходов. Приводится обоснование выбранного направления и дается расширенная постановка задачи.

**Во второй главе** приводятся основные положения коллективной модели динамики ядерного слияния, показано, что этот метод может быть применен для изучения процесса слияния тяжелых ионов. Беря за логическую основу теорию Хартри Фока с зависимостью от времени, дополненную корреляционным членом, приходим к квазиклассическому пределу уравнения для функции Вигнера:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial V}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = I_{rel} \quad (1)$$

Для определения релаксационного члена нами используется приближение среднего времени релаксации, с добавочным членом, учитывающим сохранение плотности, импульса и энергии сталкивающихся частиц в каждой точке пространства. Применение метода моментов по импульсам и координатам (метода вириальных теорем) приводит нас к системе дифференциальных уравнений, определяющих квадрупольный момент системы:

$$Q(t) = m \int d\mathbf{r} (2z^2 - x^2 - y^2)n(\mathbf{r}, t)$$

и  $(\lambda, \mu) = (2, 0)$  компоненту тензора внутренней части кинетической энергии или квадрупольный момент в импульсном пространстве:

$$\begin{aligned} \Pi_{2,0} &= \int d\mathbf{r} (2P_{z,z}(\mathbf{r}, t) - P_{x,x}(\mathbf{r}, t) - P_{y,y}(\mathbf{r}, t)) \\ P_{i,j}(\mathbf{r}, t) &= \frac{g}{m} \int d\mathbf{p} (\mathbf{p}_i - m\mathbf{u}_i)(\mathbf{p}_j - m\mathbf{u}_j)f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \end{aligned}$$

Для решения полученной системы уравнений

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 Q}{dt^2} = K_{2,0} - W_{2,0} + \Pi_{2,0}(t) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \Pi_{2,0} + F_{FS} = -\frac{1}{\tau} (\Pi_{2,0} + \pi_{2,0}) \quad (3)$$

делаются следующие приближения:

- форма сливающейся системы принадлежит к семейству лемнискатоид,

$$R(a, \hat{\mathbf{r}}) = R(a) \sqrt{1 + a \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - 1 \right)},$$

где  $R(a)$  нормировочный множитель гарантирующий сохранение объема;

- поле коллективных скоростей потенциально и в каждый момент времени определяется граничными условиями;
- главный вклад в ядерный потенциал вносят кулоновская и поверхностная энергии.

При выполнении этих условий, функции, входящие в уравнения (2), (3), оказываются зависящими только от параметра формы  $a$  и основных характеристик ядерной системы, таких как их заряд, масса и объем. При так выбранной параметризации формы, квадрупольный момент системы является однозначной функцией параметра формы  $a$ , причем его зависимость от этого параметра близка к линейной.

Допускается зависимость функциональных параметров  $K_{2,0}$ ,  $W_{2,0}$ ,  $F_{FS}$  и параметра среднего времени релаксации  $\tau$  от количества энергии, перешедшей из коллективной в энергию статистического возбуждения, или температуры  $T$ . Мы принимаем, что величина  $\Gamma$ , обратная параметру  $\tau$ , может быть представлена в виде:

$$\Gamma(T) = \frac{\hbar}{\tau} = \Gamma_0 (1 + c T^2).$$

Величина  $\Gamma_0$  фиксируется нами из эмпирических данных — то есть из условия, что система уравнений, определяющая динамику слияния, правильно описывает также и ширины первых трех изоскалярных гигантских резонансов при нулевой температуре. Это условие дает  $\Gamma_0 = 24.9 A^{-1/3}$  МэВ.

Мерой диссипации коллективной энергии может служить скорость изменения энтропии. Предположим что функция распределения, описывающая распределение нуклонов, составляющих систему, по координатам и импульсам, имеет вид:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = h^{-3} \theta(R(a(t), \hat{\mathbf{r}}) - r) \phi(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$$

Здесь  $\theta(R(a(t), \hat{\mathbf{r}}) - r)$  – ступенчатая функция, равная единице внутри поверхности, определённой данным значением параметра  $a$ , и нулю вне её. Зависимость функции распределения от импульса определяется следующим образом:

$$\phi(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \left( 1 + \exp \left( \frac{\sum_i (1 + \alpha_i(t)) q_i^2 / 2m - \mu}{T(t)} \right) \right)^{-1} \quad (4)$$

где  $\mathbf{q} = \mathbf{p} - m\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  и  $\mu$  – химический потенциал. Такой вид функции распределения обеспечивает правильное распределение коллективной скорости  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ . Коэффициенты  $\alpha_i$  находятся из условия постоянства плотности и соотношения между внутренней энергией и величиной  $\Pi_{2,0}$ . Используя выражение для энтропии ферми-газа получаем следующее дифференциальное уравнение, определяющее изменение температуры со временем:

$$\frac{dT^2}{dt} = \frac{6\mu^2}{\pi^2 \tau (1 - (\pi T / \epsilon_F)^2 / 12)} \cdot \left( \frac{2}{15} \sum \alpha_i^2 + \frac{2}{3} \frac{\delta e_{intr}}{\mu} - \frac{\pi^2}{6} \left( \frac{T}{\mu} \right)^2 \frac{\delta e_{intr}}{\mu} \right) \quad (5)$$

Формулы (2), (3), (5) образуют замкнутую систему уравнений, определяющую динамику слияния после контакта.

В параграфе (2.1) настоящей главы представлены результаты применения данной модели к рассмотрению слияния идентичных ядер при лобовых столкновениях. Показано, что процесс слияния делится на две фазы. В продолжение быстрой

фазы процесса, следующей сразу после столкновения ядер, трение в привычном понимании исчезает, а одна из величин, ответственных за него – тензор натяжений, приводит к кардинальному изменению упругих свойств ядерной среды. В результате, партнеры реакции слияния сначала эволюционируют как упругие тела. За первой попыткой объединения следует эволюция в обратном направлении, которая может привести к разлету столкнувшихся ядер, даже если барьер был преодолён. Если этого не случается, система испытывает несколько затухающих осцилляций своей формы и лишь после этого монотонно приходит к равновесию. Частота осцилляций формы и колебаний ГКР совпадают по порядку величины. Время, требующееся для достижения равновесной (сферической) формы на один-два порядка больше и равняется приблизительно  $10^{-20}$  сек. Описанный тип эволюции известен в литературе под названием эласто-пластического. Он характеризует системы обладающие "памятью".

Было показано, что для того, чтобы два ядра слились, требуется некоторая избыточная по отношению к энергетическому барьеру энергия, величина которой становится особенно ощутима для тех систем, параметр делимости  $X$  которых, превышает значение 0.6.

Температура системы достигает значения близкого к максимальному за времена порядка первой фазы процесса, когда форма системы еще далека от равновесной. Это не может не сказаться на характеристиках излучения, испускаемого системой на пути к слиянию.

В параграфе 2.2 было рассмотрено проявление динамики слияния в спектре  $\gamma$ -излучения. В (2.2.1) были приведены основные формулы, по которым рассчитывается интенсивность и анизотропия дипольного статистического  $\gamma$ -излучения из области гигантских дипольных резонансов. При расчете плотности уровней учитывалось охлаждение системы за счет испускания нейтронов. В (2.2.2) приведены результаты вычислений интен-

сивности  $\gamma$ -излучения, показывающие что анизотропия дипольного излучения при столкновении идентичных ионов при малых угловых моментах отлична от нуля, что является ярким проявлением динамических эффектов при слиянии.

В параграфе 2.3 приводятся заключительные замечания к данной главе, подчеркивается, что поведение эластопластических систем должно существенно отличаться как от упругих, так и от вязких тел. В частности, имея в виду тесные связи между явлениями диссипации и флуктуациями, можно ожидать, что эластопластичность скажется на характере флуктуаций формы сливающейся системы. Изучению этой проблемы посвящены следующие главы.

В главе 3 рассмотрены нагревание и флуктуации в эластопластических системах на примере уравнений, являющихся приближенной формой уравнений (2), (3), использованных в предыдущей главе.

В параграфе 3.1 для уравнений движения, определенных в начале данной главы, была решена обратная задача классической механики, то есть, были найдены лагранжиан, гамильтониан и функция Рэля системы. Это позволило определить, как распределяется энергия между статистической и коллективной компонентами. Была также найдена зависимость температуры системы от времени. Температура определялась иным способом, чем в предыдущей главе, не используя параметризацию функции распределения, что обеспечило точное выполнение закона сохранения энергии.

В параграфе 3.2 были рассмотрены флуктуации в классических эластопластических системах. Перейдя от макроскопического к микроскопическому описанию, по аналогии с описанием движения броуновской частицы в растворе, были рассчитаны флуктуации основных коллективных переменных. Показано, что нарастание тепловых флуктуаций формы ядра отстает от скорости возрастания температуры. Стохастические свойства системы можно также описать вводя функцию распределения

$\Phi(Q, \dot{Q}, \Pi; t)$ , которая определяет вероятность того, что система в момент времени  $t$  будет находиться в состоянии с заданными значениями коллективных переменных  $Q$ ,  $\dot{Q}$  и  $\Pi$ . Если применить к рассматриваемому стохастическому процессу метод, который используется для вывода уравнения Фоккера-Планка, то получим следующий вид уравнения, определяющего эволюцию функции распределения  $\Phi(Q, \dot{Q}, \Pi; t)$ :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \dot{Q} \frac{\partial \Phi}{\partial Q} + (2\Pi - \alpha Q) \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{Q}} - \frac{\partial}{\partial \Pi} \left( \left( \frac{\beta}{2} \dot{Q} + \frac{\Pi}{\tau} \right) \Phi \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{\beta \sigma}{4M_Q} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \Pi^2} = 0 \quad (6)$$

где параметр  $\sigma$  может быть определен из диссипационно-флуктуационного соотношения Эйнштейна:

$$\left( \frac{\beta \sigma}{4M_Q} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{kT\beta}{\tau M_Q} \quad (7)$$

Проведенные исследования показали, что в начале процесса значительная часть коллективной энергии аккумулируется в квадрупольных колебаниях поверхности Ферми.

В параграфе 3.3 рассматривалось диссипационно-флуктуационное соотношение в эластопластических системах. Показано, что амплитуда флуктуаций относительно средней траектории зависит не только от мгновенного значения температуры системы, но и от скорости изменения величины  $Q$ .

В параграфе 3.4 представлен способ расчета приближенной функции распределения, соответствующей полученному кинетическому уравнению.

В параграфе 3.5 с помощью алгоритма вычисления приближенной функции распределения, описанного в предыдущем параграфе, был проведен расчет конкуренции слияния и быстрого деления. Было показано, что теория в состоянии объяснить конкуренцию между слиянием и быстрым делением, являющимся

следствием случайных отклонений от средней траектории, ведущей к равновесной форме. Оценки, представленные в данной главе, имеют качественный характер, так как основываются на упрощенной модели.

В параграфе 3.6 даны заключительные замечания к главе 3.

В главе 4 рассмотрена каноническая форма эластопластической модели ядерного слияния, показано, что анализ флуктуаций в эластопластических системах, проведенный в предыдущей главе, представляет основу, с помощью которой можно описывать статистические свойства более сложных, а значит, более реалистических систем.

В параграфе 4.1 получена каноническая форма уравнений движения, выведенных в главе 2. Найден коллективный гамильтониан эластопластической системы, описывающей слияние ядер. В этом параграфе решен еще один важный вопрос: установлен вид члена релаксации, обеспечивающий выполнение второго закона термодинамики; закона, согласно которому энтропия является неубывающей функцией времени. Ценность этого результата связана с практически непреодолимыми трудностями точного расчёта этой величины исходя из микроскопической теории.

В параграфе 4.2 представлены заключительные замечания к данной главе. Показано, что формализм, описанный в данной главе, является предпосылкой планируемого в дальнейшем количественного описания эффектов, связанных с эластопластическими свойствами ядер и проявляющихся в процессах их слияния. Продемонстрировав, что уравнения движения, выведенные в главе 2, можно привести к канонической форме, мы тем самым открыли для себя путь изучения тех эффектов, которые были описаны в главе 3, но уже не вводя принятых ранее упрощающих предположений.

В заключении формулируются основные выводы и главные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту.

## Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Mikhailov I.N., Mikhailova T.I., Piperova J., Juldashbaeva E.Kh., Briançon Ch., Libert J. *Shape evolution of composite systems formed in heavy-ion collisions*. Proc. of the Int. School-Seminar on Heavy-Ion Physics, JINR, Dubna 10-15 May 1993, Vol. II, с. 111-125  
—препринт CSNSM 93-17, Orsay, France.
2. Mikhailov I.N., Nikitenko (Mikhailova) T.I., Briançon Ch., Piperova J. *Collective dynamics of nuclear fusion*. в сборнике аннотаций IV Межд. Конф. *Избранные вопросы структуры ядра*. Дубна, 1994, с.75-76
3. Baran V., Colonna M., Di Toro M., Guarnera A., Mikhailova T.I., Smerzi A. *Pre-equilibrium giant resonances in fusion reactions*. Proc. of Int. School on Collective motion and nuclear Dynamics. Predeal, 28 Aug.–9 Sept. 1995, Ed-s. Delion D., Raduta A.A., World Scientific, p. 422-445
4. Mikhailov I.N., Mikhailova T.I., *Dipole giant resonance as a probe of nuclear dynamics*. Тезисы докладов Международного совещания по физике ядра, Москва, 18-21 июня 1996, с.175
5. Mikhailov I.N., Mikhailova T.I., Di Toro M., Baran V., Briançon Ch. *Collective dynamics of nuclear fusion: deformation changes and heating during the fusion*. Nucl. Phys. A 604 (1996) p. 358-384.
6. Mikhailova T.I., Mikhailov I.N., Di Toro M. *Collective energy dissipation and fluctuations in elastoplastic systems*. JINR Rapid Communications, 1997, No 2[82]-97, p. 5-14
7. Mikhailova T.I., Mikhailov I.N., *Fluctuations in elasto-plastic systems*. Тезисы докладов Международного совещания *Свой-*



ства ядер, удаленных от долины стабильности. Обнинск, 10-13 июня 1997г, с. 233

8. Mikhailov I.N., Mikhailova T.I. and Do Dang G. *Dissipation-fluctuations relations in fusion*. contribution to the Int. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics. Dubna, 9-14 September, 1997, p. 59
9. Mikhailov I.N., Mikhailova T.I., Di Toro M. *Heating and fluctuations in nuclear fusion*. report in Proc. of Int. School-Seminar on Heavy-ions Physics, Dubna, 22-27 September, 1997, p. 343-353
10. Mikhailov I.N., Mikhailova T.I., Do Dang G. *Canonical form of an elastoplastic model of nuclear fusion* JINR Rapid Communications, 1997, 6[86]-97, p. 31-38
11. Mikhailova T.I., Mikhailov I.N., Di Toro M., Do Dang G. *Heating and fluctuations in elastoplastic systems*. preprint CSNSM IN2P3 97-22,28 p.plus 10 figures, Nucl. Phys. A in press

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 июля 1998 года.