

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
им. Г.Н. Флерова  
и  
ФГУП ОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. Ф. М. Достоевского

На правах рукописи  
УДК 517.173

Косенко Григорий Иванович

МНОГОМЕРНЫЙ СТОХАСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К  
ОПИСАНИЮ РЕАКЦИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Специальность 01.04.16 – Физика ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна 2009 г.

Работа выполнена в лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова  
Объединенного института ядерных исследований

и

ФГУП Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского

Научный консультант: академик РАН Ю.Ц. Оганесян

Ведущая организация: ГНЦ ФЭИ имени А.И. Лейпунского,  
г. Обнинск

Официальные оппоненты: д.ф.-м.н. Р.В. Джолос,  
ОИЯИ, ЛТФ имени Н.Н. Боголюбова

д.ф.-м.н. Д.О. Еременко,  
НИИЯФ имени Д.В. Скобельцина  
МГУ имени М.В. Ломоносова

д.ф.-м.н. И.Н. Изосимов,  
ФГУП НПО «Радиевый институт  
имени В.Г. Хлопина», С.-Петербург

Защита состоится 2009 г. в \_\_\_\_\_ часов  
на заседании специализированного совета Д720.001.001 при Лаборатории  
теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова Объединенного Института  
Ядерных Исследований по адресу: ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Москов-  
ской области, ЛТФ, ОИЯИ, 141980

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛТФ ОИЯИ

Автореферат разослан 2009 г.

ученый секретарь  
специализированного совета  
кандидат физико-математических наук

А.Б. Арбузов

## Общая характеристика работы

С момента открытия реакции деления ядер, и по настоящее время, изучение радикальной перестройки ядра является актуальной проблемой ядерной физики. Информацию о свойствах ядра и его структуре получают в основном экспериментально. Большую роль в этих исследованиях занимают измерения свойств осколков деления ядер. Это информация о кинетической энергии осколков деления, массовое распределение осколков, массово-энергетическое распределение осколков, различные угловые распределения. По форме этих распределений можно судить о протекании реакции разделения ядра на части. Например, по форме массового распределения было установлено наличие симметричного и асимметричного деления у ядер. Кроме этого, было показано, что при увеличении энергии возбуждения возможен переход от асимметричного к симметричному делению. Теоретическое объяснение этого факта, стало возможно на основе метода оболочечных поправок Струтинского. В случае асимметричного деления очень сильно сказывается роль оболочек. При увеличении энергии возбуждения ядра оболочечные эффекты затухают, и ядро ведет себя как жидкая капля, которая по определению делится симметрично, т.к. не имеет структуры.

В середине восьмидесятых годов, когда был накоплен экспериментальный материал по реакциям с тяжелыми ионами, вышел обзор Ю. Оганесяна и Ю. Лазарева [1]. В нем обсуждаются многие вопросы, но мы отметим здесь лишь некоторые из них. Во первых, было обращено внимание на рост дисперсий энергетического и массового распределений осколков деления с ростом параметра ( $Z^2/A$ ). Объяснения которому на тот момент не было. Было отмечено, что с утяжелением налетающего иона картина массово-энергетического распределения заметно изменяется. Например, события симметричного деления становятся очень редкими в сравнении с асимметричными в комбинациях с тяжелыми снарядами и малой энергией во входном канале (порядка энергии кулоновского барьера). Тогда как для легких налетающих ионов такого не происходит. Все это говорит о том, что роль входного канала в данных реакциях очень важна и

ею пренебрегать нельзя. Особенно это относится к реакциям, в которых ставится задача синтеза новых тяжелых и сверхтяжелых элементов. Эксперименты по синтезу сверхтяжелых элементов проводятся постоянно. В последние десятилетия был достигнут значительный прогресс, когда в качестве снаряда стали использовать ионы  $^{48}\text{Ca}$ . Окончательной модели слияния тяжелых ионов на сегодняшний момент не существует, поэтому есть необходимость развития теоретических моделей этого процесса.

Решение вопросов поставленных экспериментами с тяжелыми ионами предпринималось экспериментальными и теоретическими методами. Большая экспериментальная работа по изучению свойств осколков деления была выполнена алма-атинской группой. Подробно были изучены массово-энергетические распределения осколков деления в очень широком диапазоне ядер от  $^{119}\text{Xe}$  до  $^{269}\text{108}$ . Отметим, что изучение тяжелых и сверхтяжелых составных систем, проводилось совместно с ЛЯР ОИЯИ. Кроме этого, были проведены эксперименты по изучению множественности пред- и постделительных нейтронов. Построены соответствующие систематики. Результаты этих работ были обобщены в нескольких обзорах [2,3]. Исходя из анализа экспериментально измеренной множественности нейтронов и легких заряженных частиц, и сравнения со статистическими расчетами, было показано [4], что необходимо учитывать динамику процесса деления для согласования результатов.

В тоже время проводилось и теоретическое осмысление экспериментов с тяжелыми ионами. Было осознано, что большие дисперсии распределений осколков деления есть результат флуктуаций возникающих в делящейся системе. Были предприняты попытки учета этих флуктуаций при описании процесса деления. Для решения проблемы использовали уравнение Фоккера–Планка для функции распределения коллективных координат, описывающих форму делящегося ядра. При рассмотрении многомерной задачи, а деление процесс существенно многомерный (например, для описания массового и энергетического распределений необходимо, как минимум два параметра), решение уравнения Фоккера–Планка является сложной задачей, особенно с учетом зависимости коэффициентов

уравнения от координат. Было предложено несколько способов выхода из данной ситуации. Но особых успехов удалось добиться при использовании диффузионной модели [5]. В ее рамках удалось описать рост дисперсий массового и энергетического распределений осколков деления. Оказалось, важную роль в процессе формирования распределений играет спуск делящейся системы с барьера к точке разрыва. При этом важным параметром регулирующим скорость спуска, является ядерная вязкость.

После того как выяснилось, что расхождение множественности нейтронов, испущенных в процессе деления, измеренной на эксперименте и найденной в рамках статистической модели связано именно со спуском делящейся системы с барьера к разрыву, возникла необходимость учета стадии спуска и при расчетах множественности нейтронов и других легких частиц. Все это выдвинуло на передний план необходимость объединения статистических и динамических расчетов процесса деления.

**Цель работы.** Как уже было отмечено, в результате изучения процесса деления выяснилось, что необходимо рассматривать одновременно нескольких величин, измеряемых в экспериментах: вероятности формирования составного ядра и вероятности деления, различные свойства осколков деления, множественность легких частиц, испускаемых ядром в процессе деления. Расчеты требуют объединения различных подходов в описании процессов деления ядра — статистических и динамических. Поэтому основной целью работы является объединение статистического и динамического подходов, построение модели динамическо-статистического описания процессов слияния и деления, и ее применение к описанию реакций слияния-деления ядер.

**Актуальность** создания подобной модели следует из необходимости описания уже проведенных экспериментов, а также необходимости планирования экспериментов в дальнейшем. В реакциях слияния-деления измеряется широкий спектр величин: множественность легких частиц, испущенных в процессе реакции, распределения осколков по массам, энергии, сечения слияния, деления, образования остатков испарения. Если удастся описать уже проведенные эксперименты, то появится возможность пред-

сказания, новых планируемых экспериментов. В частности: выбор комбинаций в реакциях синтеза новых элементов, выбор энергии налетающих частиц. Так как в реакциях с ионами  $^{48}\text{Ca}$  уже синтезированы элементы с номерами 114, 116, 118, и дальнейшее продвижение вперед ограничивается возможностью использования мишеней тяжелее Cf, то поиск других комбинаций ионов и энергии реакции для синтеза новых элементов, делает построение модели реакции слияния–деления очень актуальным.

#### **Методы исследования и основная идея модели**

В конце восьмидесятых годов, сначала Y. Abe с соавторами [6] для описания реакции деления, а несколько позже P. Fröblich и S. Xu [7] для — слияния, предложили использовать вместо уравнения Фоккера–Планка, эквивалентные ему уравнения Ланжевена. Основная идея состояла в моделировании флуктуаций, используя генератор случайных чисел. Автор со своими коллегами были одними из первых, кто начал подобного рода расчеты в нашей стране. Первоначально это были работы по изучению слияния ионов и нахождению распределения по угловому моменту образовавшейся составной системы, а затем, по изучению применения уравнений Ланжевена к динамике деления и энергетического распределения осколков деления ядер. В это же время был предложен способ учета испарения легких частиц из делящегося ядра при использовании уравнений Ланжевена для описания деления [8]. Статистическое описание испарения частиц к этому времени уже было достаточно хорошо развито. Выбор был сделан в пользу одной из последних моделей, разработанной Ильиным с коллегами [9].

На момент начала развития нашей модели, учет входного канала реакции, как правило, состоял в использовании распределения по угловому моменту компаунд-ядер, найденному в модели «surface friction model», при расчетах множественности нейтронов и других легких частиц в процессе деления. Нами был предложен один из способов объединения статистической и динамической моделей для описания деления, индуцированного легкими частицами: протонами, нейтронами и альфа частицами. Идея состояла в использовании на первом шаге статистической модели, а

при реализации события деления, перехода в динамическую модель для учета динамики спуска системы с барьера к точке разрыва. Вопрос выбора начальных условий для динамических уравнений, к тому времени, уже был изучен [10]. Но при переходе к более тяжелым бомбардирующим ионам, было необходимо учитывать влияние входного канала. Это привело к возникновению идеи двухшаговой модели процесса слияния–деления. На первом шаге проводятся расчеты в рамках «surface friction model», затем, используя распределение по угловому моменту, распределение по энергии диссипации (энергии внутреннего возбуждения системы) в точке достижения контакта, распределение по импульсу относительного движения, по деформации ионов в момент касания, получают начальные условия для решения уравнений Ланжевена, описывающих эволюцию моно-системы. При этом точка старта находится в точке касания ионов. Таким образом, процесс перехода от расчета слияния ионов, на первом шаге, к расчету формирования составного ядра и его последующего деления — осуществляется статистически. Это позволяет использовать различные параметризации для описания формы ядра, при слиянии и делении. К сожалению, нет идеальной параметризации формы ядра, пригодной на все случаи.

Учет испарения легких частиц из составной системы осуществляется на основе статистической модели. Причем используемый статистический код можно с легкостью менять. При использовании статистической модели можно использовать два варианта расчета. Использовать статистическую модель только для учета испарения легких частиц, а процесс деления полностью описывать динамически, либо включить учет вероятности деления в статистические расчеты. В работе реализованы обе возможности.

#### **Практическое значение полученных результатов**

Идея данной работы возникла в результате сотрудничества автора с алма-атинской экспериментальной группой, изучавшей свойства распределений осколков деления ядер. Результаты расчетов использовались при интерпретации результатов экспериментов. Затем работа была продолже-

на в рамках Протокола о научном сотрудничестве с ЛЯР ОИЯИ № 2667–5–93/95 (тема «Синтез и изучение свойств экзотических ядер и ядерных систем, образующихся при взаимодействии тяжелых ионов с ядром. 5–142–0889–91/95»). Часть работы была выполнена в рамках гранта INTAS №№ 93–1560, 93–1560-ext «Models for the decay of highly excited nuclei». Основная часть работы над моделью была выполнена во время работы в ЛЯР ОИЯИ с 1995 по 1999 годы. Затем работа была продолжена на физическом факультете ОмГУ в рамках Протоколов о сотрудничестве с ЛЯР ОИЯИ №№ 3643–5–05/07 (тема «Синтез новых ядер, исследование свойств ядер и механизмов реакций под действием тяжелых ионов. 04–5–1004–94/2006»), 3834–5–08/09 (тема «Синтез новых ядер, исследование свойств ядер и механизмов реакций под действием тяжелых ионов. 03–5–1004–94/2009»). Частично работа выполнялась в Японии в институте теоретической физики им. Х. Юкавы (Киото) и институте RIKEN (Вакоши). Вторая половины работы связана с изучением синтеза сверхтяжелых элементов. Поэтому, полученные результаты могут использоваться при описании реакций синтеза, а также при анализе и выборе комбинаций ионов для синтеза новых элементов.

#### **Личный вклад соискателя**

Основные результаты диссертации содержатся в публикациях приведенных ниже. Во всех работах автор принимал активное участие на всех этапах работы: в постановке задачи, решении поставленной проблемы, в разработке методов решений и написании программ для решения задач на ЭВМ, анализе полученных результатов, подготовке статей к публикации и представлении результатов на конференциях и семинарах. Считаю необходимым отметить, что работе над двухшаговой моделью, представленной в третьей главе, участие автора в расчетах второго этапа двухшаговой модели, было ограничено, по техническим причинам, но расчеты первого шага и получение данных для продолжения расчетов на втором шаге выполнены в полном объеме автором. Второй вариант двухшаговой модели, представленный в четвертой главе, развивался автором параллельно с первым. Автор принимал непосредственное участие на всех



этапах развития модели и проведения расчетов.

### **Достоверность результатов**

Достоверность результатов, полученных в диссертации, обеспечена использованием современных подходов к описанию процесса взаимодействия тяжелых ионов, вычислительных методов и расчетных моделей. Она также подтверждена согласием с имеющимися экспериментальными данными по энергетическим и массово-энергетическим распределениям осколков деления, корреляциям множественности нейтронов — масса осколка, сечениям слияния, деления и остатков испарения.

### **На защиту выносятся следующие новые научные результаты:**

1. Предложен новый способ объединения статистических расчетов множественности легких частиц, с многомерными динамическими расчетами эволюции системы при спуске с барьера деления к разрыву, позволяющий рассчитывать множественности легких частиц и свойства распределений осколков деления. Показано, что этот подход удовлетворительно воспроизводит характеристики энергетического распределения осколков деления ядер и множественности испускаемых частиц при использовании стандартных предположений о механизме ядерной вязкости.
2. Показано, что модель поверхностного трения, позволяет описать переход от системы двух касающихся ионов к составной системе.
3. Впервые учтен туннельный эффект при использовании уравнений Ланжевена для описания слияния тяжелых ионов, что позволило расширить модель поверхностного трения в область энергий ниже кулоновского барьера.
4. Сформулирована двухшаговая модель описания реакций слияния-деления: на первом шаге рассчитываются вероятности касания ионов и распределений величин, которые затем используются в качестве входных параметров для второго шага — расчета эволюции образовавшейся составной системы от точки касания ионов до образования составного сферического ядра и его дальнейшей эволюции.

5. Выполнены расчеты в двухшаговой модели сечений слияния и хп-каналов реакции при синтезе сверхтяжелых элементов, расчет массово-энергетического распределения осколков деления и полной множественности легких частиц и гамма-квантов в реакциях с тяжелыми ионами.

**Апробация работы.** Результаты работы были представлены на конференциях: Tours Symposium on Nuclear Physics III 1997 Tours, France; Conference "Nonequilibrium and Non-Linear Dynamics in Atomic Nuclei and other Finite system" Beijing, 2001, China; The 2nd Int.Symp. on Advanced Science Research, Advanced in Heavy Element Research, 2001, Tokai, Ibaraki, Japan; "3-rd and 5-th Int. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, 1996, 2001, Častá-Papiernička, Slovak Republic. Int.Symp. on Exotic Nuclei (EXON2004), Peterhof, Russia, 2004; The first and the 2-nd Int. Conf. on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, 2006, 2008, Kyiv, Ukraine и на семинарах: Russian-German workshop «Collective modes in Fission: regular and chaotic aspects» Dubna, 12–14 September 1996; Workshop «Collective Excitation in Nuclei and Other Finite Fermi Systems» Dubna, 14–24 June 1999; лаборатории ядерных реакций в Дубне; в институте теоретической физики им. Х. Юкавы (Киото) и в лаборатории RIKEN (Вако-Ши), Япония.

**Публикации.** Результаты работы представлены в 26 публикациях: статьи (22) и материалы конференций (4), а также в тезисах конференций, научных отчетах лабораторий (ЛЯР ОИЯИ, RIKEN, INR Kiev).

**Структура и объем работы** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения. В начале каждой главы дается введение, а конце приводятся основные результаты. Она изложена на 271 странице машинописного текста, включает 95 рисунков, 6 таблиц, и список цитируемой литературы включающий 214 наименования.

### **Основное содержание**

**Глава 1** посвящена объединению статистического и стохастического (динамического) подходов к описанию деления возбужденных ядер. В

§1.1 предложен способ непротиворечивого объединения этих подходов. На первом шаге используется статистическая модель. Мы рассматриваем испарение нейтронов, легких заряженных частиц,  $\gamma$ -квантов и деление. Затем, в случае реализации шанса деления ядра, включается динамический расчет эволюции системы от седловой конфигурации к разрыву. При этом динамика спуска ядра с гребня, разделяющего основное состояние и долину деления, описывается уравнениями Ланжевена:

$$\begin{aligned}\frac{dq_i}{dt} &= \mu_{ij}p_j \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{1}{2}p_j p_k \frac{\partial \mu_{jk}}{\partial q_i} - \frac{\partial V}{\partial q_i} - \gamma_{ij}\mu_{jk}p_k + \theta_{ij}\xi_j.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{q} = (\rho, h)$ ,  $\mathbf{p} = (p_\rho, p_h)$  — векторы коллективных координат, описывающих форму ядра, и сопряженных им импульсов;  $V(\mathbf{q}, l)$  — потенциальная энергия, зависящая от углового момента;  $m_{ij}$  ( $\|\mu_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$ ) и  $\gamma_{ij}$  — инерционный и фрикционный тензоры;  $\theta_{ij}\xi_j$  — случайная сила. Отметим, что  $\xi_j$  — случайная величина (число) со свойствами  $\langle \xi \rangle = 0$ ,  $\langle \xi_i \xi_j \rangle = 2\delta_{ij}$ . Амплитуды стохастической силы  $\theta_{ij}$  связаны с диффузионным тензором  $D_{ij}$ :

$$D_{ij} = \theta_{ik}\theta_{kj}, \quad (2)$$

$D_{ij}$  в свою очередь удовлетворяет соотношению Эйнштейна:

$$D_{ij} = T\gamma_{ij}. \quad (3)$$

Здесь  $T$  — температура ядра, она определяется по формуле ферми-газа:

$$T = \sqrt{E_{int}/a}, \quad (4)$$

где  $E_{int}$  — внутренняя энергия возбуждения ядра,  $a$  — параметр плотности уровней. При этом на последней стадии испарение нейтронов и легких заряженных частиц учитывается в рамках статистической модели, без учета возможности деления. Предложен способ расчета множественности нейтронов и легких зараженных частиц из ускоренных осколков деления. Переход от сплошной формы ядра к разделенным осколкам был осуществлен, как предложено В.А. Рубченой и С.П. Явшицом [11]. Показано, данный способ объединения статистических и динамических расчетов

приводит к разумному согласию с экспериментальными данными. Продемонстрировано, что учет многомерности задачи позволяет получить согласие с экспериментом, без введения экзотических предположений о зависимости вязкости от делительной координаты [12].

В § 1.2 предложен вариант перехода от сплошной формы ядра к осколкам деления. Он основан на нахождении максимума энтропии системы, образовавшейся после разрыва.

$$S = 2\sqrt{a(e_1, e_2) (E_{int}(t_{sc}) - V(e_1, e_2, \mathbf{d}))}. \quad (5)$$

В данном уравнении внутренняя энергия составной системы  $E_{int}(t_{sc})$  отсчитывается относительно энергии бесконечно удаленных осколков; здесь  $V(e_1, e_2, \mathbf{d})$  — потенциальная энергия пары осколков:

$$V(e_1, e_2, \mathbf{d}) = V_{Coul}(e_1, e_2, \mathbf{d}) + E_{def}^{(1)} + E_{def}^{(2)} \quad (6)$$

$V_{Coul}(e_1, e_2, \mathbf{d})$  — их кулоновская энергия отталкивания,  $\mathbf{d}$  — расстояние между ними,  $a(e_1, e_2)$  — параметр плотности уровней, имеющий вид

$$a(e_1, e_2) = a^{(1)}(e_1) + a^{(2)}(e_2), \quad (7)$$

$$a^{(i)}(e_i) = \mathbf{a}_1 A_i + \mathbf{a}_2 A_i^{2/3} B_s(e_i), \quad i = 1, 2, \quad (8)$$

где  $\mathbf{a}_1 = 0.0685$  и  $\mathbf{a}_2 = 0.274$  [13],  $B_s(e_i)$  — функционал поверхностной энергии, зависящий от параметра деформации. При использовании других параметров  $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ , положение максимума энтропии практически не меняется, и, по сути, задача сводится к нахождению минимума потенциальной энергии  $V_{Coul}(e_1, e_2, \mathbf{d})$ . Был выполнен расчет множественности нейтронов из осколков деления. Проведено сравнение с экспериментом и расчетами других авторов. В среднем угол наклона кривой  $\nu_{post}(A_{frag})$  у нас меньше, чем на эксперименте, что указывает на необходимость учета оболочечной структуры осколков в данных расчетах.

В § 1.3 предложенный ранее формализм применен к описанию энергетического распределения осколков деления и множественности нейтронов и легких частиц в реакциях с налетающими альфа частицами в диапазоне энергии от 45 до 220 МэВ. Проведено сравнение с экспериментальными

данными. Данный расчет воспроизводит зависимость  $\nu_{tot}(E_{cm})$ . Численное согласие с данными эксперимента в пределах 10%. В основном это связано с тем, что расчет был проведен для симметричного деления и, что при больших энергиях налетающих частиц, мы не учитывали потерю энергии в предравновесных процессах. Показано, что в сравнении с экспериментом важную роль играет учет множественности заряженных частиц. Особенно при энергии альфа частиц больше 100 МэВ.

В §§ 1.4 – 1.5 проведены расчеты массового распределения осколков деления ядер. Показано, в данном подходе удается воспроизвести экспериментальные особенности данного распределения. Полученные распределения приведены на рисунке 1. Расчет, выполнен для широкого диапазона параметра ( $Z^2/A$ ), позволяет оценить положение точки Бусинаро-Галлоне, где система теряет устойчивость к масс-асимметричной деформации. На рисунке хорошо видно, как с ростом параметра ( $Z^2/A$ ) массовое распределение из колоколообразного становится  $U$ -образным, что и означает потерю системой устойчивости к массовой моде. Расчет был выполнен для двух различных вариантов модели жидкой капли. (В модели с резкой поверхностью [14] и в модели с диффузной поверхностью и конечным радиусом действия ядерных сил [15].) Поведение массовых распределений для модели жидкой капли с диффузным краем аналогичная.

Затем был выполнен расчет массового распределения, с учетом испарения нейтронов и легких заряженных частиц. Показано, что такой учет приводит к незначительной корректировке массового распределения. Расчет выполнен для двухтельной и двух вариантов однетельной вязкости. Один — с без учета обмена нуклонами между частями ядра:

$$\begin{aligned} \gamma_{ij} = & \frac{1}{2} \rho_m v \left\{ \frac{\partial R}{\partial q_i} \frac{\partial R}{\partial q_j} \Delta \sigma + \right. & (9) \\ & + k_s \pi \left[ \int_{z_{min}}^{z_{neck}} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_i} \right) \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_j} \right) \left( \rho_s^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-1/2} dz + \right. \\ & \left. \left. + \int_{z_{neck}}^{z_{max}} \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_i} \right) \left( \frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_j} \right) \left( \rho_s^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-1/2} dz \right] \right\}, \end{aligned}$$

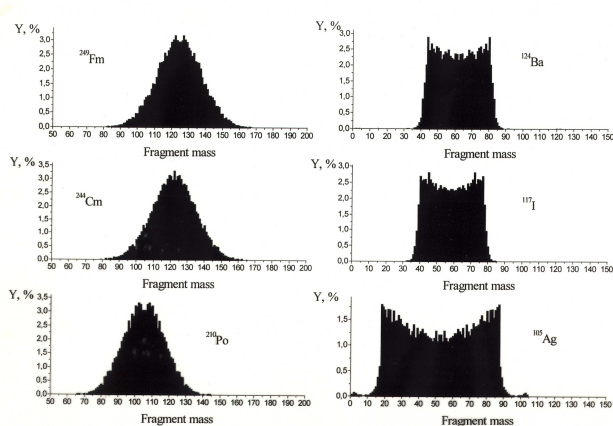


Рис. 1: Массовое распределение осколков деления для ядер  $^{249}\text{Fm}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{124}\text{Ba}$ ,  $^{117}\text{I}$ ,  $^{105}\text{Ag}$ , рассчитанное в модели жидкой капли с резкой поверхностью ядра.

где  $\rho_m$  — ядерная плотность;  $v$  — средняя скорость нуклонов внутри ядра;  $\Delta\sigma$  — площадь «окна», т. е. перемычки между двумя будущими осколками;  $R$  — расстояние между центрами масс будущих осколков;  $D_1, D_2$  — положения их центров масс относительно координаты центра масс всей системы;  $z_{min}$  и  $z_{max}$  — левая и правая границы поверхности ядра;  $z_{neck}$  — координата шейки;  $k_s$  — коэффициент редукции вклада от «формулы стены» [16]. В данных расчетах  $k_s = 1$ , т.е. «wall-and-window» формула. Второй - полная формула одностепенной вязкости:

$$\gamma_{ij} = (9) + \frac{16}{9} \frac{\rho_m v}{\Delta\sigma} \frac{\partial V_1}{\partial q_i} \frac{\partial V_1}{\partial q_j}, \quad (10)$$

здесь  $V_1$  — объем одного из будущих осколков деления. Введение дополнительного слагаемого, как уже отмечалось, связано с потоком нуклонов через перемычку, соединяющую две части ядра. Величина этой добавки получена двумя разными способами в работах Фелдмайера [17] и Рандрупа и Святецкого [18]. Рисунок 2 представляет зависимость различных

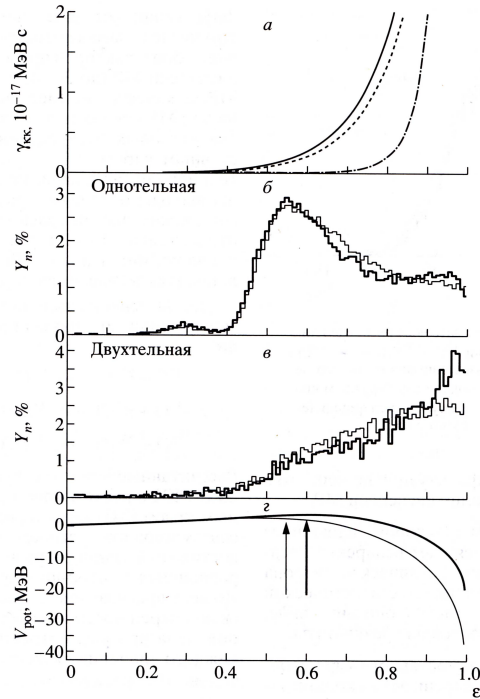


Рис. 2: Зависимости различных характеристик деления от параметра удлинения  $\varepsilon$  при значении параметра массовой асимметрии  $\kappa = 0$  для составного ядра  $^{244}\text{Cm}$ . *a* — компонента фрикционного тензора  $\gamma_{xx}$ : штрихпунктирная кривая — двухтельный механизм вязкости с коэффициентом  $\nu = 0.02 \times 10^{-21}$  МэВ с  $\Phi_{\text{м}}^{-3}$ , штриховая — однотельный механизм, рассчитанный по формуле (10) с  $k_s = 1$ , сплошная — однотельный механизм, рассчитанный по формуле (10); *б* и *в* — процентный (от общего числа) выход предразрывных нейтронов деления, рассчитанный в рамках двух моделей жидкой капли (жирные линии — в МЖК с резким краем ядра, тонкие линии — в МЖК с диффузным краем), с использованием однотельного механизма вязкости (с  $k_s = 1$ ) и двухтельного ( $\nu = 0.02 \times 10^{-21}$  МэВ с  $\Phi_{\text{м}}^{-3}$ ) соответственно; *г* — профили потенциальных энергий: жирная кривая — в МЖК с резким краем ядра, тонкая — в МЖК с диффузным краем, стрелками указано положение барьера деления.

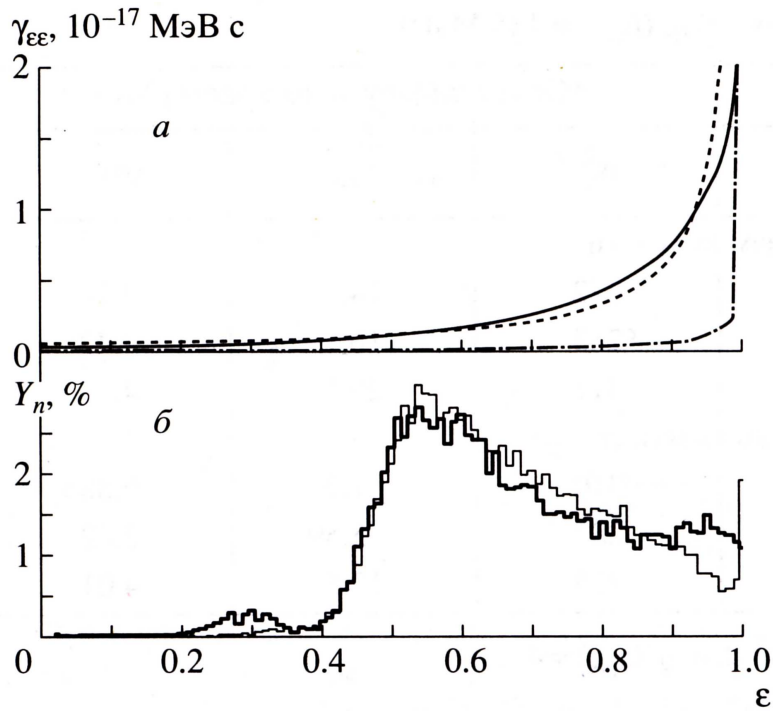


Рис. 3: Зависимости различных характеристик деления от параметра удлинения  $\varepsilon$  при значении параметра массовой асимметрии  $\kappa = 0$  для составного ядра  $^{244}\text{Cm}$ . *a* — компонента фрикционного тензора  $\gamma_{\varepsilon\varepsilon}$ : штрихпунктирная кривая - двухтельный механизм вязкости с коэффициентом  $\nu = 0.02 \times 10^{-21}$  МэВ с  $\Phi_{\text{M}}^{-3}$ , штриховая - двухтельный механизм вязкости с коэффициентом  $\nu = 0.25 \times 10^{-21}$  МэВ с  $\Phi_{\text{M}}^{-3}$ , сплошная - однетельный механизм, рассчитанный по формуле (10) с  $k_s = 1$ . *б* — то же, что на рис. 2*в*, но расчет выполнен с коэффициентом двухтельной вязкости  $\nu = 0.25 \times 10^{-21}$  МэВ с  $\Phi_{\text{M}}^{-3}$ .



характеристик от параметра удлинения ядра ( $\varepsilon = 0$  — сфера,  $\varepsilon = 1$  — касающиеся осколки). В расчетах использована параметризация формы ядра овалоидами Кассини [19]. Панели б) и в) показывают зависимость выхода нейтронов от параметра  $\varepsilon$ . Пик выхода нейтронов в области барьера, разделяющего основное состояние и долину деления, в случае однотельной вязкости хорошо заметен. Тогда как для двухтельной вязкости с параметром, позволяющим воспроизвести кинетическую энергию, идет равномерный рост выхода нейтронов. Однако в этом случае средняя множественность нейтронов не воспроизводится. Если увеличить параметр двухтельной вязкости более чем в 12 раз, то получится картина, представленная на рисунке 3. Зависимость вязкости от координаты для двухтельной и однотельной вязкости становится очень похожей, и, соответственно, распределение выхода нейтронов в зависимости от параметра удлинения  $\varepsilon$ . Средние множественности нейтронов воспроизводятся одинаково, но в случае двухтельной вязкости уже не удастся описать кинетическую энергию. Таким образом, настоящий расчет позволил сделать вывод о предпочтительно однотельном механизме ядерной вязкости в ядрах, потому что в предположении двухтельного механизма вязкости, воспроизвести одновременно все экспериментально наблюдаемые величины не удастся.

Расчеты выполненные в первой главе показали, что в реакциях с участием тяжелых ионов снарядов необходим учет входного канала. Этому посвящена **глава 2**. В § 2.1 проведена оценка вероятности формирования сферического составного ядра, если относительное движение затухает до преодоления барьера, разделяющего основное состояние и долину двух осколков. Расчет выполнен для модели жидкой капли в  $(c, h, \alpha)$ -параметризации формы ядра, и в параметризации овалоидами Кассини [20] с учетом оболочечных поправок для потенциальной энергии, а также инерционных и фрикционных параметров, найденных в рамках теории линейного отклика. Показано, что чем ближе к вершине барьера происходит остановка движения, тем больше шансов у системы попасть в основное состояние за счет тепловых флуктуаций в системе. Показано, что важную роль при этом играет наличие оболочечной структуры у

ядра и величина начального импульса относительного движения в точке контакта.

В §2.2 проведено рассмотрение динамики столкновения ионов. Показано, что если предположить, что после касания ионов образуется моносистема, то для описания процесса столкновения больше всего подходит «surface friction model» с потенциалом ядерного взаимодействия в форме, предложенной Гроссом и Калиновским [21]. В этом случае система достигает термодинамического равновесия по координате относительного движения. Импульс данной координате может быть аппроксимирован вблизи точки касания ионов распределением Гаусса

$$f \sim \exp\left(-\frac{(p-p_0)^2}{2\mu T}\right), \quad (11)$$

либо, если учитывать только импульсы частиц, пересекающих точку касания (стрелка на рис. 4в):

$$F \sim p \exp\left(-\frac{(p-p_0)^2}{2\mu T}\right). \quad (12)$$

Результат сравнения расчета и аппроксимации представлен на рисунке 4. Дисперсия распределения определяется величиной энергии диссипации, в которую переходит кинетическая энергии относительного движения процессе сближения.

В § 2.3 «surface friction model» была расширена для учета энергий налетающих ионов сравнимых или даже ниже кулоновского барьера. Для этого был предложен и протестирован способ учета, в динамических расчетах, туннелирования сквозь барьер. Если рассматривать столкновение тяжелых ионов как движение частицы по классической траектории, то естественно для расчета коэффициента прохождения использовать ВКБ-приближение [22]:

$$T_L(E) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{2}{\hbar} \int_{r_2}^{r_1} \sqrt{2m(V_{\text{pot}} - E)} dr\right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

Так как каждый раз при решении уравнений Ланжевена рассматривается движение одной отдельной частицы, то надо определить, туннелирует или нет каждая отдельная частица. Поскольку частица не может

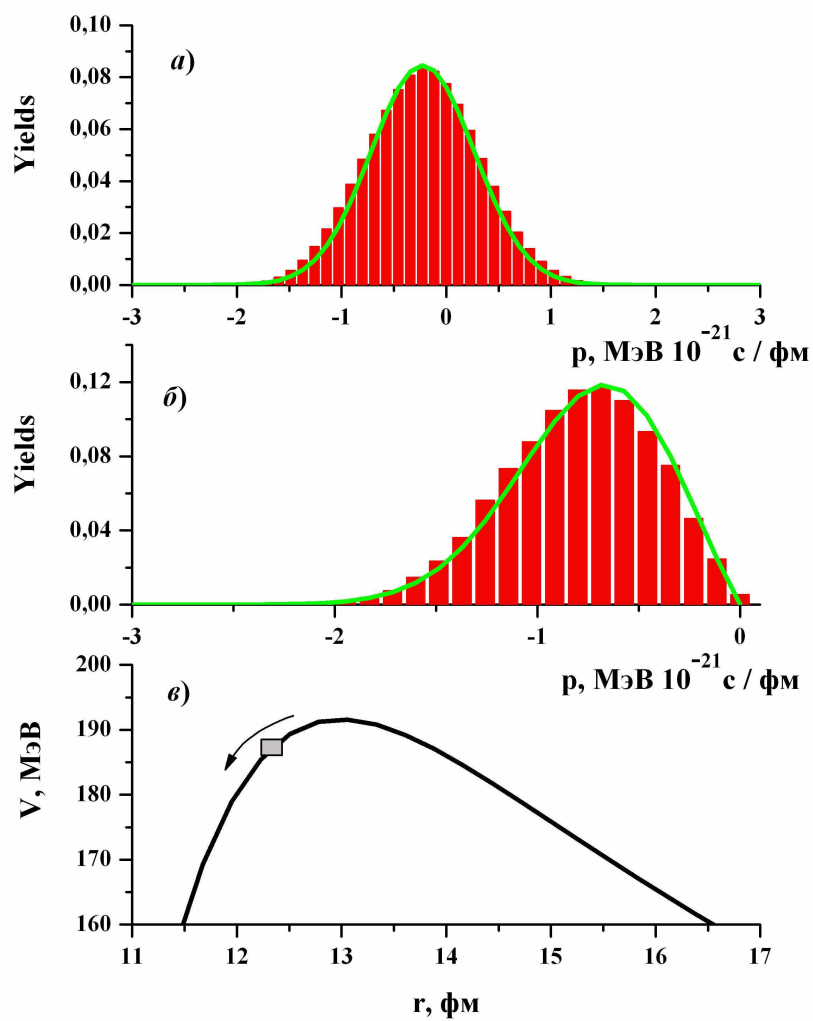


Рис. 4: Распределение импульсов частиц в области точки касания — а),  
 распределение импульсов частиц при пересечении точки касания — б), в)  
 — потенциальная энергия, темным прямоугольником отмечена область, в  
 которой рассматривалось распределение импульсов, показанное на пане-  
 ли а).

протуннелировать на четверть или на половину, мы используем следующий прием. При достижении классической точки поворота, когда коллективная энергия равна потенциальной, определяется «энергия туннелирования» частицы. (Под энергией туннелирования мы понимаем коллективную энергию системы в момент касания траекторией потенциального барьера, другими словами, это потенциальная энергия в точке поворота, поскольку кинетическая энергия в такой момент равна нулю. Разница между начальной энергией и энергией туннелирования возникает из-за диссипации энергии в процессе движения частицы к барьеру.) Затем находится вероятность туннелирования  $T$ . Естественно, что ее величина меньше единицы. После этого генерируется равномерно распределенное случайное число  $\eta$  в пределах от нуля до единицы. Если  $\eta < T$ , полагаем, что частица туннелирует, в противном случае — нет. Иначе говоря для каждой конкретной частицы вероятность протуннелировать 0 или 1, но если проследить за судьбой большого числа траекторий с одинаковой «энергией туннелирования», то вероятность туннелирования получается, близкой к той, что дает (13). Как видно из рис. 5, согласие тем лучше, чем больше число рассмотренных траекторий. При числе рассмотренных траекторий более 5000, результат практически совпадает с (13). На рисунке 6 представлено сравнение экспериментальных данных с результатами расчета сечения касания ионов с учетом и без учета туннелирования, в одномерной и трехмерной моделях. Поскольку данные эксперимента относятся к сечению слияния, то значения сечения касания должны быть всегда больше.

В § 2.4 показано, что включение в расчет деформаций ионов в процессе столкновения, дает возможность учета дополнительных параметров при переходе от системы двух ионов к моносистеме. На рисунке 7 представлено распределение деформаций ионов в момент касания. Использование данного распределения позволяет получить семейство форм для формируемой моносистемы и осуществить более аккуратный переход от системы двух ионов к моносистеме.

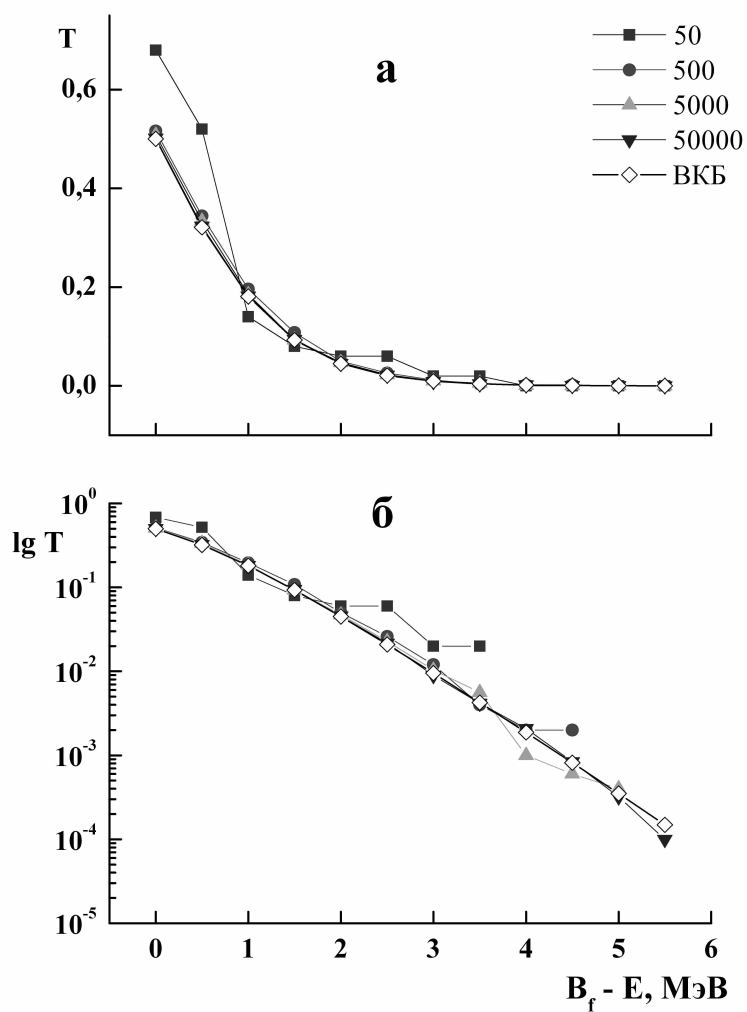


Рис. 5: Вероятность прохождения барьера. Точки — расчет по предложенной схеме для разного числа траекторий (указано на рисунке), кривая с  $\diamond$  — по формуле 13. а) — линейный масштаб, б) — логарифмический.

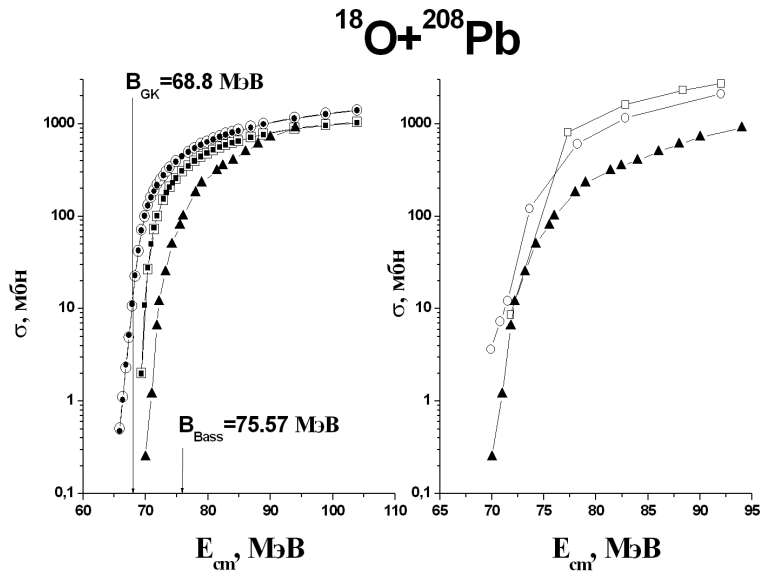


Рис. 6: Сечение касания в зависимости от энергии налетающих частиц для реакции  $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . Стрелками указаны значения барьера слияния: «ГК» — в модели Гросса–Калиновского, и «Bass» в модели Басса. Слева — расчет в одномерной модели, справа — расчет с использованием трехмерной модели.  $\blacktriangle$  — экспериментальные данные из работы [23]. Точки  $\blacksquare, \blacksquare$  — расчет без учета эффекта туннелирования  $\bullet, \circ$  — расчет с учетом туннелирования. Темные и светлые точки расчет без учета и с учетом диссипации углового момента, соответственно.

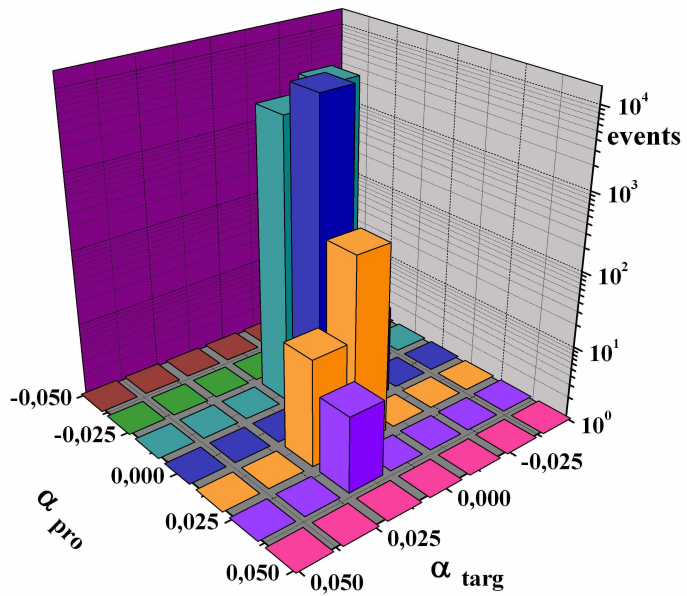


Рис. 7: Реакция  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . Распределение событий по деформациям ионов в точке касания. Большая часть событий соответствует сплюснутым конфигурациям (отрицательные значения параметра  $\alpha_2$ ).

В главах 3 и 4 показано, каким образом можно осуществить данный переход. В них предложена двухшаговая модель слияния–деления тяжелых ионов. Первый шаг состоит в расчете вероятности двум ионам достигнуть контакта. При этом распределения энергии диссипации, моментов импульса, радиального импульса и деформации ионов, полученные на первом шаге, затем используются как начальные данные при расчетах второго шага модели — эволюции моносистемы от точки касания ионов к сферической форме и дальнейший распад составной системы по каналу деления или испарению легких частиц и формированию остаточного ядра.

**Глава 3** посвящена расчетам в двухшаговой модели вероятности образования сверхтяжелых ядер. В §§ 3.1 – 3.2 описан статистический способ перехода от системы двух ионов к моносистеме. Показано, что «sticking» предел (когда коснувшиеся ионы вращаются как одно целое) достигается при использовании ядерного потенциала Гросса-Калиновского со стандартным набором параметров. Выполнив расчет столкновения ионов, мы получаем набор распределений: по энергии возбуждения образовавшейся системы, по импульсам в момент касания, по деформациям, вероятности касания в зависимости от углового момента. После расчета этапа касания мы переходим к моносистеме. Полученные на первом этапе расчета распределения используются как входные параметры при расчетах эволюции моносистемы. Пример потенциальной поверхности для моносистемы и возможных стохастических траекторий показан на рисунке 8. Положение стартовой точки (круг в правом углу) определяется асимметрией ионов во входном канале и их размерами, стартовый импульс — распределениями (11) или (12). Т.е. переход осуществляется статистически, по полученным распределениям. События приводящие к синтезу новых элементов являются остатками испарения. Сечение остатков испарения находится как произведение вероятности выживания  $P_{surv}$  и вероятности слияния  $P_{fus}$

$$\sigma_{res}(E_{c.m.}) = \pi \chi^2 \sum_L (2L + 1) P_{fus}(L, E_{c.m.}) P_{surv}(L, E^*), \quad (14)$$

здесь  $L$  — полный угловой момент системы и  $E_{c.m.}$  энергия налетающих



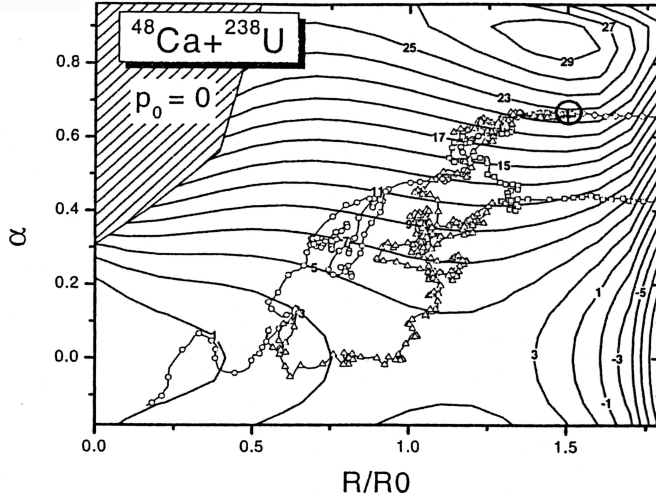


Рис. 8: Примеры различных стохастических траекторий с одинаковым начальным импульсом (равен нулю). Круг в верхнем правом углу, место старта траекторий. Оно определяется входными данными асимметрия  $\alpha$  — массами ионов, относительное расстояние  $R$  — точкой соприкосновения ядер.  $R_0$  — расстояние между центрами масс двух полусфер, соответствующих составному ядру. Температура соответствует 70 МэВ внутренней энергии возбуждения.

ионов в системе центра масс,  $\lambda$  обозначает де Бройлевскую длину волны деленную на  $2\pi$ . Энергия возбуждения  $E^* = E_{c.m.} + Q$ , где  $Q$  — реакции слияния.  $P_{surv}$  дается статистической теорией распада, т.е. конкуренцией между испарением нейтронов и делением. В основном неизвестна вероятность слияния, т.е. механизм слияния массивных систем, хотя неопределенность в параметрах и свойствах тяжелых и сверхтяжелых ядер, делают неопределенным и расчет вероятности выживания. Вероятность слияния  $P_{fus}(L, E_{c.m.})$  мы находим следующим образом:

$$P_{fus}(L) = P_{touch}(L, E_{c.m.})P_{form}(L, E_{c.m.}), \quad (15)$$

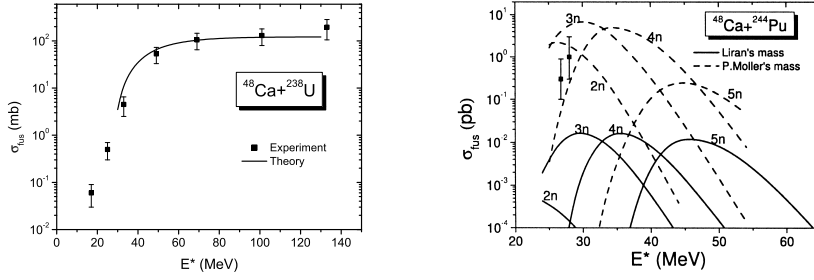


Рис. 9: Рассчитанное сечение слияния для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  и экспериментальные данные [24].

Рис. 10: Сечение ( $xn$ )-реакций для комбинации  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . Линии представляют результаты расчетов. Штриховая линия соответствует расчетам с оболочечными поправками взятыми из [25]. Они были уменьшены в 3 раза. Сплошная линия соответствует — оболочечным поправкам из [26]. Экспериментальные значения сечения остатков испарения взяты из [27].

$P_{touch}(L, E_{c.m.})$  — вероятность касания, получаемая на первом этапе расчета.  $P_{form}(L, E_{c.m.})$  — вероятность сформировать сферическое ядро, находится как вероятность стохастической траектории достичь области  $|\alpha| < 0.2$  и  $R/R_0 < 0.25$ , стартуя из области обозначенной на рисунке кругом в правом верхнем углу. При попадании траектории в данную область запускается статистический расчет дальнейшей эволюции данного события, с теми параметрами с какими траектория попала в данную область. Тестирование модели выполнено на примере реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ , сравнение с экспериментальными данными представлено на рисунке 9.

Затем в §§ 3.3 – 3.4 проведен расчет для реакций со снарядом ионом  $^{48}\text{Ca}$ . Получены сечения слияния и  $xn$ -реакций. Результат сравнивается с имеющимися экспериментальными данными. Сравнение с экспериментом показывает удовлетворительное согласие. В результате расчетов, показано, что важную роль играет величина оболочечной поправки. Это хорошо

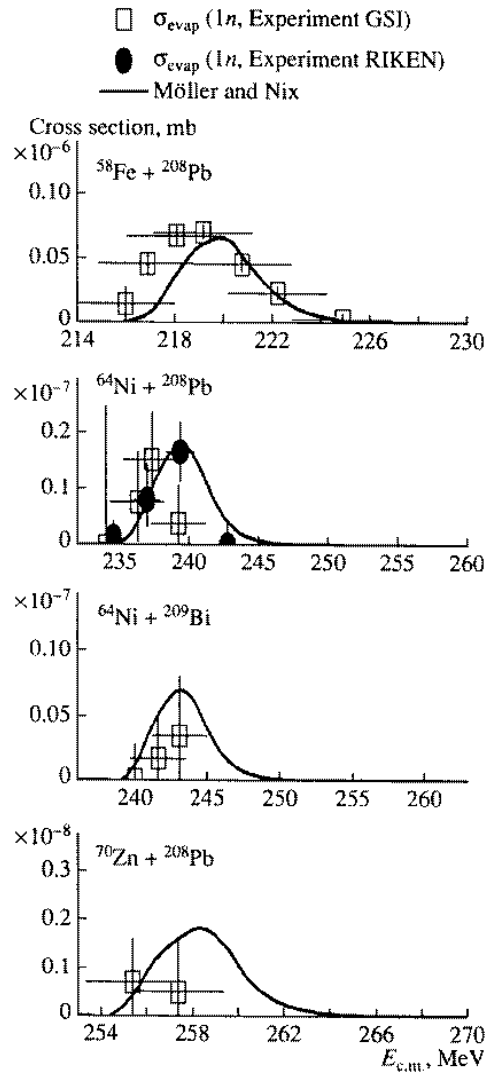


Рис. 11: Расчет функции возбуждения  $1n$ -реакции для нескольких комбинаций мишень-снаряд. Экспериментальные данные RIKEN предоставлены К. Morita.

видно из рисунка 10, где расчетные значения сравниваются с экспериментальными значениями. Оболочечные поправки из [25] пришлось уменьшить в 3 раза для получения разумного согласия. Используя этот же уменьшающий множитель удалось получить, в пределах одного порядка, согласие с экспериментом для мишеней  $^{244}\text{Pu}, ^{248}\text{Cm}$ .

Затем выполнены расчеты для реакций с более симметричными партнерами, § 3.5. Это реакции холодного синтеза  $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{209}\text{Bi}$ . Функция возбуждения  $1n$ -реакции представлена на рисунке 11. Положение максимума функции возбуждения воспроизводится достаточно хорошо. Для получения абсолютного значения сечения, величину оболочечной поправки пришлось уменьшить в два раза. К сожалению, для данного диапазона ядер существуют только теоретические значения для величин оболочечной поправки, а они значительно различаются у разных авторов. Более симметричные комбинации,

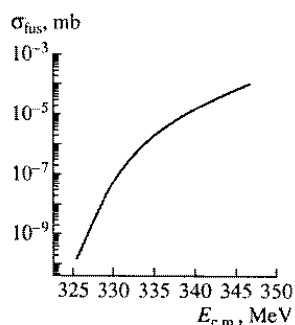


Рис. 12: Сечение слияния для системы  $^{132}\text{Sn} + ^{160}\text{Gd}$ , найденное в рамках двухшаговой модели.

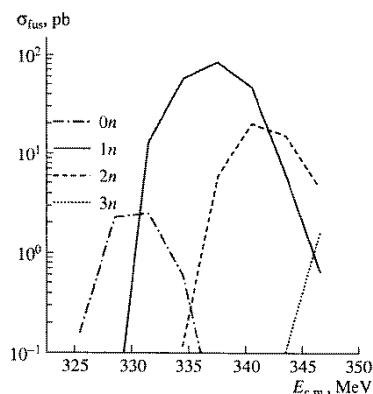


Рис. 13: Предварительные результаты для сечения  $xn$  реакции для системы  $^{132}\text{Sn} + ^{160}\text{Gd}$ .

приводящие к синтезу сверхтяжелых элементов, могут быть получены с использованием вторичных пучков. Поэтому в § 3.6 двухшаговый подход

применен, к возможным реакциям со вторичными пучками. Сечение слияния и  $xn$ -реакции  $^{132}\text{Sn} + ^{160}\text{Gd}$ , полученные в наших расчетах, приведены на рисунках 12 и 13. В расчетах использована оболочечная поправка из таблиц Möller'a, как и ранее она уменьшена в два раза. Естественно, что данные расчеты могут носить только оценочный характер, уже хотя бы потому, не учитывались индивидуальные особенности ядер.

**Глава 4** посвящена применению двухшаговой модели к описанию деления в реакциях с тяжелыми ионами. В §§4.1 – 4.2 обсуждаются параметры уравнений движения [7]:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{p_r}{m}, \quad (16)$$

$$\frac{dp_r}{dt} = -\frac{\partial V(r, \vec{\alpha})}{\partial r} - K_r^r \frac{dr}{dt} - \sum_j K_r^j \frac{\pi_j}{D_j} + \xi_r, \quad (17)$$

$$\frac{d\alpha_i}{dt} = \frac{\pi_i}{D_i}, \quad (18)$$

$$\frac{d\pi_i}{dt} = -\frac{\partial V(r, \vec{\alpha})}{\partial \alpha_i} - K_i^r \frac{p_r}{m} - \sum_j K_i^j \frac{\pi_j}{D_j} - C_i \alpha_i - \xi_i. \quad (19)$$

Здесь  $r$  — расстояние между центрами сталкивающихся ядер,  $p_r$  — сопряженный импульс,  $m$  — приведенная масса,  $V(r, \vec{\alpha})$  — энергия взаимодействия ядер.

$$V(r, \vec{\alpha}) = V_{\text{Coul}} + V_{\text{rot}} + V_{\text{ГК}}. \quad (20)$$

$V(r, \vec{\alpha})$  включает в себя кулоновское взаимодействие ионов, ядерное и вращательную энергию. Динамика столкновения описывается с использованием трех параметров. Это, уже отмеченное, расстояние между центрами ионов —  $r$ , а также параметры деформации ионов  $\alpha_2$ . Жесткость ядерного потенциала  $C_i$ , а также массовые параметры  $D_i$ , находились в жидкокапельном приближении.

Уравнения, используемые для описания эволюции моносистемы, одинаковы с уже рассмотренными ранее (2). В данных расчетах в качестве коллективных координат использовались параметры параметризации формы ядра овалоидами Кассини [20] —  $\alpha$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_4$ . Они описывают удлинение ядра, асимметрию и параметр шейки между двумя частями

ядра. Потенциальная энергия системы рассчитывалась с учетом оболочечных поправок, транспортные коэффициенты методом линейного отклика, с учетом зависимости их от энергии возбуждения ядра.

В § 4.3 описываются две возможные процедуры перехода от системы ионов к моносистеме, и, соответственно, получения начальных данных для второго шага расчетов из результатов первого. В первой из них предполагается сохранение геометрических параметров системы (удлинения, расстояния между центрами масс), а затем, из закона сохранения энергии, находятся все остальные параметры (деформация составной системы, потенциальная энергия, энергия возбуждения и пр.). Вторая процедура предполагает неизменность величины потенциальной энергии системы из двух ионов и моносистемы в момент перехода, что определяется деформациями ионов и моносистемы, а лишь затем определяются оставшиеся параметры.

В § 4.4 развитый формализм применен к описанию реакции  $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . Получены энергетическое и массовое распределения осколков, и зависимость множественности нейтронов от массы осколка. В ходе анализа результатов расчета предложен способ выделения событий глубокоупругих столкновений, слияния, квази-деления и деления. Проведено сравнение с экспериментом, рисунок 14. Из рисунка видно, что согласие расчетных и экспериментальных значений и массового распределения и множественности нейтронов для энергии 90 МэВ хорошее, для энергии налетающих ионов 78 МэВ, теоретическая множественность нейтронов меньше экспериментальной. Возможно это связано с тем, что для этой области энергий (вблизи кулоновского барьера) «surface friction model» не предназначена, и необходим учет эффекта туннелирования, как это было предложено во второй главе.

Затем, в § 4.5, выполнен расчет для реакций с ионом  $^{48}\text{Ca}$  на мишенях  $^{244}\text{Pu}$  и  $^{248}\text{Cm}$ . На рисунке 15 представлены профили потенциальной энергии моносистемы образованной в реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ . Темным кругом показана область старта траекторий. Переход от системы ионов к моносистеме выполняется по второму (энергетическому) варианту. Из

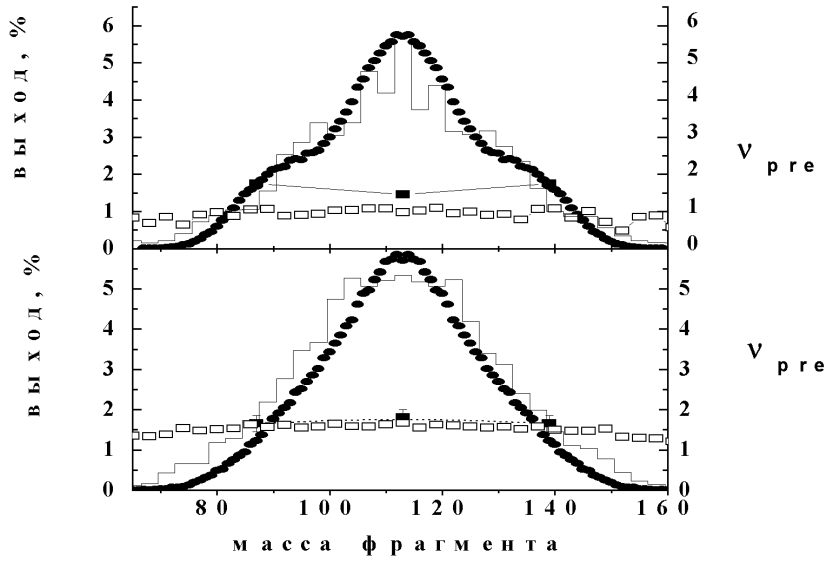


Рис. 14: Распределение осколков деления (• — эксперимент [28], гистограмма — расчет; левая ось) и множественность нейтронов (■ — эксперимент [28], □ — расчет; правая ось) в зависимости от массы осколков.  $E_{lab} = 78$  МэВ — верхний рисунок,  $E_{lab} = 90$  МэВ — нижний.

вида потенциальной энергии следует, что массовое распределение будет иметь асимметричный характер. Это определяется точкой старта, так как до попадания в симметричную долину система должна преодолеть глубокую асимметричную долину рис. 15в. Полученное массово-энергетическое распределение подтверждает этот вывод. Для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  ситуация аналогичная. Полученные для нее массовое распределение, зависимость множественности нейтронов и гамма квантов от массы осколков приведены на рисунке 16 хорошо видно, что полученные множественности гамма квантов и нейтронов (закрытые круги и квадраты) довольно силь-

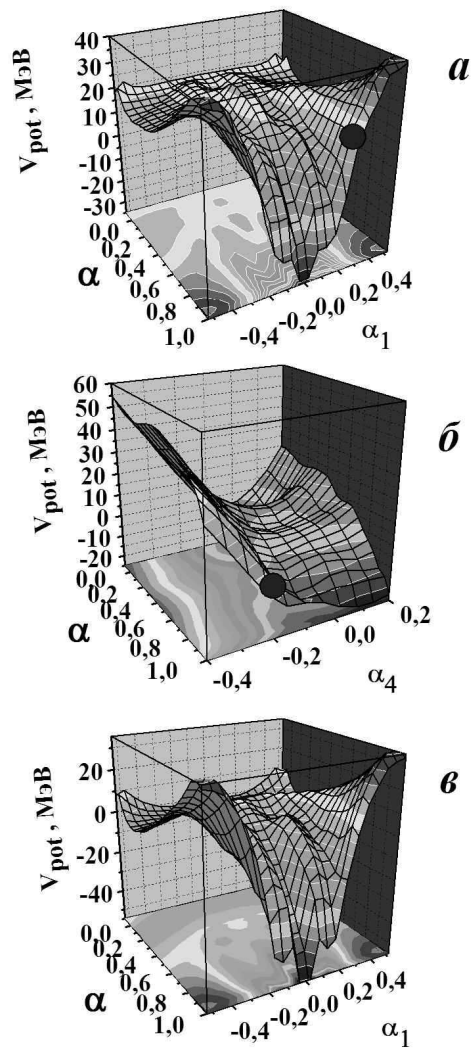


Рис. 15: Зависимость потенциальной энергии составной системы  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  от параметров  $\alpha, \alpha_1$ , и  $\alpha, \alpha_4$ . Рисунки *a* ( $\alpha_4 = -0.22$ ) и *б* ( $\alpha_1 = 0.27$ ) представляют потенциальную энергию в момент старта траектории. Темная область на рисунках *a* и *б* отвечает месту старта траекторий. Рисунок *в*, то же что и *a*, только  $\alpha_4 = -0.10$ .



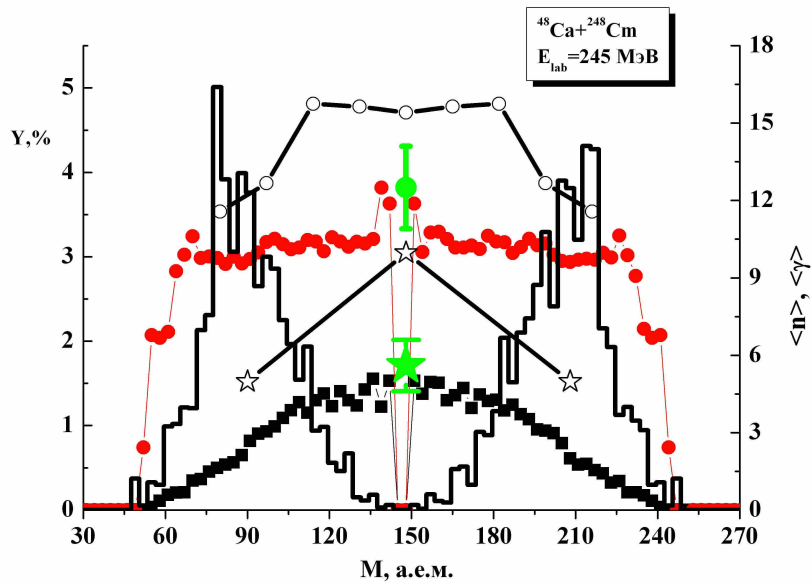


Рис. 16: Зависимость от массы осколка массового выхода осколков деления — гистограмма (левая ось), множественности нейтронов — ■ и гамма квантов — ● (правая ось). Расчет выполнен для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ , энергия налетающих ионов 245 МэВ. Экспериментальные данные для событий деления ○ — множественность гамма квантов, ★ — полная множественность нейтронов, взяты из [29]. Экспериментальные точки для событий квазиделения, закрытые круг и звезда, взяты из [30].

но не дотягивают до экспериментальных значения (открытые символы). Это связано с двумя причинами. Во-первых, у нас получается меньший выход событий симметричного разделения на осколки. И во-вторых, как это можно заметить из карты потенциальной энергии, вероятность для траектории достичь области за барьером разделяющем основное состояние и долины деления очень мала. Поэтому у нас все траектории относятся к событиям квази-деления. Об этом свидетельствует и согласие наших расчетов с данными по множественностям гамма квантов и нейтронов для квази-деления (круг и звезда с экспериментальными «усами».)

Анализ массово-энергетического распределения и распределение событий испарения нейтронов по времени, показал, что экспериментальный критерий для событий деления  $A/2 \pm 20$  является необходимым, но недостаточным.

Таким образом, предложенная двухшаговая модель описания реакций слияния-деления тяжелых ионов позволяет качественно понять механизм данной реакции. Более того, после небольшой корректировки статистической части модели, описывающей испарение частиц из возбужденного ядра, и при учете в расчетах индивидуальных особенностей сталкивающихся ядер, а также дополнительных механизмов реакции, например, таких как возможность туннельного эффекта, можно достичь и количественного согласия с экспериментальными данными.

**В приложении А** дано краткое описание  $(c, h, \alpha)$  параметризации формы ядра и ее модификация для исключения нефизичных форм.

**В Заключение** приведены основные результаты полученные в работе:

Предложено объединение в статистических расчетов множественности легких частиц, испущенных при делении, с динамическими расчетами эволюции системы при спуске с барьера деления к разрыву, что позволяет кроме расчета множественности легких частиц получать информацию о различных распределениях свойств осколков деления. Выполненный расчет позволяет сделать вывод, что использование объединенного испарительно-стохастического подхода приводит к разумным результатам

для параметров энергетического распределения осколков деления ядер и множественности испускаемых частиц при использовании стандартных предположений о механизме ядерной вязкости. Наиболее предпочтительным является однопольный механизм вязкости с коэффициентом редукции  $k_s = 0.25 - 0.5$ . Применение механизма дискретного испарения частиц дает результаты, близкие к тем расчетам, где испарение частиц учитывалось в непрерывном пределе.

Показано, что для получения более полной картины процесса необходимо учитывать (измерять и рассчитывать) одновременно множественность нейтронов и заряженных частиц. В этом случае информация о динамике деления, и особенно, энергии осколков, будет наиболее полной. Например, в таком подходе удастся удовлетворительно описать зависимость множественности частиц от энергии возбуждения составной системы.

В данной модели выполнены расчеты массового распределения осколков деления, как с учетом испарения легких частиц, так и без него. Полученный результат качественно воспроизводит экспериментальные данные зависимости дисперсии от параметра  $Z^2/A$ . Было показано, что в данном подходе воспроизводится переход массового распределения через точку Бусинаро–Галлоне. При этом удастся одновременно с массовым распределением описать и множественность легких частиц. При расширении модели и учете информации об осколках деления, удастся получить полную множественность легких частиц: предделительных и последелительных.

На основе проведенных расчетов сделан вывод о необходимости учета входного канала реакции. Показано, что использование модели поверхностного трения, позволяет осуществить переход от системы двух касающихся ионов к составной системе, так как в этом случае реализуется «sticking» предел, и коснувшиеся ионы вращаются как одно целое. Кроме этого в данном случае система достигает равновесия по координате, отвечающей за расстояние между центрами ионов. В этом случае распределение по импульсу в точке касания может быть описано распределением Гаусса. Все это позволяет осуществить статистический переход от расчетов столкновения ионов к расчетам эволюции образовавшейся составной

системы. Модель поверхностного трения была расширена на область энергий ниже кулоновского барьера, за счет предложенного и опробованного механизма учета эффекта туннелирования.

Все это позволило сформулировать двухшаговую модель описания реакций слияния-деления. Первый шаг состоит в расчете вероятности касания ионов и распределений различных величин, которые затем используются в качестве входных параметров для второго шага модели. Второй шаг модели заключается в расчете эволюции образовавшейся составной системы от точки касания ионов до образования составного сферического ядра и его дальнейшей эволюции к разрыву.

Было реализовано два варианта модели. Что позволило описывать вероятность формирования составного ядра в реакциях синтеза сверхтяжелых элементов и при введении лишь одного параметра удовлетворительно воспроизвести экспериментальные данные по сечениям образования сверхтяжелых элементов. Были также проведены расчеты функций возбуждения для еще не реализованных на эксперименте реакций. Использование второго варианта модели позволило описать массово-энергетическое распределение осколков и множественность нейтронов при реакциях слияния-деления. Было показано, что для количественного согласия с экспериментальными данными необходимо учитывать индивидуальные особенности ионов, например деформированность в основном состоянии, при расчете характеристик системы в точке касания.

**Основные результаты работы опубликованы в работах:**

1. Г. И. Косенко, *Выбор начальных условий при динамических расчетах распределений осколков деления ядер* // ЯФ, **56** (1993) 77-86.
2. Г. И. Косенко, И. Г. Коляри, Г. Д. Адеев, *Применение объединенного динамическо-испарительного подхода для описания деления индуцированного тяжелыми ионами* // ЯФ, **60** (1997) 404-412.
3. Г. И. Косенко, Д. В. Ванин, Г. Д. Адеев, *К расчету множественности послеразрывных нейтронов деления возбужденных ядер* // ЯФ, **61** (1998) 416-420.
4. Г. И. Косенко, Д. В. Ванин, Г. Д. Адеев, *Применение объединенного динамическо-испарительного подхода к описанию характеристик деления возбужденных ядер* // ЯФ, **61** (1998) 2142-2146.
5. D. V. Vanin, G. I. Kosenko, and G. D. Adeev, *Langevin calculations of fission fragment mass distribution in fission of excited nuclei* // Phys. Rev. **C59** (1999) 2114-2122.
6. Д.В. Ванин, П.Н. Надточий, Г. И. Косенко, Г.Д. Адеев, *Ланжевеновское описание массового распределения осколков деления возбужденных ядер* // ЯФ, **63** (2000) 1957-1966.
7. Г. И. Косенко, Ф. А. Иванюк, В. В. Пашкевич, *Многомерный ланжевеновский подход к описанию реакции слияния-деления  $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$*  // ЯФ **65** (2002) 1629-1636.
8. G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk, and V. V. Pashkevich, *The Multi-dimensional Langevin Approach to the Description of Fusion-fission Reactions* // JNRS (Japan) **3** (2002) 71-76.
9. G. I. Kosenko, C. Shen, and Y. Abe, *A Dynamical Approach to Heavy-ion Fusion:  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$* , // JNRS (Japan) **3** (2002) 19-22.

10. Y. Abe, G. Kosenko, J.D. Bao, D. Boilley, B.G. Giraud, and T. Wada, *Fusion dynamics of Massive Heavy-Ion Systems* // Prog. Theor. Phys. Suppl. **146** (2002) 104-109.
11. C. Shen, G. Kosenko and Y. Abe, *Two-step model of fusion for the synthesis of superheavy elements.* // Phys.Rev. **C66** (2002) 061602(R).
12. Y. Abe, G. Kosenko, Bouriquet B., and Shen C., *Theory of fusion hindrance and synthesis of the superheavy elements* // Nucl. Phys. **A722** (2003) 241c-247c.
13. Y. Abe, C. W. Shen, G. I. Kosenko, and D. Boilley, *Theory of Fusion for Superheavy Elements* // Phys. At. Nucl. **66** (2003) 1057-1065 ( $\text{ЯФ}$  **66** (2003) 1093).
14. Y. Abe, D. Bolley, G. Kosenko, and C. Shen, *Reaction Mechanisms for Synthesis of Superheavy Elements* // Acta Phys. Pol. **B34** (2003) 2091-2106.
15. B. Bouriquet, G. Kosenko, and Y. Abe, *Theoretical Predictions of Cross-Sections of the Super-Heavy Elements* // Prog. Theor. Phys. Suppl. **154** (2004) 425-429.
16. Y. Abe, B. Bouriquet, G. Kosenko and C. Shen, *Theoretical Predictions of Residue Cross Sections for Superheavy Elements* // Nucl.Phys. **A734** (2004) 168-171.
17. B. Bouriquet, G. Kosenko, and Y. Abe, *Predictions of the residue cross-sections for the elements  $Z = 113$  and  $Z = 114$*  // Eur. Phys. J. **A22** (2004) 9-12.
18. Y. Abe, C.W. Shen, B. Bouriquet, A. Marchix, D. Boilley, G. Kosenko and B. Giraud, *Fusion Hindrance and Synthesis of Superheavy Elements* // Phys. At. Nucl. **69** (2006) 1101-1109 ( $\text{ЯФ}$ , **69** (2006) 1134-1142.)
19. Y. Abe, C.W. Shen, B. Bouriquet, A. Marchix, D. Boilley, G. Kosenko and B. Giraud, *Dynamics of Massive Systems and Synthesis of Superheavy Elements* // Int.J. of Mod.Phys. **E16** (2007) 491-501.

20. Т. И. Невзорова, Г. И. Косенко, *Динамические расчеты сечения слияния тяжелых ионов с учетом туннелирования* // ЯФ **71** (2008) 1401-1411.
21. Г. И. Косенко, Ф. А. Иванюк, В. В. Пашкевич, Д. В. Диннер, *Применение двухшаговой динамической модели для расчетов характеристик реакций слияния-деления* // ЯФ **71** (2008) 2086-1200.
22. Y. Abe, C. W. Shen, G. I. Kosenko, D. Boilley, and B. Giraud, *Di-nucleus dynamics toward fusion of heavy nuclei* // Int.J. of Mod.Phys. **E17** (2008) 2214-2220.
23. D.V. Vanin, G. I. Kosenko, and G. D. Adeev, *Mass dependence of postscission neutron multiplicity in fission of excited nuclei* // "Dynamical aspects of nuclear fission" Proceeding of an 3-rd Int.Conf. held at the Častá-Papiernička, Slovak Republic, Aug.30 - Sep.4, 1996, Edited J.Kliman, B.I.Pustylnik
24. F. A. Ivanyuk, G. I. Kosenko, Yu. Ts. Oganessian, *Fusion dynamics of massive nuclei* // Tours Symposium on Nuclear Physics III Tours France 1997, AIP Conference proceedings 425, p.165-170.
25. Y. Abe, C. Shen, and G. Kosenko, *Dynamical Model for Fusion and Synthesis of Superheavy Elements* // Proceeding of the 5-th Int.Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Častá-Papiernička, Slovak Republic, October 23-27, 2001, Editors J.Kliman, M.G.Itkis and Š.Gmuca., P.17-31, World Scientific
26. Y. Abe, B. Bouriquet, and G. Kosenko, *Theoretical Prediction of Excitation Functions for Synthesis of the Superheavy Elements* // in Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei (EXON2004), St. Petersburg 2004 (World Sci Singapore, 2005), P. 291-299.

### Список цитированной литературы

1. Yu. Ts. Oganessian and Yu. A. Lazarev, *Heavy Ions and Nuclear Fission*, // *Treatise on Heavy Ion Science* / Ed. D. A. Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1985, V. 4, P. 3-251.
2. М. Г. Иткис, В. Н. Околович, А. Я. Русанов, Г. Н. Смиренкин, *Симметричное и асимметричное деление ядер легче тория* // ЭЧАЯ, **19**, (1988) 701-784.
3. М. Г. Иткис, А. Я. Русанов, *Деление нагретых ядер в реакциях с тяжелыми ионами: статические и динамические аспекты* // ЭЧАЯ, **29(2)**, (1998) 389-488.
4. Дж. О. Ньютон, *Деление ядер под действием тяжелых ионов* // ЭЧАЯ, **21**, (1990) 821-913.
5. Г. Д. Адеев и др., *Диффузионная модель формирования распределений осколков деления*. // ЭЧАЯ, **19**, (1988) 1229-1298.
6. Y. Abe, C. Gregoire and H. Delagrange, *Langevin Approach to Nuclear Dissipative Dynamics* // J. Phys. (Paris) **C4-47** (1986) C4 329-338.
7. P. Fröbrich, and S.Y. Xu, *The treatment of heavy-ion collisions by Langevin equations* // Nucl.Phys. **A477**, (1988) 143-161.
8. N. D. Mavlitov, P. Fröbrich and I. I. Gontchar, *Combining a langevin description of heavy-ion induced fission including neutron evaporation with the statistical model* // Z. Phys. **A342**, (1992) 195-198.
9. A. S. Iljinov et al., *Phenomenological statistical analysis of level densities, decay widths and lifetimes of excited nuclei* // Nucl.Phys. **A543**, (1992) 517-557.
10. Г. И. Косенко, *Выбор начальных условий при динамических расчетах распределений осколков деления ядер* // ЯФ, **56**, (1993) 77-86.
11. В. А. Рубченя, С. П. Явшиц, *Динамические процессы на конечной стадии деления атомных ядер* // ЯФ **40**, (1984) 649-658.



12. И. И. Гончар, *Ланжевеновская флуктуационно-диссипативная динамика деления возбужденных атомных ядер* // ЭЧАЯ, **26**, (1995) 932-1000.
13. J. Toke and W. J. Swiatecki, *Surface-layer corrections to the level-density formula for a diffuse Fermi gas.* // Nucl. Phys. **A372**, (1981) 141-150.
14. N. Bohr and J.A. Wheeler, *The Mechanism of Nuclear Fission* // Phys. Rev. **56**, (1939) 426-450.
15. H. J. Krappe, J. R. Nix, and A. J. Sierk, *From Heavy-Ion Elastic Scattering to Fission: A Unified Potential for the Description of Large-Scale Nuclear Collective Motion* // Phys. Rev. Lett. **42**, (1979) 215-218.
16. J. R. Nix and A. J. Sierk, *Mechanism of nuclear dissipation in fission and heavy-ion reactions* // Межд. школа-семинар по физике тяжелых ионов. Д7-87-86, Дубна, 20-30 сентября, 1986 / ред. М.И. Зарубина, Э. В. Ивашкевич, Дубна, ОИЯИ, 1987, стр. 453-464; Proc. 6th Adriatic Conf. Nucl. Physics: Frontiers of Heavy Ion Physics, Dubrovnik (Yugoslavia), 1987 / Eds. N. Cindro et al. Singapore: World Sci. 1990. P. 333.
17. H. Feldmeier, *Transport phenomena in dissipative heavy-ion collisions: the one-body dissipation approach* // Rep. Prog. Phys. **50**, (1987) 915-994.
18. J. Randrup and W. Światecki, *Dissipative resistance against changes in the mass asymmetry degree of freedom in nuclear dynamics: The completed wall-and-window formula,* // Nucl.Phys. **A429**, (1984) 105-115.
19. G. D. Adeev and P. A. Cherdantsev, *Energy surfaces of  $^{238}\text{U}$  in parametrization of Cassinian ovaloids* // Phys. Lett. **B39**, (1972) 485-488.
20. V. V. Pashkevich, *On the asymmetric deformation of fissioning nuclei,* // Nucl.Phys. **A169** (1971) 275-293.

21. D. H. E. Gross, and H. Kalinowski, *Friction model of heavy-ion collisions* // Phys. Rep. **45**, (1978) 175-210.
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика, Т. III: Квантовая механика* // Наука, Москва, 1989.
23. E. Vulgaris et al., *Fusion, transfer, and elastic scattering at sub-barrier energies for  $^{16,18}\text{O}$  ions on  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{15}\text{N}$  and  $^{16}\text{O}$  ions on  $^{209}\text{Bi}$* , // Phys.Rev. **C33(6)**, (1986) 2017-2027.
24. W. Q. Shen et al., *Fission and quasifission in U-induced reactions* // Phys.Rev. **C36**, (1987) 115-142.
25. P. Moller et al., *Nuclear ground-state masses and deformations.* // At. Data Nucl. Data Tables **59**, (1995) 185-381.
26. S. Liran, A. Marinov, and N. Zeldes, *Semiempirical shell model masses with magic number  $Z=126$  for superheavy elements*, // Phys. Rev. **B62**, (2000) 047301
27. Yu. Ts. Oganessian et al., *Synthesis of Superheavy Nuclei in the  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  Reaction*, // Phys. Rev. Lett. **83**, (1999) 3154-3157
28. I. V. Pokrovski et al., *Multimodal nature of the fission process of  $^{220}\text{Ra}$ ,  $^{226}\text{Th}$  and  $^{270}\text{Sg}$  compound-nuclei* // Int. Conf. on Nucl.Phys. "Nuclear Shells — 50". Dubna, Russia, 21–24 April 1999, Ed. Yu. Ts. Oganessian, and R. Kolpakchieva, (World Scientific, Singapore, P.105-113, 2000)
29. M. G. Itkis et al., *Fusion-fission of superheavy nuclei at low excitation energies* // in Proceedings of the International Workshop on "Fusion Dynamics at the Extremes", ed. Yu. Ts. Oganessian and V.I. Zagrebaev, Dubna, Russia, (World Sci., Singapore, 2001), 25-27 May, 2000, P.93-109.
30. M. G. Itkis et al., *Shell effects in fission and quasi-fission of heavy and superheavy nuclei* // Nucl. Phys. **A734**, (2004) 136-147.