

На правах рукописи



АНИЩЕНКО Юрий Александрович

**РАСПАД ВОЗБУЖДЕННЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР В
МНОГОМЕРНОЙ ЛАНЖЕВЕНОВСКОЙ
ДИНАМИКЕ**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена на кафедре экспериментальной физики и радиофизики в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Омский государственный Университет имени Ф. М. Достоевского».

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор, заслуженный деятель науки
Российской Федерации Адеев Геннадий Дмитриевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Главанакон Игорь Владимирович;

кандидат физико-математических наук,
доцент Литневский Леонид Аркадьевич

Ведущая организация: Лаборатория ядерных реакций имени Г. Н. Флёрва
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна

Защита состоится « » февраля 2012 года в 15⁰⁰ часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 212.269.05 при ФГБОУ ВПО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (634050, г. Томск, проспект Ленина, 2а, корпус 11, ауд 326).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВПО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет».

Автореферат разослан « » декабря 2011 года.

Учёный секретарь совета по защите
докторских и кандидатских диссертаций
кандидат физико-математических наук



А. В. Кожевников

Общая характеристика работы

Актуальность темы. На протяжении более чем семи десятков лет, с момента своего открытия [1], процесс деления до сих пор остается предметом интенсивных как экспериментальных, так и теоретических исследований. До середины 1980-х годов изучалось деление, индуцированное преимущественно легкими частицами: протонами, дейтронами и α -частицами. Образующиеся в этих реакциях компаунд-ядра имеют невысокие энергии возбуждения и малые значения спина. Ситуацию изменило появление нового поколения ускорителей, способных ускорять пучки тяжелых ионов (^{12}C , ^{16}O и тяжелее) до энергий достаточно высоких для того, чтобы преодолеть кулоновский барьер любого стабильного ядра. С этого времени центр исследования деления сместился на изучение деления, индуцированного тяжелыми ионами. В этих реакциях образуются компаунд-ядра с высокими энергиями возбуждения и большими значениями спина. Тяжелые ионы оказались перспективными бомбардирующими частицами. Они открыли путь к экспериментальной разработке таких фундаментальных проблем ядерной физики, как синтез новых трансурановых и сверхтяжелых элементов и также позволили изучать новые крупномасштабные коллективные явления, связанные с кардинальной перестройкой ядерного вещества, такие как глубоконеупругие столкновения и слияние тяжелых ионов [2].

С теоретической точки зрения деление, индуцированное легкими частицами, достаточно хорошо описывалось моделью переходного состояния, предложенной Бором и Уилером в их классической работе [3] сразу же после открытия деления. Годом позднее Крамерсом была решена задача [4] о термически-активированном распаде метастабильной системы. Отметим, что Крамерс впервые ввел концепцию диссипации в ядерной физике, и полученная им формула для парциальной ширины деления в явном виде содержала зависимость от коэффициента трения. Но соответствующая формула Бора–Уилера настолько хорошо описывала известные на тот момент экспериментальные данные, что идеи Крамерса не привлекли должного внимания, и результаты работы [4] долгое время были не востребованы.

Одной из самых ярких особенностей деления, индуцированного тяжелыми ионами, является образование компаунд-ядер с высокими энергиями возбуждения и очень большими значениями углового момента. Это обстоятельство, с одной стороны, позволяет сделать вывод о несущественной роли оболочечных эффектов и эффектов парных корреляций в таких реакциях, а с другой — указывает на необходимость рассмотрения ориентации ядра (проекция полного углового момента на ось симметрии ядра) при построении теоретических моделей процесса. К сожалению, большинство теоретических моделей не включает в рассмотрение ориентации ядра как отдельной коллективной координаты. Это может привести к тому, что, наряду с невозможностью динамического рассмотрения углового распределения будут также неверно оценены такие характеристики как массово-энергетические распределения осколков, средние множественности предразрывных частиц и средние времена деления. Лестоун первым указал [5] на необходимость учета ориентации ядра как самостоятельной коллективной координаты в статистической модели деления. Позднее он же [6] предложил описывать эволюцию координаты K уравнением Ланжевена. Уравнение Ланжевена, записанное в режиме сверхзатухания, использовалось для оценки влияния координаты K на среднее время деления. В работах Лестоуна расчеты были выполнены в одномерной модели с учетом K -моды. Особо отметим, что альтернативное динамическое описание эволюции ориентационной степени свободы ядра (K -моды) методом Монте–Карло, основанное на алгоритме моделирующем процесс Андерсена–Кубо, было ранее предложено и реализовано в работах Еременко с соавторами [7, 8]. Этот аль-

тернативный подход был успешно применен для описания угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер и средних множественностей предразрывных нейтронов. В этих работах расчеты были также выполнены в одномерной ланжевендовской модели с учетом K -моды. Одномерная ланжевендовская модель является лишь первым приближением процесса деления ядра. Поэтому в работах [9, 10] данный подход был обобщен на случай трехмерной ланжевендовской динамики. Большой интерес представляет исследовать применимость четырехмерной ланжевендовской модели явно учитывающей эволюцию ориентационной степени свободы (K -моды) для описания формирования массово-энергетических распределений осколков деления и других характеристик распада возбужденных компаунд-ядер.

Роль эффектов диссипации в реакциях под действием тяжелых ионов была выявлена более 30 лет назад [11]. Однако выяснение механизма ядерной вязкости в делении и получения надежной оценки ее значения до сих пор являются открытыми вопросами. Святецким с соавторами [11] были получены простые формулы для однотельного механизма вязкости (формулы «стены» и «стены + окно»). Квантовое рассмотрение однотельной диссипации показало [12], что оценки ядерной вязкости по этим формулам приводят к чрезмерно большим ее значениям, и ядра при этом механизме оказываются сильно вязкими (хотя формула «стены» правильно описывает зависимость однотельной диссипации от формы делящегося ядра). Поэтому вклад в диссипацию от соударения нуклонов с поверхностью ядра уменьшают с помощью коэффициента редукции k_s вклада формулы «стены». Значение k_s варьируют от 0.1 до 1, подбирая его таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными данными для конкретно измеряемой характеристики. В работах [13, 14], введен коэффициент редукции вклада формулы «стены», который явно зависит от формы ядерной поверхности и рассчитывается на основе общих принципов теории хаоса. Аргументом для выбора такой зависимости является то, что коэффициент редукции вклада формулы «стены» тесно связан с мерой хаотичности одночастичного движения нуклонов внутри ядра, при его эволюции от основного состояния до разделенных форм. В связи с этим представляется актуальным использование меры хаотичности в качестве коэффициента редукции вклада формулы «стены» в развиваемой модели.

Отметим, что построение многомерных динамических моделей процесса деления является актуальной задачей в современной ядерной физике [15–17]. Интерес к таким моделям связан, в первую очередь, с тем, что учет большего числа степеней свободы ядра при его эволюции от основного состояния до поверхности разрыва позволяет описать большую совокупность экспериментальных данных и составить более полную «картину» процесса распада возбужденных компаунд-ядер.

Цель работы состоит:

1. В разработке модели распада возбужденных компаунд-ядер явно учитывающей эволюцию ориентационной степени свободы (K -моды) как самостоятельной коллективной координаты как в динамической, так и в статистической ветви модели.
2. В систематическом применении развитой модели к описанию характеристик распада компаунд-ядер как по каналу деления, так и по каналу испускания легких предразрывных частиц и гамма-квантов.
3. В получении новой информации о величине однотельной ядерной вязкости и ее зависимости от основной делительной координаты — координаты удлинения ядра.

Научная новизна:

1. Разработана и апробирована модель распада возбужденных компаунд-ядер явно учитывающей эволюцию ориентационной степени свободы как в динамической, так и в статистической ветви модели.
2. Проведен расчет массово-энергетических распределений осколков деления в рамках модели учитывающей эволюцию ориентационной степени свободы. Исследовано влияние K -моды на характеристики массово-энергетических распределений осколков деления.
3. Впервые изучен эффект от введения в ланжевендовскую модель дополнительных координат формы и ориентационной степени свободы ядра на скорость и среднее время деления компаунд-ядер и другие временные характеристики деления.
4. Проведены сравнительные расчеты при различных значениях коэффициента редукции k_s вклада формулы «стены». В качестве коэффициента редукции k_s вклада формулы «стены» также использовалась мера хаотичности $\mu(q_1)$ одночастичного движения нуклонов внутри ядра, которая рассчитывалась для каждой формы ядерной поверхности на основе общих принципов теории хаоса.

Практическое значение результатов. Результаты диссертации представляют интерес для научных центров по изучению ядерных реакций: Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (Москва, Россия), Лаборатория ядерных реакций им. Г. Н. Флёрова Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия), ГНЦ Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского (Обнинск, Россия), УРАН Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова (Гатчина, Россия), НИИ ядерной физики (Томск, Россия), Gesellschaft fuer Schwerionenforschung (Darmstadt, Germany), Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (Caen, France), Université Bordeaux I, (Gradignan, France), Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (Rome, Italy), Persian Gulf University (Bushehr, Iran), Variable Energy Cyclotron Centre (Kolkata, India) и др.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана модель распада возбужденных компаунд-ядер, позволяющая достаточно точно воспроизводить разнообразные экспериментальные данные. Модель в своей динамической ветви основана на четырехмерной ланжевендовской динамике деления, учитывающей ориентационную степень свободы ядра как самостоятельную коллективную координату. Ориентационная степень свободы ядра явно учитывается и в статистической ветви при расчете парциальных ширин распада.
2. Учет ориентационной степени свободы в динамических расчетах приводит к увеличению значений дисперсий массовых и энергетических распределений.
3. Анализ рассчитанных значений дисперсий массовых распределений показал, что $k_s = 0.25$ является оптимальным значением коэффициента редукции вклада формулы «стены». Наилучшее согласие с экспериментальными данными по дисперсиям массовых распределений достигается при выборе в качестве k_s меры хаотичности $\mu(q_1)$, определяющей меру хаоса движения нуклонов в текущей конфигурации ядерной поверхности.

4. При переходе от трехмерной к четырехмерной модели с учетом K -моды наблюдается существенное уменьшение скорости деления и, соответственно, увеличение среднего времени деления.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались на международном симпозиуме по экзотическим ядрам «EXON — 2009», Сочи, Россия, 28 сентября — 2 октября 2009 года ¹; на Российской научно-практической конференции «Физико-технические проблемы получения и использования пучков заряженных частиц, нейтронов, плазмы и электромагнитного излучения» (с международным участием), Томск, 24 — 26 ноября 2009 года ²; на 45-ой конференции по ядерной физике в Закопане, Закопане, Польша, 30 августа — 5 сентября 2010 года ³; на семинарах кафедры экспериментальной физики и радиофизики Омского государственного университета имени Ф. М. Достоевского 2008 — 2011 годов.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 9 печатных работ [1–9], из которых 6 — в изданиях, определённых ВАК.

Личный вклад соискателя. Все результаты диссертации получены лично автором. Автор принимал активное и непосредственное участие на всех этапах научно-исследовательской работы по теме диссертации: в решении поставленной задачи, разработке программ компьютерного моделирования, проведении расчётов, обработке полученных данных, анализе и обсуждении полученных результатов, подготовке статей.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, приложения и списка литературы. Объем диссертации — 140 страниц, включая 37 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 140 наименований.

Содержание работы

Во введении дан краткий обзор истории развития существующих теоретических подходов, используемых при описании процесса распада возбужденных компаунд-ядер. Объяснены преимущества стохастического подхода, основанного на уравнениях Ланжевена. Обоснована актуальность работы. Сформулированы цели и задачи исследования.

В первой главе описана разработанная модель. В рамках стохастического подхода [18, 19] эволюция коллективных степеней свободы делящегося ядра рассматривается по аналогии с движением броуновской частицы, помещенной в термостат, образованный всеми остальными степенями свободы ядра.

Для описания форм делящегося ядра использована $\{c, h, \alpha\}$ -параметризация [20], широко применяемая в теории деления [19] и включающая следующие коллективные степени свободы: c — степень удлинения ядра; h — параметр, характеризующий изменение толщины шейки при заданном удлинении; α — координата массовой (зеркальной) асимметрии, определяющая отношение масс (объемов) будущих осколков. В настоящей работе использовались коллективные координаты (q_1, q_2, q_3) , которые выражаются через параметры формы (c, h, α) по следующим формулам [19, 21]: $q_1 = c$, $q_2 = \frac{h+3/2}{h_{sc}+3/2}$, $q_3 = \frac{\alpha}{A_s+\Theta(B)B}$. Здесь $\Theta(B)$ — функция Хевисайда; B выражается через параметры формы ядра (c, h, α) следующим образом: $B = 2h + \frac{c-1}{2}$; h_{sc} — значение параметра h , при котором толщина шейки ядра равна нулю при условии, что $\alpha = 0$: $h_{sc} = \frac{5}{2c^3} + \frac{1-c}{4}$. Были заданы следующие пределы изменения коллективных координат: $q_1 \in [0.5, 4.5]$, $q_2 \in [0, 1]$ и $q_3 \in [-1, 1]$.

¹ <http://exon2009.jinr.ru/>

² <http://elementy.ru/events/old?eventid=428880>

³ <http://zakopane2010.ifj.edu.pl/>

Для проведения динамических расчетов использовалась система уравнений Ланжевена, которая в разностной форме для случая нескольких коллективных координат имеет вид:

$$p_i^{(n+1)} = p_i^{(n)} - \tau \left[\frac{1}{2} p_j^{(n)} p_k^{(n)} \left(\frac{\partial \mu_{jk}(\mathbf{q})}{\partial q_i} \right)^{(n)} - Q_i^{(n)}(\mathbf{q}) - \gamma_{ij}^{(n)}(\mathbf{q}) \mu_{jk}^{(n)}(\mathbf{q}) p_k^{(n)} \right] + \theta_{ij}^{(n)} \xi_j^{(n)} \sqrt{\tau}, \quad (1)$$

$$q_i^{(n+1)} = q_i^{(n)} + \frac{1}{2} \mu_{ij}^{(n)}(\mathbf{q}) \left(p_j^{(n)} + p_j^{(n+1)} \right) \tau,$$

где q_i — набор коллективных координат; p_i — сопряженные им импульсы; γ_{ij} — фрикционный тензор; m_{ij} ($\|m_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$) — инерционный тензор; Q_i — консервативная сила; $\theta_{ij} \xi_j$ — случайная сила; θ_{ij} — амплитуда случайной силы; ξ_j — случайная величина, обладающая следующими статистическими свойствами: $\langle \xi_i^{(n)} \rangle = 0$, $\langle \xi_i^{(n_1)} \xi_j^{(n_2)} \rangle = 2\delta_{ij} \delta_{n_1 n_2}$. Угловые скобки означают усреднение по статистическому ансамблю. Верхний индекс n в уравнениях (1) означает, что соответствующая величина вычисляется в момент времени $t_n = n\tau$, где τ — шаг интегрирования уравнений Ланжевена по времени. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование от 1 до D , где D — размерность динамической модели. Стохастическая ланжевенская траектория, характеризующаяся формами, которыми обладало ядро в процессе деления, получается численным решением системы уравнений (1) в пространстве коллективных координат.

Температура термостата T определялась в модели ферми-газа: $T = \sqrt{E_{\text{int}}/a(\mathbf{q})}$, где E_{int} — энергия возбуждения внутренних степеней свободы составного ядра, $a(\mathbf{q})$ — параметр плотности уровней, рассчитываемый с набором коэффициентов, взятых из работы Игнатюка и соавторов [22]. Расчёт консервативной силы производился с использованием свободной энергии: $Q_i(\mathbf{q}, I, K) = - \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \right)_T$. Свободная энергия имеет вид $F(\mathbf{q}, I, K, T) = V(\mathbf{q}, I, K) - a(\mathbf{q})T^2$, где $V(\mathbf{q}, I, K)$ — потенциальная энергия ядра, рассчитываемая в модели жидкой капли, учитывающей конечный радиус действия ядерных сил и диффузность поверхности ядра с параметрами Сирка [23].

Инерционный тензор m_{ij} был рассчитан в приближении Вернера–Уилера [24]. Фрикционный тензор рассчитывался в модели однотельной диссипации [11]. Использовался модифицированный вариант однотельной диссипации в котором фрикционный тензор определяется выражением [19]:

$$\gamma_{ij} = \begin{cases} k_s \gamma_{ij}^w, & \text{для форм ядра без шейки;} \\ k_s \gamma_{ij}^w \sin^2(\pi R_N/(2R_L)) + \gamma_{ij}^{sw} \cos^2(\pi R_N/(2R_L)), & \text{для форм ядра с шейкой,} \end{cases} \quad (2)$$

где R_N — радиус шейки; R_L — максимальное значение функции $\rho_s(z)$ для меньшего осколка; γ_{ij}^w — значение фрикционного тензора, рассчитываемого по формуле «стены»; γ_{ij}^{sw} — значение фрикционного тензора, рассчитываемого по формуле «стена + окно» [25], в которой вклад от формулы «стены» уменьшается с помощью коэффициента редукции k_s .

Значение k_s варьируют от 0.1 до 1, подбирая его таким образом, чтобы получить лучшее согласие с экспериментальными данными для конкретно измеряемой характеристики. В наших расчетах в качестве коэффициента редукции k_s вклада формулы «стены» также использовалась мера хаотичности μ , которая рассчитывалась для каждой формы ядерной поверхности на основе общих принципов теории хаоса [14, 26]. Мера хаотичности конфигурации ядерной поверхности $\mu(q_1)$ определяется как отношение хаотичных траекторий N_{ch} к общему числу траекторий N_{tot} : $\mu(q_1) = \frac{N_{\text{ch}}}{N_{\text{tot}}}$. Процедура определения $\mu(q_1)$ с помощью экспонент Ляпунова подробно изложена в работе [14]. На рис. 1 представлена зависимость меры хаотичности от координаты удлинения q_1 .

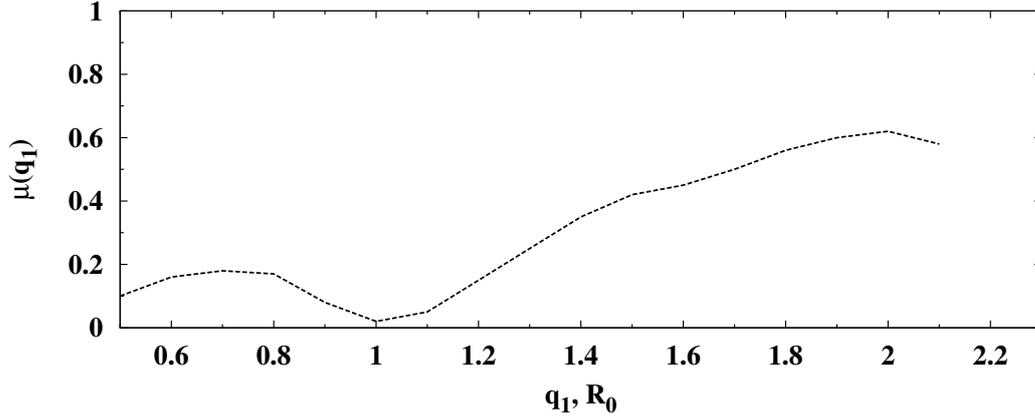


Рис. 1. Зависимость меры хаотичности от параметра удлинения ядра q_1 .

Эволюция ориентационной степени свободы ядра (K -моды) описывалась с помощью уравнений Ланжевена в режиме сверхзатухания, которое в разностной форме определяется выражением [6]:

$$K^{(n+1)} = K^{(n)} - \frac{\gamma_K^2 I^2}{2} \frac{\partial E_{\text{rot}}}{\partial K} \tau + \Gamma_K^{(n)} \gamma_K I \sqrt{T} \tau, \quad (3)$$

где γ_K — фрикционный параметр K -моды; $\Gamma_K^{(n)}$ — нормально распределенное случайное число с нулевым средним и единичной дисперсией. Следуя работе [6], γ_K выбрано равным $0.077 (\text{МэВ } 10^{-21} \text{с})^{-1/2}$ и в данной работе не варьировалось.

При описании эволюции ядра в процессе деления, как правило, ограничиваются аксиально-симметричными формами. Энергия вращения ядра в этом случае определяется выражением:

$$E_{\text{rot}}(\mathbf{q}, I, K) = \frac{\hbar^2 K^2}{2J_{\parallel}(\mathbf{q})} + \frac{\hbar^2 [I(I+1) - K^2]}{2J_{\perp}(\mathbf{q})} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J_{\perp}(\mathbf{q})} + \frac{\hbar^2 K^2}{2J_{\text{eff}}(\mathbf{q})}$$

Функционалы $J_{\parallel}(\mathbf{q})$ и $J_{\perp}(\mathbf{q})$ представляют собой твердотельные моменты инерции ядра относительно оси симметрии и оси, перпендикулярной ей, соответственно. Моменты инерции с учетом диффузности ядерной поверхности могут быть рассчитаны следующим образом [27]: $J_{\perp(\parallel)}(\mathbf{q}) = J_{\perp(\parallel)}^{(\text{sharp})}(\mathbf{q}) + 4M_{CN}a_{M_{CN}}^2$, где $a_{M_{CN}} = 0.704$ фм — параметр диффузности ядерной поверхности; M_{CN} — масса компаунд-ядра; $J_{\perp(\parallel)}^{(\text{sharp})}$ — моменты инерции, рассчитываемые в модели жидкой капли с резким краем. Выражения для моментов инерции $J_{\perp(\parallel)}^{(\text{sharp})}(\mathbf{q})$ в $\{c, h, \alpha\}$ -параметризации могут быть найдены в [28]. Эффективный момент инерции выражается через J_{\parallel} и J_{\perp} как: $J_{\text{eff}}^{-1} = J_{\parallel}^{-1} - J_{\perp}^{-1}$.

Система уравнений (1) и (3) интегрировалась совместно от начального состояния до достижения поверхности разрыва или же образования остатка испарения.

Начальные значения коллективных координат \mathbf{q}_0 , импульсов \mathbf{p}_0 , полного момента I составного ядра и его проекции на ось симметрии ядра K разыгрывались методом Неймана с образующей функцией [19]

$$P(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0, I, K, t=0) \sim \exp \left\{ -\frac{V(\mathbf{q}_0, I, K) + E_{\text{coll}}(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0)}{T} \right\} \delta(\mathbf{q}_0 - \mathbf{q}_{\text{gs}}(I, K)) \sigma(I) P_0(K), \quad (4)$$

где $\mathbf{q}_{\text{gs}}(I, K)$ — координаты основного состояния ядра ($q_1 = 1, q_2 = 0.375, q_3 = 0$). Функция $\sigma(I)$ описывает начальное распределение составных ядер по моментам и рассчитывается

в модели [29]. Для бесспиновых ионов, участвующих в реакциях слияния, и энергий налетающих частиц, существенно превышающих барьер слияния, состояния с различными K должны заселяться с почти равной вероятностью. Исходя из этого, начальное распределение $P_0(K)$ по K выбиралось равномерным на интервале $[-I; I]$, как и в [6].

В рамках модели ферми-газа плотность уровней ядра с энергией возбуждения E_{int} , спином I и его проекцией на ось симметрии K при деформации \mathbf{q} имеет вид [6]:

$$\rho_{\text{sph}}(E_{\text{int}}, I, K, \mathbf{q}) = \frac{\sqrt{a(\mathbf{q})}}{12} \left(\frac{\hbar^2}{2J_{\perp}} \right)^{3/2} \frac{\exp \left[2\sqrt{a(\mathbf{q})} E_{\text{int}} \right]}{E_{\text{int}}^2}. \quad (5)$$

В процессе эволюции составного ядра от основного состояния до точки разрыва (вдоль ланжевендовской траектории) учитывалось испарение предразрывных легких частиц ($j = n, p, \alpha, \gamma$) с помощью монте-карловской процедуры [30]. После испарения предразрывной частицы производился пересчет температуры ядра, а также всех размерных факторов, кроме функционалов вращательной, кулоновской и ядерной энергий, поскольку они не зависят от массового числа составного ядра. При этом из-за испарения предразрывных частиц внутренняя энергия возбуждения ядра уменьшалась со временем и определялась при движении ядра к поверхности разрыва вдоль всей стохастической ланжевендовской траектории в пространстве коллективных координат из условия сохранения полной энергии возбуждения составного ядра:

$$E^* = E_{\text{int}}(t) + E_{\text{coll}}(\mathbf{q}, \mathbf{p}) + V(\mathbf{q}, I, K) + E_{\text{evap}}(t), \quad (6)$$

где E^* — полная энергия возбуждения составного ядра, определяемая во входном канале реакции из энергии налетающего иона и разности масс налетающей частицы и составной системы, $E_{\text{coll}} = \frac{1}{2}\mu_{ij}(\mathbf{q})p_i p_j$ — кинетическая энергия коллективного движения ядра, $V(\mathbf{q}, I, K)$ — потенциальная энергия ядра и $E_{\text{evap}}(t)$ — энергия, унесенная испарившимися предразрывными частицами к моменту времени t . Потеря углового момента составным ядром в процессе испарения учитывалась в предположении, что легкие частицы, испаряясь, уносят $I_j = 1, 1, 2, 1(\hbar)$ [29]. Такой пересчет является необходимым, поскольку в процессе испарения предразрывных легких частиц значительно изменяется нуклонный состав, энергия возбуждения и угловой момент начального составного ядра.

Отметим, что в данной работе, при моделировании процесса деления компаунд-ядер, не производился переход от динамического к статистическому описанию, который был предложен в [30] и использовался нашей группой в предыдущих работах [19, 31]. Такой переход осуществлялся с целью экономии вычислительных ресурсов. С доступными компьютерными мощностями было решено отказаться от перехода в статистическую ветвь и описывать эволюцию деления только с использованием ланжевендовского подхода. Данный выбор, главным образом, был обусловлен тем, что многомерная формула Крамерса, используемая в статистических расчетах [32], не дает хорошего согласия со стационарным уровнем скорости деления, получаемым из динамических расчетов.

Во второй главе изучено влияние размерности используемой динамической модели на скорость и среднее время деления возбужденных компаунд-ядер в многомерной ланжевендовской динамике. Одномерные ланжевендовские расчеты (1D) были проведены с использованием только основной делительной координаты — координаты удлинения s , в то время как параметры h и α были фиксированы и равны нулю. Двумерные расчеты (2D) помимо s , также учитывали параметр шейки h . Трехмерные расчеты (3D) были выполнены с использованием трех коллективных координат — q_1, q_2, q_3 . Также были проведены расчеты с включением K -моды для одномерного и трехмерного случаев, которые обозначены как (1D+ K) и (3D+ K), соответственно.

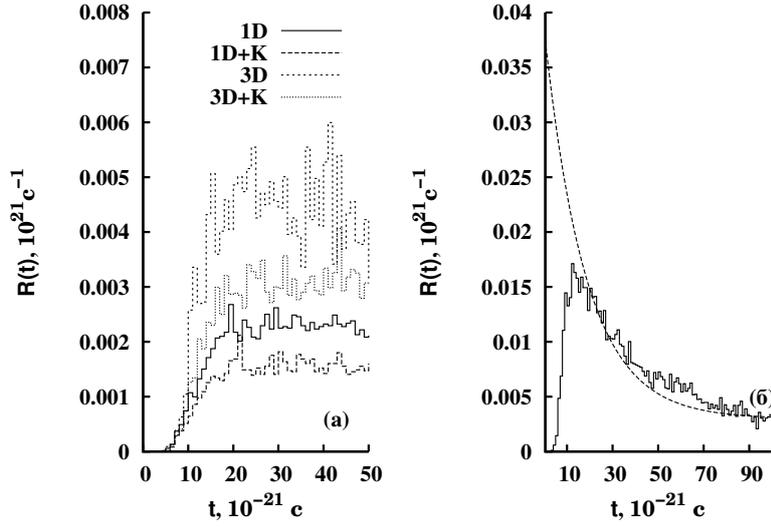


Рис. 2. Зависимость скорости деления компаунд-ядра от времени для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$: (а) при энергии налетающей частицы $E_{\text{lab}} = 90$ без учета испарения; (б) при энергии налетающей частицы $E_{\text{lab}} = 130$ с учетом испарения.

В ланжевеновских расчетах скорость деления вычисляется по формуле [33]:

$$R_f(t) = \frac{1}{N - N_f(t)} \frac{\Delta N_f(t)}{\Delta t}, \quad (7)$$

где N – полное число траекторий; $N_f(t)$ – число траекторий, которые разделились к моменту времени t ; $\Delta N_f(t)$ – число траекторий, разделившихся за временной интервал $t \rightarrow t + \Delta t$.

На рис. 2(а) показаны результаты расчетов скорости деления для систем различных размерностей на примере реакции с образованием компаунд-ядра ^{224}Th . Включение K -моды приводит к уменьшению скорости деления как для одномерного, так и для трехмерного случая. Как видно из рисунка, стационарный уровень скорости деления R_{st} достигается не сразу, а по прошествии времени задержки τ_{tr} , зависящего от диссипативных свойств системы. При рассмотрении модельной задачи без учета испарения частиц наблюдается выход на стационарный уровень для скорости деления в зависимости от времени. При учете испарения частиц скорость деления в зависимости от времени не выходит на стационарный уровень рис. 2(б). Это вызвано изменением температуры ядра при испарении частиц.

Результаты расчетов стационарного уровня скорости деления для одномерной, двумерной и трехмерной ланжевеновских моделей представлены на рис. 3. Энергия возбуждения компаунд-ядер полагалась равной 200 МэВ и полный момент составного ядра $I = 0$.

Показано, что при включении в рассмотрение коллективной координаты q_2 двумерные расчеты по сравнению с одномерными дают увеличение скорости деления от 10% для тяжелых ядер и до 3–10 раз для легких ядер в районе точки Бусинаро–Галлоне. Наибольшее увеличение скорости деления наблюдается при включении в рассмотрение координаты массовой асимметрии q_3 . Разница между одномерным и трехмерным случаем здесь достигает 30–40% для тяжелых ядер и 20–170 раз для легких. Такое резкое увеличение скорости деления для легких ядер в трехмерном случае можно объяснить резким изменением характера поведения потенциальной энергии по координате массовой асимметрии q_3 вблизи точки Бусинаро–Галлоне, когда резко увеличивается число переходных состояний, доступных системе.

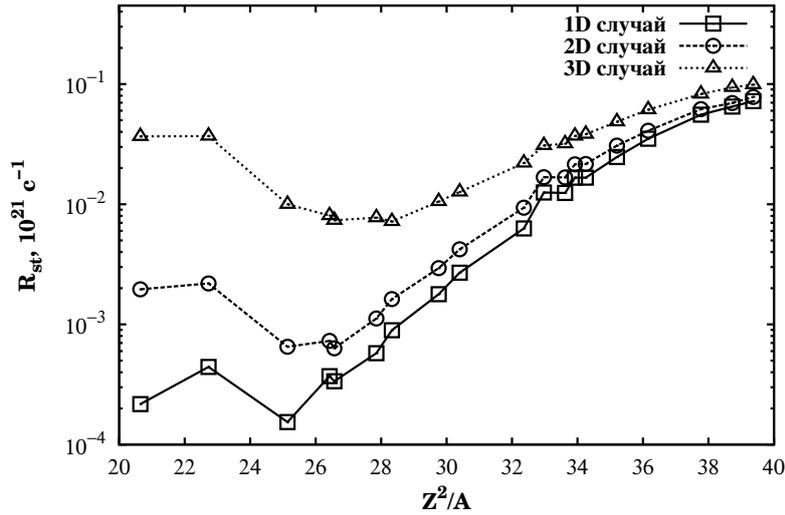


Рис. 3. Зависимость значения квазистационарного уровня скорости деления от параметра Z^2/A при $E^*=200$ МэВ для систем различных размерностей. Испарение легких предразрывных частиц в расчетах не учитывалось.

При переходе от трехмерной к четырехмерной модели с учетом K -моды наблюдается существенное уменьшение скорости деления и, соответственно, увеличение среднего времени деления. Эффект уменьшения скорости деления от введения K -моды столь значителен, что он почти полностью компенсирует эффект введения в одномерную динамическую модель второй и третьей коллективных координат, отвечающих за эволюцию перемычки в форме ядра и массовой асимметрии, соответственно. Эффект обусловлен тем, что учет K -моды приводит к увеличению барьера деления при заданном I и жесткости вращательной части потенциала с увеличением деформации ядра. В итоге для реакций, рассмотренных в работе, отличие результатов одномерной модели от четырехмерной модели составляют всего 5-25%.

Также было проведено сравнение динамически рассчитанного стационарного значения скорости деления с результатами обобщенной формулы Крамерса [32]. При этом согласие уровней в одномерном случае при $V_f/T \geq 1$ составляет 10–20%. В трехмерном случае крамерсов уровень превышает стационарный в 1.5–2 раза как для легких, так и для тяжелых ядер.

Третья глава посвящена временным характеристикам процесса деления.

Наиболее полную информацию о процессе деления можно извлечь из временных распределений событий деления и множественностей испарившихся предразрывных нейтронов. На рис. 4 приведены распределения событий деления для различных реакций с образованием компаунд-ядер. Каждая гистограмма рисунка нормирована на 100%. Распределения, представленные на рис. 4 не гауссовы и средние времена деления для них сдвинуты в область больших значений. t_d — промежуток времени в течении которого не возникает событий деления. Затем идет резкое возрастание распределения до максимального значения t_m — наиболее вероятное время деления. Для времен больших t_m распределение событий деления убывает экспоненциально с увеличением времени. Средние времена деления $\langle t_f \rangle$ сдвинуты в область «хвоста» распределения, который является предметом экспериментальных исследований.

В предыдущей главе было показано рис. 2(а), что при динамическом моделировании, временная зависимость скорости деления на начальной стадии нелинейно возрастает (релаксирует) от нуля до квазистационарного значения (когда испарение частиц не учитыва-

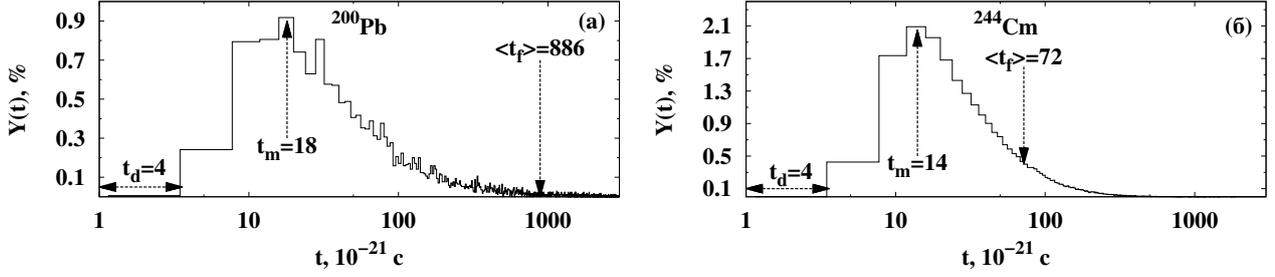


Рис. 4. Временные распределения событий деления для реакций: (а) — $^{19}\text{F} + ^{281}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$, $E_{\text{lab}} = 120$ МэВ. (б) — $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{244}\text{Cm}$, $E_{\text{lab}} = 97$ МэВ; Стрелками с подписями обозначены следующие значения: t_d — время в течении которого не возникает событий деления; t_m — наиболее вероятное время деления; $\langle t_f \rangle$ — среднее время деления;

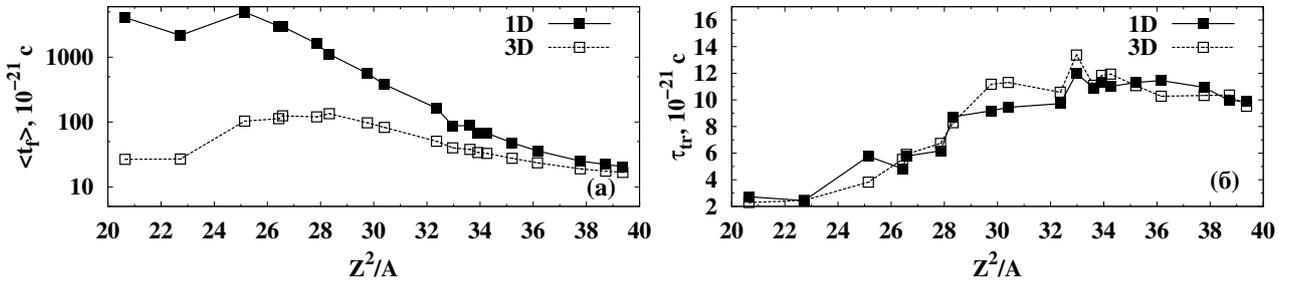


Рис. 5. (а) — Зависимость среднего времени деления $\langle t_f \rangle$ от параметра Z^2/A ; (б) — Зависимость времени релаксации скорости деления τ_{tr} от параметра Z^2/A ; Энергия возбуждения для всех компаунд-ядер полагалась одинаковой $E^* = 200$ МэВ, $k_s = 0.25$.

ется). Стадия релаксации скорости деления и ее роль в динамике деления впервые была изучена в работе Гранджа и соавторов [34], где было получено решение уравнение Фоккера-Планка без учета испарения частиц.

Выявлено, что в развиваемой динамической модели влияние стадии релаксации скорости деления существенно только для компаунд-ядер с параметром $Z^2/A > 32$. Для более легких ядер вклад данной стадии составляет не более 10% от общего времени деления. О том, что время релаксации скорости деления τ_{tr} составляет значительную часть от времени деления для компаунд-ядер с $Z^2/A > 32$ можно судить по рис. 5(а) и 5(б), где соответственно представлена зависимость τ_{tr} и $\langle t_f \rangle$ от параметра Z^2/A . При увеличении Z^2/A значения $\langle t_f \rangle$ резко уменьшаются, а τ_{tr} наоборот увеличиваются. Уже при $Z^2/A > 32$ τ_{tr} и $\langle t_f \rangle$ представляют величины одного порядка, а для сильно тяжелых ядер и вовсе сравнимы. τ_{tr} меняется незначительно при рассмотрении систем различных размерностей, что следует из рис. 5(б).

Исследовано влияние динамической стадии эволюции делящегося компаунд-ядра после преодоления седловой конфигурации. На рис. 6(а) показано возрастание числа нейтронов, испарившихся на стадии эволюции от седла к разрыву (после достижения седловой конфигурации) $\langle n_{\text{pre}} \rangle_{\text{ss}}$, с увеличением параметра Z^2/A . Для сильно тяжелых ядер (с параметром $Z^2/A > 39$) 25-60% от общего числа предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ испаряется на стадии спуска от седла к разрыву при температуре 1.5 – 2 МэВ. Данная стадия оказывает существенное влияние на длительность процесса деления сильно тяжелых ядер, поскольку седловая и разрывная конфигурации сильно удалены друг от друга. Заметим,

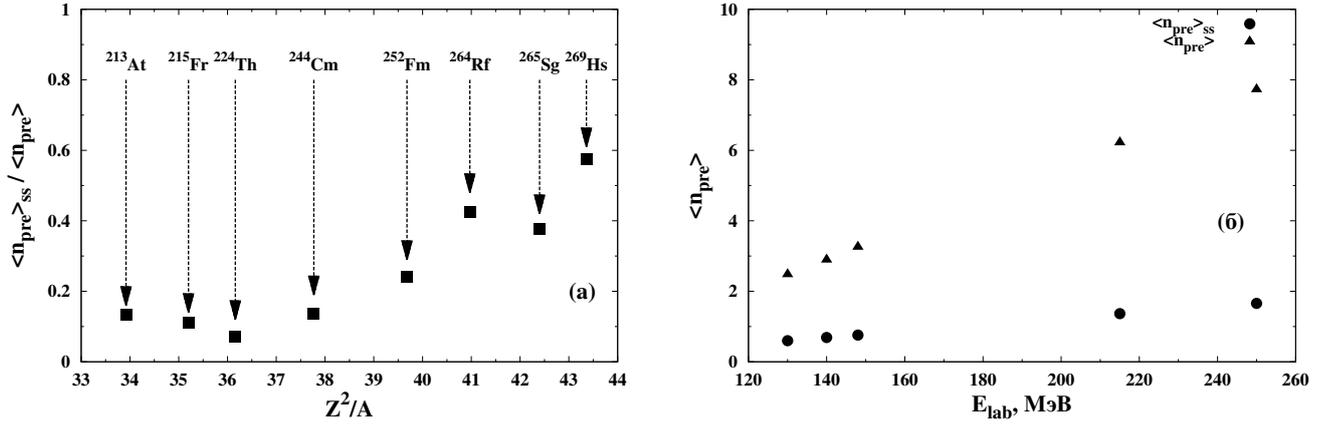


Рис. 6. (а) — Зависимость отношения среднего числа нейтронов, испарившихся на стадии эволюции от седла к разрыву, $\langle n_{\text{pre}} \rangle_{\text{ss}}$ к общему числу предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ от параметра Z^2/A ; (б) — Зависимость $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и $\langle n_{\text{pre}} \rangle_{\text{ss}}$ от E_{lab} для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{252}\text{Fm}$. $k_s = 0.25$ для всех рассмотренных реакций.

что число нейтронов, испарившихся на стадии после достижения седловой конфигурации $\langle n_{\text{pre}} \rangle_{\text{ss}}$, увеличивается линейно при увеличении энергии возбуждения компаунд ядра, как и общее число предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ рис. 6(б). Обобщая, можно сказать, что временная стадия эволюции от седла к разрыву оказывает значительное влияние на длительность процесса деления для ядер с параметром $Z^2/A > 39$.

Также в данной главе показано, что рассчитанные в нашей модели зависимости средней множественности предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными в широком интервале параметра Z^2/A .

Четвёртая глава посвящена изучению массово-энергетических распределений осколков деления в реакциях слияния-деления компаунд-ядер в широком интервале параметра $Z^2/A = 21 \div 44$ и температурой близкой к 1.5 МэВ. Столь широкий выбор реакций слияния-деления осуществлен для того, чтобы провести сравнительный анализ не только для тяжелых, но и для легких компаунд-ядер вблизи точки Бусинаро-Галлоне, где ядро полностью теряет устойчивость по отношению к масс-асимметричной деформации.

В расчетах предполагалось, что полная кинетическая энергия осколков деления E_k определяется как сумма кулоновской энергии отталкивания V_c , ядерной энергии притяжения осколков V_n , кинетической энергии их относительного движения E_{ps} (предразрывная кинетическая энергия) и энергии относительного вращения осколков V_{rot} . Выражение для среднего значения полной кинетической энергии осколков деления имеет вид: $\langle E_k \rangle = \langle V_c \rangle + \langle V_n \rangle + \langle E_{ps} \rangle + \langle V_{rot} \rangle$, а дисперсии кинетической энергии определяются как: $\sigma_{E_k}^2 = \langle E_k^2 \rangle - \langle E_k \rangle^2$. V_n и V_c вычислялись в модели жидкой капли, учитывающей конечный радиус действия ядерных сил и диффузность поверхности ядра. Вклад энергии относительного вращения осколков V_{rot} в E_k определялся по формуле предложенной Карьяном и Капланом [35].

$$V_{rot} = \left[\frac{\mu R^2}{(J_{\parallel} + J_{\perp} + \mu R^2)} \right] \cdot \left[\frac{\hbar^2 I(I+1)}{2(J_{\parallel} + J_{\perp} + \mu R^2)} \right] \quad (8)$$

где J_{\parallel} и J_{\perp} — моменты инерции, рассчитанные для сферических осколков; μ — приведенная масса; R — расстояние между центрами масс осколков, а I — угловой момент компаунд-ядра.

Результаты наших расчетов показали, что зависимость средней кинетической энергии осколков деления $\langle E_k \rangle$ от параметра $Z^2/A^{1/3}$ находится в хорошем согласии с система-

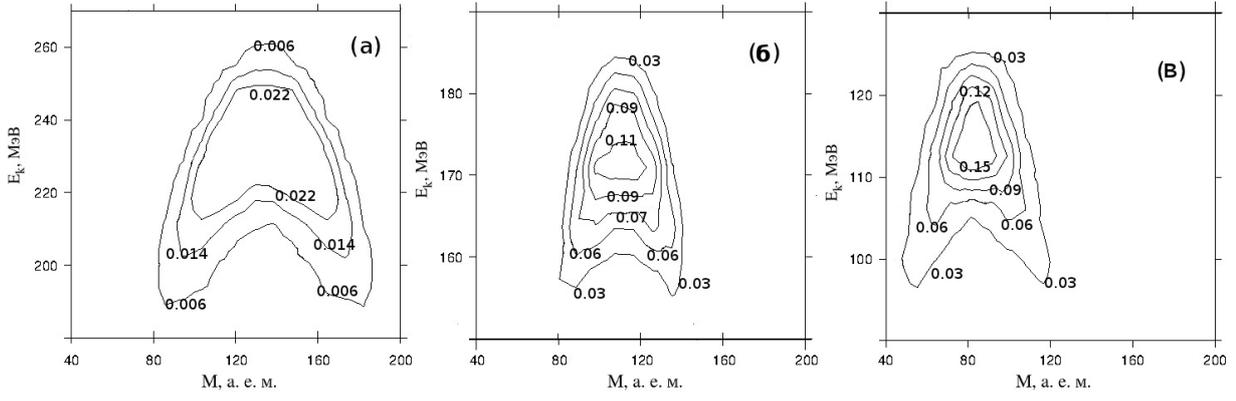


Рис. 7. Контурные диаграммы массово-энергетического распределения осколков деления $Y(E_k, M)$. Результаты теоретических расчетов, выполненных для трех реакций: (а) — $^{20}\text{Ne} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow ^{269}\text{Hs}$, $E_{lab} = 120$ МэВ; (б) — $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, $E_{lab} = 108$ МэВ; (в) — $^{18}\text{O} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$, $E_{lab} = 158.3$ МэВ

тикой Виолы [36]. При этом значения $\langle E_k \rangle$ оказались не чувствительны к энергии возбуждения, угловому моменту компаунд-ядер [37] и коэффициенту редукции вклада формулы стены k_s .

Массы осколков вычислялись по формулам:

$$M_R = A \cdot \frac{\int_{z_N}^{z_{max}} \rho_s^2(z, \mathbf{q}_{sc}) dz}{\int_{z_{min}}^{z_{max}} \rho_s^2(z, \mathbf{q}_{sc}) dz}, \quad M_L = A \cdot \frac{\int_{z_{min}}^{z_N} \rho_s^2(z, \mathbf{q}_{sc}) dz}{\int_{z_N}^{z_{max}} \rho_s^2(z, \mathbf{q}_{sc}) dz}; \quad (9)$$

где $\rho_s(z, \mathbf{q})$ — профильная функция, вращение которой вокруг оси симметрии ядра z задает поверхность ядра; A — массовое число ядра с учетом испарившихся к моменту деления частиц; M_R и M_L — массы правого и левого осколков, соответственно; \mathbf{q}_{sc} — параметры формы ядра, определенные как точки пересечения ланжевенских стохастических траекторий с поверхностью разрыва; $z = z_N$ — уравнение плоскости, которая делит ядро на два осколка; z_{min} и z_{max} — левая и правая границы поверхности ядра.

На рис. 7 представлены контурные диаграммы массово-энергетического распределения осколков деления $Y(E_k, M)$ для трех компаунд-ядер. Подобные формы контурных линий наблюдались в экспериментальной работе [37], посвященной массово-энергетическим распределениям осколков деления. Для проведения количественных сравнений и оценок необходимо перейти к одномерным характеристикам массового и энергетического распределений, проинтегрировав двумерное распределение $Y(E_k, M)$ по соответствующему параметру (кинетической энергии осколков E_k в случае массового или массе осколков M для энергетического распределения).

Рассчитанные массовые и энергетические распределения для двух компаунд ядер представлены на рис. 8. Массовое и энергетическое распределения имеют одногорбую форму (близкое к гауссову) для всех рассмотренных нами ядер, кроме ^{105}Ag , которое является самым легким. ^{105}Ag описывается равномерным распределением в широкой области масс осколков и определяет положение точки Бусинаро-Галлоне. Для всех остальных рассмотренных ядер массовые распределения симметричны со средними значениями $\langle Y(M) \rangle = \frac{A_{CN}}{2}$, а энергетические имеют отрицательное значение коэффициента асимметрии, в согласии с экспериментом и трехмерными ланжевенскими расчетами [38]. Параметры массового и энергетического распределений оказываются чувствительными к величине вязкости, используемой в расчетах, а также к зависимости потенциальной энергии от коллективных координат на стадии спуска от седла к разрыву. Последнюю

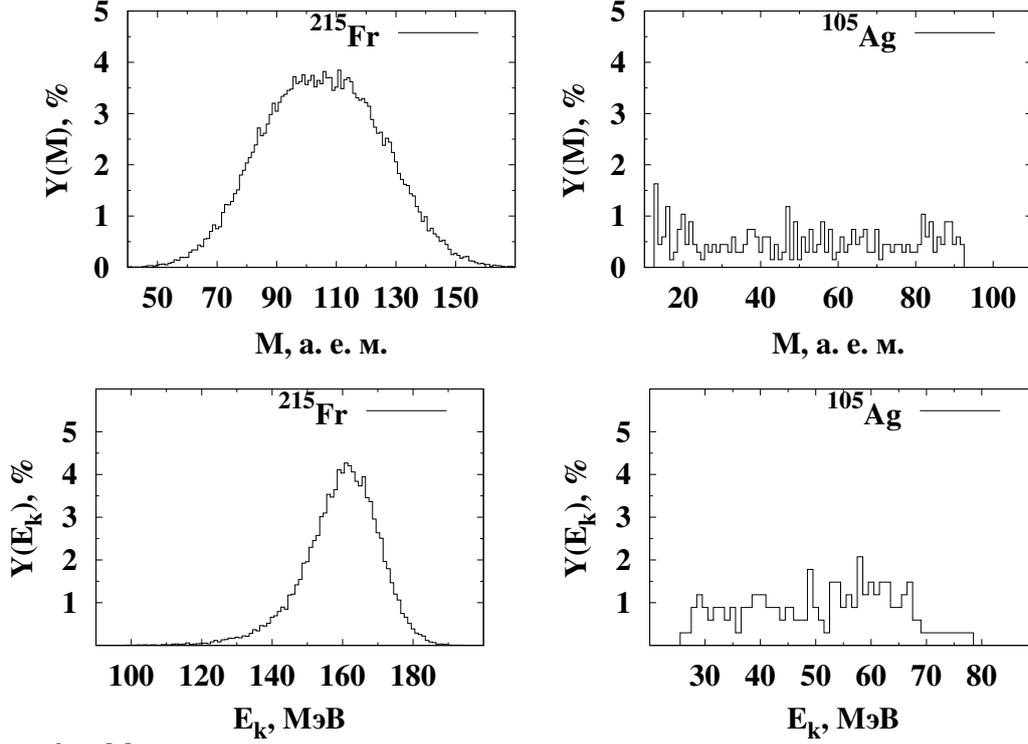


Рис. 8. Массовые и энергетические распределения осколков деления компаунд-ядер представлены на верхних и нижних рисунках, соответственно. Рассмотрены реакции $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{215}\text{Fr}$, $E_{\text{lab}} = 158.4$ МэВ (слева) и $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{105}\text{Ag}$, $E_{\text{lab}} = 1060$ МэВ (справа).

можно характеризовать жесткостью (устойчивостью) ядер по отношению к масс-асимметричным деформациям. Жесткость определяется как $\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2}$, где F — свободная энергия; $\eta = 2 \frac{M_L - M_R}{M_L + M_R}$ — координата массовой асимметрии, введенная Струтинским [39] и которая удобна при анализе массовых дисперсий [37, 40, 41]; Поскольку в нашей модели в качестве координаты, отвечающей за массовую асимметрию использовался параметр q_3 , поэтому расчет жесткости проводился по формуле:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2} = \frac{\partial^2 F}{\partial q_3^2} \left(\frac{\partial q_3}{\partial \eta} \right)^2 \quad (10)$$

На рис. 9 продемонстрировано как меняется зависимость жесткости $\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2}$ от координаты q_1 при учете K -моды. Как видно из рисунка, учет K -моды приводит к уменьшению значений $\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2}$ на участке спуска с седловой точки к точке разрыва, т.е. происходит расширение параболической потенциальной кривой, что должно приводить к увеличению значений дисперсий.

В ранее опубликованных работах [19, 42] проводились расчеты σ_M^2 в рамках трехмерной модели (без учета K -моды). В расчетах было показано, что в целом трехмерная модель хорошо описывает массовые дисперсии при $k_s = 0.25$, но значения дисперсии массового распределения осколков деления были заниженным по сравнению с экспериментальными данными для тяжелых ядер. Из наших расчетов следует, что учет K -моды улучшает согласие с экспериментом, увеличивая значения массовых дисперсий по сравнению с трехмерной моделью для тяжелых ядер. Эффект увеличения дисперсий для тяжелых ядер при переходе от трехмерной к четырехмерной модели связан с уменьшением жесткости

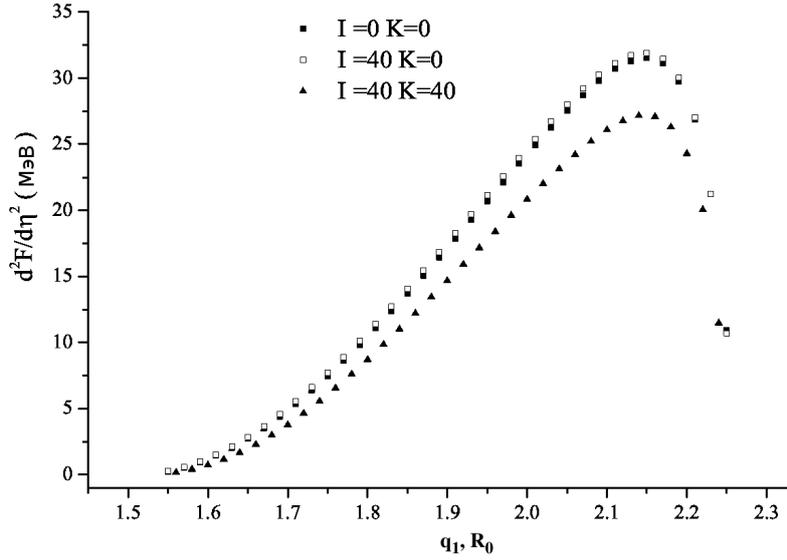


Рис. 9. Зависимость жесткости $\frac{\partial^2 F}{\partial \eta^2}$ от координаты удлинения (значения координат q_2 и q_3 выбирались вдоль средней траектории) для компаунд-ядра ^{224}Th , образованного при реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, $E_{lab} = 108$ МэВ. Рассмотрены различные значения углового момента I и K -моды ядра.

делящегося ядра по отношению к масс-асимметричной деформации на участке спуска от седла к разрыву.

Зависимость рассчитанных дисперсий массовых распределений осколков деления σ_M^2 от параметра Z^2/A приведена на рис. 10(а) в сравнении с экспериментальными данными. Для ядер с параметром $Z^2/A > 33$ воспроизводится рост дисперсии массового распределения с увеличением параметра Z^2/A . В районе ядер с $Z^2/A = 21 \div 33$ воспроизводится рост σ_M^2 с уменьшением параметра Z^2/A .

Зависимость рассчитанных дисперсий энергетических распределений осколков деления $\sigma_{E_k}^2$ от параметра Z^2/A приведена на рис. 10(б) для различных значений k_s . В наших расчетах достигается хорошее качественное согласие с экспериментальными данными, но значения энергетических дисперсий сильно недооценены для реакций с образованием тяжелых компаунд-ядер. Различие составляет 30-100% по сравнению с экспериментальными данными. Значения энергетических дисперсий, хоть и увеличились по сравнению с трехмерной моделью, но все же по-прежнему остались сильно недооцененными для тяжелых ядер. Дальнейшую задачу мы видим в улучшении многомерной модели посредством включения дополнительных координат, отвечающих за степень деформации осколков деления, что, по нашему мнению, позволит улучшить согласие с экспериментом по энергетическим дисперсиям осколков деления.

Из рис. 10 следует, что увеличение вязкости (коэффициента редукции вклада формулы стены k_s) приводит к уменьшению массово-энергетических дисперсий. Уменьшение значений σ_M^2 и $\sigma_{E_k}^2$ при увеличении k_s более выражено для тяжелых ядер, поскольку именно для них существенен учет динамики и механизма диссипации коллективного движения. Для дисперсий массовых распределений согласие с экспериментальными данными при $k_s = 0.25$ или $k_s = \mu(q_1)$ достигается не только качественно, но и количественно (различие составляет не более 30% от экспериментального). Для реакции с образованием компаунд-ядра ^{105}Ag характерны аномальные значения дисперсий, что свидетельствует о близости этого ядра к точке Бусинаро-Галлоне.

В экспериментальных исследованиях активно изучаются не только средние множе-

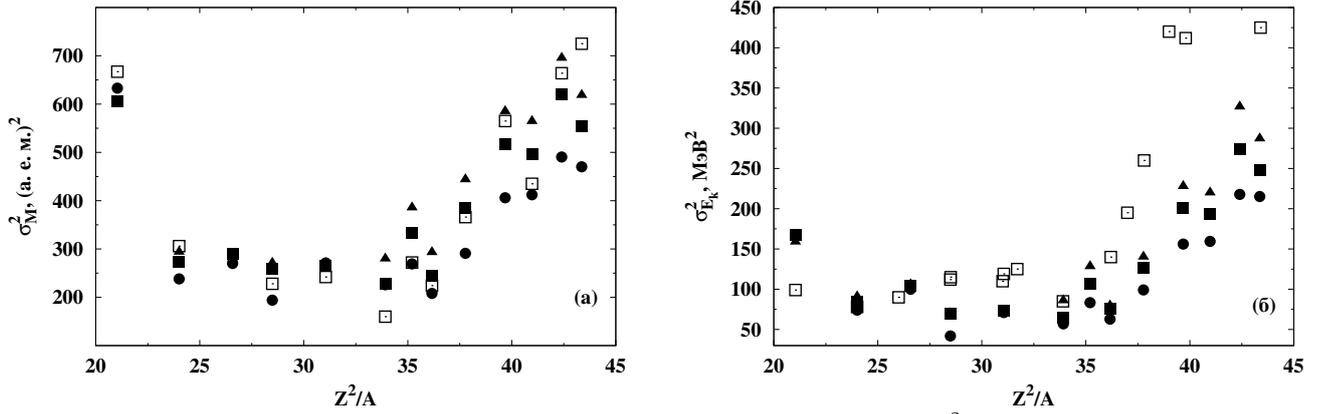


Рис. 10. (а) — Дисперсия массового распределения осколков деления σ_M^2 как функция параметра Z^2/A . (б) — Дисперсия энергетического распределения осколков деления $\sigma_{E_k}^2$ как функция параметра Z^2/A . \square — экспериментальные данные, взятые из работ [37, 40, 41, 43]; \blacktriangle — теоретические расчеты с $k_s = 0.25$; \blacksquare — теоретические расчеты с $k_s = \mu(q_1)$; \bullet — теоретические расчеты с $k_s = 1.0$

ственности предразрывных нейтронов, но также и их зависимости от массы $\langle n_{pre}(M) \rangle$ и кинетической энергии $\langle n_{pre}(E_k) \rangle$ осколков деления [43, 44]. Описание данных зависимостей в рамках теоретических подходов для широкого круга реакций, с образованием компаунд-ядер, является сложной задачей [31].

В работе [43] на основе полученных экспериментальных данных было продемонстрировано, что для событий симметричного деления испаряется большее число нейтронов, чем для событий асимметричного деления. В результате анализа экспериментальных зависимостей $\langle n_{pre}(M) \rangle$, проведенного в работе [43], было установлено, что данные зависимости для большинства ядер с хорошей точностью могут быть аппроксимированы параболической зависимостью следующего вида: $\langle n_{pre}(M) \rangle = \langle n_s \rangle - c_{pre}(M_s - M)^2$, где $\langle n_s \rangle$ — среднее значение предразрывной множественности нейтронов и M_s — масса осколка для случая деления компаунд-ядра на симметричные осколки. c_{pre} — варьируемый параметр. Из экспериментальных данных $c_{pre} = 14 \pm 1$ и $c_{pre} = 6.5 \pm 0.5$ для реакций $^{18}\text{O} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$, $E_{\text{lab}} = 158.3$ МэВ и $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{215}\text{Fr}$, $E_{\text{lab}} = 158.4$ МэВ, соответственно [43]. Результаты наших теоретических расчетов, выполненных при $k_s = 0.25$, определяют значения $c_{pre} = 11.6 \pm 0.5$ и $c_{pre} = 6.8 \pm 0.2$ для этих реакций. То есть находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

В заключении формулируются основные выводы диссертации:

1. Разработана четырехмерная ланжевенская модель, позволяющая достаточно точно воспроизводить разнообразные экспериментальные данные по характеристикам распада компаунд-ядер, образованных в реакциях с тяжелыми ионами, в широкой области энергий возбуждения и в широком интервале параметра делимости.
2. Показано, что при включении в рассмотрение коллективной координаты q_2 двумерные расчеты по сравнению с одномерными дают увеличение скорости деления от 10% для тяжелых ядер и до 3–10 раз для легких ядер в районе точки Бусинаро–Галлоне. Разница между одномерным и двумерным случаем достигает 30–40% для тяжелых ядер и 20–170 раз для легких.
3. При переходе от трехмерной к четырехмерной модели с учетом K -моды наблюдается существенное уменьшение скорости деления и, соответственно, увеличение сред-

него времени деления. Эффект увеличения среднего времени деления от введения K -моды столь значителен, что он почти полностью компенсирует эффект введения в одномерную динамическую модель второй и третьей коллективных координат, отвечающих за эволюцию перемишки в форме ядра и массовой асимметрии, соответственно. В итоге для реакций, рассмотренных в работе, отличие результатов одномерной модели от четырехмерной модели составляют всего 5-25%.

4. Проведено сравнение динамически рассчитанного стационарного значения скорости деления с результатами обобщенной формулы Крамерса. При этом согласие уровней в одномерном случае при $B_f/T \geq 1$ составляет 10–20%. В трехмерном случае крамерсов уровень превышает стационарный в 1.5–2 раза как для легких, так и для тяжелых ядер.
5. На основе изученных временных характеристик процесса деления в многомерной ланжевенской динамике показано, что временная стадия эволюции от седла к разрыву оказывает значительное влияние на длительность процесса деления для ядер с параметром $Z^2/A > 39$. От 25% до 60% от общего числа предразрывных нейтронов испаряется на стадии спуска от седла к разрыву при температуре 1.5 – 2 МэВ. Выявлено, что влияние стадии релаксации скорости деления существенно только для компаунд-ядер с параметром $Z^2/A > 32$. Для более легких ядер вклад данной стадии составляет не более 10% от общего времени деления.
6. Продемонстрировано, что предложенная динамическая модель достаточно точно воспроизводит экспериментально наблюдаемые параметры массово-энергетических распределений осколков и средние предразрывные множественности нейтронов в широком интервале параметра Z^2/A компаунд-ядер, образованных в реакциях слияния-деления.
7. В четырехмерной ланжевенской модели впервые использовался коэффициент редукции вклада формулы «стены» явно зависящий от деформации q_1 , полученный на основе теории хаоса. Показано, что использование координатно зависимого коэффициента редукции приводит к хорошему согласию рассчитанных значений дисперсий массовых распределений с экспериментом.

В приложении даны формулы тензорной алгебры для перехода от параметров формы ядерной поверхности (c, h, α) к коллективным координатам (q_1, q_2, q_3) . Формулы используются для расчета транспортных коэффициентов уравнения Ланжевена (1).

Список цитируемой литературы

1. Hahn O., Strassmann F. Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle // Die Naturwissenschaften. 1939. Vol. 27. Pp. 11–15.
2. Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. Энергоиздат, Москва, 1982. 182 p.
3. Bohr N., Wheeler J. A. The mechanism of nuclear fission // Phys. Rev. 1939. Vol. 56. Pp. 426–450.

4. Kramers H. A. Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions // *Physica*. 1940. Vol. 7. Pp. 284–304.
5. Lestone J. P. Calculating fission rates at high spin: Incorporation of rotational degrees of freedom in thermodynamically fluctuating axially symmetric systems // *Phys. Rev. C*. 1999. Vol. 59. Pp. 1540–1544.
6. Lestone J. P., McCalla S. G. Statistical model of heavy-ion fusion-fission reactions // *Phys. Rev. C*. 2009. Vol. 79. P. 044611.
7. Eremenko D. O., Drozdov V. A., Eslamizadex M. H. et al. Stochastic model of tilting mode in nuclear fission // *Phys. At. Nucl.* 2006. Vol. 69. Pp. 1423–1427.
8. Drozdov V. A., Eremenko D. O., Fotina O. V. et al. Stochastic Model of the Tilting Mode in Nuclear Fission // *Tours symposium on nuclear physics V, Tours 2003*. Vol. 704. Tours, France: AIP Conf. Proc., 2004. Pp. 130–138.
9. Karpov A. V., Hiryanov R. M., Sagdeev A. V., Adeev G. D. Dynamical treatment of fission fragment angular distribution // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. Vol. 34. Pp. 255–269.
10. Хирьянов Р. М., Карпов А. В., Адеев Г. Д. Стохастическая модель формирования угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер // *ЯФ*. 2008. Т. 71. С. 1389–1400.
11. Blocki J., Boneh Y., Nix J. R. et al. One-body dissipation and the super-viscosity of nuclei // *Ann. Phys. (N. Y.)*. 1978. Vol. 113. Pp. 330–386.
12. Griffin J. J., Dworzecka M. Classical wall formula and quantal one-body dissipation // *Nucl. Phys. A*. 1986. Vol. 455. Pp. 61–99.
13. Pal S., Mukhopadhyay T. Chaos modified wall formula damping of the surface motion of a cavity undergoing fissionlike shape evolutions // *Phys. Rev. C*. 1998. Vol. 57. Pp. 210–216.
14. Blocki J., Brut F., Srokowski T., Swiatecki W. J. The order to chaos transition in axially symmetric nuclear shapes // *Nucl. Phys. A*. 1992. Vol. 545. Pp. 511–522.
15. Möller P., Sierk A. J., Ichikawa T. et al. Heavy-element fission barriers // *Phys. Rev. C*. 2009. Vol. 79. P. 064304.
16. Randrup J., Möller P. Brownian shape motion on five-dimensional potential-energy surfaces: Nuclear fission-fragment mass distributions // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106. P. 132503.
17. Randrup J., Möller P., Sierk A. J. Fission-fragment mass distribution from strongly damped shape evolution // *Phys. Rev. C*. 2011. Vol. 84. P. 034613.
18. Abe Y., Ayik S., Reinhard P.-G., Suraud E. On stochastic approaches of nuclear dynamics // *Phys. Rep.* 1996. Vol. 275. Pp. 49–196.
19. Адеев Г. Д., Карпов А. В., Надточий П. Н., Ванин Д. В. Многомерный стохастический подход к динамике деления возбужденных ядер // *ЭЧАЯ*. 2005. Т. 36. С. 732–820.
20. Brack M., Damgaard Jens, Jensen A. S. et al. Funny hills: The shell-correction approach to nuclear shell effects and its applications to the fission process // *Rev. Mod. Phys.* 1972. Vol. 44. Pp. 320–405.

21. Nadtochy P. N., Adeev G. D. Dynamical interpretation of average fission-fragment kinetic energy systematics and nuclear scission // *Phys. Rev. C*. 2005. Vol. 72. P. 054608.
22. Игнатюк А. В., Иткис М. Г., Околович В. Н и др. Деление доактинидных ядер. Функции возбуждения реакции (α, f) // *ЯФ*. 1975. Т. 21. С. 1185–1205.
23. Sierk A. J. Macroscopic model of rotating nuclei // *Phys. Rev. C*. 1986. Vol. 33. Pp. 2039–2053.
24. Davies K. T. R., Sierk A. J., Nix J. R. Effect of viscosity on the dynamics of fission // *Phys. Rev. C*. 1976. Vol. 13. Pp. 2385–2403.
25. Nix J. R., Sierk A. J. Mechanism of dissipation in heavy-ion reactions // *Proceedings of the 6th Adriatic Conference on Nuclear Physics: Frontiers of Heavy Ion Physics, Dubrovnik, Yugoslavia, 1987* / Ed. by N. Cindro, R. Caplar, W. Greiner. World Sci., Singapore, 1990. Pp. 333–340.
26. Chaudhuri G., Pal S. Fission widths of hot nuclei from Langevin dynamics // *Phys. Rev. C*. 2001. Vol. 63. P. 064603.
27. Davies K. T. R., Nix J. R. Calculation of moments, potentials, and energies for an arbitrarily shaped diffuse-surface nuclear density distribution // *Phys. Rev. C*. 1976. Vol. 14. Pp. 1977–1994.
28. Hasse R. W., Myers W. D. *Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics*. Springer-Verlag, Heidelberg, 1988. 116 p.
29. Fröbrich P., Gontchar I. I. Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion induced fission // *Phys. Rep.* 1998. Vol. 292. Pp. 131–237.
30. Mavlitov N. D., Fröbrich P., Gontchar I. I. Combining a Langevin description of heavy-ion induced fission including neutron evaporation with the statistical model // *Z. Phys. A*. 1992. Vol. 342. Pp. 195–198.
31. Karpov A. V., Nadtochy P. N., Vanin D. V., Adeev G. D. Three-dimensional Langevin calculations of fission fragment mass-energy distribution from excited compound nuclei // *Phys. Rev. C*. 2001. Vol. 63. P. 054610.
32. Weidenmüller H. A., Jing-Shang Zhang. Stationary diffusion over a multidimensional potential barrier: A generalization of Kramers' formula // *J. Stat. Phys.* 1984. Vol. 34. Pp. 191–201.
33. Gontchar I. I., Fröbrich P., Pischasov N. I. Consistent dynamical and statistical description of fission of hot nuclei // *Phys. Rev. C*. 1993. Vol. 47. Pp. 2228–2235.
34. Grangé P., Jun-Qing Li, Weidenmüller H. A. Induced nuclear fission viewed as a diffusion process: Transients // *Phys. Rev. C*. 1983. Vol. 27. Pp. 2063–2077.
35. Carjan N., Kaplan M. Asymmetric Fission of ^{149}Yb from the Finite-Range, Rotating-Liquid-Drop Model // *Phys. Rev. C*. 1992. Vol. 45. Pp. 2185–2195.
36. Viola V. E., Kwiatkowski K., Walker M. Systematics of fission fragment total kinetic energy release // *Phys. Rev. C*. 1985. Vol. 31. Pp. 1550–1552.

37. Чубарян Г. Г., Иткис М. Г., Лукьянов С. М. Массово-энергетические распределения осколков и угловой момент при делении возбужденных ядер // ЯФ. 1993. Т. 55. С. 3–29.
38. Borunov M. V., Nadtochy P. N., Adeev G. D. Nuclear scission and fission-fragment kinetic energy distribution: Study within three-dimensional Langevin dynamics // Nucl. Phys. A. 2008. Vol. 799. P. 56.
39. Струтинский В. М. Устойчивость равновесных состояний ядра в капельной модели // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1900–1907.
40. Иткис М. Г., Музыка Ю. А., Оганесян Ю. Ц. и др. Деление возбужденных ядер с $Z^2/A = 20 - 33$: массово-энергетические распределения осколков, угловой момент и капельная модель // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 2140–2165.
41. Русанов А. Я., Иткис М. Г., Околович В. Н. Свойства массовых распределений осколков деления нагретых вращающихся ядер // ЯФ. 1997. Т. 60. С. 773–803.
42. Nadtochy P. N., Adeev G. D., Karpov A. V. More detailed study of fission dynamics in fusion-fission reactions within a stochastic approach // Phys. Rev. C. 2002. Vol. 65. P. 064615.
43. Hinde D. J., Hilscher D., Rossner H. Neutron emission as a probe of fusion-fission and quasifission dynamics // Phys. Rev. C. 1992. Vol. 45. Pp. 1229–1259.
44. Rossner H., Hilscher D., Hinde D. J. Analysis of pre- and post-scission neutrons emitted in the reaction $^{169}\text{Tm}(^{36}\text{Ar}, f)$ at $E_{lab} = 205$ MeV // Phys. Rev. C. 1989. Vol. 40. Pp. 2629–2640.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Анищенко Ю. А., Надточий П. Н., Адеев Г. Д. Скорость деления возбужденных ядер // Вестник Омского Университета. 2007. Т. 46, № 4. С. 45–51.
2. Гегечкори А. Е., Анищенко Ю. А., Надточий П. Н., Адеев Г. Д. Влияние эффектов немарковости на скорость и времена деления // Ядерная физика. 2008. Т. 71. С. 2041–2051.
3. Анищенко Ю. А., Гегечкори А. Е., Адеев Г. Д. Временные характеристики процесса деления возбужденных ядер в многомерной ланжевеновской динамике // Изв. вузов. Физика. 2009. Т. 52. С. 57–62.
4. Анищенко Ю. А., Гегечкори А. Е., Надточий П. Н., Адеев Г. Д. Скорость деления возбужденных ядер в многомерном стохастическом подходе // Ядерная физика. 2009. Т. 72. С. 2056–2068.
5. Anischenko Yu. A., Gegechkori A. E., Nadtochy P. N., Adeev G. D. Fission rate and transient time of highly excited nuclei in multi-dimensional stochastic calculations. // Book of abstracts of the International Symposium on Exotic Nuclei (Exon-2009) Sochi, Russia, 2009. P. 96.

6. Anischenko Yu. A. Fission rate and time of highly excited nuclei in multi-dimensional stochastic calculations. // Book of abstracts of the XLV Zakopane Conference on Nuclear Physics «Extremes of the nuclear landscape», Zakopane, Poland, 2010. Pp. 20–21.
7. Anischenko Y. A., Gegechkori A. E., Nadtochy P. N., Adeev G. D. Fission rate and transient time of highly excited nuclei in multi-dimensional stochastic calculations // International Symposium on Exotic Nuclei, Sochi, Russia, 2009 / Ed. by Y. E. Penionzhkevich, S. M. Lukyanov. Vol. 1224. AIP Conf. Proc., 2010. Pp. 350–355.
8. Анищенко Ю. А., Гегечкори А. Е., Адеев Г. Д. Влияние ориентационной степени свободы на скорость и время деления сильновозбужденных ядер // Ядерная физика. 2011. Т. 74. С. 361–371.
9. Anischenko Y. A., Gegechkori A. E., Adeev G. D. Fission rate and time of highly excited nuclei in multi-dimensional stochastic calculations // Act. Phys. Pol. B. 2011. Vol. 42. Pp. 493–496.