

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ им. Н.Н. БОГОЛЮБОВА

На правах рукописи

**Рогов Иван Сергеевич**

**Роль кластерных степеней свободы в процессе деления ядер**

Специальность 1.3.15 —  
«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких  
энергий»

**Автореферат**  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2022

Работа выполнена в лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова  
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители: доктор физико-математических наук  
**Антоненко Николай Викторович**

доктор физико-математических наук  
**Адамян Гурген Григорьевич**

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru/>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета (технический секретарь)

кандидат физико-математических наук

Ю. М. Быстрицкий

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы.

Диссертационная работа посвящена теоретическим исследованиям процессов  $\alpha$ -распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления, протекающих из основного и  $K$ -изомерного состояний тяжелых и сверхтяжелых ядер.

Спонтанными процессами, связанными с разделением материнского ядра на два фрагмента, изначально являлись  $\alpha$ -распад и спонтанное деление. Позднее к ним добавилась открытая в 1984 году кластерная радиоактивность. Данные по  $\alpha$ -распадам позволяют судить о структуре основных и низколежащих состояний ядер. На сегодняшний день экспериментальная техника позволяет измерять  $\alpha$ -распады с временами жизни до  $10^{28}$  секунд. Нижняя граница измерения времени жизни зависит от конкретных условий эксперимента. Данный вид распада характеризуется строгими значениями энергии: в пределах (4 – 11) МэВ для ядер с массовым числом  $A$  более 200. Сама  $\alpha$ -частица всегда находится в основном состоянии, а дочернее тяжелое ядро либо в основном, либо в одном из низколежащих возбужденных состояний. В области более легких материнских ядер,  $140 \leq A \leq 160$  и  $106 \leq A \leq 112$ ,  $Q_\alpha = (2 - 5)$  МэВ.

Спонтанное деление наблюдается для ядер с массовым числом  $A > 230$ . Времена жизни лежат в широком интервале от  $10^{-5}$  с до  $10^{29}$  с. Спонтанное деление характеризуется величиной средней энергии, выделяемой в одном распаде. Это связано с тем, что наблюдается вероятностное распределение зарядов, масс, возбуждений и спина осколков деления. Для описания процессов спонтанного деления применяют различные подходы: как микроскопические, так и феноменологические. Спонтанное деление по сравнению с  $\alpha$ -распадом оказывается гораздо более сложным процессом и характеризуется массовыми и зарядовыми числами фрагментов деления, числом испущенных нейтронов из делящегося ядра, высвобождаемой энергией и т. п., что делает описание всех наблюдаемых характеристик крайне сложной задачей.

Кластерная радиоактивность – явление спонтанной эмиссии из ядер легких фрагментов (кластеров), тяжелее  $\alpha$ -частицы, но легче продуктов спонтанного деления, принадлежит группе редких явлений. На сегодняшний день экспериментально обнаружено около двух десятков распадов с вылетом легких кластеров от  $^{14}\text{C}$  до  $^{34}\text{Si}$  из ядер от  $^{221}\text{Fr}$  до  $^{242}\text{Cm}$ , измеренные периоды полураспада  $T_{1/2}$  для которых лежат в интервале от  $1.7 \times 10^{11}$  до  $3.8 \times 10^{27}$  с. Для около десяти распадов установлен лишь нижний предел  $T_{1/2}$ . Например, для реакции  $^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{14}\text{C}$  он равен  $1.2 \times 10^4$  с.

Ядерные  $K$ -изомеры представляют собой долгоживущие возбужденные состояния ядер и имеют как фундаментальный, так и прикладной интерес, особенно при создании лазеров с ядерной накачкой и новых источников энергии. Изомеры могут обладать большим временем жизни по сравнению с основным состоянием. Эта «обратная» стабильность указывает на важную роль высокоспиновых изомеров в изучении тяжелых и сверхтяжелых ядер. Также это открывает

новые возможности для получения сверхтяжелых ядер в изомерных состояниях. Электромагнитные распады из изомерных состояний сопряжены с большими изменениями величины спина, что приводит к длительным временам распада. Как следствие, появляется возможность для наблюдения процессов  $\alpha$ -распада и спонтанного деления из  $K$ -изомерного состояния.

Модель, представленная в данной работе, относится скорее к альфа-распадному типу и имеет много общего с моделью фрагментации, а также содержит в себе механизм, родственный механизму образования ядерной молекулы. Предполагается, что основное квантовомеханическое состояние ядра имеет малые компоненты кластерных состояний, представляющих собой двойные ядерные системы (ДЯС). Для описания формирования предразрывных конфигураций применяется уравнение Шредингера по коллективной координате зарядовой асимметрии  $\eta_Z$ . Также в описываемой модели используется единый потенциал для областей формирования и разлета фрагментов по координате относительного расстояния  $R$ . В отличие от других моделей подобного типа, используются коллективные представления о ядре и ставится задача описания в едином подходе  $\alpha$ -распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления для широкой области ядер.

Понятие ДЯС возникло в связи с исследованием реакций глубоко-неупругих столкновений тяжелых ионов. В ДЯС, образованных в реакциях, происходит постоянное перераспределение нуклонов, энергии возбуждения и углового момента между фрагментами. Этот процесс определяет формирование конечных выходов фрагментов и их энергетических и угловых распределений. В ней валентные нуклоны последовательно передаются  $\alpha$ -частице (и формируемым в дальнейшем более тяжелым фрагментам), постепенно наращивая массу и заряд получающегося кластера. В итоге получается ядерная молекула, которая в последствии распадается. Таким образом интегрируются механизмы  $\alpha$ -распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления.

Процессы кластерной радиоактивности и спонтанного деления атомных ядер характеризуются большим временем, необходимым для экспериментального наблюдения, что усложняет проведение таких экспериментов. Наличие теоретически предсказанных периодов полураспада позволяет лучше спланировать эксперимент, снижая таким образом временные, финансовые и трудовые затраты на его проведение. Предсказания периодов полураспада по различным каналам распада необходимы также для идентификации новых изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов. В связи с этим большое значение приобретает теоретическое предсказание парциальных периодов полураспада спонтанного деления и  $\alpha$ -распада из основного и  $K$ -изомерных состояний ядер. Кроме того, теоретическое описание кластерного и спонтанного деления необходимо для фундаментального понимания процессов, происходящих в делящихся ядрах. Одной из наиболее сложных задач является описание спонтанного деления,

кластерной радиоактивности и  $\alpha$ -распада в рамках единого подхода и с использованием единого набора параметров.

**Целью** диссертационной работы является построение коллективной модели, основанной на подходе ДЯС, для описания процессов альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления, и вычисление с ее помощью парциальных периодов полураспада тяжелых и сверхтяжелых ядер в этих процессах.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Построить коллективную модель для описания периодов полураспада альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления, используя кластерные степени свободы.
2. Разработать и реализовать алгоритм для осуществления необходимых вычислений в рамках предложенной модели.
3. Произвести расчеты периодов полураспада альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления четно-четных тяжелых и сверхтяжелых ядер. Изучить изотопическую зависимость периодов полураспада.
4. Описать фактор запрета спонтанного деления четно-нечетных ядер.
5. Исследовать спонтанное деление и альфа-распад из  $K$ -изомерных состояний тяжелых и сверхтяжелых ядер.
6. Сравнить полученные результаты с имеющимися экспериментальными данными. Предсказать неизвестные периоды полураспада в вышеуказанных процессах.

**Научная новизна:**

1. Впервые рассчитаны периоды полураспада альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления четно-четных и четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер в рамках единого кластерного подхода, где все эти процессы описываются с использованием коллективных координат зарядовой асимметрии и относительного расстояния.
2. Объяснена изотопическая зависимость периода полураспада спонтанного деления тяжелых и сверхтяжелых ядер.
3. Объяснена физическая природа фактора запрета спонтанного деления четно-нечетных ядер, а также предложена аналитическая формула для количественной оценки величины фактора запрета.
4. Впервые проведены расчеты периодов полураспада спонтанного деления из  $K$ -изомерных состояний актинидов и сверхтяжелых ядер.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Предложена новая модель для расчета периодов полураспада ядер путем альфа-распада, испускания тяжелого кластера и спонтанного деления для различных четно-четных и четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер. Показана возможность единого описания этих мод распада ядра.

2. Показано, что ширины спонтанного деления ядер качественно определяются проникновением волновой функции через потенциальный барьер вдоль коллективной координаты зарядовой асимметрии, а на количественный результат влияют особенности управляющего потенциала и массового параметра по этой координате. Высота потенциального барьера вдоль зарядовой асимметрии не оказывает однозначного влияния на период полураспада спонтанного деления.
3. Найдено, что фактор запрета спонтанного деления четно-нечетного ядра связан с наличием вращательного члена в управляющем потенциале.
4. Показано, что периоды полураспада из  $K$ -изомерных состояний ядер определяются разнонаправленным действием спина и энергии изомерного состояния на форму управляющего потенциала. Продемонстрировано хорошее согласие теоретических и экспериментальных периодов полураспада.
5. Показана возможность описания разных мод распада ядра как с использованием феноменологического, так и микроскопического ядроядерного потенциала взаимодействия.

**Апробация работы.** Диссертация выполнена при поддержке Гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-10-2020-117.

Результаты, представленные в работе, докладывались и обсуждались на

- BLTP/JINR – SKLTP/CAS Joint Workshop Physics of Strong Interacting Systems, Шэньчжэнь, Китай, 2017 г;
- Двадцать четвертая Всероссийская научная конференция студентов-физиков «ВНКСФ-24», Томск, Россия, 2018 г;
- International Conference Nuclear Structure and Related Topics, Бургас, Болгария, 2018 г;
- XXV Nuclear Physics Workshop – Structure and dynamics of atomic nuclei, Казимеж-Дольны, Польша, 2018 г;
- 49th meeting of the PAC for Nuclear Physics, Дубна, Россия, 2019 г;
- LXIX International Conference "Nucleus-2019" on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure. "Fundamental Problems of Nuclear Physics, Nuclei at Borders of Nucleon Stability, High Technologies Дубна, Россия, 2019 г;
- XXIII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Applications, Варна, Болгария, 2019 г;
- BLTP/JINR – KLTP/CAS Joint Workshop Physics of Strong Interacting Systems, Гуанчжоу, Китай, 2019 г.
- International Workshop on Nuclear and Particles Physics, Алматы, Казахстан, 2022 г.
- Собрание по физике тяжелых ионов, Санкт-Петербург, Россия, 2022 г.

**Публикации.** Основные результаты по теме работы изложены в 8 печатных изданиях, 1 из которых издано в журнале, рекомендованном ВАК, 5—

в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 2 — в тезисах докладов.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и 1 приложения. Полный объем диссертации 102 страницы текста с 44 рисунками и 13 таблицами. Список литературы содержит 118 наименований.

## Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность работы и мотивация проводимых в рамках данной диссертационной работы исследований, формулируется цель, ставятся задачи работы и дается краткая характеристика полученных результатов.

В первой главе описывается коллективная модель, применяемая для описания процессов альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления. В предлагаемом подходе процесс распада представляется как два независимых процесса: формирование двух фрагментов деления в виде ДЯС с определенным  $\eta_Z$  и последующий их распад через кулоновский барьер вдоль координаты относительного расстояния  $R$  между центрами масс ядер ДЯС.

Формирование ДЯС происходит при движении системы вдоль коллективной координаты зарядовой асимметрии. Приводится волновое уравнение для внутренней области формирования кластеров, приводятся методы расчета управляющего потенциала  $U$  и параметра инерции  $B_{\eta_Z}$  при движении по координате зарядовой асимметрии. Представлен метод расчета ядро-ядерного потенциала взаимодействия. Показана методика определения спектроскопического фактора  $S_\alpha$  для альфа-распада, кластерной радиоактивности  $S_L$  и спонтанного деления  $S_{SF}$ . Детально описан процесс распада ДЯС через кулоновский барьер ядро-ядерного потенциала взаимодействия. Указывается связь между расчетными значениями и периодами полураспада в различных каналах радиоактивности.

Во второй главе представленная модель применена к описанию альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления для четно-четных ядер от U до Hs. Приведены результаты расчетов и их сравнение с имеющимися экспериментальными данными (Табл. 1 – 3). Показано хорошее согласие расчетных и экспериментальных парциальных периодов полураспада. Например, для спонтанного деления ( $\alpha$ -распада)  $^{232}\text{Th}$   $T_{1/2} = 1.75 \times 10^{28}$  с ( $T_{1/2} = 3.73 \times 10^{17}$  с), тогда как экспериментальное значение  $T_{1/2} = 4 \times 10^{28}$  с ( $T_{1/2} = 4.42 \times 10^{17}$  с). Для спонтанного деления наибольшее расхождение с экспериментом, примерно в 30 и 8 раз, наблюдается для  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{Pu}$  соответственно. Предсказано возможное наблюдение вылета кластера  $^{40}\text{S}$  из ядра  $^{248}\text{Cf}$  с периодом полураспада  $4.88 \times 10^{25}$  с.

Описаны изотопические зависимости периодов полураспада спонтанного деления и  $\alpha$ -распада в окрестности нейтронного числа  $N = 152$  (Рис. 1). В рамках модели удается как качественно, так и количественно описать изотопические зависимости. Расчеты явно показывают максимум стабильности для ядер Fm и

Таблица 1 — Рассчитанные характеристики  $\hbar\omega_0$  (энергия нулевых колебаний по  $\eta Z$ ),  $S_\alpha$ ,  $P_\alpha$  и  $T_{1/2}$  альфа-распада рассмотренных четно-четных ядер.

	$\hbar\omega_0$ (МэВ)	$S_\alpha$	$P_\alpha$	$T_{1/2}$ (с)	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ (с)
$^{232}\text{U}$	2.09	$3.27 \times 10^{-2}$	$6.91 \times 10^{-30}$	$3.02 \times 10^9$	$3.20 \times 10^9$
$^{234}\text{U}$	2.05	$3.07 \times 10^{-2}$	$2.46 \times 10^{-33}$	$9.27 \times 10^{12}$	$7.74 \times 10^{12}$
$^{236}\text{U}$	2.02	$2.97 \times 10^{-2}$	$2.52 \times 10^{-36}$	$9.49 \times 10^{15}$	$1.00 \times 10^{15}$
$^{238}\text{U}$	1.98	$3.04 \times 10^{-2}$	$9.78 \times 10^{-38}$	$2.43 \times 10^{17}$	$1.80 \times 10^{17}$
$^{236}\text{Pu}$	2.01	$5.59 \times 10^{-2}$	$2.66 \times 10^{-29}$	$4.80 \times 10^8$	$1.30 \times 10^8$
$^{238}\text{Pu}$	1.92	$5.66 \times 10^{-2}$	$1.09 \times 10^{-29}$	$1.20 \times 10^9$	$3.90 \times 10^9$
$^{242}\text{Cm}$	1.85	$7.96 \times 10^{-4}$	$2.78 \times 10^{-26}$	$3.49 \times 10^7$	$1.90 \times 10^7$
$^{248}\text{Cf}$	1.84	$1.21 \times 10^{-3}$	$2.04 \times 10^{-26}$	$3.16 \times 10^7$	$3.50 \times 10^7$

Таблица 2 — Рассчитанные характеристики  $\hbar\omega_0$ ,  $S_L$ ,  $P_L$  и  $T_{1/2}$  кластерной радиоактивности рассмотренных четно-четных ядер.

	$\hbar\omega_0$ (МэВ)	$S_L$	$P_L$	$T_{1/2}$ (с)	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ (с)
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	2.09	$9.26 \times 10^{-18}$	$1.81 \times 10^{-26}$	$4.07 \times 10^{21}$	$1.89 \times 10^{21}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{26}\text{Ne}$	2.05	$1.10 \times 10^{-18}$	$4.93 \times 10^{-29}$	$1.29 \times 10^{25}$	$1.20 \times 10^{25}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	2.05	$1.36 \times 10^{-20}$	$1.18 \times 10^{-27}$	$4.33 \times 10^{25}$	$3.43 \times 10^{25}$
$^{236}\text{U} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$	2.02	$1.09 \times 10^{-20}$	$3.52 \times 10^{-28}$	$1.85 \times 10^{26}$	$1.89 \times 10^{26}$
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	1.98	$9.77 \times 10^{-21}$	$4.82 \times 10^{-31}$	$1.54 \times 10^{29}$	$1.10 \times 10^{29}$
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	2.01	$2.94 \times 10^{-21}$	$1.18 \times 10^{-22}$	$2.06 \times 10^{21}$	$4.67 \times 10^{21}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$	1.92	$5.28 \times 10^{-20}$	$5.06 \times 10^{-28}$	$2.79 \times 10^{25}$	$5.01 \times 10^{25}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si}$	1.92	$4.89 \times 10^{-23}$	$2.98 \times 10^{-25}$	$5.15 \times 10^{25}$	$1.99 \times 10^{25}$
$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	1.85	$2.64 \times 10^{-22}$	$1.40 \times 10^{-23}$	$2.09 \times 10^{23}$	$1.41 \times 10^{23}$
$^{248}\text{Cf} \rightarrow ^{40}\text{S}$	1.84	$2.98 \times 10^{-26}$	$5.36 \times 10^{-22}$	$4.88 \times 10^{25}$	



Таблица 3 — Рассчитанные характеристики  $\hbar\omega_0$ ,  $S_{SF}$  и  $T_{1/2}$  спонтанного деления рассмотренных четно-четных ядер.

	$\hbar\omega_0$ (МэВ)	$S_{SF}$	$T_{1/2}$ (с)	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ (с)
$^{232}\text{U}$	2.09	$9.19 \times 10^{-43}$	$7.43 \times 10^{20}$	$3.73 \times 10^{21}$
$^{234}\text{U}$	2.05	$4.34 \times 10^{-44}$	$1.61 \times 10^{22}$	$4.73 \times 10^{23}$
$^{236}\text{U}$	2.02	$6.45 \times 10^{-45}$	$1.10 \times 10^{23}$	$6.38 \times 10^{23}$
$^{238}\text{U}$	1.98	$3.62 \times 10^{-38}$	$2.00 \times 10^{16}$	$8.20 \times 10^{15}$
$^{236}\text{Pu}$	2.01	$1.68 \times 10^{-39}$	$4.24 \times 10^{17}$	$1.10 \times 10^{17}$
$^{238}\text{Pu}$	1.92	$7.39 \times 10^{-41}$	$1.01 \times 10^{19}$	$1.26 \times 10^{18}$
$^{242}\text{Cm}$	1.85	$3.06 \times 10^{-36}$	$2.53 \times 10^{14}$	$2.32 \times 10^{14}$
$^{248}\text{Cf}$	1.84	$3.97 \times 10^{-34}$	$1.96 \times 10^{12}$	$1.29 \times 10^{12}$

Но при числе нейтронов  $N = 152$  и слабую зависимость от нейтронного числа в окрестности  $N = 152$  для изотопов Rf и Sg. Также в модели предсказывается повышенная стабильность изотопов Hs и Sg при  $N = 162$  в канале альфа-распада и при  $N = 164$  в канале спонтанного деления. Следует отметить, что в других моделях предсказывается повышенная стабильность при  $N = 162$  как по отношению к альфа-распаду, так и к спонтанному делению.

Показано, что проницаемость потенциального барьера, которая совпадает с  $S_{SF}$ , по координате зарядовой асимметрии (от состояния моноядра до области спонтанного деления) можно оценить в одномерном ВКБ-приближении следующим образом:

$$S_{SF} = \left( 1 + \exp \left[ \frac{2}{\hbar} \int_{\eta_{z_0}}^{\eta_{z_e}} \sqrt{2U(R_0, \eta_Z, \Omega = 0)/B_{\eta_Z}^{-1}} d\eta_Z \right] \right)^{-1}.$$

Приближенные вычисления сохраняют качественную зависимость периодов полураспада от числа нейтронов, а количественно величины имеют или близкие значения, или отличаются на несколько порядков (см. Рис. 2).

Продемонстрировано, что поведение волновой функции зависит от совместного действия массового параметра и управляющего потенциала. Также указывается, что для сравнения удобно использовать «метрику», представляющую собой отношение  $U/B_{\eta_Z}^{-1}$  управляющего потенциала к обратному массовому параметру.

Рассмотрены общие характеристики управляющего потенциала: высота  $U_b$  и ширина  $w_{\eta_Z}$  потенциального барьера, глубина  $U_m$  потенциальной ямы, а также величина энергии фрагментации  $Q$  для ДЯС, соответствующей максимуму

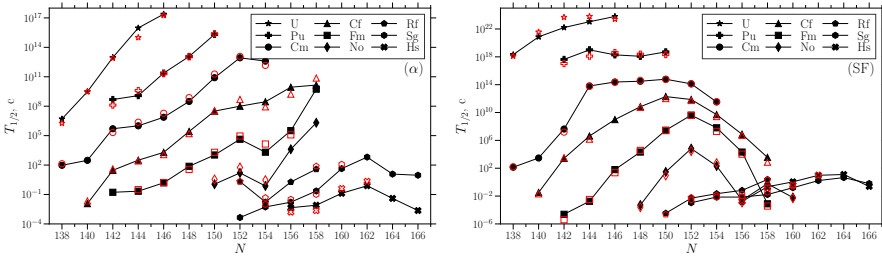


Рис. 1 — Рассчитанные (сплошные черные символы, соединенные линиями) и экспериментальные (открытые красные символы) величины периодов полураспада спонтанного деления (справа) и альфа-распада (слева) четно-четных ядер в окрестности  $N = 152$ .

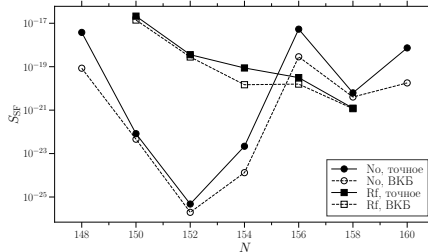


Рис. 2 — Рассчитанные из решения уравнения Шредингера (сплошные символы) и в ВКБ-приближении (открытые символы) величины  $S_{SF}$  для изотопов No и Rf. Линии между символами приведены для удобства.

потенциального барьера по  $\eta_Z$  (Рис. 3 и 4). Отмечено соответствие данных характеристик изотопической зависимости периода полураспада спонтанного деления для четно-четных ядер от U до Hs. При рассмотрении энергии фрагментации  $Q$  в точке максимума потенциального барьера (рисунок 3) можно заметить резкий скачок при переходе от No к Rf, что согласуется с изменением поведения периода полураспада в изотопических цепочках (исчезновением максимума стабильности при  $N = 152$ ). Показано, что высота потенциального барьера по координате  $\eta_Z$  не оказывает однозначного влияния на периоды полураспада.

**Третья глава** посвящена описанию фактора запрета спонтанного деления для четно-нечетных ядер. Рассчитанные периоды полураспада для четно-нечетных ядер находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными (Рис. 5, Табл. 4). Рассмотрено влияние управляющего потенциала и массового параметра на возникновение фактора запрета спонтанного деления.

В отличие от четно-четного ядра в основном состоянии, в управляющий потенциал  $U$  для нечетного по  $N$  ядра с ненулевым спином  $\Omega$  начинает вносить

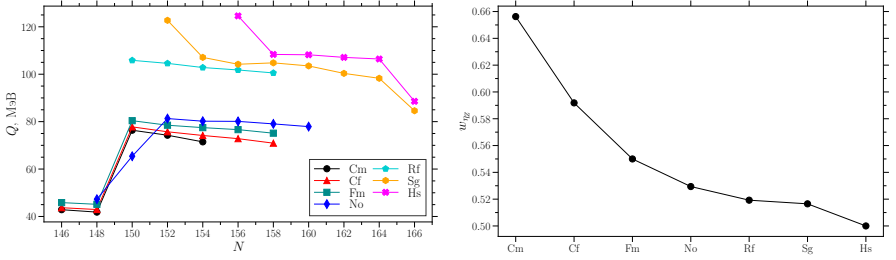


Рис. 3 — Величина  $Q$  для ДЯС, соответствующей максимуму потенциального барьера (слева) и средняя ширина потенциального барьера по координате зарядовой асимметрии для различных ядер (справа).

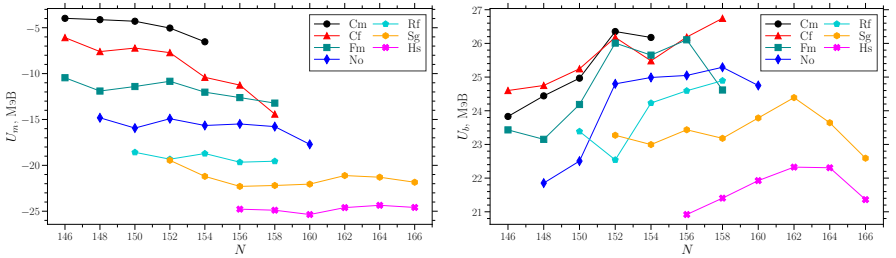


Рис. 4 — Основные характеристики управляющего потенциала по  $\eta_Z$ : глубина  $U_m$  потенциальной ямы в области спонтанного деления (слева) и высота  $U_b$  потенциального барьера (справа).

вклад центробежный потенциал  $V_r$ . Потенциал  $V_r$  дает максимальный вклад для наиболее асимметричных ДЯС (особенно для ДЯС, содержащей альфа-частицу), что отражается в сильном изменении формы левого крыла потенциального барьера (Рис. 6). Область же потенциальной ямы ( $1 - \eta_Z \gtrsim 0.6$ ), которая ответственна за спонтанное деление, при этом практически не изменяется (изменения порядка нескольких кэВ). Данные эффекты показаны на Рис. 6, где управляющий потенциал нечетного по  $N$  ядра при нулевом спине опускается до уровня, близкого к управляющему потенциалу соседнего четного по  $N$  ядра. При этом для четно-нечетного ядра максимальное отличие между управляющими потенциалами при нулевом и ненулевом спинах наблюдается в областях моноядра и потенциального барьера. Отличия же в области потенциальной ямы минимальны. Рост потенциала в области сильно асимметричных ДЯС влияет на поведение волновой функции, затрудняя ее проникновение в область спонтанного деления ( $1 - \eta_Z \gtrsim 0.6$ ), что приводит к стабильности ядра по отношению к спонтанному делению.

Предложена аналитическая формула

$$T_{1/2} = FT_{1/2}(\Omega = 0) \quad (1)$$

Таблица 4 — Рассчитанные ( $T_{1/2}$ ) и экспериментальные ( $T_{1/2}^{\text{exp}}$ ) периоды полураспада альфа-распада ( $\alpha$ ) и спонтанного деления (SF) четно-нечетных ядер.

Ядро	$\Omega$	$T_{1/2}(\alpha)$ (с)	$T_{1/2}^{\text{exp}}(\alpha)$ (с)	$T_{1/2}(\text{SF})$ (с)	$T_{1/2}^{\text{exp}}(\text{SF})$ (с)
$^{235}\text{U}$	$\frac{7}{2}$	$6.49 \times 10^{16}$	$2.23 \times 10^{16}$	$1.65 \times 10^{26}$	$3.19 \times 10^{26}$
$^{239}\text{Pu}$	$\frac{1}{2}$	$2.73 \times 10^{11}$	$7.61 \times 10^{11}$	$5.39 \times 10^{23}$	$2.54 \times 10^{23}$
$^{241}\text{Pu}$	$\frac{5}{2}$	$2.60 \times 10^{13}$	$4.52 \times 10^{13}$	$3.04 \times 10^{24}$	$1.89 \times 10^{24}$
$^{265}\text{Rf}$	$\frac{1}{2}$	$8.91 \times 10^4$	—	96.8	60
$^{267}\text{Rf}$	$\frac{3}{2}$	$2.79 \times 10^5$	—	$7.12 \times 10^2$	$2.9 \times 10^3$
$^{271}\text{Sg}$	$\frac{1}{2}$	$1.4 \times 10^2$	$2.88 \times 10^2$	$4.24 \times 10^2$	$2.88 \times 10^2$
$^{275}\text{Hs}$	$\frac{1}{2}$	$1.35 \times 10^{-1}$	$1.5 \times 10^{-1}$	1.22	$> 4$
$^{277}\text{Hs}$	$\frac{1}{2}$	98.7	—	$1.57 \times 10^{-3}$	$3 \times 10^{-3}$
$^{279}\text{Ds}$	$\frac{1}{2}$	2.96	1.8	$1.1 \times 10^{-1}$	$2 \times 10^{-1}$
$^{281}\text{Ds}$	$\frac{5}{2}$	$3.97 \times 10^2$	73.8	5.62	9.6
$^{283}\text{Cn}$	$\frac{5}{2}$	9.07	4.44	19	40

для приближенной оценки фактора запрета спонтанного деления, где фактор запрета

$$F = \exp \left[ \frac{c_0 \cdot \Omega(\Omega + 1)}{\sqrt{B_{\eta Z \alpha}^{-1}}} \right]$$

взяты в таком виде из-за сильного влияния вращательного потенциала  $V_r$  в области альфа-частичной конфигурации ДЯС. Здесь  $B_{\eta Z \alpha}^{-1}$  — обратный массовый параметр для ДЯС, содержащей альфа-частицу. Параметр  $c_0 = 0.086 \text{ МэВ}^{-1/2} \text{ с}^{-1}$  подходит для большинства ядер с различными  $\Omega$ , за исключением лишь случая  $\Omega = 1/2$ .

В **четвертой главе** приведено описание альфа-распада и спонтанного деления из  $K$ -изомерных состояний четно-четных и четно-нечетных ядер. Изменение спина  $K = \Omega$  учитывается в модели непосредственно во вращательной части управляющего потенциала, а энергия изомерного состояния вводится как добавка к энергии связи материнского ядра. Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными (Табл. 5). Для  $K$ -изомерных состояний ядер  $^{250}\text{Fm}$ ,  $^{252}, ^{254}\text{No}$  и  $^{254}\text{Rf}$  предсказаны периоды полураспада спонтанного деления и альфа-распада.

В четно-нечетных ядрах энергии  $E$   $K$ -изомерных состояний невелики ( $\leq 200$  кэВ для рассмотренных ядер), поэтому изменение периода полураспада  $K$ -изомера по сравнению с периодом полураспада основного состояния объясняется аналогично фактору запрета спонтанного деления основного состояния

Таблица 5 — Вычисленные  $T_{1/2}$  и экспериментальные  $T_{1/2}^{\text{exp.}}$  периоды полураспада спонтанного деления из основного и  $K$ -изомерного состояний четно-нечетных ядер. Также представлены спектроскопические факторы  $S_\alpha$  формирования альфа-частицы и энергии  $E$ , спины  $K = \Omega$ , четности  $\pi$  изомеров.

Ядро	$K^\pi$	$E$ (МэВ)	$S_\alpha$	$T_{1/2}$ (с)	$T_{1/2}^{\text{exp.}}$ (с)
$^{243}\text{Cm}$	$\frac{5}{2}^+$	0	$5.26 \times 10^{-2}$	$2.57 \times 10^{18}$	$1.73 \times 10^{19}$
$^{243}\text{Cm}$	$\frac{1}{2}^+$	0.087	$7.42 \times 10^{-2}$	$2.27 \times 10^{12}$	
$^{249}\text{No}$	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$8.50 \times 10^{-2}$	$5.42 \times 10^2$	$> 19$
$^{249}\text{No}$	$\left(\frac{1}{2}^-\right)$	0.100	$8.60 \times 10^{-2}$	45.1	
$^{251}\text{No}$	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$7.14 \times 10^{-2}$	$3.46 \times 10^2$	571
$^{251}\text{No}$	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0.106	$8.81 \times 10^{-2}$	6.60	1.7
$^{253}\text{Rf}$	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$7.77 \times 10^{-2}$	$5.64 \times 10^{-2}$	$1.46 \times 10^{-2}$
$^{253}\text{Rf}$	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0.200	$4.31 \times 10^{-2}$	$8.32 \times 10^{-5}$	$4.4 \times 10^{-5}$
$^{255}\text{Rf}$	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$6.91 \times 10^{-2}$	2	2.9
$^{255}\text{Rf}$	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0.100	$4.07 \times 10^{-2}$	$2.44 \times 10^{-2}$	$> 3 \times 10^{-5}$
$^{257}\text{Rf}$	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	$8.93 \times 10^{-2}$	11.1	338
$^{257}\text{Rf}$	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0.073	$1.59 \times 10^{-2}$	$1.07 \times 10^3$	$> 490$
$^{261}\text{Rf}$	$\left(\frac{3}{2}^+\right)$	0	$9.17 \times 10^{-2}$	$3.22 \times 10^{-2}$	
$^{261}\text{Rf}$	$\left(\frac{11}{2}^+\right)$	0.070	$8.91 \times 10^{-2}$	6.10	3.17
$^{259}\text{Sg}$	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	$9.26 \times 10^{-2}$	$8.45 \times 10^{-3}$	$> 1.4 \times 10^{-3}$
$^{259}\text{Sg}$	$\left(\frac{9}{2}^+\right)$	0.100	$6.83 \times 10^{-2}$	9.72	8
$^{265}\text{Sg}$	$\left(\frac{9}{2}^+\right)$	0	$8.71 \times 10^{-2}$	$8.72 \times 10^2$	$\geq 17$
$^{265}\text{Sg}$	$\left(\frac{3}{2}^+\right)$	0.070	$8.33 \times 10^{-2}$	42	$\geq 28$

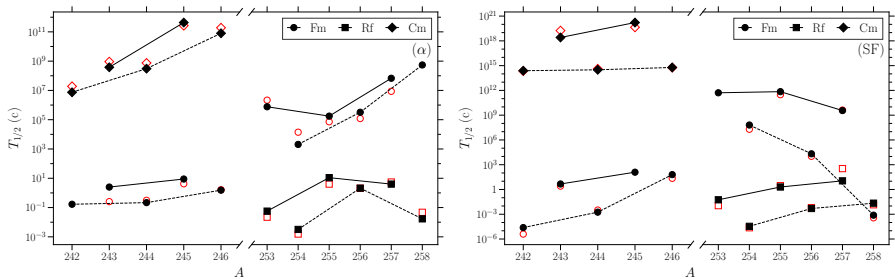


Рис. 5 — Рассчитанные (черные символы) и экспериментальные (красные символы) периоды полураспада альфа-распада (слева) и спонтанного деления (справа) изотопов Cm, Fm, Rf. Четно-четные изотопы соединены штриховой линией, четно-нечетные — сплошной.

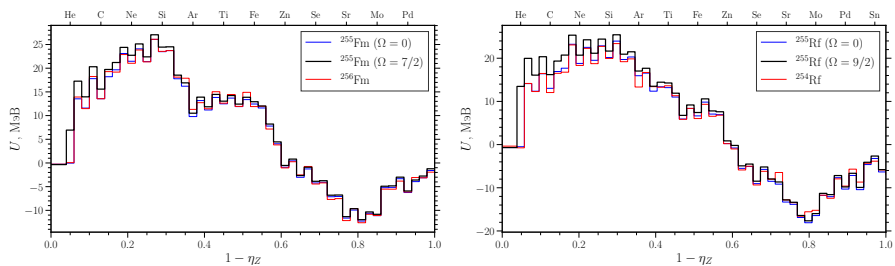


Рис. 6 — Управляющие потенциалы для нечетных по  $N$  ядер  $^{255}\text{Fm}$  и  $^{255}\text{Rf}$ , рассчитанные с ненулевым и нулевым спином, а также для соседних четно-четных ядер  $^{256}\text{Fm}$  (слева) и  $^{254}\text{Rf}$  (справа).

четно-нечетных ядер. В случае четно-четных ядер энергии  $K$ -изомерных состояний гораздо более «весомые» и составляют порядка  $(1 - 3)$  МэВ. В этом случае наблюдается разнонаправленные действия спина и энергии изомера. Спин, как и в четно-нечетных ядрах, увеличивает управляющий потенциал, в основном в области наиболее асимметричных ДЯС. При этом с ростом  $1 - \eta_Z$  влияние спина оказывается все менее заметным. Энергия  $E$  изомерного состояния при этом влияет на весь управляющий потенциал, опуская его на всей области  $\eta_Z$ . Таким образом, энергия изомерного состояния ослабляет эффект от спина ядра и снижает высоту потенциального барьера вдоль  $\eta_Z$ , а также углубляет потенциальную яму в области спонтанного деления. Возможен случай, когда эффект от спина  $K$ -изомерного состояния ядра может быть полностью перекомпенсирован ростом энергии изомера, что, в итоге, приведет к тому, что распад  $K$ -изомерного состояния будет протекать легче, чем распад основного состояния.

**Пятая глава** посвящена оценке возможности применения самосогласованно определенных распределений плотности нуклонов при расчете периодов полураспада кластерной радиоактивности, альфа-распада и спонтанного деления.

Таблица 6 — Рассчитанные периоды полураспада, спектроскопические факторы и проницаемости для  $^{238}\text{U}$ . Периоды полураспада (спектроскопические факторы, проницаемости)  $T_{1/2}$  ( $S_{\alpha, SF}$ ,  $P_{\alpha, SF}$ ) и  $T_{1/2}^*$  ( $S_{\alpha, SF}^*$ ,  $P_{\alpha, SF}^*$ ) вычислены с феноменологическими и самосогласованно определенными нуклонными плотностями ядер соответственно; результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными  $T_{1/2}^{\text{exp}}$ .

	$\alpha$ -распад	Спонтанное деление
$T_{1/2}$ (с)	$2.43 \times 10^{17}$	$1.16 \times 10^{16}$
$S_{\alpha, SF}$	0.115	$4.17 \times 10^{-38}$
$P_{\alpha, SF}$	$1.73 \times 10^{-38}$	1
$T_{1/2}^*$ (с)	$2.5 \times 10^{17}$	$2 \times 10^{16}$
$S_{\alpha, SF}^*$	0.159	$3.05 \times 10^{-38}$
$P_{\alpha, SF}^*$	$1.57 \times 10^{-38}$	1
$T_{1/2}^{\text{exp}}$ (с)	$1.8 \times 10^{17}$	$8,2 \times 10^{15}$

Самосогласованные вычисления демонстрируют значения диффузности  $a = (0.47 - 0.53)$  фм и параметра радиуса ядра  $r_0 = (1.0 - 1.13)$  фм. При расчете управляющих потенциалов с этими параметрами и неизменными параметрами эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия наблюдается увеличение величины потенциала. В этом случае кулоновские барьеры и значение минимума ядро-ядерных потенциалов взаимодействия значительно возрастают и в управляющем потенциале не наблюдается область, ответственная за спонтанное деление. Показано, что для корректного описания процессов распада с использованием самосогласованных параметров  $a$  и  $r_0$ , необходимо также переопределение параметра  $\xi_{\text{ex}}$  внешнего эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия (Табл. 6).

В **заключении** приведены основные результаты работы:

1. Предложен единый подход для описания альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления ядер. Подход основан на описании состояния материнского ядра как суперпозиции всевозможных для данного ядра ДЯС с различными значениями зарядовой асимметрии. Процесс распада представляет собой два независимо протекающих процесса: движение по коллективным координатам зарядовой асимметрии (определяет вероятность формирования ДЯС) и относительного расстояния между центрами масс ядер ДЯС (определяет вероятность распада ДЯС на два фрагмента). Представлена модель, реализующая предложенный подход. В модели вероятности формирования ДЯС (спектроскопические факторы) определены из решения уравнения

- Шредингера по коллективной координате зарядовой асимметрии. Реализован алгоритм для вычислений высокой точности, требуемой для расчета спектроскопических факторов.
2. Представленная модель применена к описанию альфа-распада, кластерной радиоактивности и спонтанного деления. Показано хорошее согласие между экспериментальными и вычисленными периодами полураспада четно-четных и четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер. Полученные результаты воспроизводят величины периодов полураспада, отличающихся между собой на десятки порядков, что указывает на правильность предложенного кластерного подхода. Показано, что представленная модель позволяет предсказывать характеристики спонтанного деления для сверхтяжелых ядер. Выявлены основные ингредиенты модели, отвечающие за особенности изотопической зависимости периода полураспада – управляющий потенциал и массовый параметр по коллективной переменной зарядовой асимметрии.
  3. Описаны факторы запрета спонтанного деления четно-нечетных ядер. Объяснена их физическая природа. Показана важность влияния вращательной части управляющего потенциала на периоды полураспада четно-нечетных ядер. Показано, что для ядер со спином  $\Omega > 1/2$  большая часть вклада в фактор запрета связана с ДЯС, содержащей альфа-частицу. Для ядер со спином  $\Omega = 1/2$  необходимо учитывать большее число конфигураций ДЯС в области потенциального барьера по координате зарядовой асимметрии. Предложена аналитическая формула для оценки фактора запрета.
  4. Описаны периоды полураспада в каналах альфа-распада и спонтанного деления  $K$ -изомерных состояний четно-четных и четно-нечетных ядер. Показано, что изменение периода полураспада для  $K$ -изомерного состояния относительно основного состояния ядра связано с совместным действием спина и энергии изомера: рост спина изомера приводит к увеличению стабильности ядра, а увеличение энергии изомера – к уменьшению периода полураспада. Получено хорошее описание существующих экспериментальных данных. Предсказаны периоды полураспада спонтанного деления и альфа-распада из  $K$ -изомерных состояний ядер  $^{250}\text{Fm}$ ,  $^{252}, ^{254}\text{No}$  и  $^{254}\text{Rf}$ .
  5. Показана возможность применения в модели параметров, рассчитанных в самосогласованном подходе среднего поля, при соответствующем переопределении параметра внешнего эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия.



## Публикации автора по теме работы

1. Влияние распределения нуклонной плотности на описание распада ядра [Текст] / И. С. Рогов [и др.] // Ядерная физика. — 2020. — Т. 83, № 1. — С. 16—24.
2. *Rogov, I. S.* Dynamics of a dinuclear system in charge-asymmetry coordinates:  $\alpha$  decay, cluster radioactivity, and spontaneous fission [Text] / I. S. Rogov, G. G. Adamian, N. V. Antonenko // Phys. Rev. C. — 2019. — Vol. 100, issue 2. — P. 024606.
3. Effect of the Nucleon-Density Distribution on the Description of Nuclear Decay [Text] / I. S. Rogov [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. — 2020. — Vol. 83, no. 1. — P. 15—23.
4. Nucleon density distribution in description of nuclear decays [Text] / I. S. Rogov [et al.] // Nucl. Phys. A. — 2020. — Vol. 1002. — P. 121995.
5. *Rogov, I. S.* Cluster approach to spontaneous fission of even-even isotopes of U, Pu, Cm, Cf, Fm, No, Rf, Sg, and Hs [Text] / I. S. Rogov, G. G. Adamian, N. V. Antonenko // Phys. Rev. C. — 2021. — Vol. 104, issue 3. — P. 034618.
6. *Rogov, I. S.* Spontaneous fission hindrance in even-odd nuclei within a cluster approach [Text] / I. S. Rogov, G. G. Adamian, N. V. Antonenko // Phys. Rev. C. — 2022. — Vol. 105, issue 3. — P. 034619.
7. *Rogov, I.* Dinuclear system model in spontaneous fission process [Text] / I. Rogov, G. Adamian, N. Antonenko // EPJ Web of Conferences. — 2018. — Vol. 194. — P. 06005.
8. Эволюция двойной ядерной системы по координате зарядовой асимметрии в процессах деления ядер [Текст]. Т. 1. — Екатеринбург – Томск : издательство АСФ России, 2018.