

КЛАСТЕРНЫЙ ПОДХОД К ПРОЦЕССАМ АЛЬФА-РАСПАДА, КЛАСТЕРНОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ И СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

И. С. Рогов^{1,}, Г. Г. Адамян¹, Н. В. Антоненко¹*

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Предложена новая модель для расчета периодов полураспада спонтанного деления (СД), кластерной радиоактивности и α -распада четно-четных и четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер. Все эти процессы описываются единым образом с использованием коллективных координат зарядовой асимметрии и относительного расстояния. Дано объяснение изотопических зависимостей периодов полураспада СД и α -распада. Исследована физическая природа фактора запрета СД. Впервые проведены расчеты периодов полураспада СД из K -изомерных состояний актинидов и сверхтяжелых ядер. Предложена методика извлечения значения спина ядра из экспериментальных α -распадных цепочек.

A new model is proposed for calculating the half-lives of spontaneous fission, cluster radioactivity, and α decay for even–even and even–odd heavy and superheavy nuclei. All these processes are described in a unified approach using the collective coordinates of charge asymmetry and relative distance. An explanation is given for the isotopic dependencies of spontaneous fission and α -decay half-lives. The physical nature of the hindrance factor for spontaneous fission is investigated. For the first time, calculations of the half-lives for spontaneous fission from K -isomeric states of actinides and superheavy nuclei have been performed. A method for extracting the nuclear spin value from experimental α -decay chains is proposed.

PACS: 21.60.Gx; 23.60.+e; 23.70.+j; 23.35.+g

ВВЕДЕНИЕ

Изучение спонтанных, самопроизвольно происходящих, процессов в природных образцах, содержащих радиоактивные элементы, положило начало ядерной физике [1–3]. За более чем столетнюю историю исследований атомного ядра и ядерных реакций почти треть времени (с конца XIX в. по 30-е годы XX в.) затрачена на изучение непосредственно излучений изотопов в урановых рудах и вторичных излучений, возникающих в окружающем веществе под действием первых. Создание в 1931 г.

* E-mail: isrogov@theor.jinr.ru

электростатического ускорителя позволило расширить фронт изысканий. С получением искусственным путем многих не встречающихся в природе радиоактивных изотопов начались исследования их свойств.

Спонтанными процессами, связанными с разделением материнского ядра на два фрагмента, изначально являлись α -распад и спонтанное деление (СД). Позднее к ним добавилась открытая в 1984 г. [4, 5] кластерная радиоактивность. Данные по α -распадам позволяют судить о структуре основных и низколежащих состояний ядер. Сегодня экспериментальная техника позволяет измерять α -распады с временами жизни до 10^{28} с [6]. Нижняя граница измерения времени жизни зависит от конкретных условий эксперимента. Данный вид распада характеризуется строгими значениями энергий. Сама α -частица всегда находится в основном состоянии, а дочернее тяжелое ядро либо в основном, либо в одном из низколежащих возбужденных состояний. Энергии Q_α α -распадов находятся в основном в пределах 4–11 МэВ для ядер с массовым числом A более 200. В области более легких материнских ядер, $140 \leq A \leq 160$ и $106 \leq A \leq 112$, $Q_\alpha = 2\text{--}5$ МэВ.

СД наблюдается для ядер с массовым числом более 230. Времена жизни лежат в широком интервале от 10^{-5} до 10^{29} с. СД характеризуется величиной средней энергии, выделяемой в одном распаде. Это связано с тем, что наблюдается вероятностное распределение зарядов, масс, возбуждений и спина осколков деления [7].

Наряду с α -распадом СД может быть одним из основных каналов распада, энергетически возможных для тяжелых и сверхтяжелых ядер. В последнее время периоды полураспада ряда сверхтяжелых элементов были измерены в различных лабораториях [8–16]. Стабильность этих новых сверхтяжелых элементов определяется как α -распадом, так и СД, причем в ряде случаев канал СД значительно доминирует над каналом α -распада. Необходимо отметить, что новые сверхтяжелые ядра идентифицируют по α -цепочкам, начинающимся с этих идентифицируемых ядер и кончающимся спонтанно делящимся ядром [15].

Модель, представленная в данной работе, относится к неадиабатическому или α -распадному типу [7, 17–24] и имеет много общего с моделью фрагментации [25], а также содержит в себе механизм, родственный механизму образования ядерной молекулы [26]. Описываемая модель предполагает, что основное квантово-механическое состояние ядра имеет малые компоненты кластерных состояний [27–32], представляющих собой двойные ядерные системы (ДЯС) [33]. Для описания формирования предразрывных конфигураций применяется уравнение Шредингера по коллективной координате зарядовой асимметрии. Также в описываемой модели используется единый потенциал для областей формирования и разлета фрагментов по координате относительного расстояния R . Это позволяет отнести ее к группе α -распадных моделей. Но в отличие от других моделей подобного типа в ней используются коллективные

представления о ядре и ставится задача описания в едином подходе α -распада, кластерной радиоактивности и СД для широкой области ядер.

Понятие ДЯС возникло в связи с исследованием реакций глубоко-неупругих столкновений тяжелых ионов [26]. 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 работе [26] описывается процесс формирования ядерной молекулы. В ней валентные нуклоны последовательно передаются α -частице (и формируемым в дальнейшем более тяжелым фрагментам), постепенно наращивая массу и заряд получающегося кластера. В итоге получается ядерная молекула, которая впоследствии распадается. Таким образом, интегрируются механизмы α -распада, кластерной радиоактивности и СД.

Процессы кластерной радиоактивности и СД атомных ядер характеризуются большим временем, необходимым для экспериментального наблюдения, что усложняет проведение таких экспериментов. Наличие теоретически предсказанных периодов полураспада позволяет лучше спланировать эксперимент. Предсказания для различных каналов распада необходимы также для идентификации новых изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов. Кроме того, теоретическое описание кластерного распада и СД необходимо для фундаментального понимания процессов, происходящих в делящихся ядрах. Одной из наиболее сложных задач является описание СД, кластерной радиоактивности и α -распада в рамках единого подхода и с использованием единого набора параметров.

МОДЕЛЬ

Для описания процессов α -распада и СД используется подход, в котором предполагается, что делящееся ядро в основном состоянии содержит набор кластерных конфигураций, представляющих собой двойные ядерные системы [32, 34–38]. Каждая ДЯС (рис. 1) характеризуется относительным расстоянием R между центрами масс кластеров, углами Эйлера, характеризующими относительную угловую конфигурацию кластеров, и зарядовой асимметрией

$$\eta_Z = \frac{Z_H - Z_L}{Z_H + Z_L},$$

где Z_H и Z_L — зарядовые числа тяжелого и легкого кластеров соответственно. В таком случае процесс деления ядра можно разделить на две независимые стадии:

- 1) формирование ДЯС, соответствующей рассматриваемому каналу деления, при движении по η_Z вдоль контактной дистанции $R_0(\eta_Z)$;
- 2) дальнейший распад при движении по R в область $R > R_0$.

На рис. 2 представлен пример зависимости контактной дистанции R_0 от η_Z для материнского ядра ^{234}U . Наиболее компактное состояние соот-

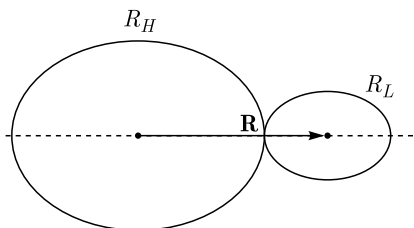


Рис. 1. Схематическое изображение ДЯС в случае аксиально-симметричного расположения кластеров. $R_{H,L}$ — форма кластеров, определяемая из уравнения (11)

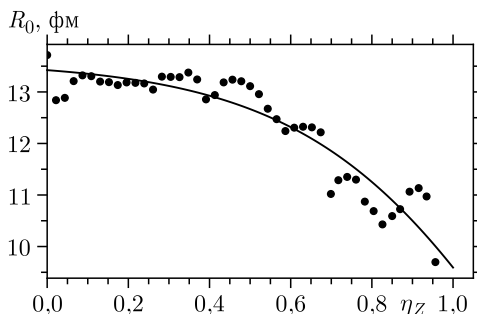


Рис. 2. Рассчитанное контактное расстояние $R = R_0(\eta_Z)$ (точки) для различных конфигураций ДЯС, образованных из материнского ядра ^{234}U . Сплошная линия — аппроксимация рассчитанных данных — представлена для наглядности

ветствует $\eta_Z = 1$. Данное состояние называется моноядром и представляет собой делящееся ядро. ДЯС при $\eta_Z = 0$ представляет собой наиболее симметричную по Z систему: $Z_H = Z_L$ для четных по $Z = Z_L + Z_H$ материнских ядер и $|Z_H - Z_L| = 1$ для нечетных по Z материнских ядер. Отметим, что для каждой конфигурации минимизируется потенциал взаимодействия, что соответствует аксиально-симметричному расположению кластеров.

Ширина Γ_L распада с выходом кластера с зарядом Z_L включает в себя вероятности формирования и распада соответствующей ДЯС, и периоды полураспада определяются следующим образом:

$$T_{1/2} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma_L} = \frac{\pi \ln 2}{\omega_0 S_L P_L}, \quad (1)$$

где S_L — вероятность формирования состояния ДЯС с зарядом легкого кластера, равным Z_L ; P_L — проницаемость кулоновского барьера для такой системы; $\hbar\omega_0$ — энергия нулевых колебаний по η_Z около состояния моноядра.

Вероятность S_L (спектроскопический фактор) формирования ДЯС с заданной η_Z можно определить, зная основное квантово-механическое состояние системы по коллективной переменной зарядовой асимметрии,

которое определяется решением уравнения Шредингера [22, 28, 29]

$$\hat{H}\Psi_n(\eta_Z) = E_n\Psi_n(\eta_Z) \quad (2)$$

по коллективной переменной зарядовой асимметрии η_Z . Гамильтониан

$$\hat{H} = \hat{T}_{\eta_Z} + U \quad (3)$$

содержит потенциальную энергию $U(R_0(\eta_Z), \eta_Z, K)$ ДЯС в контактной конфигурации (управляющий потенциал), определяемую далее согласно формуле (5), и оператор кинетической энергии

$$\hat{T}_{\eta_Z} = \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial \eta_Z} B_{\eta_Z}^{-1} \frac{\partial}{\partial \eta_Z}$$

с обратным массовым параметром $B_{\eta_Z}^{-1}$ по η_Z .

Спектроскопический фактор определяется из решения уравнения (2) как вероятность обнаружения системы в окрестности точки с заданной зарядовой асимметрией $\eta_Z(Z_L)$:

$$S_L = \int_{\eta_Z(Z_L)-1/Z}^{\eta_Z(Z_L)+1/Z} |\Psi_0(\eta'_Z)|^2 d\eta'_Z. \quad (4)$$

Процесс распада ДЯС характеризуется проницаемостью P_L кулоновского барьера ядро-ядерного потенциала взаимодействия по координате R и рассчитывается в квазиклассическом одномерном ВКБ-приближении:

$$P_L = \left(1 + \exp \left[\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{R_e} \sqrt{2\mu(V(R, \eta_Z(Z_L), K) - Q)} dR \right] \right)^{-1}.$$

Здесь R_0 и R_e — точки минимума ядро-ядерного потенциала взаимодействия и выхода из-под кулоновского барьера соответственно (рис. 3); Q — энергия распада; K — спин делящегося ядра. В случае возбужден-

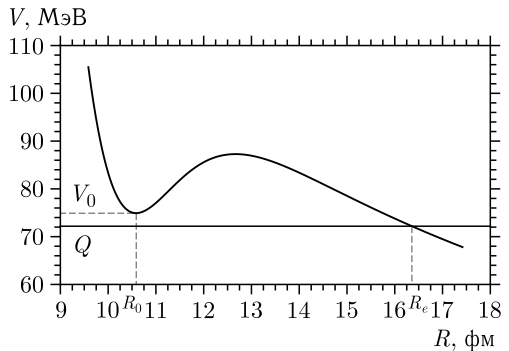


Рис. 3. Пример ядро-ядерного потенциала взаимодействия аксиально-симметричной системы. Локальный минимум энергии V_0 соответствует контактной дистанции R_0 . Дистанция R_e соответствует точке выхода системы из-под потенциального барьера

ных ДЯС, возникающих в СД, распад по R является надбарьерным и происходит с вероятностью, равной единице, т. е. $P_{SF} = 1$.

Таким образом, для описания процесса распада необходимо знание ядро-ядерного потенциала взаимодействия $V(R)$, потенциальной энергии $U(R_0(\eta_Z), \eta_Z, K)$ и массового параметра B_{η_Z} .

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ДЯС

Потенциальная энергия ДЯС как функция зарядовой асимметрии η_Z (управляющий потенциал) записывается в виде [39]

$$U(R, \eta_Z, K) = V(R, \eta_Z, K) - (B - B_L - B_H), \quad (5)$$

где V — потенциал взаимодействия двух кластеров; B — энергия связи материнского ядра, а B_L , B_H — энергии связи кластеров, составляющих ДЯС. Экспериментальные значения энергий связи берутся из работы [40]. Если экспериментальные данные об избытках массы отсутствуют, то берутся их теоретические значения из работ [41, 42]. Оболочечные поправки ядер ДЯС учитываются через $B_{L,H}$.

Потенциал взаимодействия V между кластерами ДЯС представлен в виде суммы кулоновского V_C , ядерного V_N и, при наличии углового момента K системы, центробежного V_r потенциалов:

$$V(R, \eta_Z, K) = V_C(R, \eta_Z) + V_N(R, \eta_Z) + V_r(R, \eta_Z, K). \quad (6)$$

Расчет кулоновского потенциала V_C производится согласно аналитической формуле [43]

$$V_C = \frac{e^2 Z_L Z_H}{R} \left(1 + \frac{3}{5R^2} \sum_{i=L,H} R_i^2 \beta_{2i} Y_{20}(\theta_i) + \frac{12}{35R^2} \sum_{i=L,H} (R_i \beta_{2i} Y_{20}(\theta_i))^2 \right), \quad (7)$$

где для параметров квадрупольной деформации β_{2i} использовались экспериментально измеренные [44] или рассчитанные [45] значения; $R_i = r_{0i} A_i^{1/3}$ — радиусы сферических ядер и $Y_{20}(\theta)$ — сферические функции. Ядерная часть,

$$V_N = \int \rho_H(\mathbf{r}_H) \rho_L(\mathbf{r}_L) F(\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_L) d\mathbf{r}_H d\mathbf{r}_L, \quad (8)$$

ядро-ядерного потенциала взаимодействия вычисляется феноменологически в виде двойной свертки нуклон-нуклонных сил

$$F(\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_L) = C_0 \left[F_{\text{in}} \frac{\rho(\mathbf{r}_H)}{\rho_0} + F_{\text{ex}} \left(1 - \frac{\rho(\mathbf{r}_H)}{\rho_0} \right) \right] \delta(\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_L), \quad (9)$$

$$F_{\text{in,ex}} = \xi_{\text{in,ex}} + \xi'_{\text{in,ex}} \frac{A_L - 2Z_L}{A_L} \frac{A_H - 2Z_H}{A_H}$$

с нуклонной плотностью ДЯС $\rho(\mathbf{r}_H) = \rho_H(\mathbf{r}_H) + \rho_L(\mathbf{R} - \mathbf{r}_L)$. Константы $\xi_{\text{in}} = 0,09$, $\xi_{\text{ex}} = -2,59$, $\xi'_{\text{in}} = 0,42$, $\xi'_{\text{ex}} = 0,54$, $C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$ взяты из [46], где они были подобраны для наилучшего описания экспериментальных характеристик ядер. Нуклонная плотность кластеров представлена в виде

$$\rho_{L,H}(\mathbf{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_{L,H}(\mathbf{r})|/a_{L,H})}, \quad (10)$$

где $\rho_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$ и форма ядра

$$\mathbf{R}_{L,H}(\mathbf{r}) = r_{0L,0H} A_{L,H}^{1/3} (1 + \beta_{2L,2H} Y_{20}(\mathbf{r})). \quad (11)$$

Параметры диффузности $a_{L,H} = 0,47\text{--}0,56 \text{ фм}$ и радиуса $r_{0L,0H} = 1,0\text{--}1,16 \text{ фм}$ варьируются в зависимости от массы кластера и представляют собой неубывающие функции, быстро достигающие насыщения. С этими параметрами удастся достаточно хорошо описать высоты и положения кулоновских барьеров для многих реакций.

Вращательная часть ядро-ядерного потенциала взаимодействия имеет следующий вид:

$$V_r = \hbar^2 K(K+1)/(2\mathfrak{I}), \quad (12)$$

где $\mathfrak{I} = 0,85(j_L + j_H + \mu R^2)$ — момент инерции ДЯС [47, 48], $j_{L,H}$ — твердотельные моменты инерции ядер ДЯС, $\mu = m_0 A_L A_H / (A_L + A_H)$ — приведенная масса, m_0 — масса нуклона. Поскольку предполагается, что спин и четность делящегося ядра сохраняются во время СД, все кластерные и бескластерные компоненты характеризуются теми же спином и четностью, что и материнское ядро. Эти эффекты эффективно описываются вращательным потенциалом (12) [39].

Величина ядро-ядерного потенциала взаимодействия зависит от взаимного расположения кластеров, описываемого углами Эйлера. Однако предполагается, что установление равновесия ДЯС по относительно-му расстоянию R между центрами масс кластеров протекает намного быстрее процессов распада, поэтому в расчетах используются только аксиально-симметричные конфигурации ДЯС. Также из экспериментальных данных по реакциям многонуклонных передач следует, что N/Z -равновесие в ДЯС устанавливается достаточно быстро и поэтому в представленной модели величина потенциальной энергии минимизируется по массовой асимметрии η_A для каждого значения η_Z .

Значение потенциальной энергии U_0 моноядра (при $\eta_Z = 1$) нельзя вычислить из (5), поэтому оно определяется как собственное значение при решении уравнения (2) в предположении нулевой энергии основного состояния делящегося ядра ($E_0 = 0$).

Помимо управляющего потенциала для нахождения основного состояния системы необходимо знание массового параметра B_{η_Z} по η_Z . Расчет данного параметра производится с использованием следующей

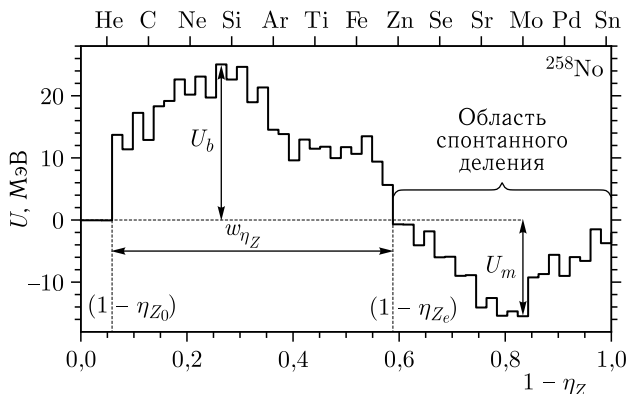


Рис. 4. Управляющий потенциал для материнского ядра ^{258}No . Потенциальный барьер по ηz характеризуется высотой U_b и шириной $w_{\eta z}$. Глубина потенциальной ямы в области СД обозначена как U_m

формулы [49]:

$$B_{\eta z}^{-1} = \frac{1}{m_0} \frac{A_{\text{neck}}}{2\sqrt{2\pi} b^2 A^2}, \quad (13)$$

где $b = 0,479 - 0,019\eta z$ — параметр, характеризующий размер шейки,

$$A_{\text{neck}} = \int [\rho_H(\mathbf{r}) + \rho_L(\mathbf{R} - \mathbf{r})] \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{b^2}\right) d\mathbf{r} \quad (14)$$

— число нуклонов в области шейки между ядрами ДЯС, где оси ядер ДЯС расположены вдоль оси z , а положение $z = z_0$ соответствует точке равенства $\rho_H = \rho_L$ плотностей ядер ДЯС.

Величины потенциальной энергии $U(R_0, \eta z, K)$ и обратного массового параметра $B_{\eta z}^{-1}$ определяются для всех возможных конфигураций ДЯС, формирующихся из рассматриваемого делящегося ядра. Для удобства решения уравнения (2) используется переход к непрерывной координате $x = 1 - \eta z$, и имеющиеся дискретные наборы потенциальной энергии и массового параметра расширяются до непрерывных ступенчатых функций. Пример полученного таким образом управляющего потенциала представлен на рис. 4. В области СД управляющий потенциал $U \leq 0$. Обычно такие конфигурации ДЯС располагаются в области $\eta z \leq \eta z_e \approx 0,4$, что согласуется с экспериментальными зарядовыми распределениями продуктов СД.

РАСПАД ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Первоначально модель была тестирована на ряде изотопов урана, плутония, курция и калифорния, распадающихся в каналах α -частичной радиоактивности (табл. 1), кластерной радиоактивности (табл. 2) и СД (табл. 3) [34, 50]. Расчетные величины периодов полураспада $T_{1/2}$

Таблица 1. Рассчитанные характеристики $\hbar\omega_0$, S_α , P_α и $T_{1/2}$ α -распада рассмотренных четно-четных ядер. Экспериментальные периоды полураспада $T_{1/2}^{\text{exp}}$ взяты из работы [84]

Ядро	$\hbar\omega_0$, МэВ	S_α	P_α	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{\text{exp}}$, с
^{232}U	2,09	$3,27 \cdot 10^{-2}$	$6,91 \cdot 10^{-30}$	$3,02 \cdot 10^9$	$3,20 \cdot 10^9$
^{234}U	2,05	$3,07 \cdot 10^{-2}$	$2,46 \cdot 10^{-33}$	$9,27 \cdot 10^{12}$	$7,74 \cdot 10^{12}$
^{236}U	2,02	$2,97 \cdot 10^{-2}$	$2,52 \cdot 10^{-36}$	$9,49 \cdot 10^{15}$	$1,00 \cdot 10^{15}$
^{238}U	1,98	$3,04 \cdot 10^{-2}$	$9,78 \cdot 10^{-38}$	$2,43 \cdot 10^{17}$	$1,80 \cdot 10^{17}$
^{236}Pu	2,01	$5,59 \cdot 10^{-2}$	$2,66 \cdot 10^{-29}$	$4,80 \cdot 10^8$	$1,30 \cdot 10^8$
^{238}Pu	1,92	$5,66 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-29}$	$1,20 \cdot 10^9$	$3,90 \cdot 10^9$
^{242}Cm	1,85	$7,96 \cdot 10^{-4}$	$2,78 \cdot 10^{-26}$	$3,49 \cdot 10^7$	$1,90 \cdot 10^7$
^{248}Cf	1,84	$1,21 \cdot 10^{-3}$	$2,04 \cdot 10^{-26}$	$3,16 \cdot 10^7$	$3,50 \cdot 10^7$
^{248}No	1,74	$8,50 \cdot 10^{-2}$	$3,70 \cdot 10^{-18}$	$8,15 \cdot 10^{-3}$	—

Таблица 2. Рассчитанные характеристики $\hbar\omega_0$, S_L , P_L и $T_{1/2}$ кластерной радиоактивности рассмотренных четно-четных ядер. Экспериментальные периоды полураспада $T_{1/2}^{\text{exp}}$ взяты из работы [84]

Распад	$\hbar\omega_0$, МэВ	S_L	P_L	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{\text{exp}}$, с
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	2,09	$9,26 \cdot 10^{-18}$	$1,81 \cdot 10^{-26}$	$4,07 \cdot 10^{21}$	$1,89 \cdot 10^{21}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{26}\text{Ne}$	2,05	$1,10 \cdot 10^{-18}$	$4,93 \cdot 10^{-29}$	$1,29 \cdot 10^{25}$	$1,20 \cdot 10^{25}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	2,05	$1,36 \cdot 10^{-20}$	$1,18 \cdot 10^{-27}$	$4,33 \cdot 10^{25}$	$3,43 \cdot 10^{25}$
$^{236}\text{U} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$	2,02	$1,09 \cdot 10^{-20}$	$3,52 \cdot 10^{-28}$	$1,85 \cdot 10^{26}$	$1,89 \cdot 10^{26}$
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	1,98	$9,77 \cdot 10^{-21}$	$4,82 \cdot 10^{-31}$	$1,54 \cdot 10^{29}$	$1,10 \cdot 10^{29}$
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	2,01	$2,94 \cdot 10^{-21}$	$1,18 \cdot 10^{-22}$	$2,06 \cdot 10^{21}$	$4,67 \cdot 10^{21}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{30}\text{Mg}$	1,92	$5,28 \cdot 10^{-20}$	$5,06 \cdot 10^{-28}$	$2,79 \cdot 10^{25}$	$5,01 \cdot 10^{25}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si}$	1,92	$4,89 \cdot 10^{-23}$	$2,98 \cdot 10^{-25}$	$5,15 \cdot 10^{25}$	$1,99 \cdot 10^{25}$
$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si}$	1,85	$2,64 \cdot 10^{-22}$	$1,40 \cdot 10^{-23}$	$2,09 \cdot 10^{23}$	$1,41 \cdot 10^{23}$
$^{248}\text{Cf} \rightarrow ^{40}\text{S}$	1,84	$2,98 \cdot 10^{-26}$	$5,36 \cdot 10^{-22}$	$4,88 \cdot 10^{25}$	—

Таблица 3. Рассчитанные характеристики $\hbar\omega_0$, S_{SF} и $T_{1/2}$ СД рассмотренных четно-четных ядер. Экспериментальные периоды полураспада $T_{1/2}^{\text{exp}}$ взяты из работы [84]

Ядро	$\hbar\omega_0$, МэВ	S_{SF}	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{\text{exp}}$, с
^{232}U	2,09	$9,19 \cdot 10^{-43}$	$7,43 \cdot 10^{20}$	$3,73 \cdot 10^{21}$
^{234}U	2,05	$4,34 \cdot 10^{-44}$	$1,61 \cdot 10^{22}$	$4,73 \cdot 10^{23}$
^{236}U	2,02	$6,45 \cdot 10^{-45}$	$1,10 \cdot 10^{23}$	$6,38 \cdot 10^{23}$
^{238}U	1,98	$3,62 \cdot 10^{-38}$	$2,00 \cdot 10^{16}$	$8,20 \cdot 10^{15}$
^{236}Pu	2,01	$1,68 \cdot 10^{-39}$	$4,24 \cdot 10^{17}$	$1,10 \cdot 10^{17}$
^{238}Pu	1,92	$7,39 \cdot 10^{-41}$	$1,01 \cdot 10^{19}$	$1,26 \cdot 10^{18}$
^{242}Cm	1,85	$3,06 \cdot 10^{-36}$	$2,53 \cdot 10^{14}$	$2,32 \cdot 10^{14}$
^{248}Cf	1,84	$3,97 \cdot 10^{-34}$	$1,96 \cdot 10^{12}$	$1,29 \cdot 10^{12}$
^{248}No	1,74	$2,13 \cdot 10^{-19}$	$1,17 \cdot 10^{-2}$	—

($K = 0$) сравниваются с имеющимися экспериментальными данными $T_{1/2}^{\text{exp}}$. В табл. 1–3 приведены также основные характеристики, определяющие периоды полураспада.

Период полураспада ядра с вылетом легкого кластера с зарядовым числом $Z = L$ определяется соотношением между двумя основными факторами: проницаемостью потенциального барьера P_L , отвечающей за распад ДЯС, и спектроскопическим фактором S_L , отвечающим за формирование ДЯС (уравнение (1)). Величины энергии нулевых колебаний $\hbar\omega_0$ для рассмотренных ядер меняются в узком диапазоне 1,8–2,1 МэВ, поэтому не оказывают особого влияния на ширины Γ_L различных мод распада [34].

Величина спектроскопического фактора α -частицы для многих ядер слабо меняется и лежит в интервале $(2-5) \cdot 10^{-2}$, и, следовательно, основным фактором, определяющим период полураспада, является проницаемость P_L кулоновского барьера.

С ростом зарядового числа легкого кластера спектроскопический фактор S_L сильно уменьшается. Например, для ядра ^{242}Cm спектроскопический фактор для кластера ^{48}Ca на 26 порядков меньше, чем для ^4He . В целом глобальный тренд уменьшения значения спектроскопического фактора отражает факт наличия потенциального барьера в области $0,05 \lesssim 1 - \eta_Z \lesssim 0,6$. Проницаемость P_L (в противоположность спектроскопическому фактору) имеет глобальный тренд на рост величины при уменьшении зарядовой асимметрии, т.е. при симметризации ДЯС. При этом для многих конфигураций из области СД барьер для развала ДЯС отсутствует и величина проницаемости достигает своего максимального значения $P_L = 1$.

Изотопы, для которых характерно наличие кластерного распада, имеют локальный минимум управляющего потенциала при соответствующем η_Z . Например, на рис. 5 для материнского ядра ^{238}Pu (^{242}Cm) хорошо виден локальный минимум, соответствующий ^{30}Mg (^{34}Si). В некоторых случаях управляющий потенциал не дает четкого указания на то, какой кластер может испустить материнское ядро. Тогда необходимо более детальное рассмотрение возможной области формирования вылетающего кластера. При этом рассматривается зависимость ширины кластерного распада Γ_L или непосредственно периода полураспада $T_{1/2}$ от зарядового числа кластера. Для вылетающего кластера всегда наблюдается локальный максимум ширины или минимум периода полураспада. Как видно из рис. 6, для ^{242}Cm максимум ширины приходится на ^{34}Si , что подтверждается экспериментально, а для ^{248}Cf модель предсказывает эмиссию ^{40}S . При этом стоит отметить, что в окрестности вылетающего кластера спектроскопический фактор монотонно уменьшается, что говорит о том, что основной вклад в формирование локального максимума ширины канала эмиссии соответствующего кластера (локального минимума периода полураспада) вносит проницаемость P_L .

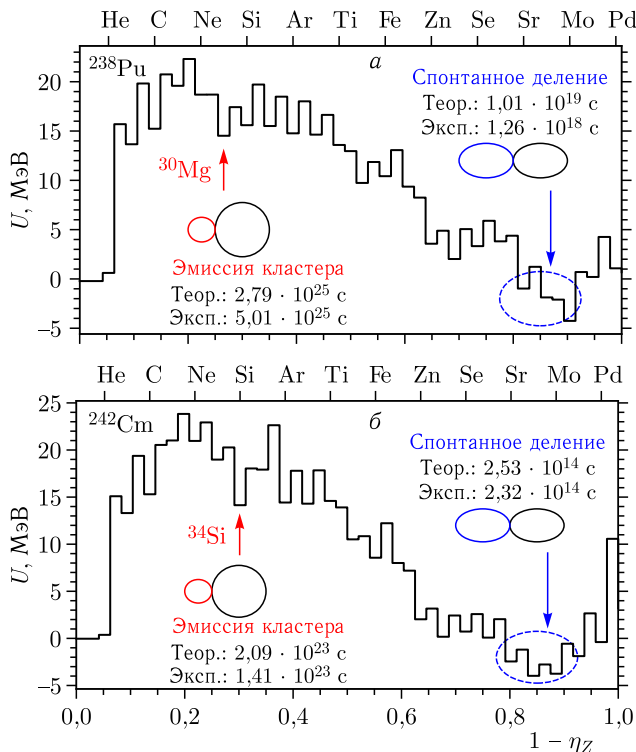


Рис. 5. Области СД и кластерной радиоактивности в управляющем потенциале для материнских ядер ^{238}Pu (а) и ^{242}Cm (б). Также приведены расчетные и экспериментальные [84] периоды полураспада данных мод распада

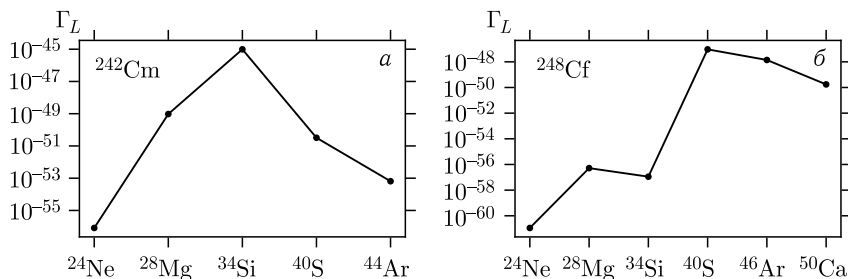


Рис. 6. Зависимость ширины Γ_L кластерного распада от зарядового числа Z легкого кластера ДЯС для материнских ядер ^{242}Cm (а) и ^{248}Cf (б)

В экспериментах наблюдаются распады актинидов с выходом различных по массе, но одинаковых по заряду кластеров. В рамках рассматриваемой модели такие случаи видны при детальном рассмотрении

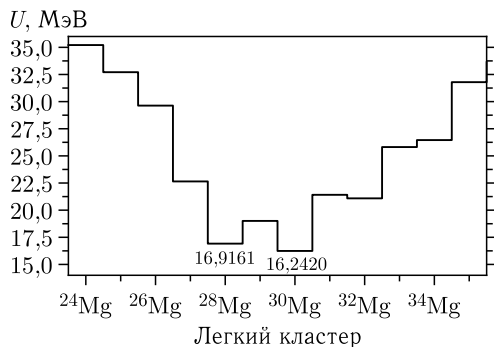


Рис. 7. Значения потенциальной энергии U ДЯС ${}^{A_L}\text{Mg} + {}^{A_H}\text{Hg}$ (материнское ядро ${}^{236}\text{U}$). Приведены величины потенциальной энергии для систем ${}^{28}\text{Mg} + {}^{208}\text{Hg}$ и ${}^{30}\text{Mg} + {}^{206}\text{Hg}$

зависимости управляющего потенциала от массовой асимметрии

$$\eta_A = \frac{A_H - A_L}{A_H + A_L},$$

где A_H (A_L) — массовое число тяжелого (легкого) ядра ДЯС. В случае ${}^{236}\text{U}$ (рис. 7) управляющий потенциал по координате массовой асимметрии имеет два близких по энергии (разница в несколько сотен килоэлектронвольт) минимума, соответствующих системам ${}^{28}\text{Mg} + {}^{208}\text{Hg}$ и ${}^{30}\text{Mg} + {}^{206}\text{Hg}$ с энергиями 16,9 и 16,2 МэВ соответственно. В эксперименте наблюдается эмиссия кластеров магния именно с этими массовыми числами.

Результаты вычислений процесса кластерной радиоактивности представлены в табл. 2. Так же как и для α -распада, в данном случае наблюдается хорошее согласие с экспериментальными периодами полураспада. Кроме того, модель предсказывает испускание материнским ядром тех же самых кластеров (как по заряду, так и по массе), что и в эксперименте. Также на данном этапе было сделано предсказание эмиссии кластера ${}^{40}\text{S}$ из основного состояния ядра ${}^{248}\text{Cf}$ с периодом полураспада $4,88 \cdot 10^{25}$ с, что возможно наблюдать в эксперименте, поскольку данный распад имеет измеряемую величину периода полураспада, несмотря на доминирующий канал α -распада.

Как видно из табл. 2, для кластерного распада обе величины, как S_L , так и P_L , имеют важное значение в отличие от α -распада. При этом отношение S_L/P_L для кластерного распада лежит в области между аналогичными отношениями для α -распада и СД. Для каждого вылетающего кластера (O, Ne, Mg, Si) при увеличении массового числа материнского ядра отношение S_L/P_L сдвигается ближе к отношению S_α/P_α α -частицы, что в основном обусловливается уменьшением проницаемости P_L , возникающим из-за изменения ядерной части ядро-ядерного потенциала взаимо-

действия. В то же время увеличение зарядового числа материнского ядра ($\text{Th} \rightarrow \text{U} \rightarrow \text{Pu}$) приводит к уменьшению отношения спектроскопического фактора к проницаемости, т.е. к сдвигу в сторону соответствующего отношения для СД. В этом случае влияние оказывают как ядерная, так и кулоновская части ядро-ядерного потенциала взаимодействия.

Также для исследуемых ядер были проведены расчеты периодов полураспада СД. Для данного канала ширина распада представляется как сумма ширин для всех конфигураций из области потенциальной энергии, отвечающей за СД:

$$\Gamma_{\text{SF}} = \sum_i \Gamma_i = \sum_i S_i P_i.$$

При этом в данной области барьеры, препятствующие распаду по R , малы или полностью отсутствуют, и ДЯС имеют энергию возбуждения, что позволяет положить $P_i = 1$. Таким образом, для СД уравнение (1) преобразуется к виду

$$T_{1/2} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma_{\text{SF}}} = \frac{\pi \ln 2}{\omega_0 S_{\text{SF}}},$$

где

$$S_{\text{SF}} = \sum_i S_i$$

можно назвать спектроскопическим фактором СД.

Результаты данных расчетов представлены в табл. 3. В ней опущены величины проницаемости, поскольку, как это было упомянуто ранее, ДЯС из области СД распадаются на два фрагмента с вероятностью, равной единице. Из таблицы видно, что результаты расчетов для СД также находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Экспериментально хорошо известно существование области повышенной стабильности по отношению к СД для изотопов Fm и No с нейтронным числом $N = 152$, а также исчезновение данного эффекта для ядер с $Z > 103$ [51–55]. Периоды полураспада СД мало отличаются друг от друга для изотопов $^{256, 258, 260}\text{Rf}$ с $N = 152, 154$ и 156 . Напротив, сильная потеря стабильности по отношению к СД наблюдается при переходе от $N = 152$ к $N = 150$ в Rf, Fm и No, но не в более легких элементах [56]. Для ядра ^{260}Rf (^{256}Rf) измеренный период полураспада примерно в 10^6 (10^4) раз больше (меньше), чем ожидается из экстраполяции экспериментальных данных для ядер с зарядовыми числами $Z < 103$ [56]. Резкое уменьшение (примерно на семь порядков) периода полураспада СД от ^{254}No ($T_{1/2} = 3 \cdot 10^4$ с) к ^{256}Rf ($T_{1/2} = 6 \cdot 10^{-3}$ с) особенно поразительно, поскольку поведение экспериментальных значений Q_α для изотопов Rf не свидетельствует об исчезновении деформированной нейтронной обо-

лочки при $N = 152$. Принято считать, что этот эффект в основном вызван уменьшением внешнего барьера деления ниже энергии основного состояния и, следовательно, уменьшением общей ширины барьера деления [57]. Сильное уменьшение периода полураспада от ^{256}Fm к ^{258}Fm объясняется двумя способами: исчезновением второй седловой точки в потенциальном барьере или уменьшением массовых параметров [55, 58–60]. Таким образом, для полного понимания процесса деления и, соответственно, для будущих исследований тяжелых и сверхтяжелых ядер необходимо корректное теоретическое описание парциальных периодов полураспада СД изотопов Fm, No и Rf [14, 61, 62].

Для наиболее тяжелых ядер расчеты периода полураспада СД проводят с использованием макроскопически-микроскопического подхода и самосогласованного подхода среднего поля [63–66]. Предполагается, что при делении ядро эволюционирует вдоль коллективных координат квадрупольного и октупольного моментов. Эти подходы достаточно хорошо качественно описывают изотопические зависимости $T_{1/2}$, например, повышенную стабильность Fm и No при $N = 152$ и Sg и Hs при $N = 162$, но не могут воспроизвести абсолютные значения времени жизни многих ядер [56].

Подход ДЯС был применен для расчета периодов полураспада четно-четных изотопов кюрия, калифорния, фермия, нобелия и резерфордия с количеством нейтронов $138 \leq N \leq 166$ [35]. Полученные результаты для α -распада и СД представлены на рис. 8 и 9 соответственно. Как видно, в рамках модели удается хорошо как качественно, так и количественно описать изотопические зависимости. Например, для СД (α -распада) ^{232}Th $T_{1/2} = 1,75 \cdot 10^{28}$ с ($T_{1/2} = 3,73 \cdot 10^{17}$ с), тогда как экспериментальное значение $T_{1/2} = 4 \cdot 10^{28}$ с ($T_{1/2} = 4,42 \cdot 10^{17}$ с). Для СД наибольшее расхождение с экспериментом, примерно в 30 и 8 раз, наблюдается для изотопов ^{234}U и ^{238}Pu соответственно. Однако такой

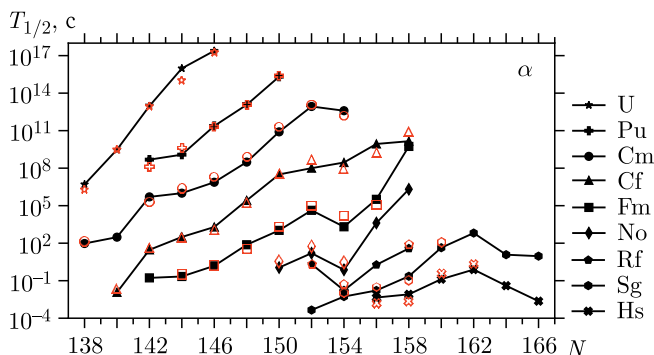


Рис. 8 (цветной в электронной версии). Рассчитанные (черные символы, соединенные линиями) и экспериментальные [84] (красные символы) периоды полураспада α -распада четно-четных ядер в окрестности $N = 152$

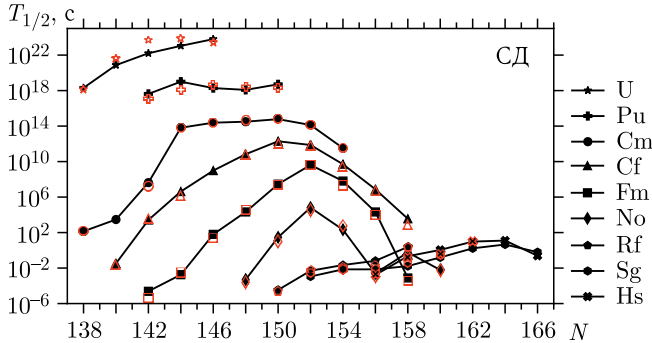


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для СД

уровень согласия допустим для модели без специального подбора параметров, набор которых полагается единым для всех рассматриваемых ядер и процессов.

На рис. 9 видно, что расчеты указывают как на максимум стабильности для ядер Fm и No при числе нейтронов $N = 152$, так и на слабую зависимость от нейтронного числа в этой окрестности для изотопов Rf и Sg. Также в модели предсказывается повышенная стабильность изотопов Hs и Sg при $N = 162$ в канале α -распада и при $N = 164$ в канале СД, что соотносится с результатами других моделей, предсказывающих повышенную стабильность при $N = 162$ как по отношению к α -распаду, так и по отношению к СД [63–66].

Массовый параметр и управляющий потенциал играют важную роль в описании процесса СД. Например, даже при большей высоте барьера волновая функция может проникать в область СД легче при меньших массовых параметрах, чем при меньшей высоте барьера, но при больших массовых параметрах.

На рис. 10 и 11 представлены управляющие потенциалы, обратные массовые параметры, отношения $U/B_{\eta z}^{-1}$ этих величин и квадраты модуля волновых функций для четно-четных изотопов нобелия в окрестности $N = 152$ (^{254}No). Из рис. 10 явно видно, что в среднем для подбарьерной области ($1 - \eta z \lesssim 0,6$)

$$B_{\eta z}^{-1} [^{250}\text{No}] > B_{\eta z}^{-1} [^{255}\text{No}] > B_{\eta z}^{-1} [^{258}\text{No}],$$

однако

$$U [^{254}\text{No}] < U [^{250}, ^{258}\text{No}], \quad U [^{250}\text{No}] \approx U [^{258}\text{No}].$$

Чтобы получить более ясное представление, была введена «метрика», представляющая собой отношение $U/B_{\eta z}^{-1}$ управляющего потенциала к обратному массовому параметру. На рис. 11 видно, что в среднем для

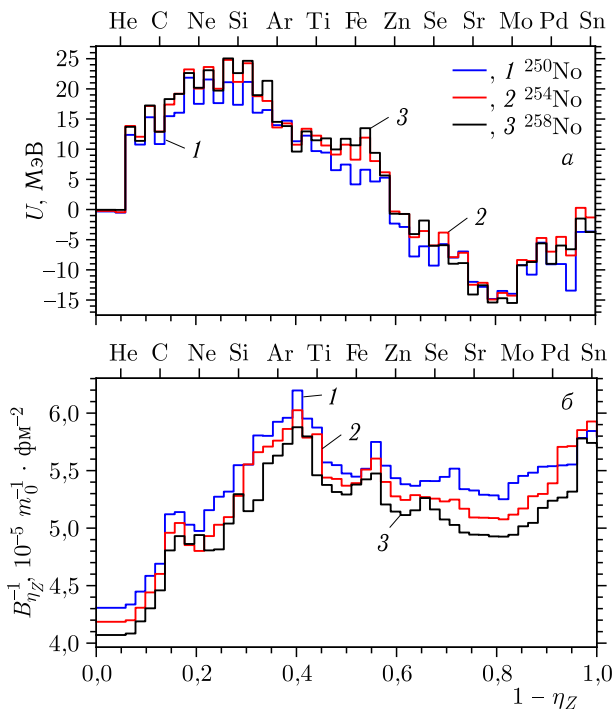


Рис. 10. Управляющие потенциалы (а) и обратные массовые параметры (б) для чётно-чётных ядер $^{250, 254, 258}\text{No}$

подбарьерной области ($1 - \eta_Z \lesssim 0,6$)

$$\frac{U}{B_{\eta_Z}^{-1}} \left[^{254}\text{No} \right] > \frac{U}{B_{\eta_Z}^{-1}} \left[^{250, 258}\text{No} \right].$$

Данное наблюдение хорошо отражается в величине квадрата модуля волновой функции. Для ^{254}No плотность волновой функции в области СД ($1 - \eta_Z > 0,6$) оказывается значительно ниже, чем для двух других изотопов, что отражается в итоге на значении периода полураспада. Для $^{250, 258}\text{No}$ $|\Psi_0|^2$ оказываются довольно близкими, а в области СД слегка отличаются характеристиками локальных минимумов и максимумов. Также следует отметить, что величины максимума управляющего потенциала для этих ядер соотносятся как

$$U_b \left[^{250}\text{No} \right] < U_b \left[^{254}\text{No} \right] < U_b \left[^{258}\text{No} \right],$$

т. е. величина барьера деления не наибольшая для ^{254}No , а значит, эта характеристика не отражает в полной мере поведение волновой функции в управляющем потенциале.

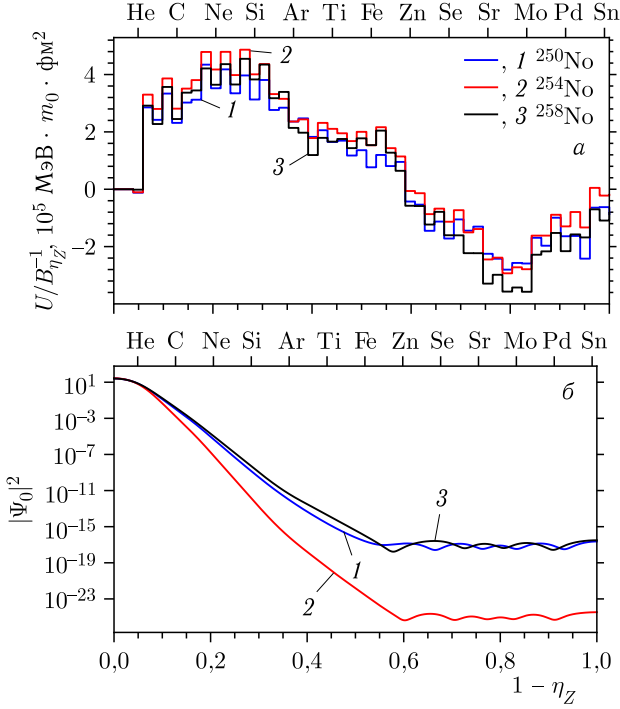


Рис. 11. Отношения $U/B_{\eta_Z}^{-1}$ (а) и квадраты модуля волновой функции основного состояния (б) для четно-четных ядер $^{250, 254, 258}\text{No}$

Проницаемость S_{SF} потенциального барьера по координате зарядовой асимметрии (от состояния моноядра до области СД) можно оценить в одномерном ВКБ-приближении следующим образом:

$$S_{\text{SF}} = \left(1 + \exp \left[\frac{2}{\hbar} \int_{\eta_{Z_0}}^{\eta_{Z_e}} \sqrt{2U(R_0, \eta_Z, K=0)/B_{\eta_Z}^{-1}} d\eta_Z \right] \right)^{-1}.$$

Точки входа (η_{Z_0}) и выхода (η_{Z_e}) из-под потенциального барьера обозначены на рис.4. Результаты вычислений и их сравнение с точным решением уравнения (2) представлены на рис.12. Как видно, точные и приближенные проницаемости показывают одинаковую качественную зависимость от числа нейтронов N . При этом количественно величины имеют или близкие значения, или отличаются на несколько порядков. Разница возникает из-за немонотонной зависимости управляющего потенциала и массового параметра от η_Z .

Также полезно рассмотреть характеристики управляющего потенциала (рис.13 и 14): высоту U_b и ширину w_{η_Z} потенциального барьера,

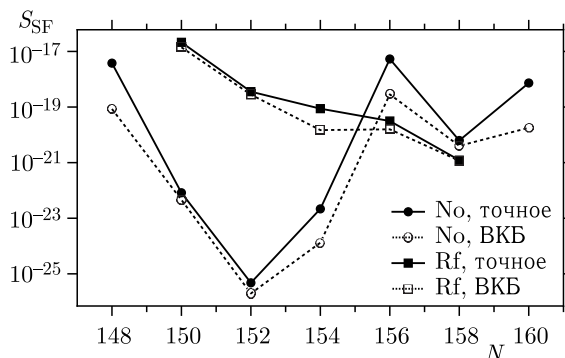


Рис. 12. Полученные из решения уравнения (2) (темные символы) и в ВКБ-приближении (светлые символы) величины S_{SF} для изотопов No и Rf. Линии между символами проведены для удобства

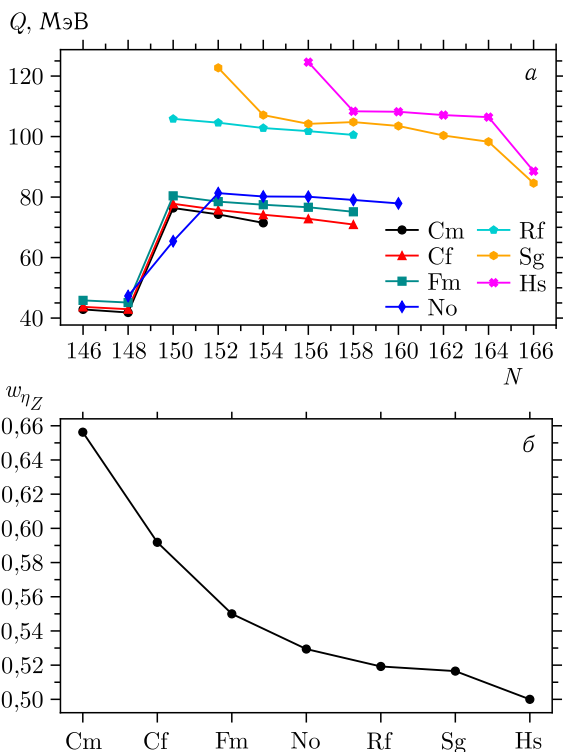


Рис. 13. Величина Q для ДЯС, соответствующей максимуму потенциального барьера (а), и средняя ширина w_{η_Z} потенциального барьера по координате зарядовой асимметрии для различных ядер (б)

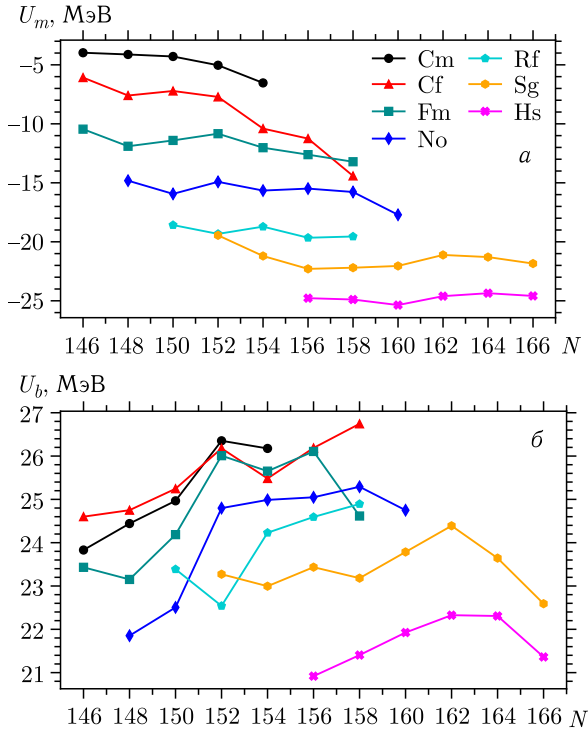


Рис. 14. Основные характеристики управляющего потенциала по η_Z : глубина U_m потенциальной ямы в области СД (а) и высота U_b потенциального барьера (б)

глубину U_m потенциальной ямы, а также величину Q для ДЯС, соответствующей максимуму потенциального барьера по η_Z . Общее падение величины периода полураспада при переходе от Cm к Rf ярко отражается в уменьшении ширины потенциального барьера по зарядовой асимметрии, что показано на рис. 13. Это уменьшение приводит к увеличению проницаемости данного барьера, тем самым увеличивая спектроскопический фактор СД. Частично данный эффект возникает из-за того, что с ростом заряда материнского ядра уменьшается величина $\Delta = 1/Z$, определяющая ширину области, соответствующей ДЯС. Например, для ядер ^{254}No и ^{256}Rf точкой выхода из-под потенциального барьера является ДЯС, содержащая Zn. Однако при этом координата выхода по η_Z из-под барьера различна: 0,588 для ^{254}No и 0,577 для ^{256}Rf .

При рассмотрении энергии фрагментации Q в точке максимума потенциального барьера (см. рис. 13) можно заметить резкий скачок при переходе от No к Rf, что согласуется с изменением поведения периода полураспада в изотопических цепочках (с исчезновением максимума стабильности при $N = 152$).

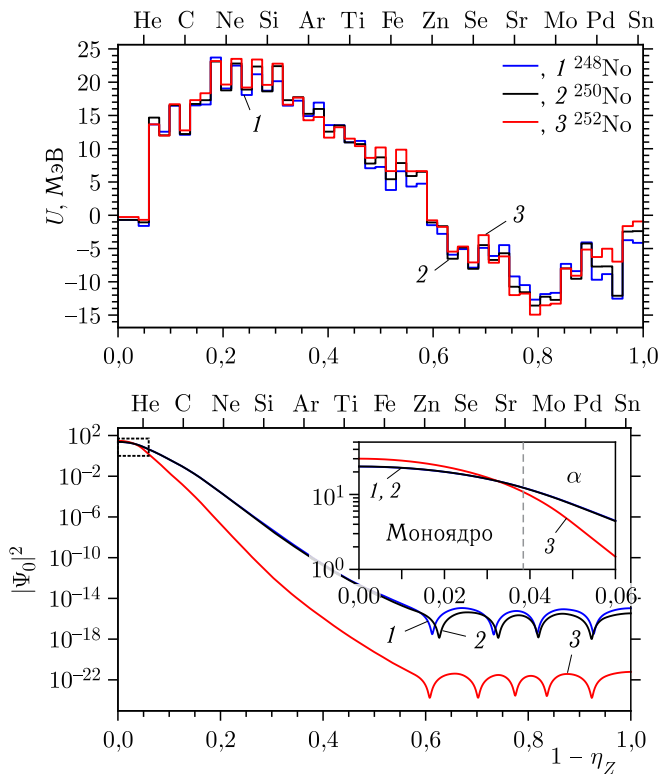


Рис. 15. Управляющие потенциалы и квадраты модуля волновой функции для чётно-чётных изотопов $^{248-252}\text{No}$

Изменения глубины потенциальной ямы (см. рис. 14) хорошо соотносятся со снижением стабильности с ростом зарядового числа материнского ядра, однако изотопическая зависимость у U_m довольно слабая (за исключением изотопов Cf), что говорит о том, что в изотопических цепочках большее влияние на период полураспада оказывает область потенциального барьера управляющего потенциала по зарядовой асимметрии.

При рассмотрении высоты потенциального барьера (см. рис. 14) можно заметить, что в среднем для ядер до Rf наблюдается сильный рост высоты барьера до $N = 152$, после чего характер изменения меняется: скорость роста снижается. Также можно отметить локальный максимум U_b при $N = 162$ для Sg и Hs, что объясняет предсказание большей стабильности ядер вблизи данного числа нейтронов.

Также в рамках нашего подхода были оценены периоды полураспада ядер No и Rf на границе нейтронной стабильности. На рис. 15 и 16 приведены сравнения управляющих потенциалов и плотностей волновых функций основного состояния для $^{248, 250, 252}\text{No}$ и $^{252, 254, 256}\text{Rf}$. Как видно,

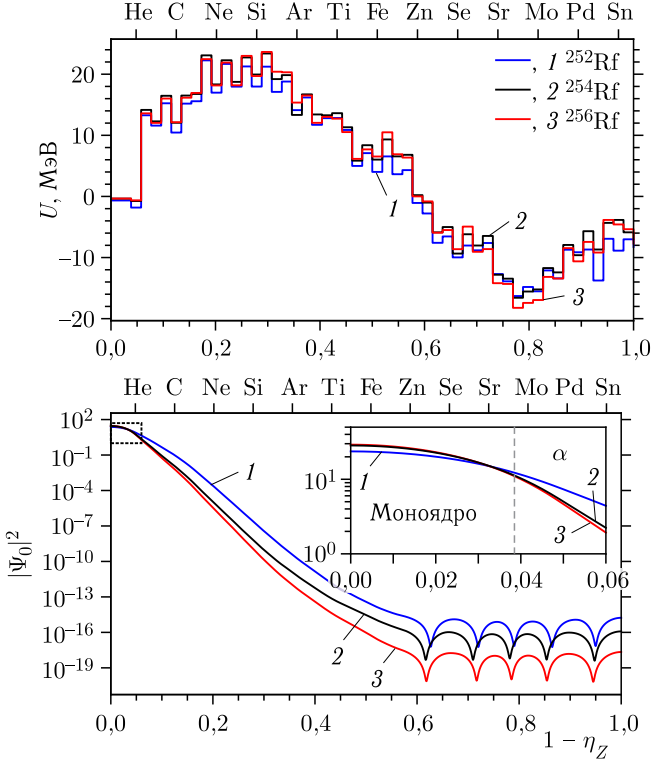


Рис. 16. То же, что и на рис. 15, но для четно-нечетных изотопов $^{252-256}\text{Rf}$

в среднем в области потенциального барьера ($0,05 < 1 - \eta_Z < 0,6$)

$$U(^{248}\text{No}) < U(^{250}\text{No}) < U(^{252}\text{No}),$$

$$U(^{252}\text{Rf}) < U(^{254}\text{Rf}) < U(^{256}\text{Rf}),$$

а в области СД ($1 - \eta_Z \geq 0,6$)

$$|\Psi_0(^{248}\text{No})|^2 > |\Psi_0(^{250}\text{No})|^2 > |\Psi_0(^{252}\text{No})|^2,$$

$$|\Psi_0(^{252}\text{Rf})|^2 > |\Psi_0(^{254}\text{Rf})|^2 > |\Psi_0(^{256}\text{Rf})|^2.$$

Поскольку разница между управляющими потенциалами для ^{248}No и ^{250}No невелика, то не ожидается резкого снижения периода полураспада СД. Это также подтверждается близкими значениями плотностей волновых функций для данных ядер в области СД. В свою очередь, разница между управляющими потенциалами для ^{252}No к ^{250}No более значительна. Однако для $^{250,248}\text{No}$ значения энергии моноядра и ДЯС, содержащей α -частицу, ниже, чем для ^{252}No , что «оттягивает» плотность волновой функции в эту область и не дает в полной мере реализовать

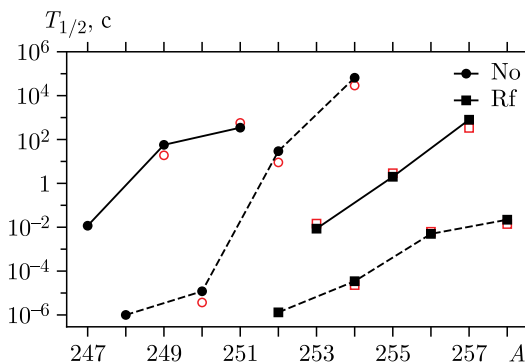


Рис. 17 (цветной в электронной версии). Вычисленные (черные символы) и экспериментальные (красные символы) периоды СД для $^{247-252, 254}\text{No}$ (кружки) и $^{252-257}\text{Rf}$ (квадраты). Вычисленные периоды для четно-нечетных ядер соединены сплошной линией, для четно-четных ядер — штриховой

снижение управляющего потенциала в области барьера, что в итоге ограничивает снижение стабильности для данных ядер. Аналогичные рассуждения справедливы и для цепочки изотопов Rf.

Таким образом, ядра $^{248, 250, 252}\text{No}$ и $^{252, 254, 256}\text{Rf}$ относительно стабильны по отношению к СД и не наблюдается резкого снижения периодов полураспада $T_{1/2}^{\text{SF}}$ СД для нейтронодефицитных ядер No и Rf (рис. 17), что согласуется с выводами в [63, 67, 68]. При $N \leq 148$ изотопические зависимости становятся менее выраженными, что делает перспективным расширение изотопической карты в область нейтронодефицитных ядер.

ФАКТОР ЗАПРЕТА СД ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

Стабильность многих тяжелых и сверхтяжелых ядер, образующихся в реакциях полного слияния, определяется либо α -распадом, либо СД [14, 15, 55, 69]. Период полураспада СД увеличивается примерно на 2–7 порядков при переходе от четно-четного ядра к соседнему четно-нечетному, т. е. возникает запрет СД для нечетных по A ядер [70]. Например, $T_{1/2} = 1,31 \cdot 10^2$ лет (1,5 с) ^{257}Fm (^{259}Fm) по сравнению с $T_{1/2} = 1,02 \cdot 10^4$ с ($\approx 0,37$ мс) для ^{256}Fm (^{258}Fm). Количественно приведенная вероятность СД выражается фактором запрета, определяемым как отношение экспериментального периода полураспада деления к периоду полураспада «незапрещенного» деления, который рассчитывается как среднее геометрическое периодов полураспада соседних четно-четных ядер [56]. В общем случае фактор запрета уменьшается с увеличением Z^2/A (Z и A — зарядовое и массовое числа делящегося ядра соответственно). Ядра с одним и тем же Z^2/A имеют существенно разные факторы запрета. Поскольку известные периоды полураспада СД не проявляют общей систематики, из имеющихся экспериментальных данных трудно

извлечь однозначную зависимость фактора запрета от спина нечетного ядра. Причины возникновения фактора запрета у четно-нечетных ядер еще не полностью поняты в существующих подходах [56, 71–73], в которых коллективные координаты квадрупольного и октупольного моментов ответственны за процесс деления. В работах [56, 71–73] фактор запрета СД обуславливают изменением эффективного массового параметра и/или высоты и ширины потенциального барьера деления за счет изменения энергии спаривания и энергии специализации, которая добавляется к нечетной частице из предположений сохранения спина при изменении деформации вдоль траектории деления. Ожидается, что изменение энергии некоторых орбиталей нечетных частиц приведет к существенному увеличению стабильности ядра по отношению к СД.

Как было показано ранее, управляющий потенциал и обратный массовый параметр по координате зарядовой асимметрии оказывают большое влияние на значение периода полураспада. Соответственно, причины возникновения фактора запрета СД четно-нечетных ядер имеет смысл искать именно в этих величинах [36].

При рассмотрении обратных массовых параметров для соседних ядер на примере $^{254,255,256}\text{Fm}$ (рис. 18) видно, что для этих ядер различия между массовыми параметрами минимальны. Таким образом, на сам факт существования фактора запрета обратный массовый параметр практически не оказывает влияния.

В отличие от четно-четного ядра в основном состоянии в случае нечетного по N ядра с ненулевым спином K в управляющий потенциал U начинает вносить вклад вращательный потенциал V_r (12). Потенциал V_r дает максимальный вклад для наиболее асимметричных ДЯС (особенно для ДЯС, содержащей α -частицу), что отражается в росте барьера управляющего потенциала. Как видно на рис. 19, управляющий потенциал нечетного по N ядра при нулевом спине опускается до уровня, близкого

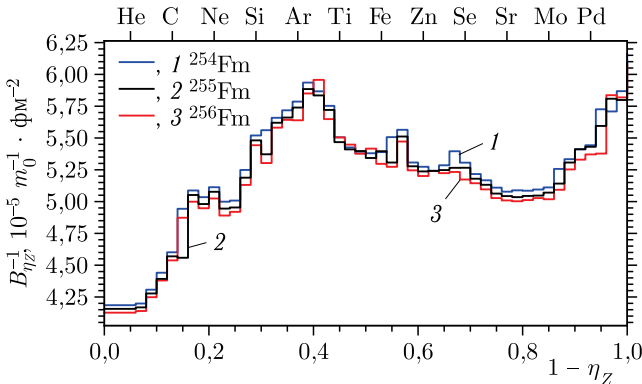


Рис. 18. Обратные массовые параметры для изотопов фермия

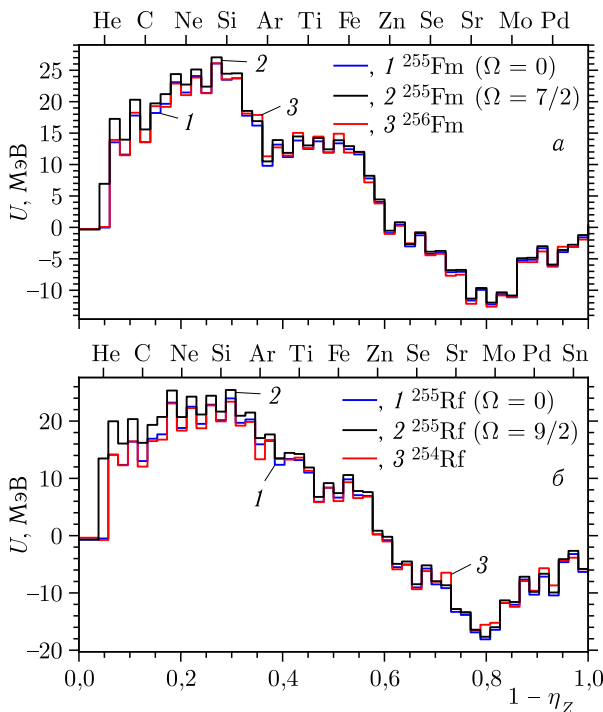


Рис. 19. Управляющие потенциалы для нечетных по N ядер ^{255}Fm и ^{255}Rf , рассчитанные с ненулевым и нулевым спином, а также для соседних четно-четных ядер ^{256}Fm (а) и ^{254}Rf (б)

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.

При рассмотрении управляющих потенциалов для четно-нечетного изотопа и его ближайших четных «соседей» (рис. 20, 21) довольно ярко видно, что в области потенциального барьера ($1 - \eta_z \lesssim 0,6$) управляющий потенциал для нечетного по N ядра расположен в среднем выше, чем для соседних четно-четных изотопов:

$$U(^{255}\text{Fm}) > U(^{254,256}\text{Fm}),$$

$$U(^{255}\text{Rf}) > U(^{254,256}\text{Rf}).$$

Причем наиболее сильно данный эффект выражен для ДЯС, содержащей α -частицу. С дальнейшим движением в область более симметричных ДЯС управляющий потенциал для нечетного изотопа опускается ближе к управляющим потенциалам соседних четных изотопов, и в области

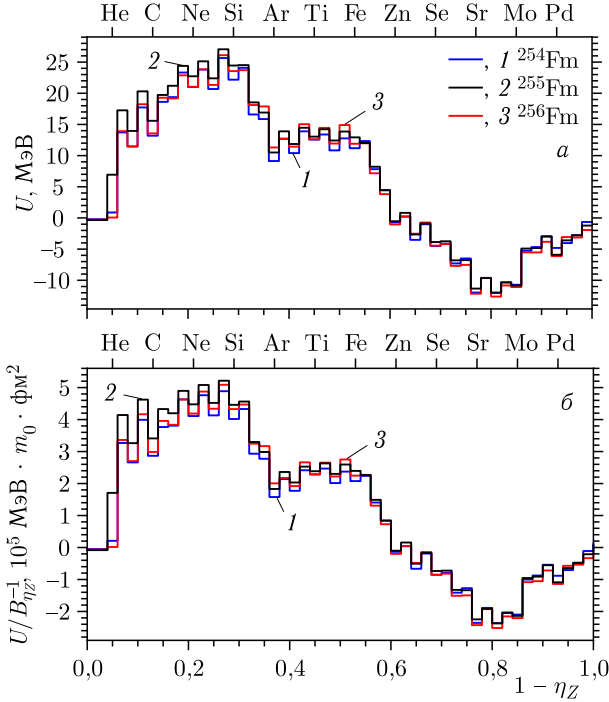
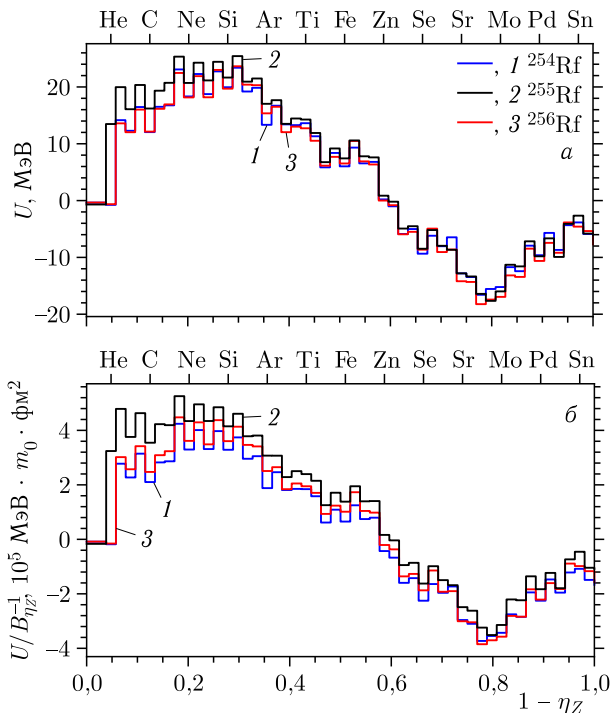


Рис. 20. Управляющие потенциалы (а) и отношения управляющего потенциала к обратному массовому параметру (б) для $^{254-256}\text{Fm}$

потенциальной ямы ($1 - \eta_Z \gtrsim 0.6$), ответственной за СД, управляющие потенциалы нечетного и соседних нечетных изотопов оказываются практически равными. Рост потенциала в области сильно асимметричных ДЯС влияет на поведение волновой функции (рис. 22), затрудняя ее проникновение в область СД (на рисунке плотность волновой функции оказывается ниже для нечетных по N ядер), что приводит к стабильности ядра по отношению к СД.

Для оценки влияния ротационной части управляющего потенциала были проведены вычисления периодов полураспада СД четно-нечетных ядер в предположении нулевого спина $K = 0$. Полученные результаты представлены в табл. 4. Из приведенных результатов видно, что при исключении вращательной части V_r управляющего потенциала получаемые величины периодов полураспада становятся близки к «ожидаемым» значениям $T_{1/2}^{\text{est}}$, т. е. геометрическим средним по ближайшим четно-четным соседям без учета фактора запрета:

$$T_{1/2}^{\text{est}}(A Z) = \frac{T_{1/2}(A-1 Z) T_{1/2}(A+1 Z)}{T_{1/2}(A-1 Z) + T_{1/2}(A+1 Z)}.$$

Рис. 21. То же, что и на рис. 20, но для $^{254-256}\text{Rf}$

Таким образом, можно заключить, что величина фактора запрета напрямую связана со спином четно-нечетного ядра через изменение средней высоты потенциального барьера, возникающей из-за ненулевого V_T . Поскольку эффект снижается при движении по η_Z в симметричную область, можно предположить, что наибольший вклад в фактор запрета вносит ДЯС, содержащая α -частицу.

Рассчитанные периоды полураспада для четно-нечетных ядер также находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными (рис. 23, табл. 5). Таким образом, модель успешно описывает процессы деления как четно-четных, так и четно-нечетных ядер.

Для четно-нечетных ядер период полураспада СД можно представить в виде

$$T_{1/2} = FT_{1/2}(K=0), \quad (15)$$

где фактор запрета

$$F = \exp \left[\frac{c_0 K(K+1)}{\sqrt{B_{\eta_Z \alpha}^{-1}}} \right]$$

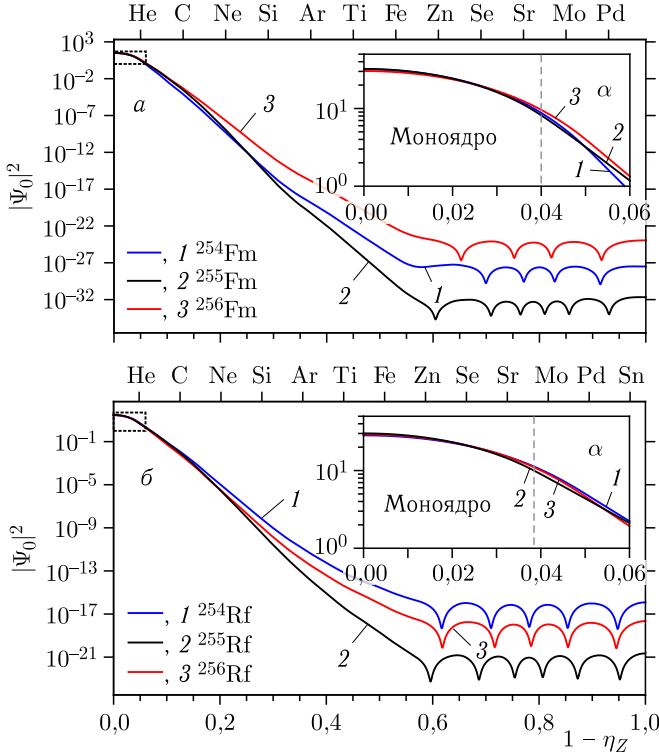


Рис. 22. Квадраты модуля волновой функции основного состояния, полученной из решения уравнения (2), для изотопов Fm (а) и Rf (б) с массовыми числами 254, 255 и 256

Таблица 4. Спектроскопические факторы α -частицы (S_α и S_α^*), энергии первого возбужденного состояния ($\hbar\omega_0$ и $\hbar\omega_0^*$), периоды полураспада СД ($T_{1/2}$ и $T_{1/2}^*$), а также геометрическое среднее $T_{1/2}^{\text{rest}}$ экспериментальных периодов полураспада ближайших чётно-чётных ядер

Ядро	K	S_α	S_α^*	$\hbar\omega_0$, МэВ	$\hbar\omega_0^*$, МэВ	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^*$, с	$T_{1/2}^{\text{rest}}$, с
^{243}Cm	5/2	0,0526	0,0707	1,20	1,19	$2,57 \cdot 10^{18}$	$1,02 \cdot 10^{14}$	$2,75 \cdot 10^{14}$
^{245}Cm	7/2	0,0428	0,0947	1,17	1,10	$1,65 \cdot 10^{20}$	$7,34 \cdot 10^{14}$	$4,35 \cdot 10^{14}$
^{243}Fm	7/2	0,0712	0,0904	1,80	1,63	3,51	$3,14 \cdot 10^{-4}$	$2,08 \cdot 10^{-4}$
^{255}Fm	7/2	0,0527	0,0816	1,35	1,26	$3,01 \cdot 10^{11}$	$1,62 \cdot 10^6$	$1,16 \cdot 10^6$
^{257}Fm	9/2	0,0481	0,0888	1,38	1,56	$4,13 \cdot 10^9$	1,19	4,02
^{253}Rf	7/2	0,0888	0,0947	1,00	1,01	$5,64 \cdot 10^{-2}$	$2,21 \cdot 10^{-5}$	—
^{255}Rf	9/2	0,0691	0,0930	1,27	1,48	2,00	$2,95 \cdot 10^{-3}$	$4,14 \cdot 10^{-4}$
^{257}Rf	1/2	0,0893	0,0918	1,36	1,18	$1,11 \cdot 10^1$	$3,99 \cdot 10^{-2}$	$1,05 \cdot 10^{-2}$

* Величины показывают расчеты при нулевом спине $K = 0$.

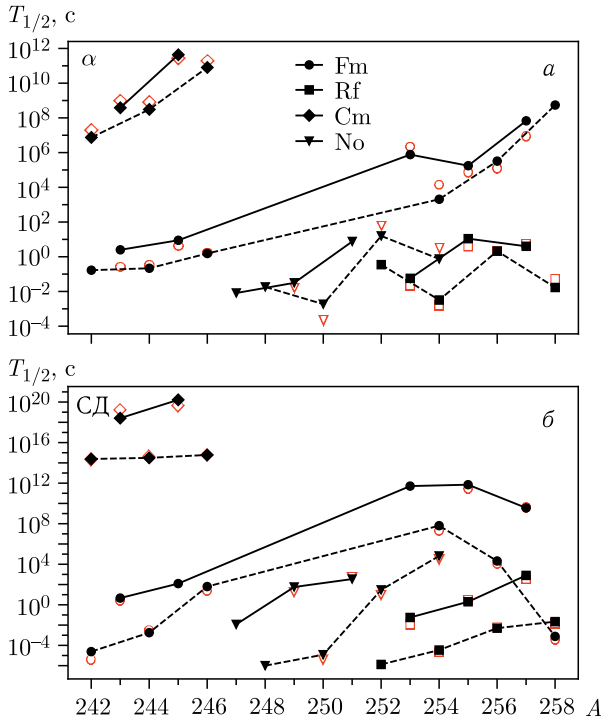


Рис. 23 (цветной в электронной версии). Рассчитанные (черные символы) и экспериментальные [84] (красные символы) периоды полураспада α -распада (а) и СД (б) изотопов Cm, Fm, No, Rf. Четно-четные изотопы соединены штриховой линией, четно-нечетные — сплошной

Таблица 5. Рассчитанные ($T_{1/2}$) и экспериментальные ($T_{1/2}^{\text{exp}}$) периоды полураспада α -распада (α) и СД (SF) четно-нечетных ядер

Ядро	K	$T_{1/2}(\alpha), \text{с}$	$T_{1/2}^{\text{exp}}(\alpha), \text{с}$	$T_{1/2}(\text{SF}), \text{с}$	$T_{1/2}^{\text{exp}}(\text{SF}), \text{с}$
^{235}U	7/2	$6,49 \cdot 10^{16}$	$2,23 \cdot 10^{16}$	$1,65 \cdot 10^{26}$	$3,19 \cdot 10^{26}$
^{239}Pu	1/2	$2,73 \cdot 10^{11}$	$7,61 \cdot 10^{11}$	$5,39 \cdot 10^{23}$	$2,54 \cdot 10^{23}$
^{241}Pu	5/2	$2,60 \cdot 10^{13}$	$4,52 \cdot 10^{13}$	$3,04 \cdot 10^{24}$	$1,89 \cdot 10^{24}$
^{247}No	1/2	$8,15 \cdot 10^{-3}$	—	$1,17 \cdot 10^{-2}$	—
^{265}Rf	1/2	$8,91 \cdot 10^4$	—	96,8	60
^{267}Rf	3/2	$2,79 \cdot 10^5$	—	$7,12 \cdot 10^2$	$2,9 \cdot 10^3$ [88]
^{271}Sg	1/2	$1,40 \cdot 10^2$	$2,88 \cdot 10^2$	$4,24 \cdot 10^2$	$2,88 \cdot 10^2$
^{275}Hs	1/2	$1,35 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	1,22	> 4 [88]
^{277}Hs	1/2	98,7	—	$1,57 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
^{279}Ds	1/2	2,96	1,8	$1,10 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$
^{281}Ds	5/2	$3,97 \cdot 10^2$	73,8	5,62	9,6
^{283}Cn	5/2	9,07	4,44	19	40

Таблица 6. Рассчитанные периоды полураспада СД $T_{1/2}^{\text{fit}}$, полученные в приближении (15) с параметром $c_0 = 0,086 \text{ МэВ}^{-1/2} \cdot \text{с}^{-1}$. Приведены экспериментальные периоды полураспада $T_{1/2}^{\text{exp}}$ [84], спины K ядер, факторы запрета F , рассчитанные периоды полураспада СД $T_{1/2}(K=0)$ при $K=0$ и обратные массовые параметры $B_{\eta Z \alpha}^{-1}$ для ДЯС, содержащей α -частицу

Ядро	K	$T_{1/2}(K=0), \text{с}$	$B_{\eta Z \alpha}^{-1}, \text{МэВ} \cdot \text{с}^{-2}$	F	$T_{1/2}^{\text{fit}}, \text{с}$	$T_{1/2}^{\text{exp}}, \text{с}$
^{243}Cm	5/2	$1,02 \cdot 10^{14}$	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$3,47 \cdot 10^3$	$3,54 \cdot 10^{17}$	$2,57 \cdot 10^{18}$
^{243}Fm	7/2	$3,14 \cdot 10^{-4}$	$2,08 \cdot 10^{-2}$	$1,20 \cdot 10^4$	3,77	4,64
^{245}Cm	7/2	$7,34 \cdot 10^{14}$	$8,40 \cdot 10^{-3}$	$2,63 \cdot 10^6$	$1,93 \cdot 10^{21}$	$1,65 \cdot 10^{20}$
^{253}Rf	1/2	$2,21 \cdot 10^{-5}$	$2,25 \cdot 10^{-2}$	1,54	$3,40 \cdot 10^{-5}$	$5,64 \cdot 10^{-2}$
^{255}Fm	7/2	$1,62 \cdot 10^6$	$9,98 \cdot 10^{-3}$	$7,72 \cdot 10^5$	$1,25 \cdot 10^{12}$	$7,04 \cdot 10^{11}$
^{255}Rf	9/2	$2,95 \cdot 10^{-3}$	$4,22 \cdot 10^{-2}$	$3,17 \cdot 10^4$	$9,38 \cdot 10^1$	2,00
^{257}Fm	9/2	1,19	$1,18 \cdot 10^{-2}$	$3,33 \cdot 10^8$	$3,96 \cdot 10^8$	$3,64 \cdot 10^9$
^{257}Rf	1/2	$2,02 \cdot 10^{-2}$	$1,94 \cdot 10^{-2}$	1,59	$3,21 \cdot 10^{-2}$	$1,15 \cdot 10^1$

взят в таком виде из-за сильного влияния вращательного потенциала в области α -частичной конфигурации. Здесь $B_{\eta Z \alpha}^{-1}$ — обратный массовый параметр для ДЯС, содержащей α -частицу. Параметр $c_0 = 0,086 \text{ МэВ}^{-1/2} \cdot \text{с}^{-1}$ подходит для большинства ядер с различными K , за исключением $K = 1/2$. В данном случае вклад α -частичной конфигурации в фактор запрета СД не является решающим, а результат возникает из-за совместного действия большего количества конфигураций ДЯС. Поэтому для описания экспериментальных данных лучше подходит значение параметра $c_0 = 1,14 \text{ МэВ}^{-1/2} \cdot \text{с}^{-1}$. Заметим также, что вклад ДЯС, содержащей α -частицу, в фактор запрета резко растет при $K > 1/2$. Как видно из табл. 6, приближенное выражение (15) достаточно неплохо описывает экспериментальные значения периодов полураспада. Кроме того, для большинства ядер величина $B_{\eta Z \alpha}^{-1}$ изменяется слабо, что позволяет предложить более «грубый» вариант приближения для фактора запрета $F \approx \exp [0,75K(K+1)]$. Данное приближение позволяет с удовлетворительной точностью оценивать величину фактора запрета для четно-нечетных ядер со спином $K > 1/2$. С другой стороны, знание экспериментального F позволяет извлечь спин K основного состояния ядра, используя аналитическую формулу, приведенную выше.

РАСПАД ИЗ K -ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Ядерные K -изомеры представляют собой долгоживущие возбужденные состояния ядер и имеют как фундаментальное, так и прикладное значение, особенно при создании лазеров с ядерной накачкой и новых источников энергии [40, 56, 74–79]. Изомеры могут обладать большим временем жизни по сравнению с основным состоянием, что делает затруднительным изучение их структуры и свойств распада [11, 68, 79–82]. ^{250}No является одним из немногих примеров сверхтяжелого ядра с изо-

мерным состоянием, живущим значительно дольше, чем в основном состоянии [11, 79, 81]. Эта «обратная» стабильность указывает на важную роль высокоспиновых изомеров в изучении тяжелых и сверхтяжелых ядер [15, 55, 69, 79]. 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 этих распадов. Как следствие, появляется возможность для наблюдения процессов α -распада и СД из изомерных состояний. Например, K -изомер ядра ^{270}Ds имеет достаточно долгое для наблюдения α -распада время жизни [55]. Анализ экспериментальных данных [68, 82] показал существование СД из изомерных состояний ядер ^{244}Cm , ^{256}Fm , $^{251, 254}\text{No}$, $^{253, 256, 261}\text{Rf}$ и ^{259}Sg . В работе [81] измерены распады из изомерного состояния $K^\pi = (6^+)$ ядра ^{250}No в основное с периодом полураспада $34,9^{+3,9}_{-3,2}$ мкс с последующим СД из основного состояния с периодом полураспада $3,8^{+0,3}_{-0,3}$ мкс. Более длительный период полураспада изомерного состояния по сравнению с основным состоянием предполагает, что имеется существенный фактор запрета СД из изомерного состояния из-за большого K . Однако нельзя полностью исключить СД из изомерного состояния. Следует также отметить, что разные эксперименты дают разные периоды полураспада СД из основного состояния ядра ^{250}No [11, 56, 81, 83]. Поэтому как экспериментальные, так и теоретические исследования СД из изомерного состояния представляют большой интерес.

K -изомерные состояния ядер характеризуются двумя параметрами: спином K и энергией E_{is} . Изменение спина учитывается в модели непосредственно во вращательной части (12) управляющего потенциала, а энергия изомерного состояния вводится как добавка к энергии связи материнского ядра $B_{\text{is}} = B_{\text{g.s.}} + E_{\text{is}}$ в (5). В табл. 7–10 представлены результаты вычислений периодов полураспада в каналах α -распада и СД, а также их сравнение с имеющимися экспериментальными данными для различных четно-четных и четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер. Необходимо отметить, что α -распад происходит между K -изомерными состояниями. При этом предполагается, что энергии изомерных состояний родительского и дочернего ядер одинаковы. В расчетах используются имеющиеся экспериментальные [84] или, из-за отсутствия последних, извлеченные из систематик для более легких изотопов энергии и спины изомерных состояний. Как видно, полученные величины хорошо согласуются с экспериментальными данными [68, 83–86]. Для K -изомерных состояний ядер ^{250}Fm , $^{252, 254}\text{No}$ и ^{254}Rf предсказаны периоды полураспада СД и α -распада.

В четно-нечетных ядрах энергии E_{is} K -изомерных состояний невелики (≤ 200 кэВ для рассмотренных ядер), поэтому изменение периода полураспада K -изомера по сравнению с периодом полураспада основного состояния объясняется аналогично фактору запрета СД

Таблица 7. Вычисленные $T_{1/2}$ и экспериментальные $T_{1/2}^{\text{exp}}$ [84] периоды полураспада α -распада из основного и K -изомерного состояний четно-четных ядер. Также представлены спектроскопические факторы S_α формирования α -частицы и энергии E_{is} , спины K , четности π изомеров

Ядро	K^π	E_{is} , МэВ	S_α	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{\text{exp}}$, с
^{244}Cm	0^+	0	$5,15 \cdot 10^{-2}$	$3,06 \cdot 10^8$	$7,50 \cdot 10^8$
	6^+	1,042	$4,28 \cdot 10^{-2}$	$1,05 \cdot 10^9$	
^{250}Fm	0^+	0	$5,99 \cdot 10^{-2}$	$1,06 \cdot 10^3$	$2,00 \cdot 10^3$
	(8^-)	1,199	$3,89 \cdot 10^{-2}$	$3,39 \cdot 10^5$	
^{256}Fm	0^+	0	$6,56 \cdot 10^{-2}$	$3,23 \cdot 10^5$	$1,20 \cdot 10^5$
	7^-	1,425	$3,95 \cdot 10^{-3}$	$6,23 \cdot 10^6$	
^{250}No	0^+	0	$7,60 \cdot 10^{-2}$	$1,85 \cdot 10^{-3}$	$> 2,1 \cdot 10^{-4}$
	(6^+)	1,050	$6,14 \cdot 10^{-3}$	$1,20 \cdot 10^1$	
^{252}No	0^+	0	$7,07 \cdot 10^{-2}$	15,8	56,7
	(8^-)	1,255	$5,30 \cdot 10^{-2}$	$2,18 \cdot 10^3$	
^{254}No	0^+	0	$6,50 \cdot 10^{-2}$	$7,39 \cdot 10^{-1}$	2,93 $2,80 \cdot 10^3$
	(8^-)	1,297	$3,10 \cdot 10^{-3}$	$7,84 \cdot 10^3$	
	(16^+)	2,917	$1,99 \cdot 10^{-2}$	$1,47 \cdot 10^6$	
^{254}Rf	0^+	0	$8,07 \cdot 10^{-2}$	$3,22 \cdot 10^{-2}$	$> 1,55 \cdot 10^{-3}$
	(8^-)	1,100	$5,77 \cdot 10^{-2}$	$2,19 \cdot 10^2$	
	(16^+)	2,250	$2,63 \cdot 10^{-2}$	$5,38 \cdot 10^4$	
^{256}Rf	0^+	0	$7,76 \cdot 10^{-2}$	2,11	2,08
	(7^-)	1,400	$9,20 \cdot 10^{-2}$	$8,46 \cdot 10^1$	
	(13^-)	2,420	$8,74 \cdot 10^{-2}$	3,13	
^{262}Rf	(0^+)	0	$9,00 \cdot 10^{-2}$	1,10	— —
	(8^-)	1,200	$8,52 \cdot 10^{-2}$	1,91	
^{266}Hs	(0^+)	0	$5,24 \cdot 10^{-2}$	$5,44 \cdot 10^{-3}$	$3,95 \cdot 10^{-3}$ $74_{-34}^{+354} \cdot 10^{-3}$
	(8^-)	1,200	$8,75 \cdot 10^{-2}$	1,08	
	(18^+)	2,400	$9,40 \cdot 10^{-3}$	$9,17 \cdot 10^3$	
^{270}Ds	(0^+)	0	$9,25 \cdot 10^{-2}$	$8,10 \cdot 10^{-5}$	$10_{-4}^{+14} \cdot 10^{-5}$ $7,06_{-4,71}^{+16,47} \cdot 10^{-3}$
	(8^+)	1,390	$9,01 \cdot 10^{-2}$	$4,90 \cdot 10^{-2}$	
	(6^+)	1,130	$9,15 \cdot 10^{-2}$	$1,51 \cdot 10^{-2}$	

Таблица 8. Вычисленные $T_{1/2}$ и экспериментальные $T_{1/2}^{\text{exp}}$ [84] периоды полураспада СД из основного и K -изомерного состояний четно-четных ядер. Также представлены спектроскопические факторы S_α формирования α -частицы и энергии E_{is} , спины K , четности π изомеров

Ядро	K^π	E_{is} , МэВ	S_α	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{\text{exp}}$, с
^{244}Cm	0^+ 6^+	0 1,042	$5,15 \cdot 10^{-2}$ $4,28 \cdot 10^{-2}$	$3,13 \cdot 10^{14}$ $1,50 \cdot 10^9$	$4,17 \cdot 10^{14}$
^{250}Fm	0^+ (8^-)	0 1,199	$5,99 \cdot 10^{-2}$ $3,89 \cdot 10^{-2}$	$2,86 \cdot 10^7$ $2,63 \cdot 10^4$	$2,52 \cdot 10^7$
^{256}Fm	0^+ 7^-	0 1,425	$6,56 \cdot 10^{-2}$ $3,95 \cdot 10^{-3}$	$2,10 \cdot 10^4$ $3,6 \cdot 10^{-1}$	$1,04 \cdot 10^4$ $8_{-7}^{+88} \cdot 10^{-4}$ [89]
^{250}No	0^+ (6^+) (16^+)	0 1,050 2,300	$7,60 \cdot 10^{-2}$ $6,14 \cdot 10^{-3}$ $1,13 \cdot 10^{-3}$	$12,0 \cdot 10^{-6}$ $22,0 \cdot 10^{-6}$ $1,3 \cdot 10^{-6}$	$3,70_{-0,8}^{+1,1} \cdot 10^{-6}$ [11] $3,80_{-0,3}^{+0,3} \cdot 10^{-6}$ [81] $4,00_{-4}^{+4} \cdot 10^{-6}$ [90] $4,70 \cdot 10^{-6}$ [85] $43,0_{-15}^{+22} \cdot 10^{-6}$ [11] $> 34,9_{-3,2}^{+3,9} \cdot 10^{-6}$ [81] $> 40,0 \cdot 10^{-6}$ [90] $\geq 0,7_{-0,3}^{+1,4} \cdot 10^{-6}$ [90]
^{252}No	0^+ (8^-) (16^+)	0 1,255 2,700	$7,07 \cdot 10^{-2}$ $5,30 \cdot 10^{-2}$ $7,72 \cdot 10^{-2}$	29,4 $2,05 \cdot 10^{-1}$ $1,71 \cdot 10^{-4}$	9
^{254}No	0^+ (8^-) (16^+)	0 1,297 2,917	$6,50 \cdot 10^{-2}$ $3,10 \cdot 10^{-3}$ $1,99 \cdot 10^{-2}$	$6,55 \cdot 10^4$ $1,41 \cdot 10^3$ $8,36 \cdot 10^3$	$2,88 \cdot 10^4$ $1,40 \cdot 10^3$ $> 4,70 \cdot 10^3$ [91] $\geq 1,65$
^{254}Rf	0^+ (8^-) (16^+)	0 1,100 2,250	$8,07 \cdot 10^{-2}$ $5,77 \cdot 10^{-2}$ $2,63 \cdot 10^{-2}$	$3,45 \cdot 10^{-5}$ $1,14 \cdot 10^{-4}$ $1,36 \cdot 10^{-1}$	$2,30 \cdot 10^{-5}$ $> 4,70 \cdot 10^{-5}$ $> 6,02 \cdot 10^{-4}$
^{256}Rf	0^+ (7^-) (13^-)	0 1,400 2,420	$7,76 \cdot 10^{-2}$ $9,20 \cdot 10^{-2}$ $8,74 \cdot 10^{-2}$	$4,98 \cdot 10^{-3}$ $1,78 \cdot 10^{-5}$ $1,29 \cdot 10^{-6}$	$6,40 \cdot 10^{-3}$ $1,4_{-0,4}^{+0,6} \cdot 10^{-5}$ [86]
^{262}Rf	(0^+) (8^-)	0 1,200	$9,00 \cdot 10^{-2}$ $8,52 \cdot 10^{-2}$	6,61 $6,55 \cdot 10^{-1}$	$\geq 2,30$ $2,50 \cdot 10^{-1}$
^{266}Hs	(0^+) (8^-) (18^+)	0 1,200 2,400	$5,24 \cdot 10^{-2}$ $8,75 \cdot 10^{-2}$ $9,40 \cdot 10^{-3}$	$6,11 \cdot 10^{-2}$ $5,25 \cdot 10^{-2}$ $1,11 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$
^{270}Ds	(0^+) (8^+) (6^+)	0 1,390 1,130	$9,25 \cdot 10^{-2}$ $9,01 \cdot 10^{-2}$ $9,15 \cdot 10^{-2}$	$1,59 \cdot 10^{-2}$ $8,15 \cdot 10^{-3}$ $1,37 \cdot 10^{-2}$	$> 10^{-3}$ [92] $7,06_{-4,71}^{+16,47} \cdot 10^{-3}$

Таблица 9. То же, что и в табл. 7, но для четно-нечетных ядер

Ядро	K^π	E_{is} , МэВ	S_α	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{exp}$, с
^{243}Cm	$\left(\frac{5}{2}^+\right)$ $\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0 0,087	$5,26 \cdot 10^{-2}$ $7,42 \cdot 10^{-2}$	$3,81 \cdot 10^8$ $1,30 \cdot 10^6$	$9,21 \cdot 10^8$
^{249}No	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$ $\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0 0,100	$8,60 \cdot 10^{-2}$ $4,96 \cdot 10^{-2}$	$3,14 \cdot 10^{-2}$ $3,41 \cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-2}$
^{251}No	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$ $\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0 0,106	$7,14 \cdot 10^{-2}$ $8,81 \cdot 10^{-2}$	7,59 $1,31 \cdot 10^{-1}$	
^{255}No	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$ $\left(\frac{11}{2}^+\right)$ $\left(\frac{21}{2}^+\right)$	0 0,270 1,500	$3,33 \cdot 10^{-2}$ $4,29 \cdot 10^{-2}$ $2,21 \cdot 10^{-2}$	$3,17 \cdot 10^2$ $6,24 \cdot 10^5$ $3,12 \cdot 10^4$	$7,04 \cdot 10^2$
^{253}Rf	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$ $\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0 0,200	$4,41 \cdot 10^{-2}$ $5,23 \cdot 10^{-2}$	$0,84 \cdot 10^{-2}$ $4,10 \cdot 10^{-3}$	$2,20 \cdot 10^{-2}$ $6,00 \cdot 10^{-3}$
^{255}Rf	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$ $\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0 0,140	$6,91 \cdot 10^{-2}$ $4,07 \cdot 10^{-2}$	11 $2,94 \cdot 10^{-2}$	4
^{257}Rf	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$ $\left(\frac{7}{2}^+\right)$ $\left(\frac{21}{2}^+\right)$	0 0,073 1,0823	$8,67 \cdot 10^{-2}$ $1,59 \cdot 10^{-2}$ $2,13 \cdot 10^{-2}$	1,24 21,90 $8,90 \cdot 10^3$	5,55 5,40
^{261}Rf	$\left(\frac{3}{2}^+\right)$ $\left(\frac{11}{2}^-\right)$	0 0,100	$9,17 \cdot 10^{-2}$ $8,91 \cdot 10^{-2}$	$9,84 \cdot 10^{-2}$ 3,44	
^{259}Sg	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$ $\left(\frac{11}{2}^+\right)$ $\left(\frac{9}{2}^+\right)$	0 0 ~ 0	$9,26 \cdot 10^{-2}$ $8,63 \cdot 10^{-2}$ $6,83 \cdot 10^{-2}$	$9,84 \cdot 10^{-2}$ $2,51 \cdot 10^{-1}$ $2,28 \cdot 10^{-1}$	
^{265}Sg	$\left(\frac{9}{2}^+\right)$ $\left(\frac{3}{2}^+\right)$	0 0,070	$8,71 \cdot 10^{-2}$ $8,33 \cdot 10^{-2}$	1,39 4,85	$\approx 17,6$

Таблица 10. То же, что и в табл. 8, но для четно-нечетных ядер

Ядро	K^π	E_{is} , МэВ	S_α	$T_{1/2}$, с	$T_{1/2}^{exp}$, с
^{243}Cm	$\left(\frac{5}{2}^+\right)$	0	$5,26 \cdot 10^{-2}$	$2,57 \cdot 10^{18}$	$1,73 \cdot 10^{19}$
	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0,087	$7,42 \cdot 10^{-2}$	$2,27 \cdot 10^{12}$	
^{249}No	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$8,60 \cdot 10^{-2}$	57	> 19 [68]
	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0,100	$4,96 \cdot 10^{-2}$	0,4	
^{251}No	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$7,14 \cdot 10^{-2}$	346	571 [68]
	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0,106	$8,81 \cdot 10^{-2}$	6,60	
^{255}No	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	$3,33 \cdot 10^{-2}$	$1,48 \cdot 10^4$	
	$\left(\frac{11}{2}^+\right)$	0,270	$4,29 \cdot 10^{-2}$	$3,27 \cdot 10^6$	
	$\left(\frac{21}{2}^+\right)$	1,500	$2,21 \cdot 10^{-2}$	$8,77 \cdot 10^3$	
^{253}Rf	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$4,41 \cdot 10^{-2}$	$8,60 \cdot 10^{-3}$	$14,6^{+7,0}_{-3,4} \cdot 10^{-3}$ [68]
	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0			$52,8^{+4,4}_{-4,4} \cdot 10^{-6}$ [82]
	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0,200	$5,23 \cdot 10^{-2}$	$29,0 \cdot 10^{-6}$	$44^{+17}_{-10} \cdot 10^{-6}$ [68]
	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0,200			$9,9^{+1,2}_{-1,2} \cdot 10^{-3}$ [82]
^{255}Rf	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0	$6,91 \cdot 10^{-2}$	2	2,9
	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0,140	$4,07 \cdot 10^{-2}$	$2,44 \cdot 10^{-2}$	$> 5^{+1,7}_{-1,7} \cdot 10^{-5}$ [93]
^{257}Rf	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	$8,67 \cdot 10^{-2}$	382	338
	$\left(\frac{7}{2}^+\right)$	0,073	$1,59 \cdot 10^{-2}$	$1,07 \cdot 10^3$	$1,09 \cdot 10^3$
	$\left(\frac{21}{2}^+\right)$	1,0823	$2,13 \cdot 10^{-2}$	270	
^{261}Rf	$\left(\frac{3}{2}^+\right)$	0	$9,17 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	3,17
	$\left(\frac{11}{2}^-\right)$	0,100	$8,91 \cdot 10^{-2}$	6,10	
^{259}Sg	$\left(\frac{1}{2}^+\right)$	0	$9,26 \cdot 10^{-2}$	$8,45 \cdot 10^{-3}$	$> 1,4 \cdot 10^{-3}$
	$\left(\frac{11}{2}^+\right)$	0	$8,63 \cdot 10^{-2}$	19,5	$> 1,4 \cdot 10^{-3}$
	$\left(\frac{9}{2}^+\right)$	~ 0	$6,83 \cdot 10^{-2}$	9,72	8
^{265}Sg	$\left(\frac{9}{2}^+\right)$	0	$8,71 \cdot 10^{-2}$	872	≥ 17 [92]
	$\left(\frac{3}{2}^+\right)$	0,070	$8,33 \cdot 10^{-2}$	42	$\approx 17,6$

основного состояния четно-нечетных ядер. То есть при росте спина ядра наблюдается увеличение периода полураспада и наоборот. На рис. 24 дано сравнение управляющих потенциалов для основного и изомерного состояний ^{251}No и ^{253}Rf . Как для ^{251}No , так и для ^{253}Rf , спин основного состояния ($7/2$) выше, чем для изомерного состояния ($1/2$), что видно из управляющего потенциала [37]: в области потенциального барьера управляющий потенциал для основного состояния оказывается выше, чем для K -изомера. В результате периоды полураспада для основного состояния оказываются больше, чем для изомера (см. табл. 10).

В случае четно-четных ядер энергии K -изомерных состояний гораздо более «весомые» и составляют порядка 1–3 МэВ. В этом случае наблюдаются разнонаправленные действия спина и энергии изомера. Спин в K -изомерах четно-четных ядер имеет большее значение, чем для основного состояния, и, следовательно, увеличивает управляющий потенциал, в основном в области наиболее асимметричных ДЯС. При этом с ростом $1 - \eta_Z$ влияние спина оказывается все менее заметным, как и в случае

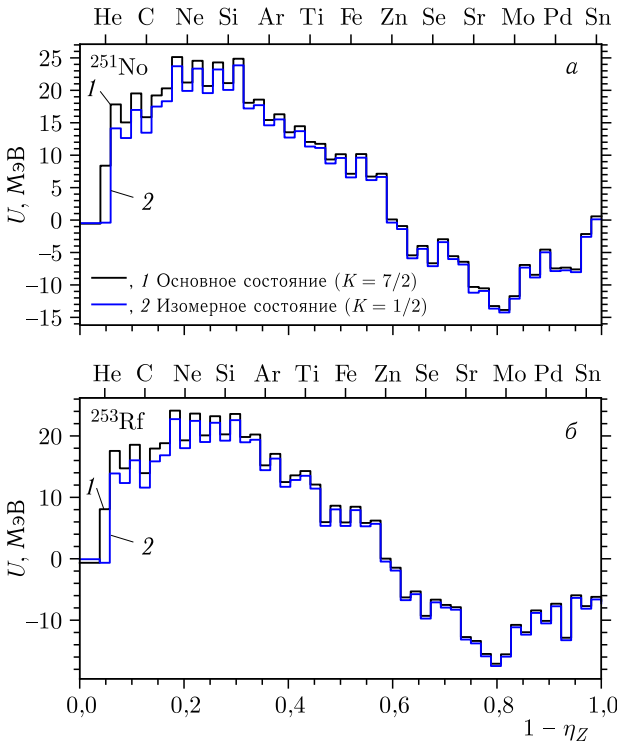


Рис. 24. Управляющие потенциалы для основного ($\frac{7}{2}^+$) и изомерного ($\frac{1}{2}^+$) состояний материнских ядер ^{251}No (a) и ^{253}Rf (б)

четно-нечетных ядер. Энергия E_{is} изомерного состояния при этом влияет полностью на весь управляющий потенциал, опуская его на всей области η_Z . Таким образом, энергия изомерного состояния ослабляет эффект от спина ядра, снижая высоту потенциального барьера вдоль η_Z , а также углубляет потенциальную яму в области СД. 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.

На рис. 25 показаны управляющие потенциалы для основного и изомерных состояний ядер ^{254}No и ^{254}Rf . Как видно, для ^{254}No при $K = 8$ управляющий потенциал оказывается ниже управляющего потенциала основного состояния во всей области η_Z , что приводит к уменьшению периода полураспада данного состояния (см. табл. 7). При $K = 16$ потенциальный барьер оказывается выше, чем в случае основного состояния только в небольшой области $1 - \eta_Z < 0,1$, что в итоге при-

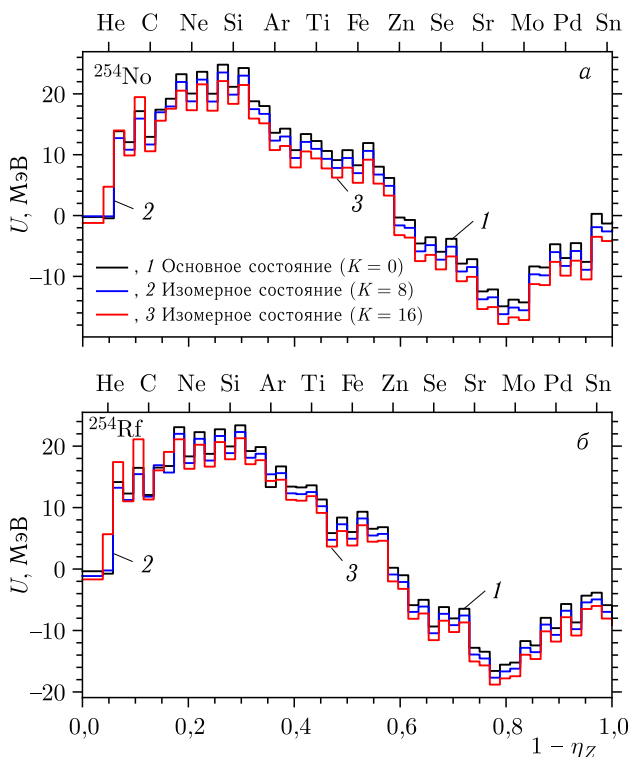


Рис. 25. Управляющие потенциалы для основного (0^+) и изомерных (8^- , 16^+) состояний материнских ядер ^{254}No (а) и ^{254}Rf (б)

водит к тому, что волновая функция легче проникает в область СД и $T_{1/2}[K=16] < T_{1/2}[K=0]$ (см. табл. 7). Аналогично для ^{254}Rf при $K=8$ (см. рис. 25) управляющий потенциал оказывается ниже, чем в случае основного состояния. Однако энергия моноядра при этом оказывается ниже, чем энергия моноядра основного состояния (в отличие от ^{254}No при $K=8$). Более глубокая яма в этой области приводит к «оттягиванию» плотности волновой функции в область моноядра, частично компенсируя эффект снижения управляющего потенциала. В результате этого $T_{1/2}[K=8] > T_{1/2}[K=0]$ (см. табл. 8).

Для $^{254}\text{Rf}[K=16]$ область, где управляющий потенциал оказывается выше основного состояния, также более протяженная, чем для $^{254}\text{No}[K=16]$ (см. рис. 25). Кроме того, энергия моноядра оказывается еще ниже. Совокупность данных факторов приводит к тому, что в области СД плотность волновой функции оказывается меньше, что при-

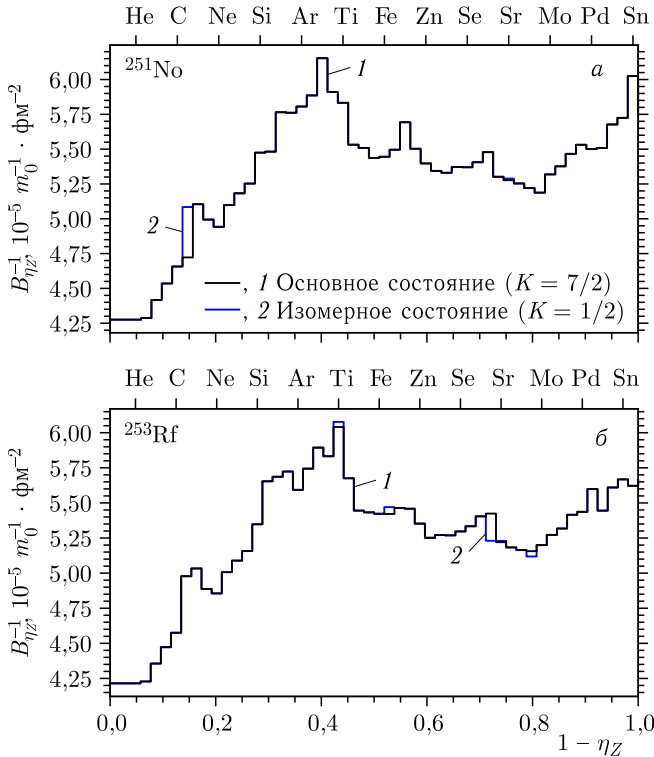


Рис. 26. Рассчитанные обратные массовые параметры $B_{\eta Z}^{-1}$ для основного $\left(\frac{7}{2}^{+}\right)$ и изомерного $\left(\frac{1}{2}^{+}\right)$ состояний материнских ядер ^{251}No (а) и ^{253}Rf (б)

водит к росту периода полураспада относительно основного состояния: $T_{1/2}[K=16] > T_{1/2}[K=0]$ (см. табл. 8).

Как видно из табл. 8, для ядра ^{250}No модель предсказывает более стабильное основное состояние по отношению к СД, чем K -изомерное состояние. Видна также возможность СД из изомерного состояния $K^\pi = (6^+)$ данного ядра.

Как для четно-четных, так и для четно-нечетных ядер изменения в обратном массовом параметре довольно слабые и ограничиваются лишь несколькими конфигурациями ДЯС (рис. 26 и 27). Стоит только отметить, что с ростом спина наблюдается увеличение количества конфигураций ДЯС с отличными от основного состояния обратными массовыми параметрами. Таким образом, массовый параметр оказывает слабое влияние на периоды полураспада из изомерного состояния ядер ^{254}No и ^{254}Rf , однако эффект от него растет с ростом спина изомера.

Общее влияние рассматриваемых факторов (K , E_{is}) показано на рис. 28 и 29. Как видно, рост энергии K -изомерного состояния приводит

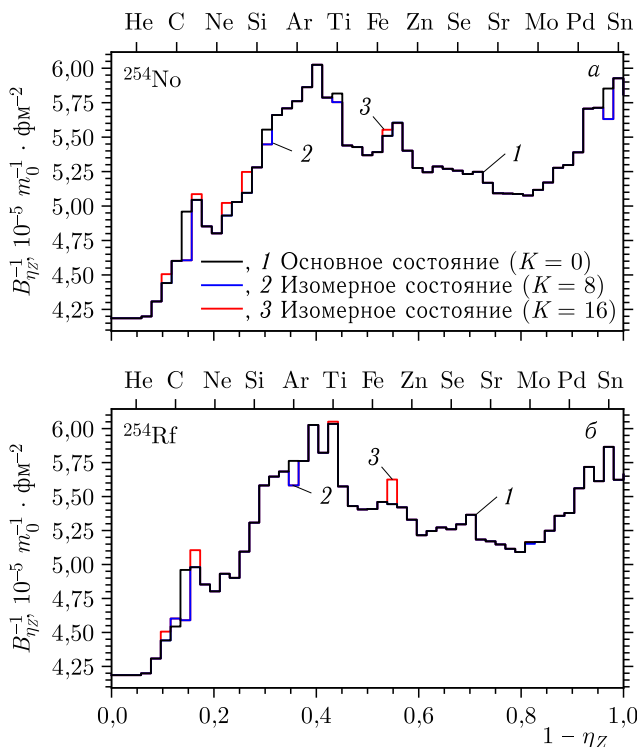


Рис. 27. Рассчитанные обратные массовые параметры $B_{\eta_Z}^{-1}$ для основного (0^+) и изомерных (8^- , 16^+) состояний материнских ядер ^{254}No (а) и ^{254}Rf (б)

к снижению периода полураспада как α -распада, так и СД. Напротив, рост спина K приводит к росту периода полураспада для обоих рассмотренных процессов. При этом можно отметить, что для α -распада эти зависимости оказываются несколько более «монотонными», чем для СД. Это связано с тем, что изменение управляющего потенциала оказывает слабое влияние на вероятность формирования ДЯС, содержащей α -частицу. На рис. 28 и 29 видно, что эффект от E_{is} (K) сильнее, чем эффект от K (E_{is}) в случае ^{254}No (^{254}Rf):

- 1) $T_{1/2}(K=8) \geq T_{1/2}^{g,s}(K=0)$ при $E_{is} \lesssim 0,8$ МэВ ($E_{is} \lesssim 1,65$ МэВ);
- 2) $T_{1/2}(E=1,297 \text{ МэВ}) \geq T_{1/2}^{g,s}(E_{is}=0)$ при $K \geq 10$
 $(T_{1/2}(E=1,1 \text{ МэВ}) \geq T_{1/2}^{g,s}(E_{is}=0) \text{ при } K \geq 6)$.

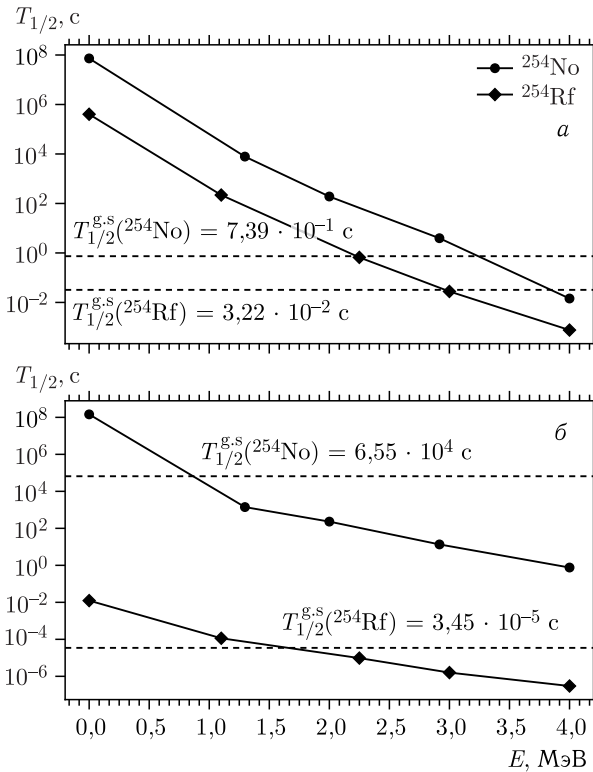


Рис. 28. Вычисленные периоды полураспада в каналах α -распада (а) и СД (б) в зависимости от энергии E_{is} изомерного состояния для ^{254}No и ^{254}Rf при $K=8$. Штриховыми линиями показаны теоретические $T_{1/2} = T_{1/2}^{g,s}$ в каналах α -распада и СД из основного состояния материнских ядер ^{254}No и ^{254}Rf

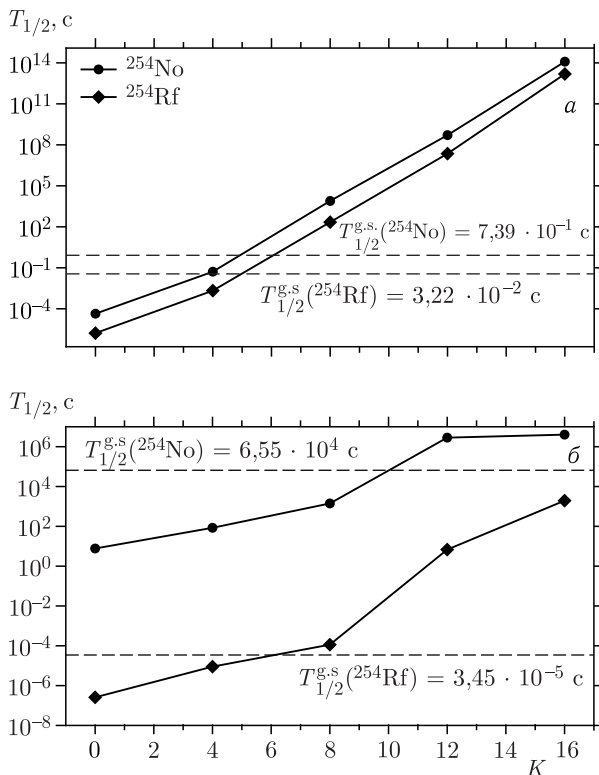
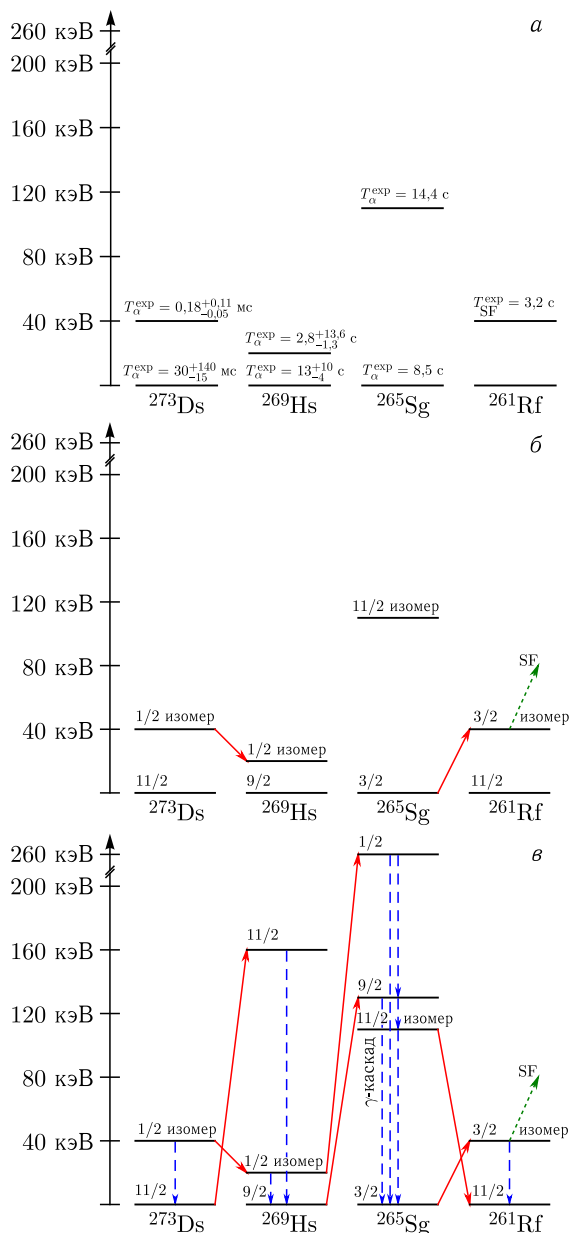
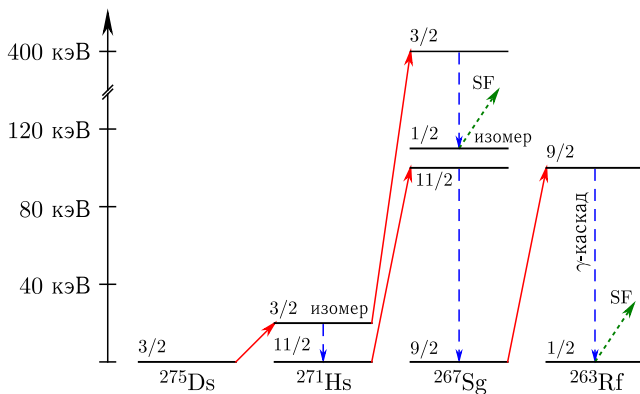


Рис. 29. Вычисленные периоды полураспада в каналах α -распада (а) и СД (б) в зависимости от спина K изомерного состояния для ^{254}No при $E_{\text{is}} = 1,297 \text{ МэВ}$ и ^{254}Rf при $E_{\text{is}} = 1,1 \text{ МэВ}$. Штриховыми линиями показаны теоретические $T_{1/2} = T_{1/2}^{\text{g.s.}}$ в каналах α -распада и СД из основного состояния материнских ядер ^{254}No и ^{254}Rf

Хорошее согласие с экспериментальными данными как для основного состояния, так и для K -изомерных состояний позволяет применять модель для описания цепочек распадов, наблюдающихся в экспериментах. Такое применение модели было сделано для экспериментов по синтезу $^{273}, ^{275}\text{Ds}$ [87]. Из экспериментальных данных для α -распадных цепочек $^{275}\text{Ds} \rightarrow ^{271}\text{Hs} \rightarrow ^{267}\text{Sg} \rightarrow ^{263}\text{Rf}$ и $^{273}\text{Ds} \rightarrow ^{269}\text{Hs} \rightarrow ^{265}\text{Sg} \rightarrow ^{261}\text{Rf}$ известны периоды полураспада по каналам α -распада и СД, а также энергии α -распада (рис. 30, а). С использованием представленной модели были подобраны значения спина основного и изомерных состояний ядер таким образом, чтобы теоретические значения периодов полураспада имели наиболее близкие значения к имеющимся экспериментальным данным (рис. 30, б). После чего схема дополняется уровнями и гамма-


 Рис. 30. Последовательное построение схемы цепочек распадов для ^{273}Ds

Рис. 31. Схема распада ^{275}Ds

распадами для случаев, когда в цепочке изменяется спин состояния, из которого наблюдается дальнейший распад. Такой подбор позволяет предположить схемы распадов для данных ядер (рис. 30, в и 31).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для описания α -распада, кластерной радиоактивности и СД ядер предложен единый подход, основанный на описании состояния материнского ядра как суперпозиции моноядра и всевозможных для данного ядра ДЯС с различными значениями зарядовой асимметрии. Распад 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). В модели вероятности формирования ДЯС (спектроскопические факторы) определены из решения уравнения Шредингера по коллективной координате зарядовой асимметрии.

Представленная модель применена к описанию α -распада, кластерной радиоактивности и СД. Показано хорошее согласие между экспериментальными и вычисленными периодами полураспада четно-четных и четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер из основного и K -изомерных состояний. Полученные результаты воспроизводят величины периодов полураспада, различающихся между собой на десятки порядков, что указывает на правильность предложенного кластерного подхода. Показано, что представленная модель позволяет предсказывать характеристики СД для сверхтяжелых ядер. Выявлены основные составляющие ингредиенты модели, отвечающие за особенности изотопической зависимости периода полураспада, — управляющий потенциал и массовый параметр по кол-

лективной переменной зарядовой асимметрии. Для ядер No и Rf оценены периоды полураспада на границе нейтронной стабильности.

Описаны факторы запрета СД четно-нечетных ядер, и объяснена их физическая природа. Показана важность влияния вращательной части управляющего потенциала на периоды полураспада четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер. Для ядер со спином $K > 1/2$ большая часть вклада в фактор запрета связана с ДЯС, содержащей α -частицу. Для ядер со спином $K = 1/2$ необходимо учитывать большее число конфигураций ДЯС в области потенциального барьера по координате зарядовой асимметрии.

Описаны периоды полураспада в каналах α -распада и СД 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 СД и α -распада из K -изомерных состояний ядер ^{250}Fm , $^{250, 251, 252, 254, 255}\text{No}$, $^{253, 254, 255, 257, 261, 262}\text{Rf}$, $^{259, 265}\text{Sg}$, ^{266}Hs и ^{270}Ds .

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 25-42-00018.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rutherford E.* The Structure of the Atom // *Philos. Magazine.* 1914. V. 27. P. 488–498.
2. *Трифонов Д. Н.* Радиоактивность вчера, сегодня, завтра. М.: Атомиздат, 1966.
3. *Шуколюков Ю. А.* Деление ядер урана в природе. М.: Атомиздат, 1970.
4. *Rose H. J., Jones G. A.* A New Kind of Natural Radioactivity // *Nature.* 1984. V. 307, No. 5948. P. 245–247.
5. *Aleksandrov D. V., Belyatskii A. F., Glukhov Y. A., Novatskii B. G., Ogloblin A. A., Stepanov D. N.* Observation of the Spontaneous Emission of ^{14}C Nuclei from ^{223}Ra // *JETP Lett.* 1984. V. 40, No. 4. P. 909.
6. *Beeman J. W., Bellini F., Cardani L., Casali N., Domizio S. D., Fiorini E., Gironi L., Nagorny S. S., Nisi S., Orio F., Pattavina L., Pessina G., Piperno G., Pirro S., Previtali E., Rusconi C., Tomei C., Vignati M.* New Experimental Limits on the α Decays of Lead Isotopes // *Eur. Phys. J. A.* 2013. V. 49, No. 4. P. 1–7.
7. *Чувильский Ю. М.* Кластерная радиоактивность. М., 1997. 166 с.
8. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V., Abdullin F. S., Polyakov A. N., Shirokovsky I. V., Tsyganov Yu. S., Gulbekian G. G., Bogomolov S. L., Gikal B. N., Mezentsev A. N., Iliev S., Subbotin V. G., Sukhov A. M., Voinov A. A., Buklanov G. V., Subotic K., Zagrebaev V. I., Itkis M. G., Patin J. B., Moody K. J., Wild J. F., Stoyer M. A., Stoyer N. J., Shaughnessy D. A.,*

- Kenneally J. M., Wilk P. A., Loughheed R. W., Il'kaev R. I., Vesnovskii S. P.* Measurements of Cross Sections and Decay Properties of the Isotopes of Elements 112, 114, and 116 Produced in the Fusion Reactions $^{233, 238}\text{U}$, ^{242}Pu , and $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ // *Phys. Rev. C*. 2004. V. 70, No. 6. 064609.
9. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Dmitriev S. N., Lobanov Yu. V., Itkis M. G., Polyakov A. N., Tsyganov Yu. S., Mezentsev A. N., Yere-min A. V., Voinov A. A., Sokol E. A., Gulbekian G. G., Bogomolov S. L., Iliev S., Subbotin V. G., Sukhov A. M., Buklanov G. V., Shishkin S. V., Chepygin V. I., Vostokin G. K., Aksenov N. V., Hussonnois M., Subotic K., Zagrebaev V. I., Moody K. J., Patin J. B., Wild J. F., Stoyer M. A., Stoyer N. J., Shaughnessy D. A., Kenneally J. M., Wilk P. A., Loughheed R. W., Gäggeler H. W., Schumann D., Bruchertseifer H., Eichler R.* Synthesis of Elements 115 and 113 in the Reaction $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ // *Phys. Rev. C*. 2005. V. 72, No. 3. 034611.
 10. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V., Abdullin F. S., Polyakov A. N., Sagaidak R. N., Shirokovsky I. V., Tsyganov Yu. S., Voinov A. A., Gulbekian G. G., Bogomolov S. L., Gikal B. N., Mezentsev A. N., Iliev S., Subbotin V. G., Sukhov A. M., Subotic K., Zagrebaev V. I., Vostokin G. K., Itkis M. G., Moody K. J., Patin J. B., Shaughnessy D. A., Stoyer M. A., Stoyer N. J., Wilk P. A., Kenneally J. M., Landrum J. H., Wild J. F., Loughheed R. W.* Synthesis of the Isotopes of Elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ Fusion Reactions // *Phys. Rev. C*. 2006. V. 74, No. 4. 044602.
 11. *Peterson D., Back B. B., Janssens R. V. F., Khoo T. L., Lister C. J., Seweryniak D., Ahmad I., Carpenter M. P., Davids C. N., Hecht A. A., Jiang C. L., Lauritsen T., Wang X., Zhu S., Kondev F. G., Heinz A., Qian J., Winkler R., Chowdhury P., Tandel S. K., Tandel U. S.* Decay Modes of ^{250}No // *Ibid.* No. 1. 014316.
 12. *Dvorak J., Bruchle W., Chelnokov M., Dressler R., Düllmann C. E., Eberhardt K., Gorshkov V., Jäger E., Krücken R., Kuznetsov A., Nagame Y., Nebel F., Novakova Z., Qin Z., Schädel M., Schausten B., Schimpf E., Semchenkov A., Thörle P., Türler A., Wegrzecki M., Wierczinski B., Yakushev A., Yeregin A.* Doubly Magic Nucleus $^{270}_{108}\text{Hs}_{162}$ // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97, No. 24. P. 242501.
 13. *Gregorich K. E., Gates J. M., Düllmann C. E., Sudowe R., Nelson S. L., Garcia M. A., Dragojević I., Folden C. M., Neumann S. H., Hoffman D. C., Nitsche H.* New Isotope ^{264}Sg and Decay Properties of $^{262-264}\text{Sg}$ // *Phys. Rev. C*. 2006. V. 74, No. 4. 044611.
 14. *Oganessian Yu. Ts.* Heaviest Nuclei from ^{48}Ca -Induced Reactions // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2007. V. 34. P. R165–R242.
 15. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K.* Superheavy Nuclei from ^{48}Ca -Induced Reactions // *Nucl. Phys. A*. 2015. V. 944. P. 62–98. Special Issue on Superheavy Elements.
 16. *Oganessian Yu. Ts.* From Past to Future in the Science of Super Heavy Elements // *Eur. Phys. J. A*. 2024. V. 60. P. 227.
 17. *Замятнин Ю. С., Михеев В. Л., Третьякова С. П., Фурман В. И., Кадменский С. Г., Чувицкий Ю. М.* Кластерная радиоактивность, достижения и перспективы: Эксперимент и теория // *ЭЧАЯ*. 1990. Т. 21, вып. 2. С. 537.

18. Greiner W., Ivascu M., Poenaru D.N., Sandulescu A. // Cluster Radioactivities Treatise on Heavy Ion Science. Springer US, 1989. P. 641–722.
19. Poenaru D.N., Schnabel D., Greiner W., Mazilu D., Gherghescu R. Nuclear Lifetimes for Cluster Radioactivities // At. Data Nucl. Data Tables. 1991. V. 48, No. 2. P. 231–327.
20. Kadmsky S.G., Kurgalin S.D., Tchuvi'sky Y.M. Cluster States in Atomic Nuclei and Cluster-Decay Processes // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38, No. 6. P. 699–742.
21. Poenaru D.N. Nuclear Decay Modes. Bristol; Philadelphia: Inst. of Phys. Publ., 1996.
22. Kuklin S.N., Adamian G.G., Antonenko N.V. Spectroscopic Factors and Cluster Decay Half-Lives of Heavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2005. V. 71, No. 1. P. 014301.
23. Кушлин С. Н., Адамян Г. Г., Антоненко Н. В. Спектроскопические факторы и проницаемости барьеров в кластерной радиоактивности // ЯФ. 2005. Т. 68, № 9. С. 1501–1510.
24. Кушлин С. Н., Адамян Г. Г., Антоненко Н. В. Спектроскопические факторы в модели двойной ядерной системы // ЯФ. 2008. Т. 71, № 10. С. 1788–1799.
25. Gupta R.K., Singh S., Puri R.K., Sandulescu A., Greiner W., Scheid W. Influence of the Nuclear Surface Diffuseness on Exotic Cluster Decay Half-Life Times // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1992. V. 18, No. 9. P. 1533–1542.
26. Volkov V.V., Cherepanov E.A. Formation of Nuclear Molecules in Cluster Radioactivity on Interpretation of the Cluster Radioactivity Mechanism // Phys. Part. Nucl. Lett. 2013. V. 10, No. 3. P. 215–219.
27. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Palchikov Yu.V., Scheid W. Cluster Effects in the Structure of the Ground State and Superdeformed Bands of ^{60}Zn // Phys. Rev. C. 2003. V. 67, No. 5. 054303.
28. Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Scheid W. Cluster Interpretation of Properties of Alternating Parity Bands in Heavy Nuclei // Ibid. No. 1. 014313.
29. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Palchikov Yu.V., Scheid W., Shneidman T.M. Decay out of Superdeformed Bands in the Mass Region $A \approx 190$ within a Cluster Approach // Phys. Rev. C. 2004. V. 69, No. 5. P. 054310.
30. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Shneidman T.M. Cluster Interpretation of Parity Doublet Rotational Bands in Odd-Mass Nuclei // Ibid. V. 70, No. 6. 064318.
31. Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V. Possible Alternative Parity Bands in the Heaviest Nuclei // Phys. Rev. C. 2006. V. 74, No. 3. 034316.
32. Adamian G., Antonenko N., Scheid W. Clustering Effects within the Dinuclear Model // Clusters in Nuclei. V.2. Berlin; Heidelberg: Springer, 2012. P. 165–227.
33. Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоатомиздат, 1982.
34. Rogov I.S., Adamian G.G., Antonenko N.V. Dynamics of a Dinuclear System in Charge-Asymmetry Coordinates: α Decay, Cluster Radioactivity, and Spontaneous Fission // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. 024606.

35. Rogov I. S., Adamian G. G., Antonenko N. V. Cluster Approach to Spontaneous Fission of Even–Even Isotopes of U, Pu, Cm, Cf, Fm, No, Rf, Sg, and Hs // *Phys. Rev. C*. 2021. V. 104. 034618.
36. Rogov I. S., Adamian G. G., Antonenko N. V. Spontaneous Fission Hindrance in Even–Odd Nuclei within a Cluster Approach // *Phys. Rev. C*. 2022. V. 105. 034619.
37. Rogov I. S., Adamian G. G., Antonenko N. V. Spontaneous Fission and α Decay from *K*-Isomeric States within a Cluster Approach // *Phys. Rev. C*. 2024. V. 110. 014606.
38. Rogov I. S., Adamian G. G., Antonenko N. V. Is There an Abrupt Fall of Spontaneous Fission Half-Lives in ^{248}No and ^{252}Rf ? // *Eur. Phys. J. A*. 2024. V. 60, No. 8. P. 164.
39. Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Ivanova S. P., Melnikova O. I. Effective Nucleus–Nucleus Potential for Calculation of Potential Energy of a Dinuclear System // *Intern. J. Mod. Phys. E*. 1996. V. 5, No. 1. P. 191–216.
40. Kondev F. G., Dracoulis G. D., Kibédi T. Configurations and Hindered Decays of *K*-Isomers in Deformed Nuclei with $A > 100$ // *At. Data Nucl. Data Tables*. 2015. V. 103–104. P. 50–105.
41. Möller P., Sierk A., Ichikawa T., Sagawa H. Nuclear Ground-State Masses and Deformations: FRDM(2012) // *At. Data Nucl. Data Tables*. 2016. V. 109–110. P. 1–204.
42. Jachimowicz P., Kowal M., Skalski J. Properties of Heaviest Nuclei with $98 \leq Z \leq 126$ and $134 \leq N \leq 192$ // *At. Data Nucl. Data Tables*. 2021. V. 138. P. 101393.
43. Wong C. Y. Interaction Barrier in Charged-Particle Nuclear Reactions // *Phys. Rev. Lett*. 1973. V. 31, No. 12. P. 766–769.
44. Raman S., Nestor C. W., Tikkanen P. Transition Probability from the Ground to the First-Excited 2^+ State of Even–Even Nuclides // *At. Data Nucl. Data Tables*. 2001. V. 78, No. 1. P. 1–128.
45. Möller P., Nix J. R. Nuclear Masses from a Unified Macroscopic–Microscopic Model // *At. Data Nucl. Data Tables*. 1988. V. 39, No. 2. P. 213–223.
46. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит., 1983.
47. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра: Ядерные модели. М.: Энергоатомиздат, 1981.
48. Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Ivanova S. P., Scheid W. Relationship between Dinuclear Systems and Nuclei in Highly Deformed States // *Nucl. Phys. A*. 2000. V. 671, No. 1. P. 119–135.
49. Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V. Mass Parameters for a Dinuclear System // *Nucl. Phys. A*. 1995. V. 584, No. 1. P. 205–220.
50. Rogov I. S., Adamian G. G., Antonenko N. V. Dinuclear System Model in Spontaneous Fission Process // *Eur. Phys. J. Web Conf*. 2018. V. 194. 06005.
51. Oganessian Yu. Ts., Tret'yakov Y. P., M'inov A. S., Demin A. G., Plevе A. A., Tret'yakova S. P., Plotko V. M., Ivanov M. P., Danilov N. A., Korotkin Y. S., Flerov G. N. Synthesis of Neutron-Deficient Isotopes of Fermium, Kurchatovium, and Element 106 // *JETP Lett*. 1974. V. 20, No. 8. P. 265–266.
52. Oganessian Yu. Ts., Iljinov A. S., Demin A. G., Tret'yakova S. P. Experiments on the Production of Fermium Neutron-Deficient Isotopes and New Possibili-

- ties of Synthesizing Elements with $Z > 100$ // Nucl. Phys. A. 1975. V. 239, No. 2. P. 353–364.
53. Türler A., Gäggeler H. W., Jost D. T., Armbruster P., Brühlle W., Folger H., Heßberger F. P., Hofmann S., Münzenberg G., Ninov V., Schädel M., Sümmerer K., Kratz J. V., Scherer U. Determination of the Partial Electron Capture and Spontaneous-Fission Half-Lives of ^{254}No // Z. Phys. A. 1988. V. 331, No. 3. P. 363–364.
 54. Heßberger F. P., Hofmann S., Ninov V., Armbruster P., Folger H., Münzenberg G., Schött H. J., Popeko A. G., Yerein A. V., Andreyev A. N., Saro S. Spontaneous Fission and Alpha-Decay Properties of Neutron Deficient Isotopes $^{257-253}104$ and $^{258}106$ // Z. Phys. A. 1997. V. 359, No. 4. P. 415–425.
 55. Hofmann S., Münzenberg G. The Discovery of the Heaviest Elements // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733–767.
 56. Heßberger F. P. Spontaneous Fission Properties of Superheavy Elements // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53, No. 4. P. 75.
 57. Randrup J., Larsson S. E., Möller P., Nilsson S. G., Pomorski K., Sobiczewski A. Spontaneous-Fission Half-Lives for Even Nuclei with $Z \geq 92$ // Phys. Rev. C. 1976. V. 13, No. 1. P. 229–239.
 58. Hulet E. K., Wild J. F., Dougan R. J., Loughheed R. W., Landrum J. H., Dougan A. D., Schadel M., Hahn R. L., Baisden P. A., Henderson C. M., Dupzyk R. J., Sümmerer K., Bethune G. R. Bimodal Symmetric Fission Observed in the Heaviest Elements // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 313–316.
 59. Ćwiok S., Rozmej P., Sobiczewski A., Patyk Z. Two Fission Modes of the Heavy Fermium Isotopes // Nucl. Phys. A. 1989. V. 491, No. 2. P. 281–289.
 60. Möller P., Nix J. R., Swiatecki W. J. New Developments in the Calculation of Heavy-Element Fission Barriers // Ibid. V. 492, No. 3. P. 349–387.
 61. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K. Super-Heavy Element Research // Rep. Prog. Phys. 2015. V. 78, No. 3. 036301.
 62. Hofmann S. Synthesis of Superheavy Elements by Cold Fusion // Radiochimica Acta. 2011. V. 99, No. 7–8. P. 405–428.
 63. Smolańczuk R., Skalski J., Sobiczewski A. Spontaneous-Fission Half-Lives of Deformed Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1871–1880.
 64. Warda M., Egido J. L. Fission Half-Lives of Superheavy Nuclei in a Microscopic Approach // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. 014322.
 65. Staszczak A., Baran A., Nazarewicz W. Spontaneous Fission Modes and Lifetimes of Superheavy Elements in the Nuclear Density Functional Theory // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. 024320.
 66. Rodríguez-Guzmán R., Robledo L. M. Least Action Description of Spontaneous Fission in Fermium and Nobelium Nuclei Based on the Gogny Energy Density Functional // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. 034308.
 67. Smolańczuk R. Properties of the Hypothetical Spherical Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 812–824.
 68. Khuyagbaatar J., Brand H., Cantemir R. A., Düllmann C. E., Heßberger F. P., Jäger E., Kindler B., Krier J., Kurz N., Lommel B., Schausten B., Yakushev A. Spontaneous Fission Instability of the Neutron-Deficient No and Rf Isotopes: The New Isotope ^{249}No // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. L031303.
 69. Hofmann S., Heinz S., Mann R., Maurer J., Münzenberg G., Antalic S., Barth W., Dahl L., Eberhardt K., Grzywacz R., Hamilton J. H., Hender-

- son R. A., Kenneally J. M., Kindler B., Kojouharov I., Lang R., Lommel B., Miernik K., Miller D., Moody K. J., Morita K., Nishio K., Popeko A. G., Roberto J. B., Runke J., Rykaczewski K. P., Scheidenberger C., Shaughnessy D. A., Stoyer M. A., Thörle-Pospiech P., Tinschert K., Trautmann N., Uusitalo J., Yeremin A. V. Remarks on the Fission Barriers of Super-Heavy Nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 2016. V. 52, No. 4. P. 116.
70. Hoffman D. C., Lane M. R. Spontaneous Fission // *Radiochimica Acta.* 1995. V. 70–71, No. Suppl. P. 135–146.
71. Randrup J., Tsang C. F., Möller P., Nilsson S. G., Larsson S. E. Theoretical Predictions of Fission Half-Lives of Elements with Z between 92 and 106 // *Nucl. Phys. A.* 1973. V. 217, No. 2. P. 221–237.
72. Lojewski Z., Baran A. Spontaneous Fission Half-Life-Times of Double-Odd Nuclei ($Z \geq 97$) // *Z. Phys. A.* 1985. V. 322, No. 4. P. 695–700.
73. Brodzinski W., Kowal M., Skalski J. Fission of SHN and Its Hindrance: Odd Nuclei and Isomers // *Acta Phys. Polon. B.* 2017. V. 49, No. 3. P. 621–630.
74. Walker P. M., Dracoulis G. D. Energy Traps in Atomic Nuclei // *Nature.* 1999. V. 399, No. 6731. P. 35–40.
75. Herzberg R. D., Greenlees P. T., Butler P. A., Jones G. D., Venhart M., Darby I. G., Eeckhaudt S., Eskola K., Grahn T., Gray-Jones C., Hessberger F. P., Jones P., Julin R., Juutinen S., Ketelhut S., Korten W., Leino M., Leppänen A. P., Moon S., Nyman M., Page R. D., Pakarinen J., Pritchard A., Rahkila P., Sarén J., Scholey C., Steer A., Sun Y., Theisen C., Uusitalo J. Nuclear Isomers in Superheavy Elements as Stepping Stones Towards the Island of Stability // *Nature.* 2006. V. 442, No. 7105. P. 896–899.
76. Herzberg R. D., Greenlees P. T. In-Beam and Decay Spectroscopy of Transfermium Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2008. V. 61, No. 2. P. 674–720.
77. Theisen C., Greenlees P. T., Khoo T. L., Chowdhury P., Ishii T. In-Beam Spectroscopy of Heavy Elements // *Nucl. Phys. A.* 2015. V. 944. P. 333–375. Special Issue on Superheavy Elements.
78. Ackermann D., Theisen C. Nuclear Structure Features of Very Heavy and Superheavy Nuclei — Tracing Quantum Mechanics Towards the “Island of Stability” // *Physica Scripta.* 2017. V. 92, No. 8. 083002.
79. Ackermann D., Antalic S., Heßberger F. P. Isomers in Superheavy Nuclei // *Eur. Phys. J. Spec. Topics.* 2024. V. 233, No. 5. P. 1017–1036.
80. Belozеров A. V., Chelnokov M. L., Chepigin V. I., Drobina T. P., Gorshkov V. A., Kabachenko A. P., Malyshev O. N., Merkin I. M., Oganessian Yu. Ts., Popeko A. G., Sagaidak R. N., Svirikhin A. I., Yeremin A. V., Berek G., Brida I. Spontaneous-Fission Decay Properties and Production Cross-Sections for the Neutron-Deficient Nobelium Isotopes Formed in the $^{44,48}\text{Ca} + ^{204,206,208}\text{Pb}$ Reactions // *Eur. Phys. J. A.* 2003. V. 16, No. 4. P. 447–456.
81. Kallunkathariyil J., Sulignano B., Greenlees P. T., Khuyagbaatar J., Theisen C., Auranen K., Badran H., Bisso F., Brionnet P., Briselet R., Drouart A., Favier Z., Goigoux T., Grahn T., Hauschild K., Herzan A., Heßberger F. P., Jakobsson U., Julin R., Juutinen S., Konki J., Leino M., Lightfoot A., Pakarinen J., Papadakis P., Partanen J., Peura P., Rahkila P., Rezynekina K., Ruotsalainen P., Sandzelius M., Saren J., Scholey C., Siciliano M., Sorri J., Stolze S., Svirikhin A. I., Uusitalo J., Vandebrouck M.,

- Ward A., Wraith C. Stability of the Heaviest Elements: K Isomer in ^{250}No // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. 011301.
82. Lopez-Martens A., Hauschild K., Svirikhin A.I., Asfari Z., Chelnokov M.L., Chepigina V.I., Dorvaux O., Forge M., Gall B., Isaev A.V., Izosimov I.N., Kessaci K., Kuznetsova A.A., Malyshev O.N., Mukhin R.S., Popeko A.G., Popov Y.A., Sailaubeikov B., Sokol E.A., Tezekbayeva M.S., Yeregin A.V. Fission Properties of ^{253}Rf and the Stability of Neutron-Deficient Rf Isotopes // Phys. Rev. C. 2022. V. 105. L021306.
83. Ter-Akopyan G.M., Iljinov A.S., Oganessian Yu. Ts., Orlova O.A., Popeko G.S., Tretyakova S.P., Chepigina V.I., Shilov B.V., Flerov G.N. Synthesis of the New Neutron-Deficient Isotopes $^{250}\text{102}$, ^{242}Fm , and ^{254}Ku // Nucl. Phys. A. 1975. V. 255, No. 2. P. 509–522.
84. Brookhaven National Laboratory. NuDat 3.0. Interactive Chart of Nuclides and Nuclear Structure and Decay Search. National Nuclear Data Center. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>. 2026.
85. Tezekbayeva M.S., Yeregin A.V., Svirikhin A.I., Lopez-Martens A., Chelnokov M.L., Chepigina V.I., Isaev A.V., Izosimov I.N., Karpov A.V., Kuznetsova A.A., Malyshev O.N., Mukhin R.S., Popeko A.G., Popov Yu.A., Rachkov V.A., Sailaubeikov B.S., Sokol E.A., Hauschild K., Jacob H., Chakma R., Dorvaux O., Forge M., Gall B., Kessaci K., Andel B., Antalics S., Bronis A., Mosat P. Study of the Production and Decay Properties of Neutron-Deficient Nobelium Isotopes // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. P. 52.
86. Khuyagbaatar J., Brand H., Cantemir R.A., Düllmann C.E., Götz M., Götz S., Heßberger F.P., Jäger E., Kindler B., Krier J., Kurz N., Lommel B., Schausten B., Yakushev A. Isomeric States in ^{256}Rf // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. 064303.
87. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Shumeiko M.V., Abdullin F.S., Adamian G.G., Dmitriev S.N., Ibadullayev D., Itkis M.G., Kovrizhnykh N.D., Kuznetsov D.A., Petrushkin O.V., Podshibiakin A.V., Polyakov A.N., Popeko A.G., Rogov I.S., Sagaidak R.N., Schlattauer L., Shubin V.D., Solov'yev D.I., Tsyganov Y.S., Voinov A.A., Subbotin V.G., Bublikova N.S., Voronyuk M.G., Sabelnikov A.V., Bodrov A.Y., Aksenov N.V., Khalkin A.V., Gan Z.G., Zhang Z.Y., Huang M.H., Yang H.B. Synthesis and Decay Properties of Isotopes of Element 110: ^{273}Ds and ^{275}Ds // Phys. Rev. C. 2024. V. 109. 054307.
88. Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K., Ibadullayev D., Abdullin F.S., Dmitriev S.N., Itkis M.G., Karpov A.V., Kovrizhnykh N.D., Kuznetsov D.A., Petrushkin O.V., Podshibiakin A.V., Polyakov A.N., Popeko A.G., Sagaidak R.N., Schlattauer L., Shubin V.D., Shumeiko M.V., Solov'yev D.I., Tsyganov Yu.S., Voinov A.A., Subbotin V.G., Bodrov A.Yu., Sabel'nikov A.V., Lindner A., Rykaczewski K.P., King T.T., Roberto J.B., Brewer N.T., Grzywacz R.K., Gan Z.G., Zhang Z.Y., Huang M.H., Yang H.B. Investigation of ^{48}Ca -Induced Reactions with ^{242}Pu and ^{238}U Targets at the JINR Superheavy Element Factory // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. 024612.
89. Hall H.L., Gregorich K.E., Henderson R.A., Lee D.M., Hoffman D.C., Bunker M.E., Fowler M.M., Lysaght P., Starner J.W., Wilhelmy J.B.

- β -Delayed Fission from $^{256}\text{Es}^m$ and the Level Scheme of ^{256}Fm // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1866–1875.
90. *Khuyagbaatar J., Brand H., Düllmann C.E., Heßberger F.P., Jäger E., Kindler B., Krier J., Kurz N., Lommel B., Nechiporenko Yu., Novikov Yu.N., Schausten B., Yakushev A.* Search for Fission from a Long-Lived Isomer in ^{250}No and Evidence of a Second Isomer // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. 024309.
 91. *Lopez-Martens A., Hauschild K., Svirikhin A.I., Asfari Z., Chelnokov M.L., Chepigin V.I., Dorvaux O., Forge M., Gall B., Isaev A.V., Izosimov I.N., Kessaci K., Kuznetsova A.A., Malyshev O.N., Mukhin R.S., Popeko A.G., Popov Yu.A., Sailaubekov B., Sokol E.A., Tezekbayeva M.S., Yeremin A.V.* Fission Hindrances in Transfermium Nuclei // Eur. Phys. J. Web Conf. 2023. V. 290. 02027.
 92. *Heßberger F.P.* Spontaneous Fission Properties of Superheavy Elements // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 75.
 93. *Mosat P., Heßberger F.P., Antalic S., Ackermann D., Andel B., Block M., Hofmann S., Kalaninova Z., Kindler B., Laatiaoui M., Lommel B., Mistry A.K., Piot J., Vostinar M.* K Isomerism in ^{255}Rf and Total Kinetic Energy Measurements for Spontaneous Fission of $^{255, 256, 258}\text{Rf}$ // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. 034310.
 94. *Сэндулеску В., Поенару Д.Н., Грайнер В.* Новый тип распада тяжелых ядер, промежуточный между делением ядра и α -распадом // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11, вып. 6. С. 1334–1368.
 95. *Кадменский С.Г., Фурман В.И., Чувильский Ю.М.* Распад атомных ядер с испусканием частиц с A больше 4 // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50, № 9. С. 1786–1795.