

ЭМПИРИЧЕСКАЯ СИСТЕМАТИКА ВЕРОЯТНОСТЕЙ ИСПУСКАНИЯ ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Н. С. Моисеев^{1,2}, *Н. В. Антоненко*^{1,2}, *Г. Г. Адамьян*^{1,*}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия

² Инженерная школа ядерных технологий, Отделение математики
и математической физики, Национальный исследовательский
Томский политехнический университет, Томск, 634050, Россия

Исследуется эмпирическая систематика вероятностей P_{LRA} испускания длиннопробежных α -частиц при спонтанном делении тяжелых и сверхтяжелых ядер. Проанализированы известные корреляции P_{LRA} с различными параметрами. Предложена эмпирическая формула для P_{LRA} как линейная функция энергии выхода α -частицы Q_α . Показано, что использование Q_α выявляет оболочечные эффекты. Все рассмотренные формулы предсказывают рост P_{LRA} до 1% для нейтрондефицитных ядер, что подчеркивает важность данного канала распада.

The empirical systematics of the probabilities P_{LRA} of long-range α -particle emission in spontaneous fission of heavy and superheavy nuclei is investigated. Known correlations of P_{LRA} with various parameters are analyzed. A new empirical formula for P_{LRA} as a linear function of the energy release Q_α of α decay is proposed. It is shown that considering Q_α reveals shell effects. All the considered models predict an increase of P_{LRA} up to 1% for neutron-deficient nuclei, highlighting the importance of this decay channel.

PACS: 24.75.+i; 25.85.-w; 27.90.+b

Тяжелые ядра преимущественно делятся на два осколка, однако примерно в 0,3% случаев спонтанного деления наблюдается испускание легкой заряженной частицы (ЛЗЧ) [1]. Деление, сопровождаемое ЛЗЧ, или тройное деление (ТД), характеризуется широким диапазоном масс испускаемых частиц — от протона до ядра серы. При этом в подавляющем большинстве событий ТД (~ 90%) ЛЗЧ представляет собой ядро ${}^4\text{He}$, которое, в силу высокой кинетической энергии, принято называть длиннопробежной α -частицей. Вероятность P_{LRA} эмиссии таких

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

α -частиц определяется как отношение числа событий ТД с их испусканием к числу актов бинарного деления [1].

Для предсказания P_{LRA} предложен ряд эмпирических зависимостей [2–5]. Далее приводятся уточненные версии формул, параметры которых были определены с учетом современных экспериментальных данных по ядрам $^{238, 240, 242, 244}\text{Pu}$, $^{242, 244, 246, 248}\text{Cm}$, $^{250, 252}\text{Cf}$, $^{256, 257}\text{Fm}$ [6–8].

Один из ранних подходов описывает вероятность P_{LRA} как функцию линейной комбинации зарядового Z и массового A чисел делящегося ядра [2]:

$$P_{LRA} = 10^{-3} [0,1211(4Z - A) - 14,137]. \quad (1)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 1, *a*. Согласно формуле, вероятность возрастает с ростом Z и уменьшается с ростом A для изотопов одного элемента. Ключевым ограничением подхода является предсказание идентичных значений P_{LRA} для ядер с равным значением $4Z - A$, например, для ^{270}Ds и ^{286}Fl ($4Z - A = 170$).

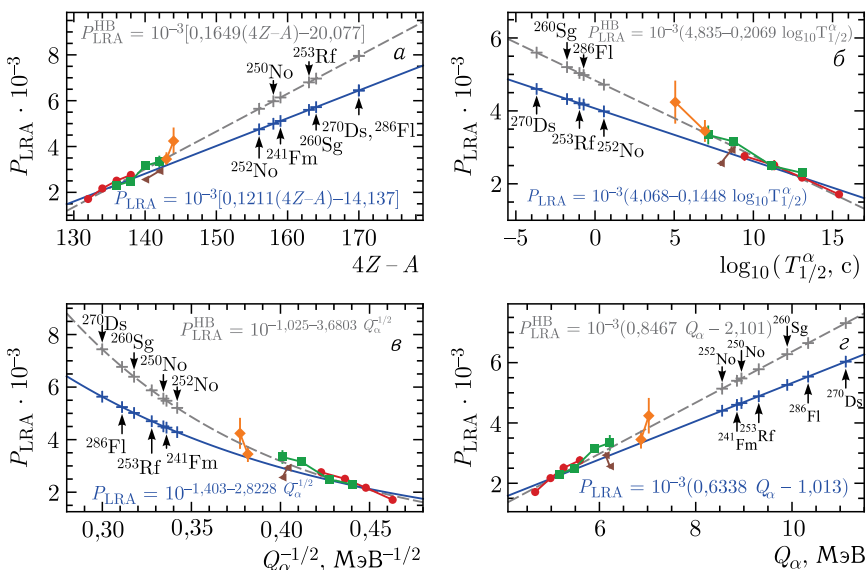


Рис. 1. Вероятности эмиссии длиннопробежных α -частиц P_{LRA} в зависимости от $4Z - A$ (*a*), $\log_{10}(T_{1/2}^{\alpha}, \text{c})$ (*б*), $Q_{\alpha}^{-1/2}$ (*в*) и Q_{α} (*г*). Сплошные и штриховые линии соответствуют результатам аппроксимации, полученным с учетом экспериментальных погрешностей значений P_{LRA} и без них (НВ — невзвешенный) соответственно. Крестики обозначают предсказанные значения P_{LRA} для указанных актиноидов и СТЯ. Символы, соединенные сплошными линиями, представляют экспериментальные данные, взятые из работ [6–8]

В рамках динамической модели ТД вероятность P_{LRA} связывается с параметром делимости Z^2/A [3]:

$$P_{\text{LRA}} = 0,9729 \cdot 10^{-7} A^{2/3} (Z^2/A - 26,12) (Z^2/A^{2/3} - 178,13). \quad (2)$$

Предсказываемая линейная зависимость от Z^2/A обуславливает рост P_{LRA} для нейтронодефицитных ядер, в то время как квадратичная зависимость от Z приводит к вероятностям, достигающим 1% в области сверхтяжелых ядер (СТЯ).

Ряд исследований [4, 5] связывают вероятность испускания α -частиц в ТД с константой α -распада λ_α или периодом полураспада α -распада $T_{1/2}^\alpha$ (см. рис. 1, б):

$$P_{\text{LRA}} = 10^{-3} (4,068 - 0,1448 \log_{10} T_{1/2}^\alpha). \quad (3)$$

Прогнозы формулы (3) качественно согласуются с тенденциями, предсказываемыми формулами (1) и (2), демонстрируя более плавный рост P_{LRA} для нейтронодефицитных ядер. Основное ограничение подхода связано с тем, что значения $T_{1/2}^\alpha$ известны не для всех ядер, что не являлось проблемой для моделей (1) и (2), использующих только макроскопические параметры ядра Z и A . Поэтому в работе [5] была предложена полуэмпирическая формула, основанная на законе Гейгера–Неттолла:

$$P_{\text{LRA}} = 10^{-1,403 - 2,8228 Q_\alpha^{-1/2}}, \quad (4)$$

которая выражает P_{LRA} через энергию выхода α -частицы Q_α для основного состояния делящегося ядра (см. рис. 1, в). Преимущество формулы (4) заключается в возможности использовать расчетные значения Q_α ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные.

В отличие от подхода (4), использующего сложную зависимость P_{LRA} от Q_α , в данной работе предпринята попытка найти простую линейную эмпирическую корреляцию между вероятностью P_{LRA} и энергией α -распада. Такой выбор может обеспечить сопоставимую или лучшую предсказательную силу при ограниченном объеме экспериментальных данных. Дополнительной мотивацией для поиска линейной зависимости послужила установленная ранее корреляция между десятичным логарифмом периода полураспада спонтанного деления $\log T_{1/2}^{\text{SF}}$ и Q_α для тяжелых ядер и СТЯ [9], что свидетельствует о прямом влиянии энергии α -распада на характеристики других ядерных процессов. По методу наименьших квадратов была получена следующая формула для вероятности эмиссии α -частиц в ТД:

$$P_{\text{LRA}} = 10^{-3} (0,6338 Q_\alpha - 1,013), \quad (5)$$

где Q_α выражена в МэВ. Результаты расчета по формуле (5) представлены на рис. 1, г. Преимуществом предложенной формулы является ее линейная зависимость от Q_α , что обеспечивает уменьшение ошибок предсказаний при экстраполяции в область нейтронодефицитных ядер

по сравнению с нелинейными аппроксимациями. Следует отметить, что наблюдается тенденция отклонения значений P_{LRA} для ^{250}Cf и ^{252}Cf , задаваемых зависимостями от Q_α (формулы (5) и (4)), что может указывать на дополнительное влияние баланса количества нейтронов и протонов. В то же время для изотопов от Fm до Fl расчеты вероятностей по формуле (5) согласуются с альтернативными моделями и подтверждают рост P_{LRA} для нейтронодефицитных тяжелых ядер и СТЯ.

Существенное влияние на процедуру аппроксимации оказывают погрешности экспериментальных данных. Их учет приводит к снижению предсказанных значений P_{LRA} на $\sim 30\%$ для тяжелых нейтронодефицитных ядер, что демонстрирует сравнение результатов аппроксимации на рис. 1. Данный эффект, в первую очередь, связан с изотопами Fm, которые характеризуются как максимальными экспериментальными значениями вероятностей, так и наибольшими неопределенностями.

На рис. 2 сравниваются вероятности испускания α -частиц, рассчитанные по четырем формулам (1), (2), (4) и (5) для четно-четных тяжелых ядер и СТЯ с $88 \leq Z \leq 118$. Модели демонстрируют сопоставимые результаты для ядер с известными экспериментальными P_{LRA} , в то время как в неизученных областях предсказания заметно расходятся. Формулы (5) и (4), использующие энергию выхода α -частицы, демонстрируют выраженные локальные максимумы вероятности при $N = 128, 154, 164$ и 186 , что свидетельствует о проявлении оболочечных эффектов, учитываемых неявно через Q_α . В отличие от них, формулы (1) и (2), не зависящие от оболочечной структуры, показывают плавную зависимость. Для нейтронодефицитных тяжелых ядер формула (2) предсказывает заниженные значения P_{LRA} для актинидов и завышенные — для СТЯ по сравнению с тремя другими моделями, дающими согласованные предсказания. Несмотря на количественные расхождения, все рассмотренные подходы качественно согласуются в предсказании роста P_{LRA} в области СТЯ вплоть до $\sim 1\%$ для их нейтронодефицитных изотопов.

Также исследована чувствительность предсказаний вероятности P_{LRA} к выбору моделей ядерных масс. Используются четыре теоретические модели для расчета энергий α -распада Q_α : три микроскопически-макроскопические — модель Вайцзеккера–Скирма (WS4) [10], модель капли с конечным радиусом взаимодействия (FRDM) [11] и модель с деформированным потенциалом Вудса–Саксона и макроскопической поправкой юкава-плюс-экспонента (MM) [12], а также самосогласованная микроскопическая модель Скирма–Хартри–Фока–Боголюбова (BSkG3) [13]. На рис. 3 представлены вероятности P_{LRA} , рассчитанные по формуле (5) на основе значений Q_α , полученных в рамках вышеупомянутых моделей. Во всех случаях рассчитанные вероятности уменьшаются с ростом числа нейтронов, но демонстрируют локальные максимумы при нейтронных числах $N = 164$ и 186 . Несмотря на различия в значениях Q_α , все вероятности, полученные с использованием рассмотренных моделей, согласуются между собой: средние абсолютные отклонения находятся

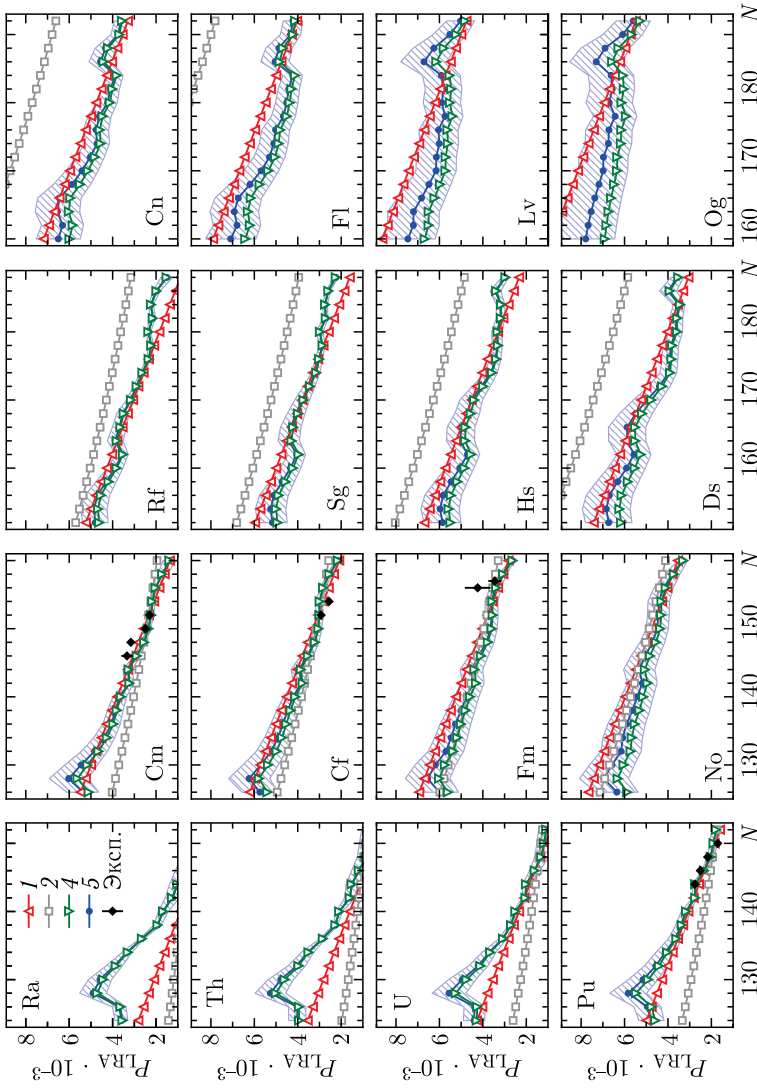


Рис. 2. Вероятности P_{LRA} для чётно-чётных ядер с $Z = 88-118$, предсказанные по формулам (1), (2), (4) и (5). Штриховка обозначает область ошибок предсказаний $\pm 3\sigma$ для формулы (5). Экспериментальные данные [6-8] показаны ромбами. Значения Q_{α} взяты из работы [10]

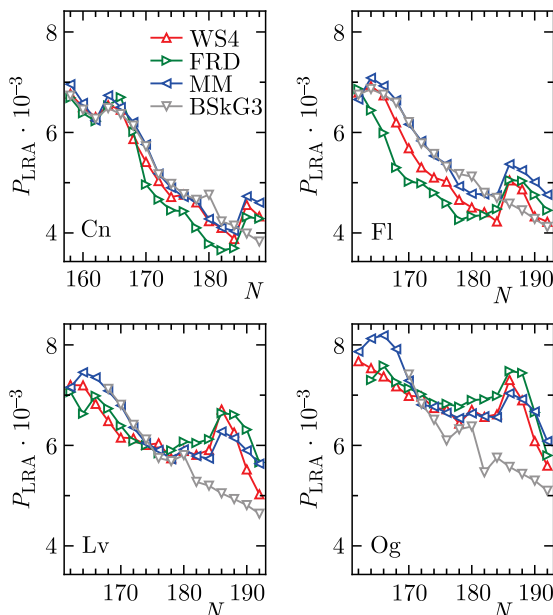


Рис. 3. Влияние выбора модели атомных масс на значения P_{LRA} , рассчитанные по формуле (5) для четно-четных СТЯ с зарядовыми числами $Z = 112-118$

в диапазоне $(0,21-0,93) \cdot 10^{-3}$, что соответствует погрешности формулы. При этом все модели предсказывают рост вероятностей до 1% для нейтронодефицитных СТЯ.

Таким образом, предложена новая полуэмпирическая формула, выражающая вероятность P_{LRA} испускания длиннопробежных α -частиц в виде линейной функции от энергии α -распада Q_α . Преимущество подхода заключается в его простоте, обеспечивающей минимальные ошибки предсказания при экстраполяции в область нейтронодефицитных ядер. Показано, что учет Q_α позволяет выявить максимумы вероятности в окрестностях магических чисел нейтронов, обусловленные оболочечными эффектами. Все рассмотренные модели предсказывают рост P_{LRA} до 1% для нейтронодефицитных СТЯ.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-42-00018) [14].

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mutterer M., Kopatch Yu. N., Schwalm D., Gönnerwein F. Particle-Accompanied Fission // Fission Dynamics of Atomic Clusters and Nuclei. 2001. P. 204–213; https://doi.org/10.1142/9789812811127_0019.

2. *Halpern I.* Three Fragment Fission // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 1971. V. 21, No. 1. P. 245–294; <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.21.120171.001333>.
3. *Rubchenya V. A., Yavshits S. G.* Dynamic Treatment of Ternary Fission // *Z. Phys. A.* 1988. V. 329. P. 217–228; <https://doi.org/10.1007/BF01283778>.
4. *Wagemans C., D'hondt P., Schillebeeckx P., Brissot R.* Triton and Alpha Emission in the Thermal-Neutron-Induced Ternary Fission of ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu // *Phys. Rev. C.* 1986. V. 33. P. 943–953; <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.33.943>.
5. *Khuyagbaatar J.* Ternary Fission with the Emission of Long-Range α Particles in Fission of the Heaviest Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2024. V. 110. P. 014311; <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.110.014311>.
6. *Serot O., Wagemans C.* Energy Distributions and Yields of Long Range Alpha Particles Emitted During Spontaneous Fission of $^{238,240,242,244}\text{Pu}$ Isotopes // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 641, No. 1. P. 34–48; [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00465-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00465-5).
7. *Vermote S., Wagemans C., Serot O., Heyse J., Van Gils J., Soldner T., Geltenbort P.* Ternary α and Triton Emission in the Spontaneous Fission of ^{244}Cm , ^{246}Cm and ^{248}Cm and in the Neutron Induced Fission of ^{243}Cm , ^{245}Cm and ^{247}Cm // *Nucl. Phys. A.* 2008. V. 806, No. 1. P. 1–14; <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2008.03.006>.
8. *Vermote S., Wagemans C., Serot O., Heyse J., Van Gils J., Soldner T., Geltenbort P., AlMahamid I., Tian G., Rao L.* Ternary Particle Emission in Spontaneous Fission of ^{250}Cf and ^{252}Cf and in Neutron Induced Fission of ^{249}Cf and ^{251}Cf // *Nucl. Phys. A.* 2010. V. 837, No. 3. P. 176–194; <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2010.03.001>.
9. *Moiseev N. S., Antonenko N. V., Adamian G. G.* Empirical Systematics of Spontaneous Fission Half-Lives of Heavy and Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2025. V. 112. P. 034607; <https://doi.org/10.1103/physrevc.112.034607>.
10. *Wang N., Liu M., Wu X., Meng J.* Surface Diffuseness Correction in Global Mass Formula // *Phys. Lett. B.* 2014. V. 734. P. 215–219; <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.05.049>.
11. *Möller P., Sierk A. J., Ichikawa T., Sagawa H.* Nuclear Ground-State Masses and Deformations: FRDM(2012) // *At. Data Nucl. Data Tables.* 2016. V. 109–110. P. 1–204; <https://doi.org/10.1016/j.adt.2015.10.002>.
12. *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; <https://doi.org/10.1016/j.adt.2020.101393>.
13. *Grams G., Ryssens W., Scamps G., Goriely S., Chamel N.* Skyrme–Hartree–Fock–Bogoliubov Mass Models on a 3D Mesh: III. From Atomic Nuclei to Neutron Stars // *Eur. Phys. J. A.* 2023. V. 59, No. 11. P. 270; <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-025-01503-x>.
14. <https://rscf.ru/project/25-42-00018/>