

В. Т. Маслюк*, П. С. Деречкей, З. М. Біган,
П. П. Пуга, Н. І. Сватюк, М. С. Лящов

Інститут електронної фізики НАН України, Ужгород, Україна

*Відповідальний автор: volodymyr.maslyuk@gmail.com

ВИХОДИ ІЗОТОПІВ РІДКІСНОЗЕМЕЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ПРИ ПОДІЛІ ЯДЕР АКТИНІДІВ¹

Представлено результати досліджень виходів ізотопів рідкісноземельних елементів (РЗЕ) при поділі важких ядер, зокрема актинідів. Отримано масові спектри ізотопів самарію, диспрозію, голмію, ітербію за різних умов поділу ядер-актинідів (^{238}U , ^{232}Th , ^{241}Am), з урахуванням або без урахування емісії ядерних частинок, а також при різних енергіях збудження вихідного ядра. Розрахунки виконано в рамках післяподільного статистичного наближення, що дає змогу дослідити упорядкування ансамблю двох уламкових кластерів. Показано, що ймовірності виходу ізотопів РЗЕ зменшуються зі зростанням їхнього атомного номера, що може пояснювати закономірності їхнього поширення в літосфері. Поява у земній корі стабільних ізотопів РЗЕ у слідових кількостях може бути пов'язана з особливостями спонтанного поділу актинідів з емісією ядерних частинок, що зумовлює зсув масових спектрів у напрямку стабільних ядер.

Ключові слова: рідкісноземельні елементи, актиніди, статистичний метод, уламки поділу, упорядкування, виходи, масові спектри, поширення, літосфера.

1. Вступ

Рідкісноземельні елементи (РЗЕ) утворюють особливий клас хімічних речовин, поширення яких у земній корі змінюється в межах 1–20 ppm (parts per million) у масових одиницях [1, 2]. Це говорить про їхню відносну присутність, наприклад, у літосфері Землі, проте наявність їх зафіксована лише у вигляді слідових домішок, а отримання потребує переробки значної кількості руди з великими витратами. Події останніх років підкреслюють важливе стратегічне значення РЗЕ та їхню важливу роль при виготовленні ефективних магнітів, електронних компонент для військової та споживчої сфер, лазерів, дозиметрів тощо. Для ядерно-фізичних досліджень інтерес до РЗЕ зумовлений наявністю в них ряду ізомерних станів, дослідження яких є важливим для розуміння структури енергетичних рівнів атомних ядер та кінетики переходів між ними. У даній роботі предметом дослідження є чотири хімічні елементи із 17 відомих РЗЕ – ^{62}Sm , ^{66}Dy , ^{67}Ho , ^{70}Yb , вихід ізотопів яких вивчається при поділі ряду актинідів: U, Th, Am. Для цих РЗЕ можна вказати ряд ізомерів ядра, які мають різні періоди напіврозпаду. Так, для самарію виділяють три короткоживучі ізомери $^{139,141,143\text{m}}\text{Sm}$; один у диспрозію – $^{135\text{m}}\text{Dy}$; цілий ряд у голмію – $^{158,159,160-164,166\text{m}}\text{Ho}$; та три ізомери у ітербію – $^{169,176,177\text{m}}\text{Yb}$ [3]

Є різні припущення про походження РЗЕ у земній корі – від космогенної природи [4] до утворення їх як уламків поділу важких ядер, зокрема, актинідів [5]. Оскільки більшість РЗЕ є важчими за залізо, вважається за можливе утворення їх у результаті нуклеосинтезу наднових або s-процесів зіркового нуклеосинтезу [4]. З іншого боку, поділ важких ядер також може бути джерелом походження РЗЕ, оскільки генерує всю Періодичну таблицю хімічних елементів, формуючи умови наземної радіоактивності [6, 7]. Цікавими є дослідження кларкового вмісту вказаних ізотопів у літосфері, результати яких, попри статистичний характер їхньої систематизації, вказує на тенденцію до зменшення вмісту РЗЕ зі збільшенням їхнього атомного номера.

Тому доцільним є аналіз виходів цих елементів при поділі актинідів природного та штучного походження для вивчення закономірності формування виходів РЗЕ при їхньому поділі. Такі дослідження є важливими як для аналізу поширення РЗЕ у земній корі, так і для встановлення ролі ядерних оболонок на формування виходів ізотопів РЗЕ при поділі актинідів. У даній роботі наведено результати дослідження виходів РЗЕ при поділі ядер-актинідів різного складу, різних енергій збудження та температур вихідного ядра, як без урахування, так і з урахуванням емісії ядерних частинок.

© Автор(и), 2025

Стаття опублікована ІЯД НАН України за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC 4.0

¹ Представлено на XXXII Щорічній науковій конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 26 - 30 травня 2025 р.

2. Теорія

Подальший аналіз проводиться в рамках пост-подільного наближення та запропонованого статистичного методу для систематизації уламків поділу, теорію яких викладено в [8, 9]. Предметом дослідження є стан уламків вихідного ядра з атомною масою A_0 , та зарядом Z_0 після проходження сідлової точки, коли їхній нуклонний склад уже сформовано, проте термодинамічні параметри (температура T , тиск P) є однаковими для всіх ядер-уламків і визначаються характеристиками вихідного ядра, яке відіграє роль термостата. Допускаються лише флуктуації їхньої енергії та об'єму, тобто поділ ядра реалізує умови канонічного ансамблю постійного тиску. У разі 2-уламкової схеми поділу ядра вважається, що i -й кластер з ядер-уламків містить $N_{p,j}^{(i)}$ протонів, $N_{n,j}^{(i)}$ нейтронів у j -му уламку, $j = 1, 2$, що утворилися внаслідок емісії m_i – бета частинок ($^{\pm}\beta$) та n_i – нейтронів поділу. Умови збереження нуклонів для кожного i -го ансамблю мають вигляд:

$$\sum_{j=1,2} (N_{p,j}^{(i)} + N_{n,j}^{(i)} + n_j^i) = A_0,$$

$$\sum_{j=1,2} (N_{p,j}^{(i)} + m_j^i) = Z_0. \quad (1)$$

У даному контексті знак «+» перед m_j^i відповідає кількості β^+ -частинок, що випромінюються, тоді як знак «-» – числу β^- -частинок. Подальший розрахунок базується на таких припущеннях: ансамбль уламків поділу, що утворився з умови (1) характеризується термодинамічними параметрами P, V, T . Емісія нейтронів поділу призводить до зміни об'єму ΔV вихідного ядра, а при сталому тиску P це супроводжується виконанням роботи. Тому параметри, що визначають умову рівноваги для кожного з досліджуваних ансамблів ядер-уламків виводяться з умови мінімуму термодинамічного потенціалу постійного тиску. Для i -го ядерного кластера такий потенціал має вигляд:

$$G_i = \varepsilon_i - TS_i + PV_i. \quad (2)$$

Для i -го кластера тут ε_i – внутрішня енергія, а V_i , об'єм 2-уламкового кластера, $V_i = V_1^i + V_2^i$. Значення ε_i визначається як сума енергій зв'язку їхніх фрагментів поділу і має негативне значення, що впливає зі зв'язаного стану нуклонів у ядрі. Для різних кластерів спектр значень $\{\varepsilon_i\}$ визначається як сума енергій зв'язку $B(N_{p,j}^i, N_{n,j}^i)$ їхніх фрагментів поділу,

$$\varepsilon_i = \sum_{j=1,2} B(N_{p,j}^i, N_{n,j}^i). \quad (3)$$

Значення енергій зв'язку $B(N_{p,j}^i, N_{n,j}^i)$ (3), табульовані в численних базах ядерно-фізичних констант, див. [10]. Член PV_i в (2) може бути переписаний як $P \cdot n \cdot \Delta v$, константа $P\Delta v$ є параметром теорії, величина якої знаходиться в інтервалі 3–5 MeV [9].

Конфігураційна ентропія S_i (2) враховує статистичну нееквівалентність протонів (нейтронів) з різною питомою енергією зв'язку і розраховується через фактор виродження станів ω_i :

$$S_i = \ln(\omega_i), \quad (4)$$

$$\omega_i = A_0! / \left(\prod_{j=1,2} K(n_j^i) N_{p,j}^i! (N_{n,j}^i - n_j^i)! \right). \quad (5)$$

Тут $\prod_{j=1,2} x_j! = x_1! x_2!$, n_j^i – число нейтронів поділу j -го уламку поділу із i -го кластера, а $K(n_j^i)$ визначається статистикою нуклонів [4]. Формули (1)–(5) дають змогу знайти ймовірність реалізації, чи виходів 2-уламкового кластера. Для співставлення термодинамічних величин та статистичних середніх необхідно представити ймовірність реалізації, наприклад, i -го 2-уламкового кластера через ізобаричну функцію розподілу:

$$Y(N_{p,1}^i, N_{p,2}^i, N_{n,1}^i, N_{n,2}^i) = \omega_i \exp\{-(\varepsilon_i + PV_i)/T\} / Z, \quad (6)$$

де зміст параметрів ε_i, ω_i наведено вище, а ізобарична статистична сума Z визначається з умови нормування $\sum_{i=1}^N Y(N_{p,1}^i, N_{p,2}^i, N_{n,1}^i, N_{n,2}^i) = 1$.

Для знаходження зарядових розподілів уламків поділу ядра, необхідно розрахувати функцію $F(N_{p,1})$ як суму ймовірностей реалізації всіх 2-уламкових кластерів, які містять фрагмент поділу із зарядом $N_{p,1}$.

$$F(N_{p,1}) = \sum_{i=1}^N Y(N_{p,1}^i, N_{p,2}^i, N_{n,1}^i, N_{n,2}^i). \quad (7)$$

Вибрана таким чином функція $F(N_{p,1})$ має задовольняти умову нормування: $\sum_{\langle N_{p,1} \rangle} F(N_{p,1}) = 200\%$; тут сумування здійснюється по ймовірностях реалізації всіх можливих зарядових станів фрагментів поділу.

Процедура, схожа до (7), може бути застосована для знаходження, наприклад, імовірності реалізації ізотопу РЗЕ зарядом Z_{REE} та атомною

масою A_{REE}^j . Алгоритм розрахунків передбачає етап створення ансамблю всіх можливих 2-уламкових кластерів при поділі вихідного ядра, знаходження функції розподілу як імовірностей їхньої реалізації та процедуру виділення з цього ансамблю ядерних кластерів, що містить хоч один ізотоп РЗЕ. Далі для кожного РЗЕ визначається його функція розподілу, нормована на 100 %, що визначає ймовірність його виходу для побудови масового спектра:

$$F(Z_{REE}, A_{REE}) = \sum_{i=1}^M Y(Z_{REE}, N_{p,2}^i, A_{REE} - Z_{REE}, N_{n,2}^i). \quad (8)$$

У разі, коли враховується емісія ядерних частинок при поділі вихідного ядра, див. (1), $M > 1$.

3. Результати та їх обговорення

На рис. 1 представлено зарядові спектри уламків поділу ізоотопів торію, урану та америцію, отримані з використанням (7). Як видно, для вказаних актинідів пік важких уламків поділу знаходиться в околі магічного числа $Z_0 = 50$, ймовірність реалізації більш важких ізоотопів суттєво зменшується з ростом їхнього заряду. Для розглянутих РЗЕ:

$$F({}_{62}\text{Sm}) \gg F({}_{66}\text{Dy}) \gg F({}_{67}\text{Ho}) \gg F({}_{70}\text{Yb}). \quad (9)$$

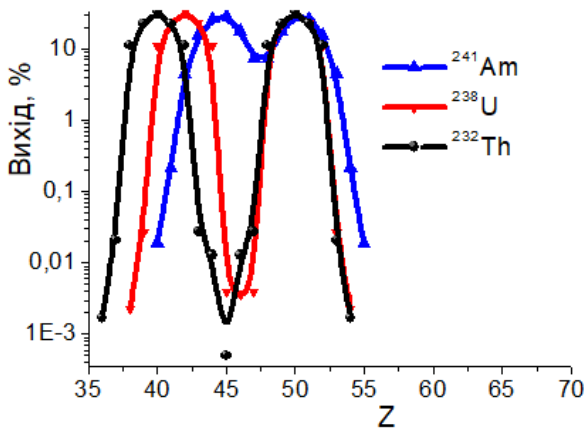


Рис. 1. Зарядові спектри продуктів поділу ізоотопів торію, урану та америцію, розраховані при нехтуванні емісією ядерних частинок та при температурі вихідного ядра $T = 1$ МеВ. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Розрахунок показує, що вказані нерівності зберігаються навіть з ростом енергії збудження, або температури вихідного ядра, T , врахуванням пост-подільної емісії нейтронів та бета-частинок, проте різниця між виходами (9) при цьому значно зменшується. Вихід РЗЕ також залежить від формули вихідного ядра, найбільший вихід цих елементів має місце при поділі ${}^{241}\text{Am}$ (див. рис. 1),

для ядер урану вихід РЗЕ є вищим у випадку ${}^{235}\text{U}$, ніж для ${}^{238}\text{U}$.

Ключовим є визначення масових спектрів ізоотопів для кожного з досліджуваних РЗЕ (${}_{62}\text{Sm}$, ${}_{66}\text{Dy}$, ${}_{67}\text{Ho}$, ${}_{70}\text{Yb}$) з метою кількісної оцінки їхньої стабільності. Критеріями для цього можуть служити співвідношення $\{\tilde{A}, \tilde{Z}\}$, отримані з формули Вейцеккера для рідинної моделі ядра, при яких воно має найменшу енергію [11]:

$$\tilde{Z} = \frac{\tilde{A}}{1.98 + 0.015 \cdot \tilde{A}^{2/3}}. \quad (10)$$

Так, для самарію $Z = 62$ з формули (10) значення $\tilde{A} \sim 152$, стабільними є ізотопи $A = 144, 150, 154$; для диспрозію $Z = 66$ значення $\tilde{A} \sim 162$, стабільними є ізотопи $A = 158, 160-164$; для голмію $Z = 67$ значення $\tilde{A} \sim 164$, стабільним є один ізоотоп $A = 165$; для ітербію $Z = 70$ значення $\tilde{A} \sim 170-173$, стабільними є ізотопи $A = 168, 170-174$ [3].

Як вказано вище, при побудові масового спектра конкретного РЗЕ (8) важливим є встановлення ймовірності виходу 2-уламкового кластера, що містить як ізоотоп РЗЕ, так і інший, заряд якого доповнює до зарядового числа подільного актиніду. Так, при поділі парно-парного ядра ${}^{238}\text{U}$ встановлюється ймовірність виходу кластерів $\{{}_{62}\text{Sm}, {}_{30}\text{Zn}\}$, $\{{}_{66}\text{Dy}, {}_{26}\text{Fe}\}$, $\{{}_{67}\text{Ho}, {}_{25}\text{Mn}\}$, $\{{}_{70}\text{Yb}, {}_{22}\text{Ti}\}$; парно-парного ${}^{232}\text{Th}$ відповідно, $\{{}_{62}\text{Sm}, {}_{28}\text{Ni}\}$, $\{{}_{66}\text{Dy}, {}_{24}\text{Cr}\}$, $\{{}_{67}\text{Ho}, {}_{23}\text{V}\}$, $\{{}_{70}\text{Yb}, {}_{20}\text{Ca}\}$, і, нарешті, для непарно-непарного ізоотопу ${}^{241}\text{Am}$ – $\{{}_{62}\text{Sm}, {}_{33}\text{As}\}$, $\{{}_{66}\text{Dy}, {}_{29}\text{Cu}\}$, $\{{}_{67}\text{Ho}, {}_{28}\text{Ni}\}$, $\{{}_{70}\text{Yb}, {}_{25}\text{Mn}\}$. Масовий спектр виходів ізоотопів самарію, диспрозію, голмію та ітербію при поділі важких ядер визначається комплексним впливом таких факторів: залежністю питомої енергії зв'язку від маси ізоотопів, температурою ядра, ефектом магічних чисел протонів і нейтронів (20, 28, 50, 82 та 126), а також ентропійними чинниками, що визначають рівноважний стан 2-уламкового ядерного кластера.

Рис. 2 представляє результати розрахунку масових спектрів ізоотопів самарію, диспрозію, голмію та ітербію при поділі ізоотопів ${}^{238}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{241}\text{Am}$, отриманих з використанням бази даних [2].

Як видно, всі масові спектри, отримані при поділі ядер актинідів, містять нейтрон-збагачені ізотопи РЗЕ, які є нестабільними щодо емісії нейтронів. Причому, ступінь нейтрон-збагачення цих ядер зростає зі збільшенням атомного номера ізоотопів РЗЕ. Зміщення масових спектрів у бік стабільних ядер (див. рис. 2), можливе за рахунок збільшення енергії збудження, тобто температури

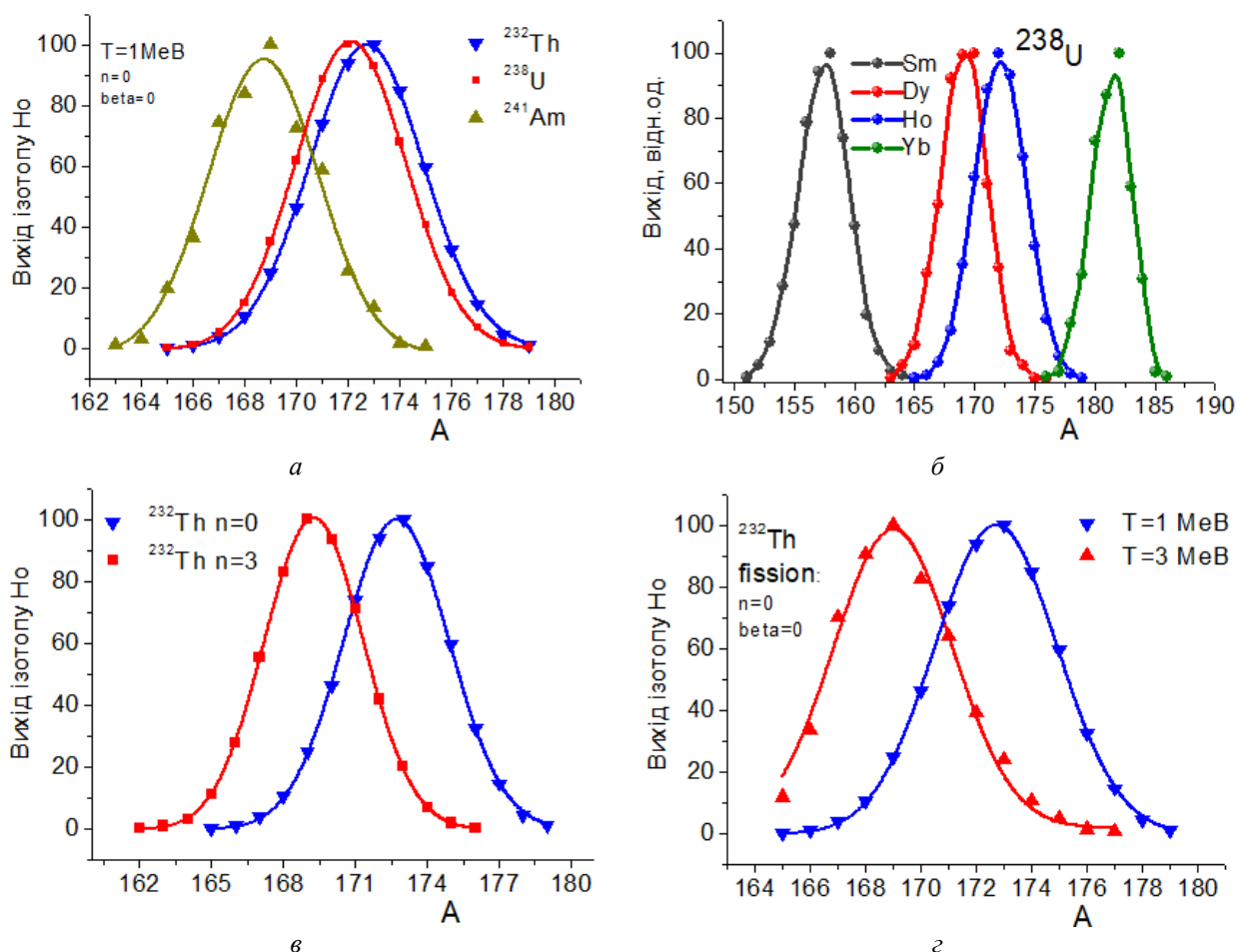


Рис. 2. Масові спектри ізотопів самарію, диспрозю, голмію та ітербію для різних схем поділу ядер-актинідів: *a* – ізотопів голмію при поділі ізотопів ^{238}U , ^{232}Th та ^{241}Am ; *б* – ізотопів самарію, диспрозю, голмію та ітербію при поділі ^{238}U ; *в* – масові спектри ізотопів голмію без врахування та з урахуванням емісії нейтронів при поділі ^{238}U ; *г* – ті ж спектри голмію, отримані для різних температур подільного ^{232}Th . (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

подільного ядра актиніду, чи при врахуванні емісії ядерних частинок – нейтронів, чи бета-частинок. Останній випадок є характерним для реальних ситуацій спонтанного поділу ядер. Зростання енергії збудження/температури вихідного ядра актиніду призводить до збільшення ентропійного члена в (2) та ослаблення ролі квантових/оболонкових поправок його енергії зв'язку. Це призводить до зростання симетричних мод виходу уламків поділу актинідів, компоненти яких підпорядковані моделі рідкої краплі (10).

Більш стабільні ізотопи РЗЕ утворюються при поділі актинідів, схильних до спонтанного поділу (^{241}Am , ^{235}U), порівняно з предками природних рядів (^{232}Th , ^{238}U) з періодами напіврозпаду понад 10^9 – 10^{10} років (див. рис. 2, *a*). Тобто, вміст і дисперсний характер поширення РЗЕ у літосфері можна пояснити їхнім утворенням у результаті спонтанного поділу важких ядер, зокрема актинідів.

Цікаво зіставити отримані дані з реальними цифрами поширення РЗЕ, які, як було зазначено, вказують на зменшення вмісту їх у земній корі зі збільшенням атомного номера хімічного елемента. Аналогічні дані свідчать, що РЗЕ часто зустрічаються у природі разом [1], як ніби вони походять з одного джерела. У таблиці наведено літературні дані поширення легких та важких РЗЕ у літосфері Землі, які, як видно, ілюструють правило Оддо - Гаркінса [1], що елемент з парним атомним номером є більш поширений, ніж сусідні елементи з непарними атомними номерами, що слід враховувати при аналізі поширення РЗЕ у земній корі.

Такі залежності у масових одиницях ppm представлено на рис. 3 для масиву легких та важких РЗЕ з таблиці. Як видно, рисунок демонструє експоненційний спад вмісту РЗЕ у земній корі зі збільшенням атомного номера. Причому ця залежність найбільш виражена для легких РЗЕ з атомними номерами $Z < 63$.

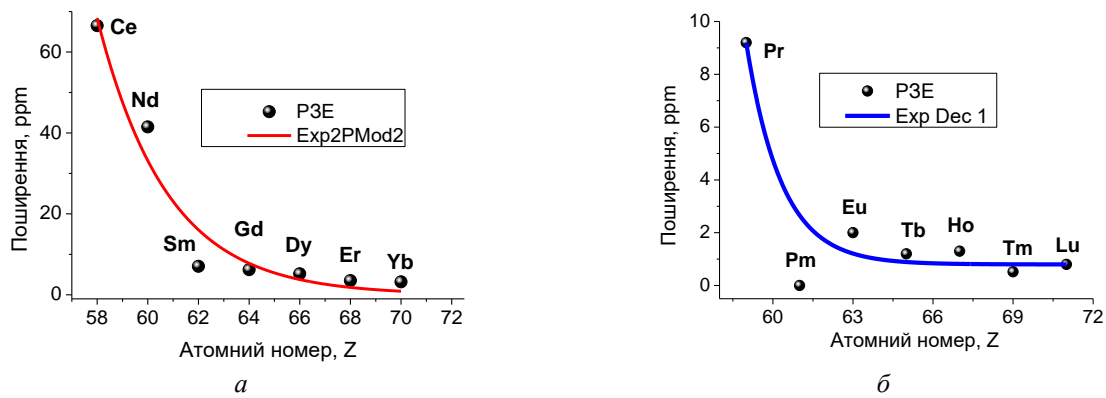


Рис. 3. Поширення РЗЕ у літосфері Землі для хімічних елементів з парними (а) та непарними (б) значеннями їх атомного номера, Z [1–3]. Підгонку виконували за допомогою експоненційних функцій у програмі *Origin*: а – для РЗЕ з парними атомними номерами, використовуючи модель *Exp2PMod2*; б – для РЗЕ з непарними атомними номерами, використовуючи модель *ExpDec1*. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Дані про поширення (масові одиниці) РЗЕ у літосфері Землі залежно від їхнього атомного номера/маси [1–3]

РЗЕ	Атомний номер/маса	Поширення, ppm	РЗЕ	Атомний номер/маса	Поширення, ppm
Ce	58/140	66,5	Tb	65/159	1,2
Pr	59/141	9,2	Dy	66/162	5,2
Nd	60/144,2	41,5	Ho	67/165	1,3
Pm	61/145	$1,00 \cdot 10^{-15}$	Er	68/167	3,5
Sm	62/150	7,05	Tm	69/169	0,52
Eu	63/151	2	Yb	70/173	3,2
Gd	64/157	6,2	Lu	71/175	0,8

4. Висновки

Таким чином, запропонований статистичний метод, що базується на постподільному наближенні, дає змогу розраховувати зарядові спектри уламків поділу актинідних ядер, а також масові спектри ізоотопів РЗЕ, які можуть утворюватися в результаті такого поділу.

Результати розрахунків свідчать про те, що ймовірність утворення ізоотопів РЗЕ зменшується зі зростанням їхнього атомного номера, починаючи від магічного числа протонів ядра $Z_0 = 50$. Ця закономірність є спільною для різних ядер-актинідів, оскільки пік розподілу важких уламків поділу, згідно з розрахунками, знаходиться в околі Z_0 .

Зазначимо, що аналогічна тенденція – зменшення кларкового вмісту РЗЕ зі зростанням атомного номера – спостерігається і в хімічному складі літосфери Землі.

Кількісні значення виходів РЗЕ в уламках поділу та частка стабільних ізоотопів залежать від

складу ядра актиніду та умов поділу: емісії ядерних частинок, енергії збудження подільного ядра тощо. Таким чином, наявність слідових кількостей стабільних ізоотопів РЗЕ у земній корі може бути пояснена їх утворенням при спонтанному поділу актинідів з емісією ядерних частинок. Урахування цих процесів зміщує теоретичні масові спектри уламків у бік стабільних ізоотопів РЗЕ.

Отримані результати можуть розглядатися як додаткове пояснення закономірностей поширення РЗЕ у земній корі, зумовленого їхнім утворенням у процесах радіоактивного розпаду важких ядер, зокрема актинідів.

Робота частково виконана в рамках проекту, підтриманого Національним фондом досліджень України (державний реєстраційний номер 2023.04/0083).

Автори висловлюють подяку В. Ю. Денисову за допомогу у проведенні розрахунків, покладених в основу цієї роботи.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. Wikipedia: Rare-earth element.
2. P. Chen et al. Global rare earth element resources: A concise review. *Appl. Geochem.* 175 (2024) 106158.
3. Abundance of Elements in the Earth's Crust and in the Sea. In: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 97th ed. Sect. 14, p. 17 (Boca Raton, FL, CRC Press, 2016 - 2017).
4. A. Arcones, F.K. Thielemann. Origin of the elements. *Astron. Astrophys. Rev.* 31 (2023) 1.
5. J.-F. Lemaître et al. Fission fragment distributions and

- their impact on the r-process nucleosynthesis in neutron star mergers. *Phys. Rev. C* 103 (2021) 025806.
6. V. Maslyuk, T. Kovács. The mapping of environmental radioactivity and new perspectives for ecology studies. In: *V. Terrestrial Radioisotopes in Environment. International Conference on Environmental Protection (Hungary, Veszprém, 2016)* p. 58.
 7. Н.І. Сватюк, В.Т. Маслюк, О.І. Симканич. Радіологічний моніторинг, поняття: «радіаційна погода» та «радіаційна ідентифікація довкілля». *Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика* 44 (2018) 99. / N.I. Svatiuk, V.T. Maslyuk, O.I. Symkanich. Radiological monitoring, concept: "Radiation weather" and "Radiation identification of the environment". *Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics* 44 (2018) 99. (Ukr)
 8. V.T. Maslyuk et al. Transformations of actinides fission product yields due to post-scission emission of nuclear particles: ^{232}Th . *Canadian J. Phys.* 99 (2021) 1007.
 9. V.T. Maslyuk et al. New statistical methods for systematizing the nuclei fission fragments: Post-scission approach. *J. Mod. Phys.* 4 (2013) 1555.
 10. M. Wang et al. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. *Chinese Phys. C* 45 (2021) 030003.
 11. В.Ю. Денисов, В.А. Плюйко. *Проблеми фізики атомного ядра и ядерных реакцій* (Київ: КНУ, 2013) 430 с. / V.Yu. Denisov, V.A. Plujko. *Problems of Atomic Nucleus Physics and Nuclear Reactions* (Kyiv: Taras Shevchenko National University of Kyiv, 2013) 430 p. (Rus)

V. T. Maslyuk*, P. S. Derechkei, Z. M. Bihan, P. P. Puha, N. I. Svatiuk, M. S. Liashov

Institute of Electron Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Uzhhorod, Ukraine

*Corresponding author: volodymyr.maslyuk@gmail.com

YIELDS OF RARE EARTH ELEMENT ISOTOPES IN THE FISSION OF ACTINIDE NUCLEI

The paper presents the results of studying the yields of rare earth element (REE) isotopes in the fission of heavy, particularly actinide, nuclei. Mass spectra of REE isotopes (samarium, dysprosium, holmium, ytterbium) were obtained for various fission scenarios of actinide nuclei (^{238}U , ^{232}Th , ^{241}Am), both with and without accounting for nuclear particle emission, and at different excitation energies of the parent nucleus. Calculations were performed within the post-scission statistical approximation, which allows analyzing the statistical ordering of the two-fragment cluster ensemble. It is shown that the probabilities of REE isotope yields decrease with increasing atomic number, which may explain the peculiarities of their distribution in the Earth's crust. The presence of stable REE isotopes in trace amounts in the lithosphere can be attributed to specific features of spontaneous actinide fission accompanied by nuclear particle emission, which shifts the theoretical mass spectra toward stable REE isotopes.

Keywords: rare earth elements, actinides, statistical method, fission fragments, mass spectra, yields, lithosphere.

Надійшла / Received 29.07.2025