

Г.М.К.В. БАЙ,<sup>1</sup> В.С. АДЖІТРА<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, Government Arts and Science College  
(Konam, Nagercoil 629004, India; e-mail: gmcarmelvb@gmail.com)

<sup>2</sup> Department of Physics, Rani Anna Government College for Women  
(Tirunelveli-08, Tamilnadu, India)

<sup>3</sup> Manonmaniam Sundaranar University  
(Abhishekapatti, Tirunelveli-12, Tamilnadu, India; e-mail: ajithra1994vs@gmail.com)

## ДОСЛІДЖЕННЯ КЛАСТЕРНИХ РОЗПАДІВ, ЗОКРЕМА ТИХ, ЩО ДАЮТЬ ПОДВІЙНО МАГІЧНЕ ЯДРО $^{298}_{114}$ , ТА КОЕФІЦІЄНТІВ РОЗГАЛУЖЕННЯ ВІДНОСНО $\alpha$ -РОЗПАДУ

УДК 539

*Дослідження надважких ядер і властивостей їх розпаду є однією з галузей ядерної фізики, що швидко розвивається. Використовуючи СУЕ модель та враховуючи деформації розпадного ядра, ми досліджуємо кластерні розпади надважких ядер ( $Z = 130-136$ ) з утворенням кластерів  $^8_4\text{Be}$  та  $^{12}_6\text{C}$ . Крім того, розглянуто випадок утворення подвійно магічного дочірнього кластера  $^{298}_{114}$  з різних розпадних ядер. Розраховані часи напіврозпаду добре узгоджуються з результатами інших моделей. Також розраховано коефіцієнти розгалуження відносно  $\alpha$ -розпаду.*

*Ключові слова:* час напіврозпаду,  $Q$ -фактор, деформація, подвійно магічні ядра, коефіцієнт розгалуження.

### 1. Вступ

Спонтанне випромінювання фрагментів, важчих за  $\alpha$ -частинку, але легших за фрагменти поділу, називається кластерною радіоактивністю або розпадом важкої частинки. У 1980 році, на основі квантово-механічної теорії фрагментації було вперше передбачено розпад кластера. Емітовані при цьому кластери важчі за  $\alpha$ -частинки, але легші за осколки поділу (тут мається на увазі процес проміжний між  $\alpha$ -розпадом та спонтанним поді-

лом). У 1984 році, за допомогою телескопа з твердотільним лічильником, Rose і Jones [1] виявили емісію кластера  $^{14}\text{C}$  з ядра  $^{223}\text{Ra}$  з коефіцієнтом розгалуження рівним  $8,5 \pm 2,5 \cdot 10^{-10}$ , що відповідає  $\alpha$ -частинкам. Відтоді була виміряна емісія ядер  $^{14}\text{C}$ ,  $^{20}\text{O}$ ,  $^{23}\text{F}$ ,  $^{22,24,26}\text{Ne}$ ,  $^{28,30}\text{Mg}$  та  $^{32,34}\text{Si}$  в області важких ядер з атомними номерами  $Z = 87-96$  [1-3].

Кластерна радіоактивність вважається рідкісним і холодним процесом. Вона вважається холодним процесом, оскільки нейтрони не випромінюються під час процесу. і рідкісним процесом, бо випромінювання кластерів маскується кількома подіями  $\alpha$ -розпаду. Розрізнення між цими режимами розпаду та нагромадженням численних імпульсів  $\alpha$ -частинок є головною проблемою при виявленні розпаду кластера. Роль впливу деформації на періоди напіврозпаду при розпаді кластера розрахо-

Цитування: Бай Г.М.К.В., Аджітра В.С. Дослідження кластерних розпадів, зокрема тих, що дають подвійно магічне ядро  $^{298}_{114}$ , та коефіцієнтів розгалуження відносно  $\alpha$ -розпаду. *Ukr. J. Phys.* **69**, No. 10, 716 (2024).

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2024. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

увалися багатьма авторами, використовуючи різні теоретичні моделі [4–7]. У важких ядрах експерименти змогли виявити емісію кластерів, що відбувається з малими коефіцієнтами розгалуження порядку  $10^{-9}$ – $10^{-17}$  [8].

У попередніх роботах [9, 10] ми вже вивчали властивості  $\alpha$ -розпаду в надважких ядрах (superheavy nuclei, SHN). Ми також вивчали властивості  $\alpha$ -розпаду в надважких ядрах з парними  $Z = 128$ – $144$  і непарними  $Z = 127$ – $129$  [11–16]. У цій роботі обчислювалися властивості кластерного розпаду надважких ядер в області  $Z = 130$ – $138$ . Очікувалося, що в надважкій області (при  $Z = 114$  і  $N = 184$ ) ядра будуть подвійно магічними. У цій статті також розглядається утворення подвійно магічного дочірнього ядра  $^{298}114$  від різних розпадних батьківських ядер з емісією кластерів з найбільш сприятливим ланцюгом розпаду.

Коефіцієнт розгалуження – це відношення частки ядер, які розпадаються з емісією кластерів до частки ядер, що розпадаються з емісією  $\alpha$ -частинок, і його можна отримати за допомогою співвідношення  $BR = T_{1/2}^{\alpha}/T_{1/2}^{\text{cluster}}$ . Ми розраховували коефіцієнт розгалуження для розпаду кластера відносно відповідного  $\alpha$ -розпаду за формулою

$$\log_{10}BR = \log_{10}\left(\frac{\lambda_c}{\lambda_\alpha}\right) = \log_{10}\left(\frac{T_\alpha}{T_c}\right),$$

де  $\lambda_c$  і  $\lambda_\alpha$  – константи розпаду для кластерної та  $\alpha$ -емісій, відповідно, а  $T_\alpha$  та  $T_c$  – періоди напіврозпаду для  $\alpha$ - та кластерної емісій, відповідно. Значення величини  $\log_{10}BR$  обчислювалося як різниця  $\log_{10}[T_\alpha(s)] - \log_{10}[T_c(s)]$ .

Розрахунки виконувалися, враховуючи потенціали Кулона та Юкави разом з експоненціальним потенціалом в якості бар'єру для взаємодії розділених фрагментів та кубічним потенціалом в області перекриття, що описується в розділі 2. Результати та їх обговорення наведено в розділі 3. Нарешті, висновки наведені в розділі 4.

## 2. Модель кубічний + Юкава + експоненціальний (CUE) потенціали

У цій роботі ми використовуємо реалістичну модель [17], відому як CUE модель, для вивчення властивостей розпаду. У цій моделі кубічний потенціал в області до зони розпаду з'єднаний з потенціалом “кулон + Юкава + експонента” в області після зони розпаду. Енергія нульових коливань

включена тут прямо, не порушуючи принципу збереження енергії. Протонні пари вже існують в ядрі на певній відстані від ядра, і протон як частинка відчуває лише кулонівський потенціал. Цей потенціал як функція відстані  $r$  між центрами мас двох фрагментів в області після розпаду визначається формулою

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V_n(r) - Q, \quad r \geq r_t. \quad (1)$$

## 3. Потенціал в області після зони розпаду

В цій роботі, батьківське і дочірнє ядра розглядаються як сфероїди. Якщо виштовхнуте ядро є сферичним, а дочірнє ядро демонструє лише одну деформацію (наприклад, квадрупольну), і якщо значення  $Q$ -фактора реакції приймається за початок відліку, тоді потенціал в області після зони розпаду визначається наступним чином:

$$V(r) = V_c(r) - V_{df}(r) - Q, \quad r \geq r_t. \quad (2)$$

Тут  $V_c(r)$  – це кулонівський потенціал між сфероїдальним дочірнім і сферичним емітованим фрагментами,  $V_n(r)$  – енергія ядерної взаємодії внаслідок ефектів близького порядку, а  $V_{df}(r)$  – зміна енергії ядерної взаємодії внаслідок квадрупольної деформації ( $\beta_2$ ) дочірнього ядра.

Для витягнутого сфероїдного дочірнього ядра з довгою віссю направленою вздовж напрямку поділу маємо

$$V_c(r) = \frac{3}{2} \frac{Z_1 Z_2 e^2 \gamma}{r} \left[ \frac{1 - \gamma^2}{2} \ln \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} + \gamma \right], \quad (3)$$

а для сплющеного дочірнього сфероїда з короткою віссю направленою вздовж напрямку поділу маємо

$$V_c(r) = \frac{3}{2} \frac{Z_1 Z_2 e^2 \gamma}{r} [\gamma(1 + \gamma^2) \arctan \gamma^{-1} - \gamma^2], \quad (4)$$

де  $Z_1$  і  $Z_2$  – атомні номери дочірнього та емітованого кластерів, відповідно; а

$$\gamma = \frac{r}{(a_2^2 - b_2^2)^{1/2}}.$$

Тут  $a_2$  і  $b_2$  є довжини великої та малої, відповідно, півосей сфероїдального дочірнього ядра.

Якщо ядра мають сфероїдальну форму, то радіус-вектор  $R(\theta)$ , що утворює кут  $\theta$  з віссю симетрії для різкої поверхні деформованого ядра, задається наступним чином:

$$R(\theta) = R_0 \left[ 1 + \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \beta_{nm} Y_{nm}(\theta) \right]. \quad (5)$$

Тут  $R_0$  – радіус еквівалентного сферичного ядра.

Зміна енергії ядерної взаємодії внаслідок квадрупольної деформації  $\beta_2$  дочірнього ядра визначається формулою

$$V_d = \frac{4R_0^3 C_s A_2 \beta_2}{ar_0^2} \left( \frac{5}{4\pi} \right)^{1/2}.$$

#### 4. Потенціал в області до зони розпаду

За допомогою поліному третього порядку від  $r$  ми можемо апроксимувати форму потенційного бар'єру в області перекриття між основним станом і точкою контакту,

$$V(r) = -E(v) + [V(r_t) + E_v] \left\{ s_1 \left[ \frac{r - r_i}{r_t - r_i} \right]^2 - s_2 \left[ \frac{r - r_i}{r_t - r_i} \right]^3 \right\}, \quad r_i \leq r \leq r_t, \quad (6)$$

де  $r_i$  – відстань між центрами мас двох частин сфероїдального батьківського ядра, що відповідають дочірньому та емітованому ядрам,  $r_t = a_2 + R_1$ , і  $a_2$  – це велика або мала (залежно від форми) піввісь сфероїдального дочірнього ядра.

Якщо розглядати сфероїдальну деформацію  $\beta_2$ , то

$$R(\theta) = R_0 \left[ 1 + \beta_2 \left( \frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \right], \quad (7)$$

і якщо гексадекапольна деформація Нільссона  $\beta_4$  також включена в деформацію; тоді рівняння (7) матиме вигляд

$$R(\theta) = R_0 \left[ 1 + \beta_2 \left( \frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) + \beta_4 \left( \frac{9}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{8} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) + \beta_6 \sqrt{\frac{13}{4\pi}} \times \left( \frac{1}{16} 9231 \cos^6 \theta - 315 \cos^4 \theta + 105 \cos^2 \theta - 5 \right) \right]. \quad (8)$$

Енергія нульових коливань  $E_v$  розраховується за формулою

$$E_v = \frac{\pi \hbar}{2} \left[ \frac{\left( \frac{2Q}{\mu} \right)^{1/2}}{(C_1 + C_2)} \right],$$

де  $C_1$  і  $C_2$  є центральні радіуси фрагментів, що дорівнюють

$$C_i = 1,18A^{1/3} - 0,48 \quad (i = 1, 2),$$

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

– це приведена маса, і  $V_n(r)$  – це енергія ядерної взаємодії, яка може бути записана у вигляді

$$V_n(r) = -D \left[ F + \frac{r - r_t}{a} \right] \frac{r_t}{r} \exp \left[ \frac{r_t - r}{a} \right].$$

За допомогою співвідношення, період напіврозпаду системи оцінюється формулою

$$T = \frac{1,433 \cdot 10^{-21}}{E_v} [1 + \exp(K)],$$

де

$$K = \frac{2}{\hbar} \int_{r_a}^{r_t} [2B_r(r)V(r)]^{1/2} dr + \frac{2}{\hbar} \int_{r_t}^{r_b} [2B_r(r)V(r)]^{1/2} dr.$$

Тут  $r_a$  і  $r_b$  є двома відповідними нулями підінтегральної функції, а  $B_r(r)$  – BR.

#### 5. Результати та їх обговорення

У цій роботі кластерна радіоактивність надважких ядер з атомними номерами  $Z = 130-136$  досліджується в рамках моделі CUE. Крім того, розглядається формування подвійно магічного дочірнього ядра  $^{298}114$  від різних батьківських ядер, що розпадаються, а періоди напіврозпаду порівнюються з іншими теоретичними моделями та з універсальним законом розпаду (universal decay law, UDL) отриманим Qi та ін. [18, 19]. Значення параметрів деформації були взяті з таблиць Moller та ін. [20, 21], а значення  $Q$  взято з роботи [22]. У таблицях 1 і 2 наведено логарифмічні періоди напіврозпаду, розраховані для кластерів  $^8\text{Be}$  та  $^{12}\text{C}$ , відповідно, що утворюються з ізотопів з атомними номерами  $Z = 130-136$ , з врахуванням впливу деформації. Очікується, що в надважкій області

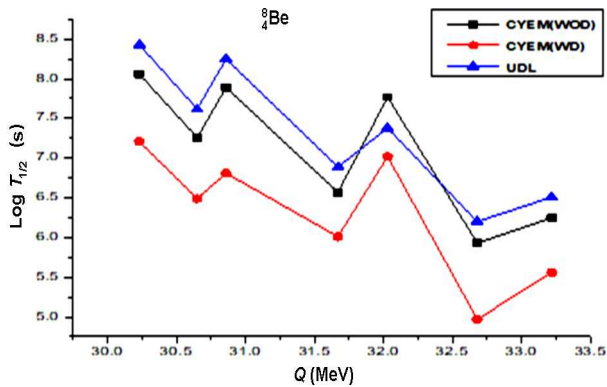


Рис. 1. Залежності періоду напіврозпаду  $T_{1/2}$  від значення  $Q$ -фактора для кластера  ${}^8_4\text{Be}$ , що емітується різними батьківськими ядрами

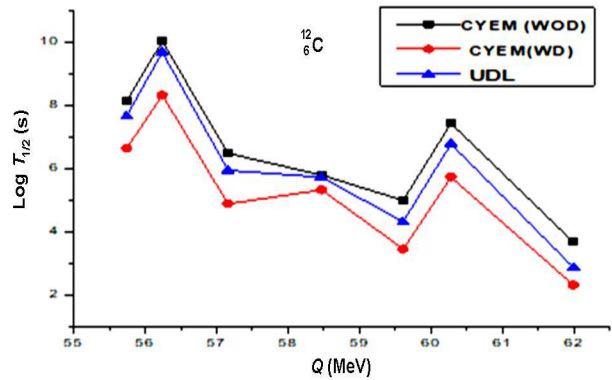


Рис. 2. Залежності періоду напіврозпаду  $T_{1/2}$  від значення  $Q$ -фактора для кластера  ${}^{12}_6\text{C}$ , що емітується різними батьківськими ядрами

Таблиця 1. Порівняння обчислених періодів напіврозпаду кластера  ${}^8_4\text{Be}$  для ізотопів з  $Z = 130-136$  у випадках без деформації (WOD) і з деформацією (WD)

Батьківські ядра	$Q$ , MeV [22]	$\text{Log } T_{1/2}$ , c		
		Розрахунок		Посилання
		CYEM (WOD)	CYEM (WD) ( $\beta_{2P}, \beta_{4P}, \beta_{6P}, \beta_{2D}$ )	UDL [18]
${}^{330}_{130}$	30,23	8,06	7,21	8,43
${}^{332}_{130}$	30,65	7,26	6,49	7,62
${}^{334}_{130}$	29,86	8,59	7,92	8,99
${}^{336}_{130}$	28,90	10,30	9,36	10,76
${}^{338}_{130}$	27,89	12,20	11,12	12,74
${}^{340}_{130}$	26,86	14,25	13,79	14,87
${}^{330}_{132}$	30,58	8,57	7,98	8,95
${}^{332}_{132}$	31,12	7,57	7,01	7,90
${}^{334}_{132}$	31,67	6,57	6,01	6,89
${}^{336}_{132}$	30,86	7,89	6,81	8,25
${}^{338}_{132}$	29,91	9,51	8,84	9,96
${}^{340}_{132}$	28,90	11,34	10,93	11,85
${}^{330}_{134}$	32,38	6,61	6,10	6,88
${}^{332}_{134}$	31,37	7,77	7,02	7,38
${}^{334}_{134}$	32,03	5,93	4,97	6,20
${}^{336}_{134}$	32,68	7,18	6,79	7,51
${}^{338}_{134}$	31,88	8,73	8,26	9,13
${}^{340}_{134}$	30,94	10,45	9,38	10,92
${}^{330}_{136}$	34,34	4,58	4,11	4,75
${}^{332}_{136}$	33,22	6,26	6,25	6,51
${}^{334}_{136}$	32,24	7,80	7,23	8,11
${}^{336}_{136}$	33,01	6,47	5,86	6,74
${}^{338}_{136}$	33,78	5,18	4,83	5,40
${}^{340}_{136}$	33,00	6,35	5,89	6,63

Таблиця 2. Порівняння обчислених періодів напіврозпаду кластера  ${}^{12}_6\text{C}$  для ізотопів з  $Z = 130-136$  у випадках без деформації (WOD) і з деформацією (WD)

Батьківські ядра	$Q$ , MeV [22]	$\text{Log } T_{1/2}$ , c		
		Розрахунок		Посилання
		CYEM (WOD)	CYEM (WD) ( $\beta_{2P}, \beta_{4P}, \beta_{6P}, \beta_{2D}$ )	UDL [18]
${}^{290}_{130}$	57,16	6,50	4,90	5,96
${}^{292}_{130}$	55,74	8,17	6,66	7,68
${}^{294}_{130}$	54,56	9,58	8,96	9,15
${}^{296}_{130}$	54,05	10,14	9,69	9,75
${}^{298}_{130}$	53,94	10,18	9,71	9,82
${}^{290}_{132}$	59,61	5,01	3,47	4,33
${}^{292}_{132}$	58,13	6,66	6,07	6,05
${}^{294}_{132}$	56,75	8,25	7,74	7,71
${}^{296}_{132}$	55,62	9,58	8,83	9,10
${}^{298}_{132}$	55,22	9,99	9,15	9,54
${}^{290}_{134}$	61,99	3,69	2,33	2,89
${}^{292}_{134}$	60,51	5,26	4,98	4,53
${}^{294}_{134}$	59,08	6,84	6,11	6,18
${}^{296}_{134}$	57,75	7,72	7,09	7,75
${}^{298}_{134}$	56,69	8,62	8,03	9,03
${}^{318}_{134}$	58,49	6,26	5,76	5,79
${}^{320}_{134}$	58,47	6,18	5,34	5,74
${}^{322}_{134}$	58,02	6,63	5,84	6,21
${}^{324}_{134}$	57,02	7,79	7,13	7,41
${}^{318}_{136}$	59,90	5,96	5,07	5,42
${}^{320}_{136}$	60,02	5,72	4,99	5,19
${}^{322}_{136}$	59,82	5,85	5,05	5,34
${}^{324}_{136}$	59,18	6,53	5,79	6,05
${}^{326}_{136}$	57,99	7,90	6,87	7,48
${}^{328}_{136}$	56,24	10,04	8,34	9,70

Таблиця 3.  $\alpha$ - та кластерний розпади надважких ядер, що приводить до утворення подвійно магічного дочірнього ядра  $^{298}114$

Батьківські ядра	Емітований кластер	Дочірні ядра	Q, MeV [22]	Log $T_{1/2}$ , c				Коефіцієнт розгалуження
				CYEM				
				Без деформації	З деформацією ( $\beta_{2P}, \beta_{4P}, \beta_{6P}$ )	UDL [19]	$\alpha$ -розпад	
302 <sub>116</sub>	$^4\text{He}$	$^{298}114$	12,08	-3,84	-3,61	-4,06	-3,84	1
304 <sub>117</sub>	$^6\text{Li}$	$^{298}114$	9,81	34,82	34,71	35,06	-5,76	-39,20
307 <sub>118</sub>	$^9\text{Be}$	$^{298}114$	22,67	20,38	20,31	20,01	-5,09	-23,11
308 <sub>118</sub>	$^{10}\text{Be}$	$^{298}114$	23,47	19,61	18,84	19,86	-3,91	-22,41
310 <sub>120</sub>	$^{12}\text{C}$	$^{298}114$	43,97	18,89	18,76	16,64	-1,11	-19,24
312 <sub>120</sub>	$^{14}\text{C}$	$^{298}114$	46,19	15,42	15,11	15,16	-0,94	-9,01
314 <sub>122</sub>	$^{16}\text{O}$	$^{298}114$	64,12	20,76	20,61	19,81	-4,83	-24,69
316 <sub>122</sub>	$^{18}\text{O}$	$^{298}114$	66,63	18,93	18,75	17,73	-4,29	-21,09
318 <sub>122</sub>	$^{20}\text{O}$	$^{298}114$	66,74	17,71	17,66	18,95	-3,18	-16,12
318 <sub>124</sub>	$^{20}\text{Ne}$	$^{298}114$	81,94	26,49	26,04	26,33	-6,04	-36,03
320 <sub>124</sub>	$^{22}\text{Ne}$	$^{298}114$	87,36	20,11	20,00	20,06	-5,50	-32,91
322 <sub>124</sub>	$^{24}\text{Ne}$	$^{298}114$	90,47	16,83	16,61	16,78	-4,37	-20,10
324 <sub>124</sub>	$^{26}\text{Ne}$	$^{298}114$	88,60	22,90	22,81	20,19	-1,74	-23,20
322 <sub>126</sub>	$^{24}\text{Mg}$	$^{298}114$	97,22	32,47	30,11	35,99	15,11	-13,26
323 <sub>126</sub>	$^{25}\text{Mg}$	$^{298}114$	98,88	30,96	30,81	34,28	18,20	-8,15
324 <sub>126</sub>	$^{26}\text{Mg}$	$^{298}114$	104,12	27,15	26,03	27,52	19,60	2,28
326 <sub>126</sub>	$^{28}\text{Mg}$	$^{298}114$	112,05	18,44	18,40	17,91	-2,29	-20,81
326 <sub>128</sub>	$^{28}\text{Si}$	$^{298}114$	118,59	36,10	35,68	36,61	-5,49	-33,36
327 <sub>128</sub>	$^{29}\text{Si}$	$^{298}114$	120,31	35,04	34,27	34,81	-5,27	-25,78
328 <sub>128</sub>	$^{30}\text{Si}$	$^{298}114$	125,49	26,12	25,52	28,44	-5,41	-27,00
329 <sub>129</sub>	$^{31}\text{P}$	$^{298}114$	132,16	31,89	31,59	33,61	-5,25	-28,79
330 <sub>130</sub>	$^{32}\text{S}$	$^{298}114$	144,54	34,91	34,52	31,51	-14,87	-48,52
331 <sub>130</sub>	$^{33}\text{S}$	$^{298}114$	146,99	27,12	26,12	28,83	-15,00	-27,21
332 <sub>130</sub>	$^{34}\text{S}$	$^{298}114$	151,79	22,79	22,40	23,36	-14,22	-36,51
333 <sub>131</sub>	$^{35}\text{Cl}$	$^{298}114$	158,08	28,14	27,75	28,74	-15,51	-39,09
334 <sub>132</sub>	$^{36}\text{Ar}$	$^{298}114$	165,55	33,16	32,30	32,66	-5,79	-31,06
336 <sub>132</sub>	$^{38}\text{Ar}$	$^{298}114$	174,65	21,72	21,19	22,52	-6,59	-31,12
338 <sub>132</sub>	$^{40}\text{Ar}$	$^{298}114$	180,35	18,14	15,11	16,28	-6,09	-26,11
338 <sub>134</sub>	$^{40}\text{Ca}$	$^{298}114$	188,67	30,64	30,08	31,18	-6,87	-41,38

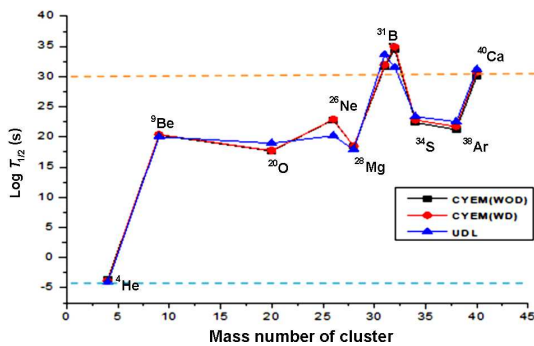


Рис. 3. Залежності періоду напіврозпаду  $T_{1/2}$  різних кластерів від масового числа батьківських ядер (без деформації та з деформацією). Пунктирні лінії позначають експериментальні межі спостереження  $10^{-6} \text{ c} \leq T_{1/2} \leq 10^{30} \text{ c}$

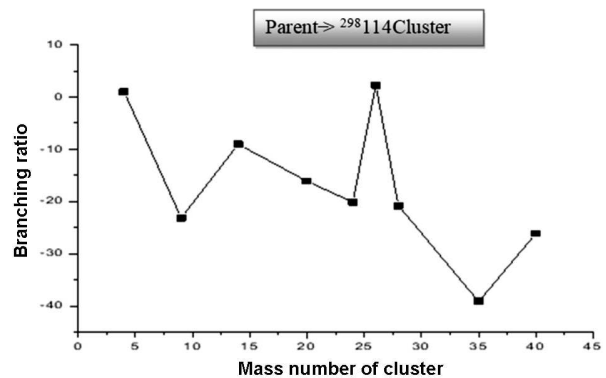


Рис. 4. Розпад кластера, що приводить до появи подвійно магічного дочірнього ядра в надважкій області

( $Z = 114$  і  $N = 184$ ) ядра будуть подвійно магічними. Найбільш сприятливим ланцюгом розпаду буде утворення подвійно магічного дочірнього ядра  $^{298}114$  від різних батьківських ядер з емісією кластерів (табл. 3).

На рис. 1 і 2 представлено порівняння логарифмічних періодів напіврозпаду з деформацією і без деформації ядра при  $Z = 130$ – $136$ , обчислених із застосуванням доступних UDL даних.

На рис. 3 показано періоди напіврозпаду для різних масових чисел кластерів батьківських ядер (без деформації та з деформацією). Провали на кривій напіврозпаду свідчать про те, що емісія певних кластерів з батьківських ядер відбувається швидко і є відносно сприятливою порівняно з сусідніми кластерами. Пунктирні лінії позначають межі експериментального спостереження,  $10^{-6} \leq T_{1/2} \leq 10^{30}$  с.

На рис. 4 показано розпад кластера, що приводить до утворення подвійно магічного дочірнього ядра в надважкій області. Серед легших кластерів, кластери  $^{14}\text{C}$ ,  $^{20}\text{O}$  і  $^{26}\text{Mg}$  мають менші періоди напіврозпаду, а серед середніх кластерів, кластери  $^{33,34}\text{Si}$  і  $^{40}\text{Ar}$  демонструють менші значення періоду напіврозпаду. Коефіцієнт розгалуження більший для цих кластерів. В залежності від коефіцієнта розгалуження, деякі з цих рідкісних кластерних розпадів можуть відбуватися та можуть бути ідентифіковані під час проведення у найближчому майбутньому експериментів, пов'язаних з синтезом або розпадом ядер.

## 6. Висновки

Використовуючи модель CUE, було спрогнозовано часи кластерного напіврозпаду різних надважких батьківських ядер з  $Z = 130$ – $136$  з емісією ядер  $^8\text{Be}$  та  $^{12}\text{C}$ . Зроблено порівняння розрахованих значень часів напіврозпаду з наявними даними та виявлена гарна узгодженість між ними. При врахуванні ефектів деформації, значення періоду напіврозпаду виявляються зменшеними, оскільки це зменшує висоту та ширину бар'єру.

Також вказано на найбільш бажаний ланцюжок розпаду, який приводить до появи подвійно магічного дочірнього кластера  $^{298}114$  від батьківських ядер, що розпадаються з емісією різних кластерів, а їхні властивості щодо розпаду були вивчені та порівнювані з результатами моделі UDL. Також було розраховано коефіцієнт розгалуження відносно  $\alpha$ -

розпаду. Представлені результати надають корисну інформацію для вдосконалення теоретичних моделей і можливих майбутніх експериментальних досліджень надважких ядер.

1. H.J. Rose, G.A. Jones. A new kind of natural radioactivity. *Nature (London)* **307**, 245 (1984).
2. R. Bonetti, A. Guglielmetti. Cluster radioactivity: An overview after twenty years. *Rom. Rep. Phys.* **59**, 301 (2007).
3. W. Grenier, R.K. Gupta. *Heavy Elements And Related New Phenomena* (World Scientific, 1999).
4. D.N. Poenaru, R.A. Gherghescu. Cluster radioactivity. *J. Nucl. Phys. Mat. Sci. Rad. A* **8**, 65 (2020).
5. Raj K. Gupta, W. Greiner. Cluster radioactivity. *Int. J. Mod. Phys. E* **03**, 335 (1994).
6. G.M. Carmel Vigila Bai. *A Systematic Study of Cluster Radioactivity in Trans-Tin Region*. Ph.D. Thesis (Manonmanium Sundaranar University, 1997) (in Tirunelveli).
7. G.M. Carmel Vigila Bai, R. Nithya Agnes. Role of multi polarity-six deformation parameter on exotic decay half-life of Berkelium nucleus. *IOSR J. Appl. Phys.* **17**, 84 (2017).
8. A. Soylu, C. Qi. Extended universal decay law formula for the alpha and cluster decays. *Nucl. Phys. A* **1013**, 122221 (2021).
9. G.M. Carmel Vigila Bai, J. Umair Parvathy. Revamped half-lives of super heavy elements (SHE) in trans-actinide region. *Proc. DAE-BRNS Symp. Nucl. Phys.* **60**, 210 (2015).
10. G.M. Carmel Vigila Bai, R. Revathi. Alpha and heavy cluster radioactivity of superheavy nuclei  $100 \leq Z \leq 120$ . *J. Phys.: Conf. Ser.* **1706**, 012021 (2020).
11. G.M. Carmel Vigila Bai, V.S. Ajithra. Alpha decay chains of superheavy nuclei,  $Z = 128$ – $138$ . In *Proceedings of the International Conference on Advanced Research Trends in Material Science and Nanomaterials IVCARTMSN-2022. Nammakal, May 24–25, 2022* (Department of Physics Selvam Arts and Science College (Autonomous), 2022).
12. G.M. Carmel Vigila Bai, V.S. Ajithra. Alpha decay chains of superheavy nuclei,  $Z = 140$ – $144$ . In *Proceedings of the National seminar on Functional Materials and its Application NSFMA2022. Tiruvithancode, October 14, 2022* (Department of Physics Muslim Arts College, 2022), p. 55 [ISBN: 978-93-84737-37-5].
13. G.M. Carmel Vigila Bai, V.S. Ajithra. Alpha decay chains of super heavy nuclei  $Z = 127$ – $129$ . In *Proceedings of the International Conference on Interdisciplinary Research in Chemistry ICIRC'23. Marthandam, February 24–25, 2023* (Department of Chemistry Nesamony Memorial Christian College, 2023) [ISBN: 978-93-5812-971-7].
14. G.M. Carmel Vigila Bai, V.S. Ajithra. Predictions of decay modes for superheavy nuclei  $Z = 127$ – $128$ . In: *Proceedings of the International Conference on Technologically Important Materials for Device Fabrication. Tiruchendur. September 1, 2023* (Department of Physics Aditanar College of Arts and Science, 2023) [ISBN: 9-789395-423922].
15. G.M. Carmel Vigila Bai, V.S. Ajithra. Predictions for the alpha decay of  $Z = 127$  –  $138$  super heavy nuclei using the CUE model. *Ukr. J. Phys.* **69**, 158 (2024).

16. G.M. Carmel Vigila Bai, V.S. Ajithra. Predictions of decay modes for superheavy nuclei  $Z = 138$ . *Proc. DAE Symp. Nucl. Phys.* **67**, 359 (2023).
17. G. Shanmugam, G.M. Carmel Vigila Bai, B. Kamalaharan. Cluster radio activities from an island of cluster emitters. *Phys. Rev. C* **51**, 2616 (1995).
18. C. Qi, F.R. Xu, R.J. Liotta, R. Wyss. Universal decay law in charged-particle emission and exotic cluster radioactivity. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 072501 (2009).
19. C. Qi, F.R. Xu, R.J. Liotta, R. Wyss, M.Y. Zhang, C. Asawatangtrakuldee, D. Hu. Microscopic mechanism of charged-particle radioactivity and generalization of the Geiger-Nuttall law. *Phys. Rev. C* **80**, 044326 (2009).
20. P. Moller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Nuclear ground-state masses and deformations. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **59**, 185 (1995).
21. P. Möller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, H. Sagawa. Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM. *At. Data Nucl. Data Tabl.* **109–110**, 1 (2012).
22. Ning Wang, Min Liu, Xizhen Wu, Jie Meng. Surface diffuseness correction in global mass formula. *Phys. Lett. B* **734**, 215 (2014).

Одержано 21.03.24.

Переклад на українську мову О. Войтенка

*G.M. Carmel Vigila Bai, V.S. Ajithra*

STUDY OF CLUSTER DECAYS  
INCLUDING THOSE LEADING TO DOUBLY  
MAGIC NUCLEUS  $^{298}114$  AND BRANCHING  
RATIOS RELATIVE TO ALPHA DECAY

The study of superheavy nuclei (SHN) and their decay properties is one of the rapidly growing fields in nuclear physics. Using the CYE model, we have already studied the decay properties of the alpha decay, cluster decay, and spontaneous fission of the heavy and superheavy nuclei. In the present work, we will examine the effects by incorporating hexacontatetrapole ( $\beta_6$ ) parameter in the parent nucleus along with the quadrupole ( $\beta_2$ ), and hexadecapole ( $\beta_4$ ) deformations of the decaying parent nucleus emitting clusters  $^8_4\text{Be}$  and  $^{12}_6\text{C}$ . These deformations lower the half-life values, because they reduce the height and width of the potential barrier. Additionally, the creation of the doubly magic daughter  $^{298}114$  from different decaying nuclei is computed. The calculated half-lives are compared with other models and are found to be in a good agreement. The branching ratios relative to the alpha-decay have also been calculated.

*Keywords:* decay half-life,  $Q$ -value, deformation, doubly magic nuclei, branching ratio.