

## Тонкая структура альфа-распада $^{230}\text{Th}$

Д. Ф. Байрамов,\* Т. М. Шнейдман

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований,  
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова. Россия, Дубна

(Поступила в редакцию 15.01.2024; подписана в печать 27.05.2024)

На примере  $^{230}\text{Th}$  рассмотрено влияние зависимости спектроскопического фактора от углового момента на тонкую структуру альфа-распада ядер в области актинидов. Расчет потенциальной энергии альфа-кластерной системы и волновой функции метастабильного состояния выполнен в рамках модели двойной ядерной системы с учетом квадрупольной и октупольной деформации дочернего ядра. Для оценки ширины распада использован двухпотенциальный подход к решению задачи туннелирования.

PACS: 23.60.+e, 27.90.+b

УДК: 539.1

Ключевые слова: альфа-распад, спектроскопический фактор, двойная ядерная система.

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных мод распада атомных ядер в области актинидов и сверхтяжелых ядер является  $\alpha$ -распад. Широко распространенным при решении задачи об  $\alpha$ -распаде является предположение, что  $\alpha$ -частица с некоторой вероятностью формируется на поверхности материнского ядра.  $\alpha$ -частица при этом находится в потенциальной яме, образованной притягивающим ядерным и отталкивающим кулоновскими потенциалами. Поскольку потенциальный барьер имеет конечную высоту, то существует вероятность спонтанного распада системы с испусканием  $\alpha$ -частицы. Вероятность распада определяется, таким образом, как произведение двух факторов: спектроскопического фактора, определяющего вероятность образования  $\alpha$ -частицы на поверхности ядра, и проницаемости потенциального барьера. Такой подход, основанный на пионерской работе Г. Гамова [1], оказался очень удачным при описании основных характеристик  $\alpha$ -распада и позволил установить важное соотношение, известное как закон Гейгера-Нетолла, связывающее период полураспада и соответствующую энергию  $Q_\alpha$ , выделяющуюся при альфа-распаде [2].

Оказалось, что установленное соотношение хорошо объясняет регулярное изменение вероятностей  $\alpha$ -распада между основными состояниями четно-четных ядер. Однако, для переходов в возбужденные состояния наблюдаются резкие изменения в скоростях распада для разных ядер [3]. Возможным объяснением такого поведения является зависимость как вероятности туннелирования, так и спектроскопического фактора от деформации материнского ядра. В первую очередь, следует учесть, что если дочернее ядро де-

формированно, то потенциальный барьер не является сферически-симметричным. Как следствие, угловой момент  $\alpha$ -частицы может измениться в процессе туннелирования [4]. Во-вторых, деформация дочернего ядра приводит к тому, что  $\alpha$ -частица формируется на поверхности ядра в состояниях с разными угловыми моментами. Ранее в работе [5] было показано, что для описания тонкой структуры  $\alpha$ -распада необходимо учитывать зависимость спектроскопического фактора от углового момента. В этой работе мы применим модель двойной ядерной системы [6] для расчета зависимости спектроскопических факторов от углового момента и на примере изотопа тория  $^{230}\text{Th}$  проанализируем, как эта зависимость влияет на описание тонкой структуры  $\alpha$ -распада.

### 1. МОДЕЛЬ

Для описания альфа-распада будем предполагать следующий двухстадийный механизм. На первой стадии формируется двойная ядерная система (ДЯС) с  $\alpha$ -частицей на поверхности ядра. ДЯС может быть сформирована с  $\alpha$ -частицей в разных областях поверхности и в разных состояниях, характеризующихся квантовыми числами относительного движения тяжелого фрагмента и  $\alpha$ -частицы и квантовыми числами, описывающими возбужденное состояние тяжелого фрагмента. На второй стадии  $\alpha$ -частица туннелирует по координате  $R$  относительного расстояния через барьер в потенциале взаимодействия. Таким образом, для расчета характеристик  $\alpha$ -распада необходимо рассчитать потенциальную энергию взаимодействия в  $\alpha$ -кластерном канале и спектроскопический фактор, определяющий с какой вероятностью формируется  $\alpha$ -частичная ДЯС. Зависимость спектроскопического фактора от углового момента относительного движения и энергии и углового момента конечного состояния дочернего ядра будет определять тонкую структуру  $\alpha$ -распада.

\* bairamov.df20@physics.msu.ru

### 1.1. Потенциальная энергия ДЯС и ядро-ядерное взаимодействие

Схематическое изображение ДЯС, состоящей из тяжелого ядра и  $\alpha$ -частицы представлено на рис. 1.

Предполагается, что тяжелое ядро имеет аксиально-симметричную деформацию, характеризующуюся квадрупольным  $\beta_2$  и октупольным  $\beta_3$  параметрами. Ориентация тяжелого кластера по отношению к лабораторной системе координат  $Ox$  задается углами  $\Omega_h = (\theta_h, \phi_h)$ .

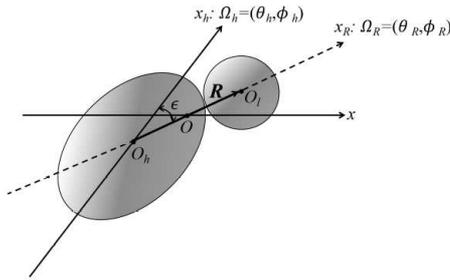


Рис. 1. Схематическое изображения ДЯС, состоящей из тяжелого деформированного ядра и  $\alpha$ -частицы. Ориентация вектора  $\mathbf{R}$ , соединяющего центры кластеров, определяется углами  $\Omega_R = (\theta_R, \phi_R)$  относительно лабораторной системы  $Ox$ . Ориентация собственной системы координат тяжелого фрагмента  $O_h x_h$  относительно лабораторной системы описывается углами  $\Omega_h = (\theta_h, \phi_h)$ . Угол  $\epsilon$  — это плоский угол между  $\mathbf{R}$  и осью симметрии деформируемого фрагмента

Ориентация вектора  $\mathbf{R}$ , соединяющего центры кластеров, определяется углами  $\Omega_R = (\theta_R, \phi_R)$ . Относительную ориентацию тяжелого кластера и  $\alpha$ -частицы можно также задать с помощью угла  $\epsilon$  между вектором  $\mathbf{R}$  и осью симметрии деформируемого фрагмента. При этом угол  $\epsilon$  может быть выражен через углы  $\Omega_h$  и  $\Omega_R$  [7]:

$$P_l(\cos \epsilon) = \frac{4\pi}{2l+1} (Y_l(\Omega_H) \cdot Y_l(\Omega_R)). \quad (1)$$

Потенциальную энергию ДЯС, состоящей из тяжелого ядра и  $\alpha$ -частицы можно записать следующим образом [8]:

$$U(R, \epsilon, \beta_2, \beta_3) = V(R, \epsilon, \beta_2, \beta_3) - (B_A - B_{A-4} - B_\alpha), \quad (2)$$

где  $B_A$ ,  $B_{A-4}$ , и  $B_\alpha$  — энергии связи материнского ядра, дочернего ядра и  $\alpha$ -частицы, соответственно. Для энергии связи берутся экспериментальные значения, соответствующие основным состояниям ядер [9].

Ядро-ядерный потенциал  $V(R, \epsilon, \beta_2, \beta_3)$  рассчитывается как сумма кулоновского

$$V_C(R, \epsilon, \beta_2, \beta_3) = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R_m} + \frac{3 e^2 Z_1 Z_2 R_{01}^2}{5 R_m^3} \beta_0 Y_{20}(\epsilon, 0) + \dots \quad (3)$$

и ядерного взаимодействия

$$V_N(R, \epsilon, \beta_2, \beta_3) = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_1(\mathbf{R}_m - \mathbf{r}_2) F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (4)$$

где  $F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$  — зависящее от плотности эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие, известное как силы Мигдала [10]. Ядерные плотности  $\rho_i$  аппроксимируются ферми-распределениями с параметром радиуса  $r_0 = 1.15$  фм для тяжелых фрагментов и  $r_0 = 1.0$  фм для  $\alpha$ -частицы. Параметр диффузности распределения плотности  $\alpha$ -частицы берется равным 0.48 фм. Для тяжелых кластеров, параметр диффузности рассчитывается как  $a = 0.56 \sqrt{B_n^{(0)} / B_n}$ , где  $B_n^{(0)}$  и  $B_n$  — энергии связи нейтронов исследуемого ядра и самого тяжелого изотопа рассматриваемого элемента. Детали расчетов представлены в работах [6, 11].

Потенциальная энергия  $\alpha$ -кластерной системы, соответствующей ядру  $^{230}\text{Th}$  как функция относительного расстояния  $R$  приведена на рис. 2 для различных значений угла  $\epsilon$ . Короткодействующее ядерное притяжение и кулоновское расталкивание приводят к появлению локального минимума при значениях  $R$ , отвечающих касательной конфигурации фрагментов ДЯС. Это выполняется при всех значениях угла  $\epsilon$ . С ростом  $\epsilon$  значение потенциальной энергии в минимуме растет, так как в точке касания центры фрагментов оказываются ближе друг к другу и, как следствие, кулоновская часть энергии увеличивается.

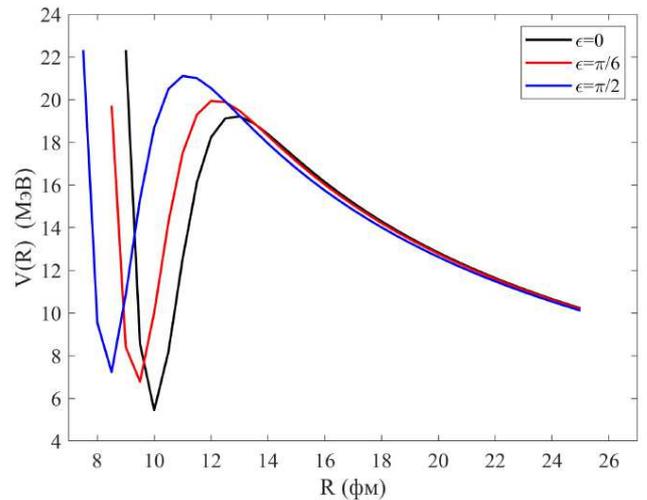


Рис. 2. Потенциальный барьер ДЯС  $^{230}\text{Th} \rightarrow ^{226}\text{Ra} + ^4\text{He}$  как функция относительного расстояния  $R$  для  $\epsilon = 0$  (черная линия),  $\epsilon = \pi/6$  (красная линия), и  $\epsilon = \pi/2$  (синяя линия). Параметры квадрупольной и октупольной деформации взяты  $\beta_2 = 0.164$  и  $\beta_3 = 0.112$ , соответственно [9]

Как функцию угловых переменных, энергию взаимодействия в  $\alpha$ -кластерной ДЯС можно с хорошей точ-

ностью аппроксимировать как:

$$V(R, \epsilon) = C_0(R) + C_2(R)\sqrt{\frac{5}{2}}P_2(\cos \epsilon) + C_3(R)\sqrt{\frac{7}{2}}P_3(\cos \epsilon). \quad (5)$$

Вид (5)  $\epsilon$  — зависимости достаточен для удовлетворительного описания  $\epsilon$ -зависимости потенциальной энергии и удобен в дальнейших расчетах. В качестве примера, потенциальная энергия  $\alpha$ -кластерной ДЯС как функция угловых переменных, представлена на рис. 3. При расчете предполагалось, что для каждого значения угла  $\epsilon$  расстояние между фрагментами соответствует касательной конфигурации  $R = R_m(\epsilon)$ .

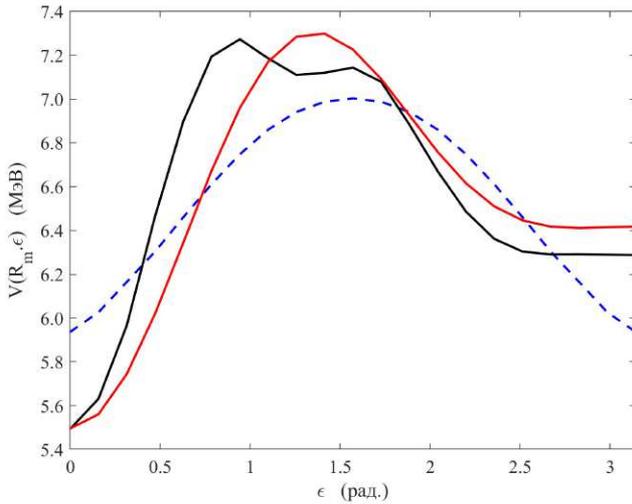


Рис. 3. Зависимость потенциальной энергии ДЯС  $^{230}\text{Th} \rightarrow ^{226}\text{Ra} + ^4\text{He}$  от угла  $\epsilon$ , определяющего относительную ориентацию фрагментов, полученная расчетом с помощью выражения 2 (сплошная черная линия) и с помощью аппроксимации 5 (сплошная красная линия). Параметры квадрупольной и октупольной деформации взяты  $\beta_2 = 0.164$  и  $\beta_3 = 0.112$ , соответственно [9]

## 1.2. Спектроскопический фактор

Волновую функцию основного состояния ядра в области актинидов можно представить как суперпозицию конфигураций моноядра  $|\Psi_m\rangle$  и альфа-кластерной двойной ядерной системы  $|\Psi_\alpha\rangle$ :

$$\Psi = \cos \gamma |\Psi_m\rangle + \sin \gamma |\Psi_\alpha\rangle, \quad (6)$$

где вес  $\alpha$ -кластерной компоненты определяется как  $S = \sin^2 \gamma$ . Для расчета  $S$  решим уравнение Шредингера по координате массовой асимметрии [6]. Если кластерная система состоит из тяжелого фрагмента массы

$A_1$  и легкого фрагмента массы  $A_2 = A - A_1$ , то координата массовой асимметрии определяется как:

$$\xi = \frac{2A_2}{A}, \quad (7)$$

где  $A$  — масса ядра. Гамильтониан, описывающий движение по координате  $\xi$ , имеет вид:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2B_\xi} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi \frac{\partial}{\partial \xi} + U(\xi, R = R_m, \epsilon = 0), \quad (8)$$

где  $B_\xi$  — эффективный массовый параметр для движения по координате  $\xi$ , а  $U(\xi, R = R_m, \epsilon = 0)$  — потенциальная энергия, рассчитываемая с помощью выражения (2). Массовая асимметрия  $\xi$  рассматривается как непрерывная переменная. Учитывая узость интересующей нас области значений  $\xi$  вблизи  $\alpha$ -кластерной конфигурации, заменим параметр эффективной массы для движения по массовой асимметрии некоторым средним значением  $B(\xi) \approx B(\xi_0)$ , где  $0 < \xi_0 < \xi_\alpha$ . Величина  $B(\xi)$  рассматривается далее как параметр модели. Отметим, что величина  $B(\xi)$  для области актинидов рассчитывалась в рамках феноменологического подхода [12], а также в крэнкинг приближении [13], с использованием одночастичных спектров, полученных в рамках двухцентровой оболочечной модели [14]. Результаты расчета оказались в хорошем согласии с используемым значением  $B = 14 \times 10^5 m_0 \text{ фм}^2$  [15].

Пренебрегая туннелированием системы из кармана в потенциальной энергии, можно сравнить характерную частоту колебаний по координате относительного расстояния  $R$  и моменты инерции, описывающие вращение тяжелого фрагмента  $\mathfrak{S}_H$  и относительное вращение  $\mathfrak{S}_R = m_0 A_1 A_2 / A R_m^2$ :

$$\hbar \omega_R \gg \hbar^2 / \mathfrak{S}_H, \hbar^2 / \mathfrak{S}_R. \quad (9)$$

То есть можно предположить, что низшие возбуждения в  $\alpha$ -кластерной ДЯС связаны с движением по угловым степеням свободы. Поскольку движение по  $R$  быстрое по сравнению с угловым, можно считать, что для каждого значения  $\epsilon$  координата  $R$  принимает своё среднее значение, которое соответствует касательному расстоянию между фрагментами для конкретного значения  $\epsilon$ :

$$R \rightarrow R_m = R_m(\epsilon). \quad (10)$$

Нулевые колебания по координате  $R$  играют роль дополнительной потенциальной энергии в гамильтониане, описывающем угловые колебания [16].

Поскольку мы предполагаем, что только составное ядро и  $\alpha$ -кластерная система вносят вклад в волновую функцию, определим спектроскопический фактор как:

$$S = \int_{\xi_\alpha}^{\infty} |\psi(\xi)|^2 \xi d\xi. \quad (11)$$

где  $\xi_\alpha = 8/A$  — значение массовой асимметрии для альфа-кластерной ДЯС.

Для вычисления явного вида волновой функции  $\alpha$ -кластерной ДЯС  $\Psi_\alpha(R, \epsilon)$  будем пренебрегать возможностью туннелирования системы через потенциальный барьер по координате  $R$ . Для этого в области за барьером,  $R \geq R_b$ , заменим потенциальную энергию, рассчитанную с помощью выражения (2), ее значением на барьере, т.е.  $U(R, \epsilon) = U(R_b(\epsilon), \epsilon)$ , при  $R \geq R_b$ . Кинетическую энергию коллективного движения в такой системе можно записать как [6]:

$$T = -\frac{\hbar^2}{2\mu R^2} \frac{\partial}{\partial R} R^2 \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} L_R^2 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_h} L_h^2, \quad (12)$$

где операторы углового момента имеют вид:

$$L_i^2 = -\frac{1}{\sin^2 \theta_i} \frac{\partial}{\partial \theta_i} \sin \theta_i \frac{\partial}{\partial \theta_i} - \frac{1}{\sin^2 \theta_i} \frac{\partial^2}{\partial \phi_i^2}, \quad (i = R, h). \quad (13)$$

В выражении (12),  $\mathfrak{S}_H$  — момент инерции дочернего ядра,  $\mathfrak{S}_R = \mu R^2$  — момент инерции относительного движения, а  $\mu = m_0 4(A-4)/A$  — приведенная масса  $\alpha$ -ДЯС. Потенциальную энергию взаимодействия определим выражением (5).

Волновую функцию  $\alpha$ -кластерной ДЯС будем искать в виде:

$$\Psi_\alpha(R, \Omega_H, \Omega_R) = \sum_l \frac{\phi_l(R)}{R} a_l [Y_l(\Omega_R) \times Y_l(\Omega_H)]_{(00)} = \sum_l \frac{\phi_l(R)}{R} \tilde{a}_l P_l(\cos \epsilon). \quad (14)$$

В выражении (14) учтено, что частота колебаний по координате  $R$  существенно больше чем частота угловых колебаний:

$$\hbar\omega_R \gg \hbar^2/\mathfrak{S}_H, \hbar^2/(\mu R_m^2). \quad (15)$$

Действительно, аппроксимируя радиальную зависимость потенциальной энергии с помощью потенциала Морса [17], можно оценить частоту  $\hbar\omega_R$ . Расчет дает  $\hbar\omega_R \approx 10$  MeV, что значительно превосходит энергии угловых колебаний в интересующей нас области угловых моментов  $l \leq 8\hbar$ . Таким образом, при описании низколежащих возбуждений в  $\alpha$ -кластерной ДЯС можно пренебречь рассмотрением возбужденных состояний по координате  $R$ .

Используя выражение (14) как пробную волновую функцию для решения задачи с гамильтонианом  $\hat{H}_\alpha = T + V(R, \epsilon)$  вариационным методом, получаем следующие уравнения на определение функций  $\phi_l(R)$ :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + C_0(R) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathfrak{S}_R} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathfrak{S}_H} - Q_\alpha \right] \phi_l(R) = 0$$

и коэффициентов  $a_l$ :

$$a_l \left( \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_m^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathfrak{S}_H} - Q_\alpha \right) = \sum_{l'} a_{l'} (C_2 \langle l' | P_2 | l \rangle + C_3 \langle l' | P_3 | l \rangle), \quad 0 \leq l, l' \leq l_{max}. \quad (16)$$

В последнем выражении, матричные элементы от полиномов Лежандра, определяются как

$$\langle l' | P_\lambda | l \rangle = \int P_{l'}(\cos \epsilon) P_\lambda(\cos \epsilon) P_l(\cos \epsilon) \sin \epsilon d\epsilon. \quad (17)$$

В выражении (16) мы пренебрегли зависимостью потенциальной энергии от угловых переменных.

Квадраты амплитуд  $a_l$  определяют вероятность обнаружить  $\alpha$ -кластерную систему в состоянии, где угловой момент относительного движения имеет значение  $l$  и дочернее ядро возбуждено в состояние с аналогичным угловым моментом. Таким образом, зависимость спектроскопического фактора от углового момента определяется как:

$$S_l = S |a_l|^2. \quad (18)$$

### 1.3. Ширина $\alpha$ -распада

В данной работе, при описании туннелирования системы по координате относительного расстояния  $R$  мы будем пренебрегать зависимостью потенциальной энергии от угла  $\epsilon$  для значений  $R > R_b$ , где  $R_b$  — расстояние, отвечающее барьеру потенциальной энергии. Для расчета ширины  $\alpha$ -распада воспользуемся двухпотенциальным подходом [18, 19]. В рамках этого подхода, потенциальная энергия в кластерной области разбивается на две части:  $U(R, \epsilon) = V(R, \epsilon) + W(R, \epsilon)$ , где

$$V(R, \epsilon) = \begin{cases} U(R, \epsilon), & R < R_b, \\ U(R_b), & R \geq R_b. \end{cases} \quad (19)$$

и

$$W(R) = \begin{cases} 0, & R < R_b, \\ V(R) - U(R_b), & R \geq R_b. \end{cases} \quad (20)$$

Потенциальная энергия  $V(R, \epsilon)$  содержит одно стационарное состояние дискретного спектра  $\Phi_\alpha$ , определенное выражением (14). Предполагается, что в момент времени  $t = 0$ , включается часть взаимодействия  $W(R)$ , что приводит к тому, что состояние  $\Phi_\alpha$  становится метастабильным. Как показано в работах [18, 19], ширина этого состояния  $\Gamma$  определяется выражением

$$E = E_0 + \langle \Phi_\alpha | W | \Phi_\alpha \rangle + \langle \Phi_\alpha | W G_{\bar{W}}(E_0) W | \Phi_\alpha \rangle, \quad \Gamma = -2 \operatorname{Im}(E). \quad (21)$$

В последнем выражении,  $G_{\tilde{W}}$  — функция Грина уравнения Шредингера с потенциальной энергией  $\tilde{W} = W + V_0$  [20]:

$$G_{\tilde{W}} = \left\{ E + \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2\mu} - \tilde{W} \right\}^{-1} = -\frac{2\mu}{2\pi\hbar^2} \sum_l \left( \frac{2l+1}{2} \right) P_l(\cos \epsilon) P_l(\cos \epsilon') \frac{Q_{kl}(r, r')}{rr'}$$

(22)

где радиальная часть функции Грина определяется как:

$$Q_{kl}(r, r') = \int dk \frac{\chi_{kl}(r) \chi_{kl}^*(r')}{k_0^2 - k^2 + i\gamma}$$

(23)

Используя выражение (14) для волновой функции стабильного состояния и квазиклассическое приближение для расчета волновых функций  $\phi_l(R)$  и  $\chi_{kl}(r)$  получим следующее выражение для ширины  $\alpha$ -распада:

$$\Gamma = \sum_l \Gamma_l$$

$$\Gamma_l = S_l \frac{\hbar \omega_0(l)}{2\pi} \times \exp \left[ -2 \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{|2\mu(Q_l - V(r) - \frac{l(l+1)}{2\mu R^2})|}{\hbar^2}} dr' \right]$$

(24)

где  $Q_l$  — энергия, выделяемая при  $\alpha$ -распаде в состояние дочернего ядра с угловым моментом  $l$ , а  $r_1$  и  $r_2$  — классические точки поворота.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Применим разработанный метод к расчету тонкой структуры  $\alpha$ -распада ядра  $^{230}\text{Th}$ . На рис. 4 квадратами представлены отношения интенсивностей  $\alpha$ -распада в возбужденные состояния ядра  $^{226}\text{Ra}$  к интенсивности перехода в основное состояние  $^{226}\text{Ra}$ . Экспериментальные данные взяты из [21]. Видим, что интенсивности перехода убывают с ростом углового момента конечного состояния дочернего ядра. При этом зависимость имеет характерную пилообразную структуру, указывающую на то, что переходы в состояния  $1^-$  и  $3^-$  на несколько порядков ослаблены по отношению к переходам в соседние состояния с четными угловыми моментами. При этом пилообразность практически пропадает уже для перехода в состоянии  $5^-$ . Одним из возможных объяснений такого поведения является то, что энергии состояний  $1^-$  и  $3^-$  оказываются большими чем ожидаемые для вращательной полосы со статической октупольной деформацией. Это превышение энергий состояний отрицательной четности убывает с ростом углового момента и, в случае  $^{226}\text{Ra}$ , уже при угловом моменте  $I = 5\hbar$ , энергия ирраст-состояния практически совпадает с ожидаемой для статической  $\beta_3$ . Это

явление, называемое расщеплением по четности, связано со стабилизацией октупольной деформации с ростом углового момента [22].

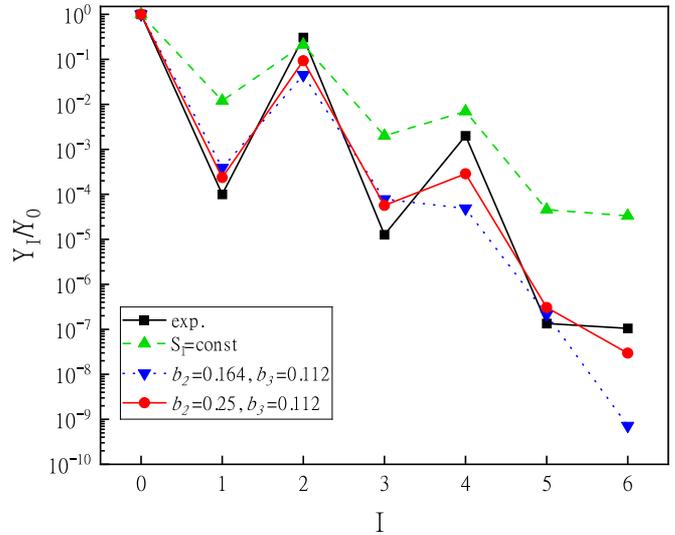


Рис. 4. Отношения интенсивностей  $\alpha$ -распада в возбужденные состояния ядра  $^{226}\text{Ra}$  к интенсивности перехода в основное состояние  $^{226}\text{Ra}$ . Экспериментальные данные (черные квадраты) взяты из [21]. Результаты расчета в предположении спектроскопических факторов, независимых от углового момента (зеленые треугольники). Расчет с параметрами деформации из работы [23] (синие треугольники) и с параметрами деформации  $\beta_2 = 0.25, \beta_3 = 0.112$  (красные кружки)

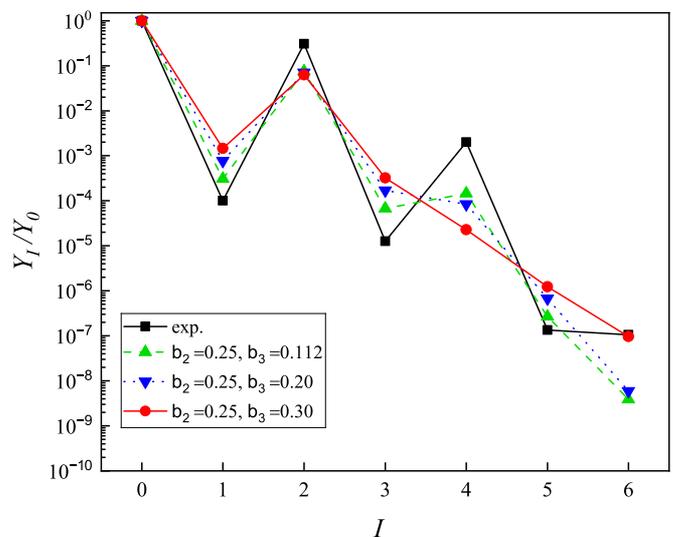


Рис. 5. Отношения интенсивностей  $\alpha$ -распада в возбужденные состояния ядра  $^{226}\text{Ra}$  к интенсивности перехода в основное состояние  $^{226}\text{Ra}$  для квадрупольной деформации  $\beta_2 = 0.25$  и различных значениях  $\beta_3$

На первый взгляд, такая картина качественно позволяет объяснить поведение экспериментальных значений интенсивностей  $\alpha$ -распада ядра  $^{230}\text{Th}$ . Для проверки этой идеи рассчитаем интенсивности  $\alpha$ -распада

в состоянии с разными угловыми моментами, используя выражение (24), в котором положим все спектроскопические факторы одинаковыми, т.е.  $S_I = \text{const}$ . При вычислении ширин  $\alpha$ -распада в возбужденные состояния дочернего ядра согласно (24), будем использовать экспериментальные энергии возбуждения ираст-состояний  $^{226}\text{Ra}$  [21]. Результаты представлены на рис. 4 треугольниками. Видно, что, как и эксперимент, расчет показывает пилообразное поведение, однако уменьшение интенсивностей для переходов в состояния  $1^-$  и  $3^-$  не столь существенно, как в эксперименте, что указывает на необходимость учета мягкости дочернего ядра по отношению к октупольной деформации не только при расчете вероятности туннелирования через потенциальный барьер, но и при расчете спектроскопических факторов.

Результаты расчета с учетом зависимости спектроскопических факторов от углового момента представлены на рис. 4 кружками, для  $\beta_2 = 0.164$ ,  $\beta_3 = 0.112$  [23], и перевернутыми треугольниками, для  $\beta_2 = 0.25$ ,  $\beta_3 = 0.112$ . Видно, что оба расчета существенно лучше описывают экспериментальные данные для угловых моментов  $I \leq 5\hbar$ . При этом расчет с большим значением  $\beta_2$  также хорошо описывает интенсивность  $\alpha$ -распада в состояние  $6^+$  дочернего ядра. Значение  $\beta_2 = 0.164$  соответствует квадрупольной деформации  $^{226}\text{Ra}$  в основном состоянии. В двойной системе ядро оказывается в поле  $\alpha$ -частицы, что может привести к росту деформации по отношению к деформации основного состояния.

Зависимость интенсивностей  $\alpha$ -распада от параметра октупольной деформации представлена на рис. 5. Во-первых, отметим, что при нулевой октупольной деформации,  $\alpha$ -распад в состояния с нечетными угловыми моментами будет невозможен. Действительно, при нулевой октупольной деформации дочернего ядра, ве-

роятность того, что альфа-частица сформируется на поверхности ядра в состоянии с нечетным угловым моментом равна нулю. Даже учет отклонения потенциала от сферической симметрии в области  $R > R_m$ , которым мы в данной работе пренебрегаем, не улучшит ситуацию, так как при нулевой октупольной деформации, угловой момент при туннелировании может меняться только на  $2\hbar$ . Как показано на Рис. 5, увеличение октупольной деформации ведет к росту доли распадов в состояния с нечетными  $l$ . Таким образом, октупольная деформация дочернего ядра оказывается основным фактором, определяющим фактор запрета на альфа-распад в состояния с нечетными угловыми моментами. Отметим, что при  $\beta_3 = 0.3$ , пилообразная структура в отношении интенсивностей исчезает уже на  $I = 3\hbar$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе была исследована роль зависимости спектроскопических факторов альфа-распада от углового момента дочернего ядра. Показано, что эта зависимость является определяющей для объяснения существенного ослабления доли распадов в состояния с нечетными угловыми моментами по сравнению с переходами в соседние состояния с четными угловыми моментами. Показано, что это ослабление связано с мягкостью октупольной деформации дочернего ядра при малых угловых моментах. С ростом углового момента, октупольная деформация стабилизируется, что ведет к сглаживанию зависимости интенсивностей  $\alpha$ -распада от углового момента дочернего ядра. Для более аккуратного анализа, в следующей работе будет также учтена отклонения потенциального барьера от сферически-симметричного, которая возникает за счет деформации дочернего ядра.

- [1] Gamow G. // Z. fur Physik, **51**, 204 (1928).
- [2] Kadmsky S.G., Furman W.I. Alpha Decay and Allied Nuclear Reactions (Energoizdat, Moscow, 1985).
- [3] Gallagher C.J., Rasmussen J.O. // J. Inorg. Nucl. Chem. **3**, 333 (1957).
- [4] Kuklin S.N., Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. // Eur.Phys.J. A **48**, 112 (2012).
- [5] Seif W.M., Adel A., Antonenko N.V., Adamian G.G. // Phys. Rev. C **107**, 044601 (2023).
- [6] Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. et al. // Phys.Rev. C **92**, 034302 (2015).
- [7] Varshalovich D.A., Moskalev A.N., Khersonsky V.K. Quantum theory of angular momentum, Nauka, Leningrad, 1975.
- [8] Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V. et al. // Int. J. Mod. Phys. E **5**, 191 (1996).
- [9] Möller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J. // At. Data Nucl. Data Tables. **59**, 185 (1995).
- [10] Migdal A.B. Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei (Wiley, New York, 1967).
- [11] Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. et al. // Phys. Rev. C **67**, 014313 (2003).
- [12] Adamian G.G., Antonenko N.V. Jolos R.V. // Nucl. Phys. A **584**, 205-220 (1995).
- [13] Ledergerber T., Pauli H.-C. // Nucl. Phys. A **207**, 1 (1973).
- [14] Maruhn J., Greiner W. // Zeitschrift für Physik **251**, 431 (1972).
- [15] Rogov I.S., Adamian G.G., Antonenko N.V. et al. // Nucl. Phys. A **1002**, 121995 (2020).
- [16] Migdal A.B., Krainov V.P. Approximate methods of quantum mechanics, Nauka, Moscow, 1966.
- [17] Morse P.M. // Phys. Rev. **34**, 57 (1929).
- [18] Gurvitz S.A. // Phys. Rev. A **38**, 1747 (1988).
- [19] Gurvitz S.A., Semmes P.B., Nazarewicz W., Vertse T. // Phys. Rev. A **69**, 042705 (2004).

- [20] *А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов* Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, Наука, Москва, 1971.
- [21] <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>
- [22] *Jolos R.V., von Brentano P.* // Phys. Rev. C **49**, 2301(R) (1994).
- [23] *Möller P., Sierk A.J., Ichikawa T., Sagawa H.* // Nucl. Data Tables **109-110**, 1-204 (1995).

## The fine structure of alpha-decay $^{230}\text{Th}$

D.F. Bayramov<sup>1,a</sup>, T.M. Sheydan<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics  
Dubna, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>bairamov.df20@physics.msu.ru*

We analyze the role of angular momentum dependence of spectroscopic factors on the fine structure of alpha-decay of actinides. The potential energy for the alpha-cluster system and the wave function of the metastable state has been calculated using dinuclear system model for different values of the octupole deformation of the daughter nuclei. To calculate the width of  $\alpha$ -decay the two-potential approach to the tunneling problem has been used.

PACS: 23.60.+e, 27.90.+b

*Keywords:* alpha decay, spectroscopic factor, binary nuclear system.

*Received 15 January 2024.*

### Сведения об авторах

1. Байрамов Даниэль Фаильевич — студент; e-mail: bairamov.df20@physics.msu.ru.
2. Шнейдман Тимур Маркович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: shneyd@theor.jnr.ru.