

Описание спектров тяжелых и сверхтяжелых ядер в двухцентровой оболочечной моделиМ. Л. Маркова^{1,*}, Н. В. Антоненко^{2,†}, Т. Ю. Третьякова^{3,‡}, Т. М. Шнейдман^{4,§}¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2²Объединенный институт ядерных исследований
Россия, 141980, Дубна, улица Жолио Кюри, д. 6³Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцина МГУ
Россия, 119992, Москва, Ленинские горы, д. 1, корп. 2⁴Казанский Федеральный Университет. Россия, 420021, Казань, ул. Татарстан, д. 2
(Статья поступила 02.02.2018; Подписана в печать 06.03.2018)

Работа посвящена описанию спектров квазичастичных возбуждений изотонов с $N = 149$: ^{243}Pu , ^{245}Sm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf . В рамках двухцентровой оболочечной модели произведена минимизация потенциальной энергии исследуемых ядер по коллективным координатам для нахождения основных состояний с последующим описанием низколежащих квазинейтронных возбуждений. В исследуемых ядрах был учтен эффект блокировки и кориолисово смешивание по проекции углового момента. Рассчитаны вероятности переходов в основные состояния и соответствующие времена жизни нижайших квазинейтронных уровней.

PACS: 21.60.Cs, 21.10.Pc, 13.40.-f, 21.10.Tg

УДК: 539.142, 539.143

Ключевые слова: тяжелые ядра, сверхтяжелые ядра, квазинейтронная структура, изомерное состояние, вероятность распада, время жизни состояния.

ВВЕДЕНИЕ

Описание спектров возбужденных состояний тяжелых и сверхтяжелых ядер до сих пор является сложной теоретико-экспериментальной задачей [1]: несмотря на значительный прогресс в экспериментальной физике, точное определение структуры данных спектров осложнено их малыми временами жизни [2]. С данной точки зрения особый интерес представляют долгоживущие изомерные состояния и вопрос о возможности их распада. Значительные времена жизни данных состояний по отношению к γ -переходу в основное состояние обусловлены комбинацией высокой степени запрета и малой энергии данного перехода. Благодаря большим временам жизни, становится возможным применение техники высокочувствительной спектроскопии для исследования α -распадов на возбужденные уровни более легких ядер. Для непосредственного предсказания появления и свойств изомерных состояний требуется создание современных теоретических подходов к описанию структуры тяжелых ядер.

При теоретическом описании изомерных состояний в тяжелых деформированных ядрах необходимо учесть, что заметную роль в данной области массовых чисел играет смешивание волновых функций основных и возбужденных состояний по проекции K полного момента ядра I на ось симметрии за счет вращения [3]. Подобное смешивание обеспечивается за счет

так называемого взаимодействия Кориолиса в полном гамильтониане системы, способного значительно повлиять на времена жизни изомерных состояний. Учет данной поправки легче всего произвести для нечетных тяжелых деформированных ядер, представимых в виде жесткого четно-четного кора и валентной частицы, определяющей одноквазичастичные спектры исследуемых ядер, поскольку возможно избежать учета частично-дырочных возбуждений.

В настоящей работе рассмотрены нечетные изотопы цепочки с $N = 149$: ^{243}Pu , ^{245}Sm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf . Для данных ядер, согласно экспериментальным данным, наблюдается относительно долгоживущее состояние $1/2^+$, время жизни которого колеблется от 0,29 мкс для изотопа ^{245}Sm до 1,02 с для ^{251}No . Возможно воспроизведение и описание свойств данного уровня для всей цепочки изотонов в рамках двухцентровой оболочечной модели ядра.

1. МОДЕЛЬ ЧАСТИЦА-ПЛЮС-РОТОР ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Выбор нечетных изотопов с $N = 149$ для исследования одноквазичастичной структуры связан также с удобством представления этих ядер в виде жесткого ротора (или четно-четного ядерного кора) с нулевым полным моментом и отдельной частицы (нейтрона), момент \mathbf{J} которой и будет определять полный угловой момент системы [4]. Тогда полный момент рассматриваемого ядра можно представить в виде:

$$\mathbf{I} = \mathbf{J}_{core} + \mathbf{j}_{particle} + \mathbf{R} = \mathbf{j}_{particle} + \mathbf{R} = \mathbf{j} + \mathbf{R}, \quad (1)$$

где \mathbf{R} есть механический момент вращения ядра. При этом полный гамильтониан системы можно разбить на

*E-mail: ml.markova@physics.msu.ru

†E-mail: antonenk@theor.jinr.ru

‡E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

§E-mail: shneyd@theor.jinr.ru

внутреннюю и коллективную составляющие, выделив в коллективной части отдельно вращательную компоненту и компоненту, ответственную за появление кориолисова взаимодействия:

$$H_{tot} = H_{intr} + H_{col} = H_{intr} + H_{rot} + H_{rec} + H_{cor}, \quad (2)$$

а коллективная компонента во внутренней системе отсчета, жестко связанной с ядром имеет вид:

$$H_{col} = \sum_{i=1}^3 \frac{I_i^2}{2\mathfrak{S}_i} + \sum_{i=1}^3 \frac{J_i^2}{2\mathfrak{S}_i} - \sum_{i=1}^3 \frac{I_i J_i}{\mathfrak{S}_i} = \frac{I^2 - I_3^2}{2\mathfrak{S}} + \frac{j_1^2 + j_2^2}{2\mathfrak{S}} - \frac{I_+ j_- + I_- j_+}{2\mathfrak{S}}. \quad (3)$$

Здесь добавка Кориолиса выражена через лестничные операторы полного момента ядра I_{\pm} и углового момента частицы j_{\pm} :

$$H_{cor} = -\frac{I_+ j_- + I_- j_+}{2\mathfrak{S}}. \quad (4)$$

Если представить полные волновые функции ядра с помощью комбинаций произведений по квантовому числу K внутренних волновых функций Φ_K^i и коллективных компонент \mathbf{IMK} , представимых с помощью $D_{MK}^I(\Omega)$ -функций Вигнера от углов Эйлера, описывающих вращение ядра:

$$\Psi_M^I = \sum_K \Phi_K^i \mathbf{IMK} = \sum_K \Psi_{MK}^I, \quad (5)$$

учет добавки Кориолиса приводит к смешиванию волновых функций ядра по K , за счет изменения матричных элементов полного гамильтониана:

$$H_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = \epsilon_{\frac{1}{2}}^{iI} + \frac{1}{2\Theta}(I(I+1) - \frac{1}{4}) - \frac{1}{2\Theta}(-1)^{I+\frac{1}{2}} \langle \Phi_{\frac{1}{2}}^i | J_+ | \Phi_{-\frac{1}{2}}^i \rangle, \quad (6)$$

для диагональных элементов с $K = \frac{1}{2}$, $\epsilon_{\frac{1}{2}}^{iI}$ — одночастичные энергии, а для недиагональных элементов с $K_i = K_j + 1$:

$$H_{ij} = \frac{1}{2} \sqrt{(I-K)(I+K+1)} [\langle \Phi_K^i | J_- | \Phi_{K+1}^i \rangle - \langle \Phi_{-K}^i | J_+ | \Phi_{-K-1}^i \rangle]. \quad (7)$$

Величина $a_i = -\langle \Phi_{\frac{1}{2}}^i | J_+ | \Phi_{-\frac{1}{2}}^i \rangle$ есть параметр развязывания, определяющий масштаб смешивания, а также направление смещений энергетических уровней.

2. ДВУХЦЕНТРОВАЯ ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ АТОМНЫХ ЯДЕР

Для микроскопического определения базиса волновых функций и набора одночастичных энергий, связанных с появлением валентного нейтрона в ядре,

используется двухцентровая оболочечная модель [5]. Ранее модель успешно использовалась для описания квазичастичной структуры тяжелых и сверхтяжелых ядер [6–9]. В рамках данной модели ядро рассматривается в виде двух фрагментов, для которых, задается относительное удлинение λ , деформации отдельных фрагментов β_i ($i = 1, 2$), параметр шейки ϵ , расположенной между фрагментами и величина массовой асимметрии η . В настоящей работе произведено рассмотрение зеркально симметричных компактных форм ядра $\eta = 0$, максимально близких к основному состоянию, при этом для описания формы ядра можно ограничиться величиной относительного удлинения $\lambda = \frac{l}{2R_0}$, отражающего длину ядра вдоль оси симметрии по отношению к диаметру ядра в состоянии сферы, а также параметрами деформации $\beta_1 = \beta_2 = \frac{a}{b}$ — определяющимися через отношения полуосей эллипсоидов, описывающих отдельные, в данном случае равные, фрагменты. Центры фрагментов при $\lambda > 1$ находятся на некотором расстоянии друг от друга, и при уменьшении данного расстояния до нуля ($\lambda = 1$, $\epsilon = 0$) модель переходит в нильссоновскую модель ядра.

Полный одночастичный гамильтониан данной модели зависит от координат валентного нейтрона, его орбитального момента, спина и представлен в виде:

$$H_{TCSHM} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_0} + V(\rho, z) + V_{LS}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \mathbf{s}) + V_{L^2}(\mathbf{r}, \mathbf{l}), \quad (8)$$

при этом одночастичный потенциал вблизи основного состояния представлен комбинацией осцилляторных потенциалов со смещенными на величины и центрами.

Расчет в рамках данной модели связан также с определением потенциальной поверхности (зависимости потенциальной энергии ядра от коллективных координат). Потенциальная энергия состоит из потенциальной энергии жидкой капли W_{LD} , учитывающей макроскопическую структуру ядра, а также оболочечной W_{shell} и парной W_{pair} поправок к ней, введение которых позволяет, в свою очередь, ввести в рассмотрение микроскопическую структуру ядра (макроскопический-микроскопический подход):

$$W(\lambda, \beta) = W_{LD}(\lambda, \beta) + W_{shell}(\lambda, \beta) + W_{pair}(\lambda, \beta), \quad (9)$$

при этом минимизация по коллективным координатам и позволяет определить их равновесные значения этих величин, отвечающие основному состоянию, для которого производится расчет одночастичных спектров в двухцентровой оболочечной модели.

В настоящей работе была произведена минимизация потенциальных поверхностей для исследуемых ядер и найдены значения переменных λ и β , отвечающие минимуму потенциальной энергии (рис.1).

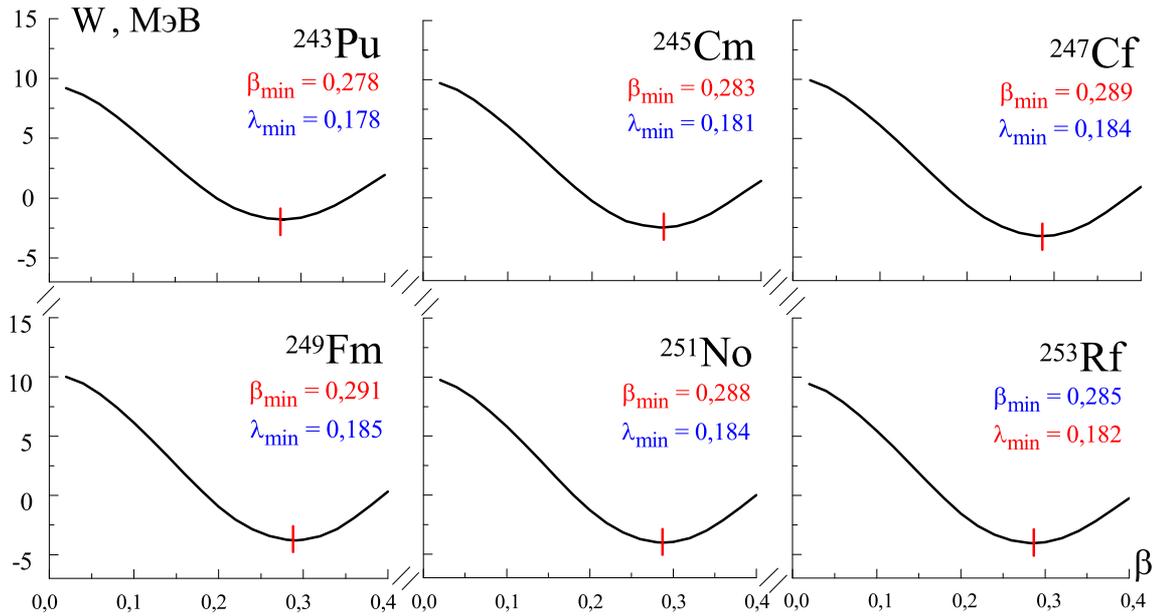


Рис. 1: Зависимость потенциальной энергии от параметра деформации фрагмента для исследуемых изотонов ^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Квазинейтронные спектры

В рамках двухцентральной оболочечной модели в настоящей работе при значениях λ_{min} и β_{min} рассчитаны одонейтронные спектры энергий для исследуемых изотонов. С помощью также рассчитанных параметров щели Δ_n и энергий Ферми E_F рассчитаны квазинейтронные энергии состояний [4]:

$$E_K^Q = \sqrt{(\epsilon_K^{SP} - E_F)^2 + \Delta^2}. \quad (10)$$

Несмотря на значительное перемешивание волновых функций, поправка на кориолисово взаимодействие не приводит к заметному изменению спектров энергий, лишь незначительно смещая уровень $1/2^+$ вниз на величину порядка десятка кэВ за счет положительных величин параметров развязывания (разд. 2, табл. I).

Учет влияния парного взаимодействия на вид квазинейтронных спектров был проведен посредством рассмотрения эффекта блокировки [4] для каждого изотопа. Для наиболее корректного учета данного явления параметр спаривания G_n , описывающий парные взаимодействия нейтронов монополярного типа, подбирался за счет изменения множителя α таким образом, чтобы рассчитанные значения Δ_n практически не изменялись при подключении блокировки:

$$G_n = \frac{1}{A} \alpha (19,2 - 7,4 \frac{A - 2Z}{A}). \quad (11)$$

Расчитанные квазинейтронные спектры в двухцентральной оболочечной модели (слева) и с учетом блокировки (справа) для исследуемых изотонов приведены на рис. 2.

3.2. Вращательные полосы с $K = 1/2$

Наиболее сильно взаимодействие Кориолиса сказывается на состоянии, отвечающем проекции полного момента на ось симметрии ядра $K = 1/2$.

Оно формирует пилообразную зависимость энергии этого состояния от полного момента ядра I , приводя к отклонению состояний с $I = 5/2, 9/2$ и т.д. вниз и состояний $I = 3/2, 7/2, 11/2$ и т.д. вверх по отношению к квадратичной зависимости, имеющей место в отсутствие поправки H_{cor} в полном гамильтониане. Экспериментальные значения (красные точки на рис. 3) для изотонов ^{243}Pu и ^{245}Cm образуют более монотонную зависимость, не совпадающую по тенденции с оцененными в двухцентральной оболочечной модели зависимостями. С большой вероятностью это связано с ошибочной интерпретацией состо-

Таблица I: Параметры развязывания для исследуемых изотонов

^{243}Pu	^{245}Cm	^{247}Cf	^{249}Fm	^{251}No	^{253}Rf
-1,685	-1,683	-1,682	-1,679	-1,682	-1,689

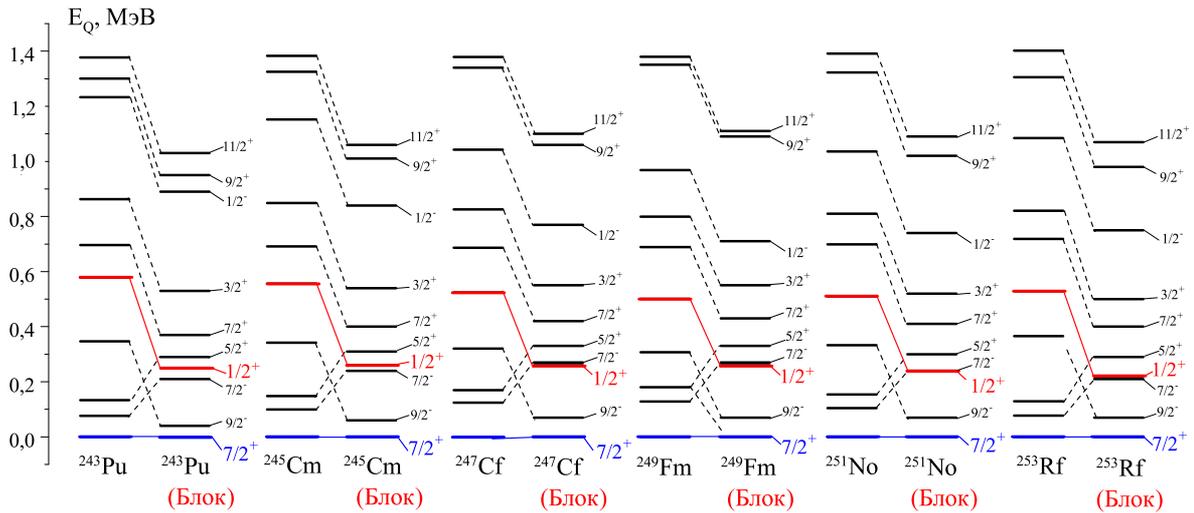


Рис. 2: Квазинейтронные спектры для исследуемых изотонов ^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf с учетом блокировки и без

аний $I = 3/2, 7/2, 11/2$ как принадлежащих к полосе $K = 1/2$ уровней. Рассматриваемые ядра являются достаточно «мягкими» по отношению к октупольным колебаниям, и наличие более высоко лежащей полосы $K = 3/2$ с противоположной четностью при 790,7 кэВ [10] может свидетельствовать о том, что две данные полосы с $K = 3/2$ являются членами дублета по четности, генерируемого октупольными колебаниями ядерной материи. Таким образом, состояния $I = 3/2, 7/2, 11/2$ могут быть интерпретированы как состояния с $K = 3/2$.

3.3. Вероятности $E2$ переходов и времена жизни состояний $1/2^+$

На основании полученных спектров можно оценить вероятности электрического квадрупольного $E2$ перехода, связывающего возбужденные состояния $1/2^+$ с основным, а также времена жизни соответствующих возбужденных состояний по отношению к данному переходу [11] (в секундах):

$$T = (1,223 \cdot 10^9 E^5 \cdot B(E2))^{-1}. \quad (12)$$

Оцененные вероятности переходов и времена жизни состояний для цепочки приведены в табл. II, III.

Оцененные значения времен жизни состояния $1/2^+$ в изотопах цепочки с $N = 149$, полученные с помощью спектров и волновых функций в рамках ДЦОМ, свидетельствуют о возможности быстрого (10^{-9}с) $E2$ перехода из этого состояния в нижележащее возбужденное состояние. Учет кориолисова взаимодействия не приводит к заметному смещению уровней и, как следствие, изменению ΔE , и смешивание волновых функций в значительной степени не повлияет на вероятность данного перехода и, соответственно, время

жизни состояния. Однако учет эффекта блокировки приводит изменению порядка уровней таким образом, что переход из $1/2^+$ в $5/2^+$ становится невозможен (рис. 2), и состояния $1/2^+$ становятся во всех ядрах цепочки формально изомерными. Учет кориолисова взаимодействия в данном случае приводит к появлению в волновой функции основного состояния $7/2^+$ примесей волновых функций с $K = 5/2$ (порядка 3%), которые делают возможным переход из $1/2^+$ в основное состояние.

Таблица II: Модули $B(E2)$ для переходов $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$, $e^2\text{Фм}^4$

Изотоп	ДЦОМ	Кориолис	Кориолис+блокировка
^{243}Pu	10,940	11,574	0,369
^{245}Cm	11,005	11,647	0,346
^{247}Cf	11,086	10,535	0,303
^{249}Fm	11,165	10,188	0,327
^{251}No	11,096	11,710	0,353
^{253}Rf	11,088	10,451	0,345

В сравнении с экспериментальными значениями времен жизни для изотопов ^{243}Pu и ^{245}Cm (0,33 мкс и 0,29 мкс соответственно [2]) полученные в двухцентровой оболочечной модели с учетом блокировки и взаимодействия Кориолиса значения совпадают по порядку величины, но намечают тенденцию к постепенному росту времени жизни состояния $1/2^+$ по мере продвижения к ^{253}Rf в отличие от наблюдаемого в эксперименте уменьшения. За счет достаточно близких по величине входных данных (λ , β , \mathfrak{Z}) для используемой модели у различных изотонов в расчетах не наблюдается выделенного изомерного состояния, и времена

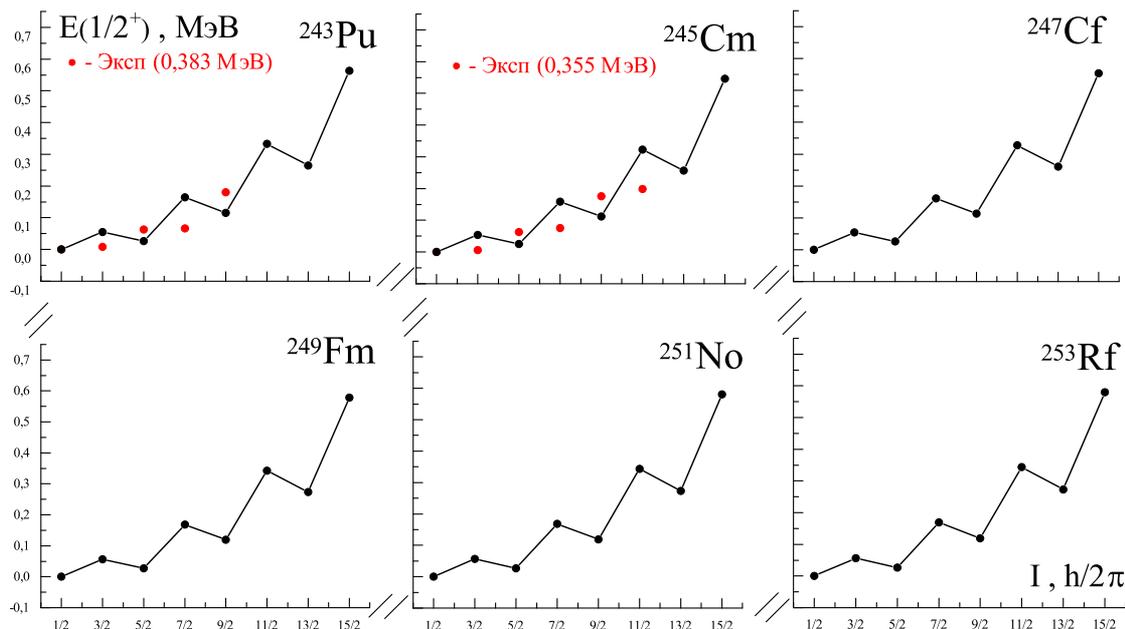


Рис. 3: Зависимость энергии состояния с $K = 1/2$ от величины полного момента I для изотопов ^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf

Таблица III: Времена жизни $1/2^+$ состояний для перехода $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$, с

Изотоп	ДЦОМ	Кориолис	Кориолис+блокировка
^{243}Pu	$7,818 \cdot 10^{-10}$	$6,985 \cdot 10^{-10}$	$1,227 \cdot 10^{-5}$
^{245}Cm	$1,194 \cdot 10^{-9}$	$1,066 \cdot 10^{-9}$	$1,152 \cdot 10^{-5}$
^{247}Cf	$2,375 \cdot 10^{-9}$	$2,630 \cdot 10^{-9}$	$1,495 \cdot 10^{-5}$
^{249}Fm	$3,888 \cdot 10^{-9}$	$4,669 \cdot 10^{-9}$	$1,288 \cdot 10^{-5}$
^{251}No	$2,306 \cdot 10^{-9}$	$2,071 \cdot 10^{-9}$	$1,643 \cdot 10^{-5}$
^{253}Rf	$1,293 \cdot 10^{-9}$	$1,455 \cdot 10^{-9}$	$2,664 \cdot 10^{-5}$

жизни достаточно плавно возрастают по мере роста Z , достигая максимального значения для ^{253}Rf (0,26 мкс).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были получены квазинейтронные спектры изотопов ^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf , а также оценены времена жизни состояния $1/2^+$ по отношению к $E2$ переходу в основное состояние. Оцененные с учетом взаимодействия Кориолиса и эффекта блокировки времена жизни имеют достаточно близкие значения для различных изотопов (порядка мкс). Эксперимент, напротив, указывает на появление выделенного изомерного состояния только в ^{251}No . Дальнейший учет связи одночастичных степеней свободы нечетной частицы с квадрупольными колебаниями поверхности ядра может также повлиять на соотношения теоретических времен жизни исследуемых изотопов.

[1] Antonenko N. V., Kartavenko V. G., Jolos R. V. et al. Chinese Physics C. 2017. **41**(7). P. 074105.
 [2] Herzberg R.-D., Greenlees P. T. Progr. Part. Nucl. Phys. 2008. **61**. P. 674.
 [3] Kondev F. G., Dracoulis G. D., Kibedi T. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2015. **50**. P. 103.
 [4] Ring P., Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. **1**.

New-York, 1991.
 [5] Maruhn J., Greiner W. Z. Physik. 1972. **251**. P. 431.
 [6] Kuzmina A. N., Adamian G. G., Antonenko N. V. Phys. Rev. C. 2012. **85**. P. 027308.
 [7] Bezbakh A. N., Shneidman T. M., Adamian G. G. et al. Eur. Phys. J. A. 2014. **50**. P.97.
 [8] Bezbakh A. N., Kartavenko V. G., Adamian G. G. et al.

- Phys. Rev. C. 2015. **92**. P.014329. National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/>.
[9] *Bezbakh A. N., Shneidman T. M., Adamian G. G.* Eur. Phys. J. A. 2016. **52**. P.353. [11] *Eisenberg J. M., Greiner W.* Nuclear Theory. **3**. 2016. **52**. P. 353. Amsterdam. 1972.
[10] Evaluated Nuclear Structure Data File. Brookhaven,

Description of spectra of heavy and super-heavy nuclei in two center shell model

M. L. Markova^{1a}, N. V. Antonenko^{2b}, T. Yu. Tretyakova^{3c}, T. M. Shneydman^{2,4d}

¹*Department of General Nuclear Physics Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

²*Joint Institute of Nuclear Research, Dubna 141980, Russia.*

³*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics MSU, Moscow 119992, Russia*

⁴*Kazan Federal University, Kazan 420021, Russia*

E-mail: ^aml.markova@physics.msu.ru, ^bantonenk@theor.jinr.ru, ^ctretyakova@sinp.msu.ru, ^dshneyd@theor.jinr.ru

The present paper is devoted to the description of quasi-neutron structure of odd isotones in chain with $N = 149$: ^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No , and ^{253}Rf . The minimization of potential surface with respect to collective parameters was carried out in order to define ground states and describe low lying quasi-neutron states in the frame of two center shell model. The blocking effect was taken into account as well, transition probabilities and corresponding lifetimes for low lying quasi-neutron states were estimated.

PACS: 21.60.Cs, 21.10.Pc, 13.40.-f, 21.10.Tg.

Keywords: Heavy nuclei, super-heavy nuclei, quasi-neutron structure, isomeric state, transition probability, lifetime of a state.

Received 02 February 2018.

Сведения об авторах

1. Маркова Мария Леонидовна — студентка 1 курса магистратуры; e-mail: ml.markova@physics.msu.ru.
2. Антоненко Николай Викторович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зам. директора лаборатории по научной работе; тел.: (496) 216-3352, e-mail: antonenk@theor.jinr.ru.
3. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-5636, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.
4. Шнейдман Тимур Маркович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (496) 216-3912, e-mail: shneyd@theor.jinr.ru.