

УДК 539.164

ВЛИЯНИЕ КОРИОЛИСОВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА РАСПАДНЫЕ СВОЙСТВА ИЗОТОНОВ С $N = 149$ И $N = 153$

© 2018 г. М. Л. Маркова¹, Т. М. Шнейдман^{2,4,*}, Н. В. Антоненко², Т. Ю. Третьякова³.

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва

⁴Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань

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

Работа посвящена описанию квазинейтронной структуры ядер для двух цепочек четно-нечетных изотонов $N = 149$ (^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf) и $N = 153$ (^{247}Pu , ^{249}Cm , ^{251}Cf , ^{253}Fm , ^{255}No и ^{257}Rf). Расчет одночастичных спектров энергий был произведен в рамках двухцентровой оболочечной модели ядер (ДЦОМ). Минимизация потенциальной энергии исследуемых ядер по коллективным координатам приводит к нахождению основных состояний с последующим описанием низколежащих квазинейтронных состояний. Учет поправки Кориолиса к полному гамильтониану системы позволяет учесть смешивание полученных в ДЦОМ волновых функций по квантовому числу K . В исследуемых изотопах учтен также эффект блокировки уровней и рассчитаны вероятности $E2$ -переходов в основные состояния и соответствующие времена жизни квазинейтронных уровней.

DOI: 10.7868/S0367676518060170

ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопические исследования нечетных изотопов актинидов и трансактинидов по сей день не теряют своей актуальности. Задача по-прежнему остается весьма сложной из-за трудности идентификации новых изотопов тяжелых и сверхтяжелых ядер [1]. Постоянный рост экспериментальной информации и повышение точности полученных данных стимулируют развитие современных теоретических подходов к описанию структуры тяжелых ядер. Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными по одноквазичастичным состояниям в нечетных изотопах тяжелых ядер позволяет уточнить параметры модели и сделать определенные предположения о квантовых числах экспериментальных уровней. При описании атомных ядер с нечетным значением массового числа A удобно использовать для описания низколежащих возбужденных уровней формальное разбиение ядра на валентную частицу и четно-четный инертный остов, позволяющее упростить форму полного гамильтониана системы и избежать учета частично-дырочных возбуждений. В области тяжелых и сверхтяжелых деформированных ядер объектами исследований при изучении структуры квазинейтронных спектров являются

цепочки изотонов, в частности цепочки с $N = 149$ и $N = 153$, включающие ядра $^{243,247}\text{Pu}$, $^{245,249}\text{Cm}$, $^{247,251}\text{Cf}$, $^{249,253}\text{Fm}$, $^{251,255}\text{No}$ и $^{253,257}\text{Rf}$ [2].

Одной из интереснейших деталей энергетических спектров этих ядер являются изомерные состояния, играющие особую роль в продвижении к острову стабильности, позволяя применить технику высокочувствительной спектроскопии для исследования переходов из этих состояний в основные и возбужденные состояния более легких ядер посредством α -распада. Значительные времена жизни изомерных состояний по отношению к α -переходам в основное состояние обусловлены, как правило, высокой степенью запрета данного перехода и/или малой энергией перехода. Для теоретического выявления изомерных состояний в тяжелых деформированных ядрах заметную роль играет смешивание волновых функций основных и возбужденных состояний по проекции K полного момента ядра J на ось симметрии за счет вращения [3]. Подобное смешивание обеспечивается за счет так называемой поправки Кориолиса в полном гамильтониане системы и может значительно повлиять на времена жизни изомерных состояний. Поэтому корректный учет взаимодействия Кориолиса при описании

квазичастичных (в частности квазинейтронных) спектров тяжелых и сверхтяжелых ядер оказывается важным для интерпретации экспериментальных данных.

В настоящий момент для большинства выбранных изотонов доступны экспериментальные данные по возбужденным состояниям. Спектроскопическая информация для ^{245}Sm получена на основе изучения α -распада ^{249}Cf , β -распада ^{245}Am и ^{245}Bk и в реакциях однонуклонных передач $^{246}\text{Sm}(d,t)$ и $^{244}\text{Sm}(d,p)$ [4, 5]. Для изотопов ^{247}Cf и ^{249}Fm экспериментальные спектры получены в реакциях α -распада ^{251}Fm [6] и ^{253}No [7, 8] соответственно. Для ^{251}No , помимо данных α -распада ^{255}Rf [9], получена существенная информация по распаду возбужденных состояний, образованных в реакции $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},3n)^{251}\text{No}$ [10]. Эксперимент указывает на появление долгоживущего изомерного состояния ^{251m}No со спин-четностью $1/2^+$ и временем жизни порядка 1.02 с [10], тогда как о появлении подобного состояния в ^{253}Rf не представляется возможным судить ввиду отсутствия экспериментальных данных [11]. На протяжении всей цепочки время жизни изомерного состояния изменяется в значительных пределах от десятых миллисекунд в ^{245}Sm до секунд в ^{251}No .

Для изотонов $N = 153$ экспериментальные данные также получены на основе реакции α -распада [11]. Для ^{249}Sm , расположенного вблизи долгоживущего изотопа ^{248}Sm , значительная часть экспериментальной информации получена при изучении реакций срыва на мишени ^{248}Sm [7, 12]. В случае изотопа ^{251}Cf также информативным стало изучение реакции $^{250}\text{Cf}(d,p)^{251}\text{Cf}$ [13], уточненные данные для ^{253}Fm получены из ϵ -захвата ^{253}Md [14]. В данном случае изомерным является состояние $7/2^+$ с экспериментальным временем жизни, варьирующимся от 38 нс до 23 мкс для изотопов ^{251}Cf и ^{249}Sm соответственно [2].

1. МОДЕЛЬ РОТОР-ПЛЮС-ЧАСТИЦА ДЛЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

При описании выбранных изотонов использована модель частица-плюс-ротатор, разработанная для вращающихся деформированных ядер. В рамках данной модели ядро разбивается на инертный четно-четный остов и валентную частицу (или группу частиц), в данном случае – нейтрон [15]. Полный момент ядра записывается в виде:

$$\begin{aligned} \vec{I} &= \vec{R} + \vec{J}_{\text{полн}} = \vec{R} + \vec{J}_{\text{остов}} + \\ &+ \vec{J}_{\text{част}} = \vec{R} + \vec{J}_{\text{част}} = \vec{R} + \vec{J}, \end{aligned} \quad (1)$$

где \vec{R} – момент вращения ядра, спин четно-четного остова $\vec{J}_{\text{остов}}$ во внутренней системе координат равен нулю, и угловой момент валентной частицы $\vec{J}_{\text{част}}$ определяет полный угловой момент системы. В этом случае полный гамильтониан ядра $H_{\text{полн}}$ можно представить в виде:

$$\begin{aligned} H_{\text{полн}} &= H_{\text{валент}} + H_{\text{остов}} = \\ &= H_{\text{валент}} + H_{\text{вращ}} + H_{\text{кор}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $H_{\text{валент}}$ отвечает микроскопическому описанию валентной частицы, $H_{\text{остов}}$ распадается на вращательное слагаемое (\mathfrak{I} – момент инерции ядра):

$$H_{\text{вращ}} = \frac{1}{2\mathfrak{I}}(I^2 - I_3^2), \quad (3)$$

и добавку, отражающую взаимодействие Кориолиса, обобщающую степени свободы как остова, так и валентного нейтрона:

$$H_{\text{кор}} = -\frac{1}{2\mathfrak{I}}(I_+J_- + I_-J_+). \quad (4)$$

Волновая функция системы, удовлетворяющая симметрии относительно поворота на угол π вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии, может быть представлена в виде:

$$\begin{aligned} |\Psi_M^I\rangle &= \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_K \alpha_{MK}^I (\Phi_K D_{MK}^I(\Omega) + \\ &+ (-1)^{I+K} \Phi_{-K} D_{M-K}^I(\Omega)), \end{aligned} \quad (5)$$

где Φ_K отвечает описанию валентной частицы и зависит от ее координат, а D -функции Вигнера зависят от углов Эйлера перехода из жестко связанной с ядром системы координат в лабораторную систему.

Ненулевые матричные элементы полного гамильтониана системы с учетом поправки на взаимодействие Кориолиса будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} H_{K_i K_j} &= \epsilon^I + \frac{1}{2\mathfrak{I}}(I(I+1) - \frac{1}{4}) - \\ &- \frac{1}{2\mathfrak{I}}(-1)^{I+1/2}(I+1/2) \langle \Phi_{1/2} | J_+ | \Phi_{-1/2} \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

при $K_i = K_j = 1/2$, где ϵ^I – одночастичные энергии, а также:

$$\begin{aligned} H_{K_i K_j} &= -\frac{1}{2\mathfrak{I}} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{(I+K+1)(I-K)} \times \\ &\times (\langle \Phi_K | J_+ | \Phi_{K+1} \rangle + \langle \Phi_{-K-1} | J_+ | \Phi_{-K} \rangle) \end{aligned} \quad (7)$$

при $K_i + 1 = K_j$. Параметр развязывания $a = -\langle \Phi_{1/2} | J_+ | \Phi_{-1/2} \rangle$ определяет смещение уровней с $K = 1/2$.

2. ДВУХЦЕНТРОВАЯ ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Непосредственно для микроскопического описания величин, связанных с выделением валентного нейтрона в ядре, используется двухцентровая оболочечная модель ядра [16]. Ранее модель успешно использовалась для описания квазичастичной структуры тяжелых и сверхтяжелых ядер [17–20]. В рамках данной модели ядро рассматривается в виде двух симметричных (с массовыми числами, равными соответственно $A/2$) или асимметричных фрагментов, для которых посредством набора коллективных координат задаются относительное удлинение, деформации отдельных фрагментов, параметр шейки, расположенной между фрагментами, и описывается переход нуклонов через шейку. В данной работе рассмотрены зеркально симметричные формы ядра, максимально близкие к основному состоянию. В этом случае для описания формы ядра можно ограничиться величиной относительного удлинения $\lambda = l/2R_0$, отражающего отношение длины ядра вдоль оси симметрии к диаметру ядра в состоянии сферы, а также параметрами $\beta_1 = \beta_2 = a/b$, отражающими отношение полуосей эллипсоидов, описывающих отдельные фрагменты. Центры фрагментов, в свою очередь, находятся на расстоянии $z = z_1 - z_2$, и при уменьшении данного расстояния до нуля модель переходит в нильссоновскую модель ядра.

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

$$H_{\text{ДЦОМ}} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_n} + V(\rho, z) + V_{\vec{r}}(\vec{r}, \vec{p}, \vec{s}) + V_{\vec{r}}(\vec{r}, \vec{l}), \quad (8)$$

при этом одночастичный потенциал $V(\rho, z)$ вблизи основного состояния представлен комбинацией осцилляторных потенциалов со смещенными на величины z_1 и z_2 центрами.

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

$$W(\lambda, \beta) = W_{\text{жк}}(\lambda, \beta) + W_{\text{оболоч}}(\lambda, \beta) + W_{\text{парн}}(\lambda, \beta), \quad (9)$$

при этом минимизация по коллективным координатам λ и β позволяет определить их равновесные значения, отвечающие основному состоянию, для которого производится расчет одночастичных спектров. Для перехода к квазичастичному (квазинейтронному) спектру используется соотношение в рамках теории Бардина–Купера–Шриффера [21], связывающее квазичастичную энергию i -го состояния с его одночастичной энергией, посредством также рассчитанных в ДЦОМ значений параметра щели Δ_n и энергий Ферми E_F :

$$\epsilon_Q^I = \sqrt{(\epsilon_Q^I - E_F)^2 + \Delta_n^2}. \quad (10)$$

Полученные при равновесных значениях коллективных координат одночастичные и квазичастичные энергии и волновые функции основных и возбужденных состояний ядер были использованы в качестве базовых энергий и функций для дальнейшего учета поправки на взаимодействие Кориолиса, вызывающее смешивание базовых волновых функций ядра по проекции момента K .

3. ПРОВЕДЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В данной работе были проведены расчеты одночастичных спектров и соответствующих волновых функций основных и возбужденных состояний для изотонов цепочки $N = 149$ и $N = 153$: $^{243,247}\text{Pu}$, $^{245,249}\text{Cm}$, $^{247,251}\text{Cf}$, $^{249,253}\text{Fm}$, $^{251,255}\text{No}$ и $^{253,257}\text{Rf}$. Для каждого изотопа была определена зависимость потенциальной энергии ядра и оболочечной поправки от параметра деформации β , причем минимумы в данных зависимостях отвечают близким значениям β_{min} . Для изотонов обеих цепочек, помимо минимизации потенциальной энергии по параметру деформации, была также проведена минимизация по параметру удлинения λ (см. рис. 1 и 2). При оцененных равновесных значениях β_{min} и λ_{min} были определены одночастичные спектры и построены соответствующие квазинейтронные спектры с учетом рассчитанных в ДЦОМ значений параметров щели Δ_n и энергий Ферми E_F .

Для дальнейшего учета взаимодействия Кориолиса на основании экспериментальных спектров соседних четно-четных ядер были приблизительно оценены моменты инерции исследуемых ядер [9]. В силу близких структур и деформаций исследуемых в каждой цепочке ядер параметры распаривания имеют близкие значения в пределах этих цепочек, указывающие на смещение уровней с $K = 1/2$ вниз по шкале энергии (см. табл. 1). Однако даже в случае самого сильного смещения его значение составляет порядка 10 кэВ и слабо влияет на внешний вид спектров. Несмотря на это, учет эффекта Кориолиса приводит к значительному смешиванию волновых функций по проекции полного момента K .

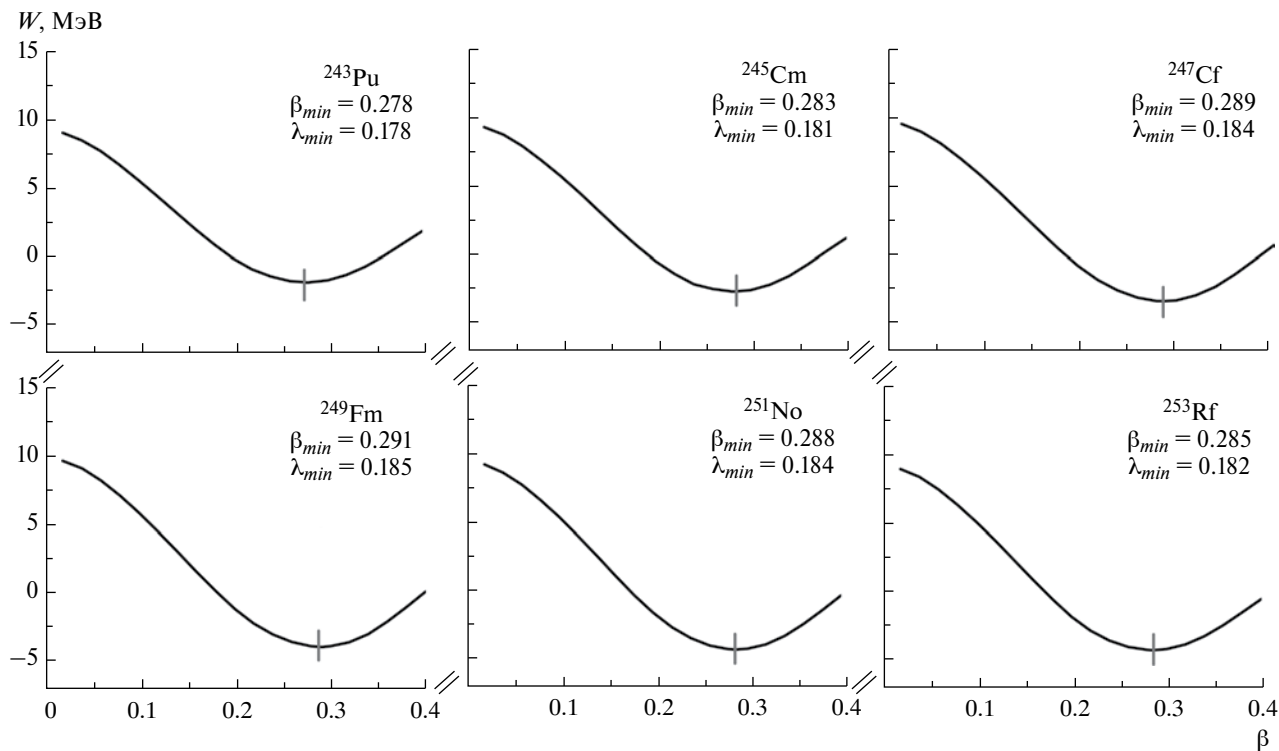


Рис. 1. Зависимости оболочечных поправок к полной потенциальной энергии ядер от параметров деформации для изотонов цепочки $N = 149$ (^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf).

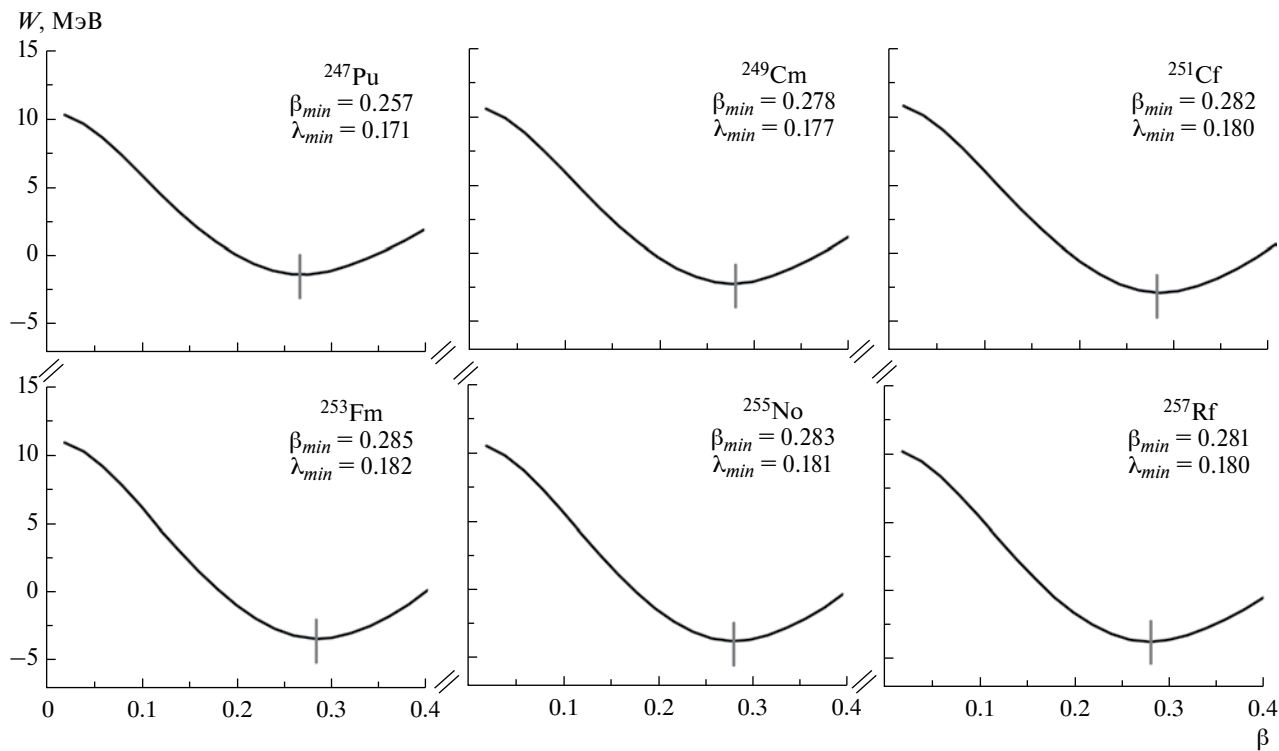


Рис. 2. Зависимости оболочечных поправок к полной потенциальной энергии ядер от параметров деформации для изотонов цепочки $N = 153$ (^{247}Pu , ^{249}Cm , ^{251}Cf , ^{253}Fm , ^{255}No и ^{257}Rf).

Таблица 1. Параметры развязывания для исследуемых изотонов цепочек $N = 149$ и $N = 153$

Параметр развязывания, $a = -\langle \Phi_{1/2} J_+ \Phi_{-1/2} \rangle$					
$N = 149$					
^{243}Pu	^{245}Cm	^{247}Cf	^{249}Fm	^{251}No	^{253}Rf
1.690	1.687	1.682	1.677	1.683	1.684
$N = 153$					
^{247}Pu	^{249}Cm	^{251}Cf	^{253}Fm	^{255}No	^{257}Rf
1.665	1.685	1.686	1.684	1.686	1.687

Учет влияния парного взаимодействия на вид квазинейтронных спектров был проведен посредством рассмотрения эффекта блокировки [15] для каждого изотопа. Для более корректного согласования расчетов в рамках теории БКШ с базовыми расчетами в ДЦОМ константу G_n , описывающую парные взаимодействия нейтронов монополюсного типа, можно подобрать таким образом, что рассчитанные значения Δ_n в ДЦОМ и Δ_n^{BCS} будут практически совпадать [22]:

$$G_n = \frac{1}{A} \left(19.2 - 7.4 \frac{A - 2Z}{A} \right). \quad (11)$$

Квазинейтронные спектры с учетом эффекта блокировки приведены на рис. 1 для цепочки $N = 149$ и рис. 2 для цепочки $N = 153$. На основании полученных спектров можно оценить

вероятности электрического квадрупольного $E2$ -перехода $B(E2)$ связывающего возбужденные состояния с основным, а также времена жизни соответствующих возбужденных состояний по отношению к данному переходу [15] (в секундах):

$$T(E2) = (1.223 \cdot 10^9 \Delta E^5 B(E2))^{-1}. \quad (12)$$

Оцененные вероятности переходов и времена жизни состояний $1/2^+$ для цепочки $N = 149$ и $7/2^+$ для цепочки $N = 153$ приведены в табл. 2, 3.

4. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оцененные значения времен жизни состояния $1/2^+$ в изотонах цепочки $N = 149$, полученные с помощью спектров и волновых функций в рамках ДЦОМ, свидетельствуют о возможности быстрого (10^{-9} с) $E2$ -перехода из состояния $1/2^+$ в нижележащее возбужденное состояние $5/2^+$. 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, на время жизни состояния. Однако учет эффекта блокировки приводит изменению порядка уровней $1/2^+$ и $5/2^+$ таким образом, что $E2$ -переход из $1/2^+$ в $5/2^+$ становится невозможным (см. рис. 3), 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 $E2$ -переход из $1/2^+$ в основное состояние возможным. Для цепочки $N = 153$ учет эффекта блокировки не

Таблица 2. Модули вероятностей $E2$ -переходов $B(E2)$ ($e^2 \cdot \text{фм}^4$) из возбужденного состояния $1/2^+$ и соответствующие ему времена жизни (в с) для изотонов цепочки $N = 149$

Изотон	ДЦОМ		ДЦОМ+Кориолис		ДЦОМ+Кориолис+ Блокировка	
	$B(E2)$	$T(E2)$	$B(E2)$	$T(E2)$	$B(E2)$	$T(E2)$
^{243}Pu	10.940	$7.818 \cdot 10^{-10}$	11.574	$6.985 \cdot 10^{-10}$	0.369	$1.227 \cdot 10^{-5}$
^{245}Cm	11.005	$1.904 \cdot 10^{-9}$	11.646	$1.066 \cdot 10^{-9}$	0.346	$1.152 \cdot 10^{-5}$
^{247}Cf	11.086	$2.375 \cdot 10^{-9}$	10.535	$2.630 \cdot 10^{-9}$	0.303	$1.495 \cdot 10^{-5}$
^{249}Fm	11.165	$3.888 \cdot 10^{-9}$	10.344	$4.524 \cdot 10^{-9}$	0.327	$1.288 \cdot 10^{-5}$
^{251}No	11.096	$2.306 \cdot 10^{-9}$	11.710	$2.071 \cdot 10^{-9}$	0.353	$1.643 \cdot 10^{-5}$
^{253}Rf	11.016	$7.292 \cdot 10^{-10}$	10.451	$1.455 \cdot 10^{-9}$	0.345	$2.664 \cdot 10^{-5}$

Таблица 3. Модули вероятностей $E2$ -переходов $B(E2)$ ($e^2 \cdot \text{фм}^4$) из возбужденного состояния $7/2^+$ и соответствующие ему времена жизни (в с) для изотонов цепочки $N = 153$

Изотон	ДЦОМ+Кориолис		ДЦОМ+Кориолис+Блокировка	
	$B(E2)$	$T(E2)$	$B(E2)$	$T(E2)$
^{247}Pu	0.356	0.522	0.356	0.041
^{249}Cm	0.364	1.480	0.364	0.508
^{251}Cf	0.237	0.645	0.237	0.284
^{253}Fm	0.265	0.217	0.265	0.074
^{255}No	0.226	0.186	0.226	0.313
^{257}Rf	0.346	0.051	0.346	0.043

приводит к изменению порядка уровней, поэтому $E2$ -переход из $7/2^+$ в основное состояние $1/2^+$ невозможен. Учет же поправки Кориолиса приводит к появлению существенного вклада $K = 5/2$ (порядка 5%) в распадающееся состояние, за счет которого в основном $E2$ -переход становится снова возможным (рис. 4). Значения времен жизни состояний $1/2^+$ и $7/2^+$ в цепочках $N = 149$ и $N = 153$ соответственно изменяются незначительно по мере продвижения по цепочке от изотопов Pu до изотопов Rf и не отражают появление выделенных изомерных состояний в ^{251}No и ^{249}Cm [2]. По видимости, дальнейшее уточнение модельного описания должно включать также учет связи одночастичных степеней свободы нечетной частицы с квадрупольными колебаниями поверхности ядра. Несмотря на то что все времена жизни состояния $7/2^+$ в цепочке изотонов $N = 153$ значительно превышают соответствующие экспериментальные значения, данное состояние расположено близко к основному состоянию на протяжении всей цепочки, и, как следствие, даже для ядерного кора, жесткого по отношению к модам квадрупольных колебаний, смешивание уровня $7/2^+$ с основным состоянием будет значительным, что приведет к резкому увеличению $B(E2)$ и соответствующему уменьшению его времени жизни. В данной цепочке наблюдается также резкое увеличение времени жизни при переходе от ^{247}Pu к ^{249}Cm (см. табл. 3), что качественно также может наблюдаться в эксперименте при отдельном выделении изотопа ^{249}Cm в рассматриваемой цепочке по длительности жизни изомерно-го состояния $7/2^+$.

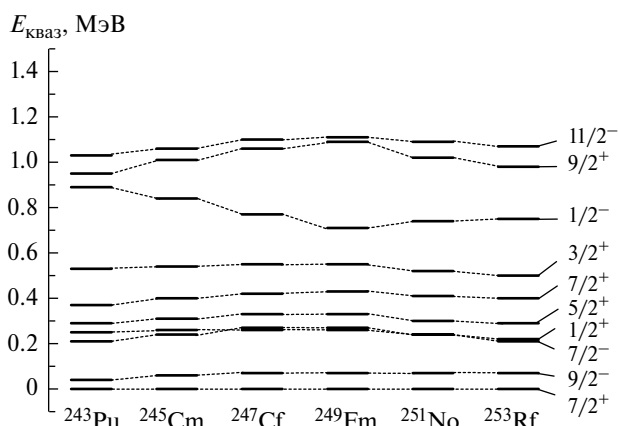


Рис. 3. Квазинейтронные спектры с учетом эффекта блокировки для изотонов цепочки $N = 149$ ^{243}Pu , ^{245}Cm , ^{247}Cf , ^{249}Fm , ^{251}No и ^{253}Rf .

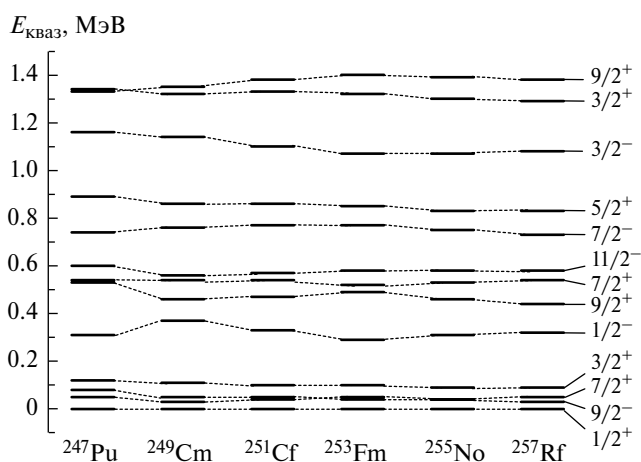


Рис. 4. Квазинейтронные спектры с учетом эффекта блокировки для изотонов цепочки $N = 153$ ^{247}Pu , ^{249}Cm , ^{251}Cf , ^{253}Fm , ^{255}No и ^{257}Rf .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hofmann S., Munzenberg G. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
2. Herzberg R.-D., Greenlees P.T. // Progress in Particle and Nucl. Physics. 2008. V. 61. P. 674.
3. Kondev F.G., Dracoulis G.D., Kibedi T. // At. Data and Nucl. Data Tabl. 2015. V. 103–104. P. 50.
4. Browne E., Tuli J.K. // Nucl. Data Sheets. 2011. V. 112. P. 447.
5. Ahmad I., Greene J.P., Kondev F.G., Zhu S. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 044310.
6. Nesaraja C.D. // Nucl. Data Sheets. 2015. V. 125. P. 395.
7. Khalifeh Abusaleem // Nucl. Data Sheets. 2011. V. 112. P. 2129.

8. *Heßberger F.P., Antalic S., Ackermann D.* // Eur. Phys. J. A. 2012. V. 48. P. 75.
9. *Browne E., Tuli J.K.* // Nucl. Data Sheets. 2013. V. 114. P. 1041.
10. *Heßberger F.P., Hofmann S., Ackermann D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2006. V. 30. P. 561.
11. National Nucl. Data Center. Brookhaven. Evaluated Nucl. Struc. Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/>
12. *Ahmad I., Back B.B., Chasman R.R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 646. P. 175.
13. *Ahmad I., Chasman R.R., Friedman A.M. et al.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 251. P. 338.
14. *Antalic S., Heßberger F. P., Ackermann D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2011. V. 47. P. 62.
15. *Ring P., Schuck P.* The Nuclear Many-Body Problem. V. 1. Berlin: Springer-Verlag, 1995.
16. *Maruhn J., Greiner W.* // Z. Physik. 1972. V. 251. P. 431.
17. *Kuzmina A.N., Adamian G.G., Antonenko N.V.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 027308.
18. *Bezbakh A.N., Shneidman T.M., Adamian G.G. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 97.
19. *Bezbakh A.N., Kartavenko V.G., Adamian G.G. et al.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. P. 014329.
20. *Bezbakh A.N., Shneidman T.M., Adamian G.G.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 353.
21. *Soloviev V.G.* Theory of Complex Nuclei. Oxford: Pergamon Press, 1976.
22. *Nilsson S.G., Ragnarsson I.* Shapes and Shells in Nuclear Structure. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.