

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В НЕЙТРОННЫХ ЦЕПОЧКАХ С $N = 96, 98, 100$

М.С. НАДЫРБЕКОВ, Г.А. ЮЛДАШЕВА

УДК 539.1
© 2012

Институт ядерной физики, Академия наук республики Узбекистан
(Улугбек, Ташкент, 100214, Узбекистан)

На основе модели Давыдова–Чабана изучена эволюция изменения в спектре энергий уровней возбужденных состояний ground-, β - и γ -полос четно-четных ядер нейтронных цепочек с $N = 96, 98, 100$. Рассмотрены энергетические уровни возбуждения этих полос для низких и промежуточных спинов. Показано, что данная модель удовлетворительно описывает энергии уровней рассматриваемых нейтронных цепочек.

1. Введение

Деформация поверхности ядра происходит под влиянием нуклонов, находящихся вне замкнутых оболочек: они притягивают к себе нуклоны остова, растягивая их орбиты. Когда частиц вне замкнутых оболочек достаточно много, ядру становится энергетически выгодно иметь деформированную равновесную форму. Обычно оно приобретает форму вытянутого эллипсоида вращения [1]. Поэтому при учете отклонения формы ядра за счет деформации квадрупольного типа достаточно аппроксимировать ядро трехосным эллипсоидом, и в системе координат, связанной с ядром, при заданном среднем радиусе его форма зависит от двух параметров: β и γ [1]. При их изменении адиабатически изменяется суммарная энергия всех нуклонов ядра, являющаяся потенциальной энергией поверхностных колебаний ядра, нуклоны которого находятся в данном одночастичном состоянии [2].

В работах [3, 4] рассмотрена возможность описания энергетических уровней и электромагнитных переходов между ними на основе модели Давыдова–Чабана для экспоненциального типа потенциальной энергии продольных поверхностных колебаний. На основе полученных результатов выяснено что, в дан-

ной модели с используемым потенциалом появляется возможность единым образом описать спектр уровней возбужденных состояний переходных и несферических ядер. Но в этих работах не рассмотрена возможность описания единым образом спектра уровней возбужденных состояний переходных и несферических ядер для конкретных случаев, а именно, для ядер в изотопных, изобарных и изотонных цепочках. Изучение энергий уровней возбужденных состояний этих цепочек дает возможность анализировать эволюцию изменения в спектре энергий уровней возбужденных состояний ground-, β - и γ -полос от ядра к ядру, как экспериментально [5], так и теоретически. В атомных ядрах энергетические уровни и электромагнитные переходы между ними изменяются, когда число протонов и/или нейтронов во внешней оболочке изменяется, приводя к переходам фазы формы от одного вида коллективного поведения к другому [6].

В работе [7] рассмотрено решение уравнения Шредингера с гамильтонианом Бора [8], точным разделением динамических переменных продольных β -колебаний и поперечных γ -колебаний. В этой работе используется потенциал Девидсон для продольных β -колебаний и осцилляторный потенциал для поперечных γ -колебаний. Отметим, что здесь потенциальная энергия $V(\beta, \gamma)$ параметризуется следующим образом: $u = 2BV(\beta, \gamma)/\hbar^2$. В этой работе для описания энергии уровней возбужденных состояний используются три параметра: энергетический множитель $\hbar\omega$, безразмерные параметры β_0 (параметр “Девидсона” который и является параметром деформации ядра в основном состоянии) и C (жесткость ядра относительно γ -колебаний).

Теперь мы приведем формулу для энергии уровней из работы [7]:

$$E_{nn_\gamma I} = \hbar\omega \left\{ 2n + 1 + \sqrt{\frac{I(I+1) - K^2}{3} + \frac{9}{4} + \beta_0^4 + 3C(n_\gamma + 1)} \right\}, \quad (1)$$

где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ – квантовое число β -колебаний; $n_\gamma = 0, 1, 2, \dots$ – квантовое число γ -колебаний; I – спин четно-четного ядра, K – проекция спин на ось перпендикулярную к оси симметрии ядра. Для $K=0$, $I = 0, 2, 4, 6, \dots$, для $K \neq 0$, $I = K, K + 1, K + 2, \dots$. Полосы характеризуются квантовыми числами (n, n_γ, K) : ground-полос $(0, 0, 0)$; β -полос $(1, 0, 0)$; γ -полос $(0, 1, 2)$. В этой работе вычислены отношения энергий возбужденных уровней четно-четных ядер редкоземельной области и области актинидов к энергии первого возбужденного уровня ground полосы. Эти отношения хорошо согласуются с экспериментальными данными [5].

Как известно, существуют три области деформации ядер: при (Al, Mg) в массовой области $150 < A < 190$ (лантаниды) и при $A > 200$ (актиниды и тяжелые ядра). Поэтому новые экспериментальные данные в работе [5] о коллективных состояниях деформируемых ядер, позволяют:

1. Определить зависимость спектра уровней возбужденных состояний от числа нуклонов вне замкнутых оболочек, которые деформируют ядро и дают возможность проследить эволюцию их изменения от ядра к ядру в нейтронных цепочках.
2. Найти область деформируемых четно-четных ядер, где их энергетические уровни чувствительны к динамическому или эффективному учету поперечных γ -колебаний.

Хороший задел для выполнения указанных выше задач был сделан в работе [9], где на основе модели София–Гиссен [9] рассмотрены энергетические уровни положительной и отрицательной четности ground-полосы аксиально симметричных ядер ^{150}Nd , ^{152}Sm , ^{154}Gd , ^{156}Dy , ^{158}Er в нейтронной цепочке с $N=90$. Отметим, что основой этой модели тоже является гамильтониан Бора–Моттельсона для аксиально симметричных ядер.

В данной работе на основе модели Давыдова–Чабана рассматривается эволюция изменения в спектре энергий уровней возбужденных состояний ground-, β - и γ -полос четно-четных ядер в нейтронной цепочке с $N = 96, 98, 100$. Полученные результа-

ты сравниваются с результатами работы [7] и экспериментальными данными [5]. Это даст возможность проанализировать изменение спектра энергии уровней рассматриваемых ядер при динамическом и эффективном учете поперечных γ -колебаний.

2. Спектр энергетических уровней коллективных состояний нейтронных цепочек с $N=96, 98, 100$

В представленной статье рассмотрим модель Давыдова–Чабана, для коллективных возбуждений квадрупольного типа, учитывающую связь вращательного движения с продольными и поперечными колебаниями поверхности ядра и развитую в работах [1, 4, 10]. Эта модель позволяет объяснить ряд закономерностей в спектрах возбуждения деформируемых неаксиальных четно-четных ядер, наблюдаемых в реакциях с тяжелыми ионами на ядрах [5]. В работе [10] решается уравнение Шредингера:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{1}{\beta^3} \left(\beta^3 \frac{d}{d\beta} \right) + V(\beta) + \frac{\hbar^2}{4B\beta^2} \varepsilon_{I\tau} - E_{I\tau} \right\} F_{I\tau}(\beta) = 0, \quad (2)$$

где B – массовый параметр, $V(\beta)$ – потенциальная энергия β -колебаний, поперечные γ -колебания учитываются введением эффективного параметра γ_{eff} [10]. Собственные значения уравнения жесткого асимметричного волчка $\varepsilon_{I\tau}$ [10] в уравнении (2) зависят от параметра γ_{eff} и определяются для каждого значения этого параметра, где индекс τ нумерует собственные значения, относящиеся к одинаковым значениям I .

Каждое частное решение уравнения (2) связано со специфической формой $V(\beta)$ потенциала. В работах [4, 10, 11–15] были рассмотрены решения уравнения Шредингера (2) для различных видов потенциальной энергии β -колебаний. В этих работах удовлетворительно описываются энергии возбужденных уровней, электрические мультипольные переходы между ними и средние значения электрических мультипольных моментов этих состояний. Однако, в указанных выше работах не рассмотрены изменения характеристик возбужденных состояний ядер от ядра к ядру, в широкой области массовых чисел. Рассмотрим решения уравнения Шредингера (2) для потенциальной

энергии экспоненциального вида:

$$V(\beta) = -\frac{C\beta_0^2}{2} \exp\left[-\frac{(\beta - \beta_0)^2}{\beta_0^2}\right], \quad (3)$$

где C – жесткость ядра, β_0 – параметр деформации ядра в основном состоянии.

При малых значениях переменной β потенциальную энергию $V(\beta)$ можно разложить в ряд около равновесного состояния $\beta = \beta_0$:

$$V(\beta) = V(\beta_0) + \frac{(\beta - \beta_0)^2}{2} \frac{d^2V(\beta)}{d\beta^2} \Big|_{\beta=\beta_0} + \dots$$

Отсюда видно что, при $\frac{(\beta - \beta_0)^2}{\beta_0^2} \ll 1$ потенциал (3) равняется осцилляторному потенциалу. Следовательно, осцилляторный потенциал можно применить в случае малых деформаций. А в случае больших деформаций мы выбираем потенциал экспоненциального вида (3).

Решение уравнения (2) с осцилляторным потенциалом подробно изложено в работе [10]. В представляемой работе тоже используется тот же метод решение, поэтому здесь мы приводим только конечные формулы для спектра энергий уровней и волновых функций возбужденных состояний.

Энергетический спектр в единицах $\hbar\omega$ имеет вид

$$E_{\nu I\tau} = \left(\nu + \frac{1}{2}\right) \left\{ 2\mu^{-4} \left[2p_{I\tau} + 1 - p_{I\tau}^2 - \frac{3}{2p_{I\tau}} \right] \times \right. \\ \times \exp[-(p_{I\tau} - 1)^2] \Big\}^{1/2} + 0,5\mu^{-4}(p_{I\tau}^2 - p_{I\tau} - 1) \times \\ \times \exp[-(p_{I\tau} - 1)^2], \quad (4)$$

где $p_{I\tau} = \frac{\beta_{I\tau}}{\beta} > 1$ удовлетворяют следующему условию:

$$p_{I\tau}^3(p_{I\tau} - 1) \exp\{-(p_{I\tau} - 1)^2\} = \frac{\varepsilon_{I\tau} + 1,5}{2\mu^{-4}}, \quad (5)$$

вытекающему из непрерывности потенциальной энергии поверхностных колебаний $V(\beta)$ [10], где $\mu = \left\{ \frac{\hbar^2}{BC\beta_0^4} \right\}^{1/4}$ – безразмерный параметр теории, $\beta_{I\tau}$ – новое состояние равновесия, соответствующее состояниям $I\tau$ [10]. Волновые функции уравнения (2) имеют следующий вид:

$$\phi(\xi) = N_\nu H_\nu(\xi) e^{-\xi^2/2}, \quad (6)$$

где N_ν – коэффициент нормировки, $H_\nu(\xi)$ – функция Эрмита первого рода, ν – корень трансцендентного уравнения

$$H_\nu\left(-\frac{p_{I\tau}}{\mu_{I\tau}}\right) = 0, \quad (7)$$

вытекающего из конечности волновых функций, переменная

$$\xi = \frac{p_{I\tau}(\beta - \beta_{I\tau})}{\mu_{I\tau}\beta_{I\tau}},$$

изменяется в интервале $-\frac{p_{I\tau}}{\mu_{I\tau}} < \xi < \infty$, где $\mu_{I\tau}$ равен

$$\mu_{I\tau} = \mu \left[2 \left[2p_{I\tau} - p_{I\tau}^2 + 1 - \frac{3}{2p_{I\tau}} \right] \exp\{-(p_{I\tau} - 1)^2\} \right]^{-1/4}. \quad (8)$$

Энергия уровней возбужденных состояний описывается квантовыми числами $\nu I\tau$. Последовательность состояний в энергетических полосах можно изобразить следующим образом $I_{\nu\tau}$.

Состояния с квантовыми числами $\nu=0, \tau=1$ называются ground-полосой и определяются последовательностью спинов $I_{01}^+ = 0_{01}^+; 2_{01}^+; 4_{01}^+; 6_{01}^+; 8_{01}^+; \dots$

Состояния с квантовыми числами $\nu=0, \tau=2$ называются γ -полосой и определяются последовательностью спинов $I_{02}^+ = 2_{02}^+; 3_{01}^+; 4_{02}^+; 5_{01}^+; 6_{02}^+; \dots$

Состояния с квантовыми числами $\nu=1, \tau=1$ называются β -полосой и определяются последовательностью спинов $I_{11}^+ = 0_{11}^+; 2_{11}^+; 4_{11}^+; 6_{11}^+; 8_{11}^+; \dots$

Отметим, что приведенные целые значения квантового числа ν являются условными, потому что в общем случае его значения нецелые, а как было отмечено выше, являются корнями трансцендентного уравнения (7). Именно корни уравнения (7) учитываются при вычислении энергий уровней возбужденных состояний (4).

В этой работе используются следующие параметры: $\hbar\omega$ – энергетический множитель, $\gamma_{\text{эфф}}$ – эффективное значение поперечных γ -колебаний и безразмерный параметр μ , определяющий “мягкость” ядра относительно поверхностных деформаций. В данной работе рассматриваются коллективные состояния ground-, β - и γ -полос деформируемых четно-четных ядер нейтронных цепочек с $N = 96, 98, 100$. Рассмотрены:

– нейтронные цепочки для ядер с $N = 96$; ^{164}Er , ^{166}Yb , ^{168}Hf , ^{170}W ;

– нейтронные цепочки для ядер с $N = 98$; ^{162}Gd , ^{166}Er , ^{168}Yb , ^{170}Hf ;

Т а б л и ц а 1. Значения параметров и характеристик, используемых в данной работе. Параметры $\hbar\omega$ и γ_{eff} даны в кэВах и градусах соответственно. Остальные параметры μ , β_0 , C являются безразмерными

Ядра	$\hbar\omega$	μ	γ_{eff}	$\hbar\omega$	β_0	C	RMS	[7]	R_{041}^{exp}	E_{021}^{exp}
^{164}Er	93,4	0,2966	13,1°	572,2	1,5592	6,3	133,1	96,7	3,28	91,4
^{166}Yb	104	0,3327	12,4°	545	0,0261	6,9	182,4	150,1	3,23	102,4
^{168}Hf	120,2	0,3511	13°	549,8	0,0522	5,7	91,2	92,7	3,11	124,1
^{170}W	133,2	0,3473	14,8°	592,5	0,0486	4,8	98,8	80,2	2,95	156,7
^{162}Gd	69,5	0,2209	11,7°	714,5	2,8315	7,9	35	15,4	3,31	71,6
^{166}Er	72,2	0,2425	12,5°	648,8	2,5118	7	146,9	104,6	3,29	80,6
^{168}Yb	86,7	0,2760	11,9°	577,6	1,7827	7,7	54,4	32,1	3,27	87,7
^{170}Hf	100,9	0,3212	12,3°	523,5	0,0052	6,8	117,1	99,1	3,19	100,8
^{166}Dy	82,6	0,2652	12,8°	590,8	2,0887	6,7	77,4	56,6	3,31	76,6
^{168}Er	86,7	0,2777	13,5°	583	1,9742	6	112,8	73,4	3,31	79,8
^{170}Yb	92,4	0,2870	11,2°	565,7	1,0451	8,4	101,2	79,2	3,29	84,3
^{172}Hf	98,6	0,2890	11,8°	575	0,0041	7,4	186,2	155,2	3,25	95,2

– нейтронные цепочки для ядер с $N = 100$; ^{166}Dy , ^{168}Er , ^{170}Yb , ^{172}Hf .

Экспериментальные значения спектра энергетического уровня для каждой полосы рассмотрены до точки пересечения полос. Пересечение полос происходит под влиянием сил Кориолиса на пары нуклонов во вращающемся ядре [16]. В результате этого эффекта в точке пересечения полос ядро переходит от супержидкого состояния к нормальножидкому [17]. Поэтому представляется нецелесообразным описание энергетических уровней после пересечения полос.

В табл. 1 (колонки 2–4) даны значения используемых параметров модели: $\hbar\omega$, γ_{eff} и μ . Отсюда, можно наблюдать эволюцию изменения значений используемых параметров модели, от ядра к ядру. Видно, что они изменяются довольно плавно. Во второй колонке даны значения энергетического множителя $\hbar\omega$, которые принимают близкие значения для рассматриваемых нейтронных цепочек. В третьей колонке параметр “мягкости” μ принимает значение $\mu > 1/3$ для ядер ^{168}Hf , ^{170}W , что соответствует мягким ядрам [10]. А для остальных ядер рассматриваемых нейтронных цепочек он принимает значение $\mu < 1/3$, что соответствует жестким ядрам [10]. В следующей, (четвертой) колонке даны значения параметра “неаксиальности” γ_{eff} , который также принимает близкие значения для рассматриваемых нейтронных цепочек. Это дает основание полагать, что ядра данной нейтронной цепочки имеют малую “неаксиальность” [10]. Следовательно, эти ядра можно рассматривать как аксиально-симметричные [9].

В 5–7 колонках этой таблицы даны значения используемых параметров работы [7]: $\hbar\omega$, β_0 и C . Эти параметры тоже изменяются довольно плавно

за исключением параметра β_0 . В пятой колонке даны значения энергетического множителя $\hbar\omega$, которые принимают близкие значения для рассматриваемых нейтронных цепочек. В шестой колонке параметр β_0 имеет широкий разброс значений от соседнего четного ядра к соседнему четно-четному ядру. В седьмой колонке даны значения параметра C , который также принимает близкие значения для рассматриваемых нейтронных цепочек.

В 8–9 колонках даны значения среднеквадратичного отклонения (RMS (в КэВ)) экспериментальных [5] и теоретических величин энергии уровней вышеуказанных полос для нашей работы и работы [7]. Отсюда видно, что для обеих приближений RMS принимают удовлетворительные значения, кроме ядер ^{166}Yb , ^{172}Hf . Отметим, что значение RMS (при ≤ 100 КэВ) является хорошим критерием применимости различных моделей [9].

В следующей колонке дано значение отношения второго возбужденного уровня к энергии первого возбужденного уровня ground-полосы $R_{041}^{\text{exp}} = E_{041}^{\text{exp}}/E_{021}^{\text{exp}}$. От значения этого отношения зависит коллективное вращательно-колебательное поведение возбужденных уровней [1]. При $2,7 < R_{041}^{\text{exp}} < 10/3$ коллективное поведение спектра энергий уровней будет вращательным или близковращательным. А при $2 < R_{041}^{\text{exp}} < 2,4$ он будет вибрационным или близковибрационным [18]. Следовательно, спектр энергий уровней рассматриваемых нейтронных цепочек является вращательным.

В последней колонке этой таблицы дано значение энергии первого возбужденного уровня ground-полосы E_{021}^{exp} . Во всех рассматриваемых нейтронных цепочках эта энергия увеличивается с увеличением

Т а б л и ц а 2. Сравнение экспериментальных и теоретических значений энергий уровней ядер нейтронной цепочки с $N = 96$

I	^{164}Er			^{166}Yb			I	^{168}Hf			^{170}W		
	Эксп.	Теор.	[7]	Эксп.	Теор.	[7]		Эксп.	Теор.	[7]	Эксп.	Теор.	[7]
2_{01}^+	91,3	112,6	106,9	102,4	124,3	111,5	2_{01}^+	124,1	147	121,7	156,7	165,2	140,9
4_{01}^+	299,4	354,5	343	330,5	383,8	355,6	4_{01}^+	385,9	445	385,1	462,3	499,3	442,9
6_{01}^+	614,3	691,8	683,7	667,9	734,8	702,9	6_{01}^+	757,3	835,5	755,8	875,5	935	861,9
8_{01}^+	1024,6	1093,9	1103,1	1098,3	1143,8	1124,7	8_{01}^+	1213,7	1277,5	1199,8	1363,4	1425,8	1359,0
10_{01}^+	1518,1	1539,3	1579,7	1605,9	1587,8	1598,8	10_{01}^+	1736,1	1747,4	1694,4	1901,5	1947,2	1907,5
12_{01}^+	2082,9	2014,7	2097,4	2176	2052,7	2109,3	12_{01}^+	2306,1	2232,7	2223,3	2464,3	2487,7	2490,2
14_{01}^+	2702,6	2512,8	2645	2779,5	2529,7	2645,7	14_{01}^+	2857,5	2726,1	2775,9	3118	3039,9	3096,2
16_{01}^+	3411,2	3028,6	3214,6	3490,1	3012,8	3200,7	16_{01}^+	3310,4	3221,1	3345,5	3815,9	3596,7	3718,7
2_{02}^+	860,2	891,6	922,2	932,4	1030,7	1015,5	2_{02}^+	875,9	958	933,5	937	977,1	920,3
3_{01}^+	946,4	977,4	1004,5	1039,1	1114	1096,6	3_{01}^+	1030,9	1056,8	1022,4	1073,6	1092,2	1023,8
4_{02}^+	1058,4	1092,8	1111,9	1162,7	1224,9	1202,1	4_{02}^+	1160,7	1189,4	1137,4	1220	1248,4	1157,1
5_{01}^+	1197,4	1224,8	1242,2	1327,9	1352,9	1329,9	5_{01}^+	1386,4	1336,4	1276,2		1417,3	1317,1
6_{02}^+	1358,6	1397,4	1393,5	1482,4	1515,1	1478	6_{02}^+	1551,3	1532,2	1436,2		1650,9	1500,5
7_{01}^+	1545,1	1558,6	1563,7	1704,5	1671,9	1644,3	7_{01}^+		1702,4	1614,8		1840,5	1704,1
8_{02}^+	1744,8	1793,6	1750,8	1812,5	1886,5	1826,7	8_{02}^+		1965,9	1809,7		2160	1925,2
9_{01}^+	1977,1	1961,4	1952,8	2150,3	2052,6	2023,4	9_{01}^+		2130,2	2018,8		2332,9	2161,1
10_{02}^+	2184,3	2267,2	2168,1	2143,1	2323,6	2232,5	10_{02}^+		2467,4	2240,1		2746,4	2409,8
11_{01}^+	2479,4	2417,6	2394,9	2646,7	2478,2	2452,4	11_{01}^+		2598,4	2472		2869,9	2669,3
12_{02}^+	2733,3	2802,4	2632,1	2609,6	2809,7	2682,2	12_{02}^+		3011,3	2713,1		3378,5	2938,9
13_{01}^+	3027,2	2913,8	2878,2	3196,6	2934,2	2920,2	13_{01}^+		3089,2	2962,1		3431,3	3214,9
0_{11}^+	1246	1071	1144,5	1043,1	954,2	1090,1	0_{11}^+	942	996,5	1099,7	952,5	1126,7	1185,0
2_{11}^+	1314,6	1206,8	1251,3	1144,3	1107,6	1201,6	2_{11}^+	1058,6	1178,8	1221,4	1202,2	1331,3	1325,9
4_{11}^+	1469,7	1489,7	1487,5	1342,5	1413	1445,6	4_{11}^+	1284,7	1528,8	1484,8	1578,3	1723,8	1627,9
6_{11}^+	1706,6	1869,1	1828,2	1608	1804,6	1792,9	6_{11}^+		1960,2	1855,1		2205,7	2046,9
8_{11}^+	2068,9	2305,5	2247,6	1852,9	2239,6	2214,8	8_{11}^+		2423,5	2299,5		2721,6	2544
10_{11}^+	2462,7	2774,2	2724,2	2319,6	2693,9	2688,8	10_{11}^+		2895,2	2974,1		3247,5	3092,5

протонов, особенно резкое увеличение наблюдается в цепочках с $N=96, 98$. Как показано систематикой Grodzins [19], эта энергия дает информацию о деформации и моменте инерции ядра.

3. Сравнение с экспериментальными данными

В табл. 2–4 показано сравнение экспериментальных и теоретических (результаты нашей работы и работы [7]) значений спектр энергии возбужденных уровней ground-, β - и γ -полос, рассматриваемых нейтронных цепочек.

Значения RMS и значения энергетического спектра, взятые из табл. 2–4, позволяют условно разделить полученные результаты на три части. Первое, хорошее, для ядер ^{162}Gd , ^{166}Dy , ^{168}Yb ^{168}Hf и ^{170}W . Второе, допустимое для ядер $^{164,166,168}\text{Er}$, ^{170}Hf и ^{170}Yb . Третье, менее допустимое, для ядер ^{166}Yb и

^{172}Hf . Следовательно, можно считать, что первая категория ядер более чувствительна к экспоненциальному типу потенциала продольных поверхностных деформаций. Однако из табл. 1–4 видно, что полученные результаты в работе [7] лучше согласуются с экспериментальными данными, чем результаты данной работы. Однако следует отметить, что параметр μ (как видно из табл. 1) более плавно меняется от ядра к ядру, чем параметр β_0 . С физической точки зрения такой разброс значений параметра β_0 трудно объяснить. Потому что рассматриваемые ядра нейтронных цепочек отличаются только двумя нуклонами за исключением ядер ^{162}Gd и ^{166}Er нейтронной цепочки $N = 98$. При плавном изменении этого параметра можно получить более согласованные результаты. В работе [7] решение уравнения Шредингера для поперечных колебаний рассматривается для малых значений γ -переменного. Параметры μ и β_0 характеризуют основное состояние ядра.

Т а б л и ц а 3. Сравнение экспериментальных и теоретических значений энергий уровней ядер нейтронной цепочки с $N = 98$

I	^{162}Gd			^{166}Er			I	^{168}Yb			^{170}Hf		
	Эксп.	Теор.	[7]	Эксп.	Теор.	[7]		Эксп.	Теор.	[7]	Эксп.	Теор.	[7]
2_{01}^+	71,6	80,2	74,8	80,6	84,9	81,0	2_{01}^+	87,7	102,1	95,7	100,8	120,6	107,9
4_{01}^+	236,4	261,8	246,2	264,9	274,8	265,3	4_{01}^+	286,6	326,6	309,5	322	375,1	343,7
6_{01}^+	490	533,2	507,4	545,5	553,4	542,9	6_{01}^+	585,3	648,3	622,9	642,9	723,6	679,1
8_{01}^+	826,2	880,1	849,2	911,2	902	900,9	8_{01}^+	970	1042,2	1014,8	1043,1	1133,6	1085,9
10_{01}^+	1237,9	1288,3	1261,4	1349,5	1304,2	1326,1	10_{01}^+	1425,5	1488,1	1466,4	1505,2	1582,4	1542,6
12_{01}^+	1718,6	1746,1	1733,7	1846,5	1748,2	1806,2	12_{01}^+	1936	1971,6	1962,9	2016,1	2055,7	2034,2
14_{01}^+	2260,2	2245,2	2256,8	2389,3	2226,3	2330,6	14_{01}^+	2488,5	2483,5	2492,9	2567	2544,6	2550,4
16_{01}^+	2857,1	2779,7	2822,3	2967,3	2733,6	2890,6	16_{01}^+	3073,2	3017,8	3048,2	3151,3	3043,3	3084,4
18_{01}^+		3345,9	3423,2	3577	3266,6	3479,4	18_{01}^+	3686,9	3570,3	3622,8	3766,5	3546,8	3631,5
2_{02}^+	864,7	864,1	863,5	785,9	793,3	822,8	2_{02}^+	984	993,3	1005,1	961,3	1028,2	967,1
3_{01}^+	930,7	935,1	929,9	859,4	866,1	892,8	3_{01}^+	1067,2	1073	1079,5	1087,6	1111,7	1045,6
4_{02}^+	1015,7	1030,8	1017,6	956,2	964,5	984,9	4_{02}^+	1171,4	1179,7	1177,0	1227,4	1223	1147,6
5_{01}^+		1144,5	1125,9	1075,3	1079,6	1098,3	5_{01}^+	1302,3	1305	1295,9		1351,8	1271,2
6_{02}^+		1289,4	1253,8	1215,9	1228,8	1231,3	6_{02}^+	1445,1	1463,8	1434,9		1515,2	1414,4
7_{01}^+		1437,3	1400,6	1376	1375	1383,2	7_{01}^+	1618,5	1622,5	1592,1		1674	1575,1
8_{02}^+		1636,2	1565,2	1555,7	1580,7	1552,7	8_{02}^+		1836,3	1766		1891,1	1751,2
9_{01}^+		1804,9	1746,5	1751,4	1741,5	1738,3	9_{01}^+		2011,8	1954,9		2060,6	1941
10_{02}^+		2066,1	1943,6	1964	2012,9	1938,9	10_{02}^+		2286,8	2157,3		2336	2142,8
11_{01}^+		2238,6	2155,4	2189,7	2168,3	2153,2	11_{01}^+		2459,8	2371,8		2495,5	2355
12_{02}^+		2572,1	2380,9	2428,8	2515,8	2380,1	12_{02}^+		2803,7	2597,2		2834,4	2576,4
13_{01}^+		2729,4	2619,1	2654,4	2645,4	2618,3	13_{01}^+		2954,7	2832,2		2964,8	2805,8
14_{02}^+		3145,8	2868,9	2880	3078,1	2867,1	14_{02}^+		3374,7	3075,7		3370	3042,2
0_{11}^+	1427,7	1427,5	1429,0	1460	1232,6	1297,6	0_{11}^+	1155,2	1144,9	1155,2	879,6	990,8	1046,9
2_{11}^+	1492,7	1518,2	1503,8	1528,4	1330,6	1378,6	2_{11}^+	1233,1	1266,3	1250,9	987	1138,7	1154,9
4_{11}^+		1722,1	1675,2	1678,8	1546,9	1562,9	4_{11}^+	1390,1	1526,7	1464,8	1156,7	1438,1	1390,7
6_{11}^+		2023	1936,4	1897,3	1858,4	1840,5	6_{11}^+		1888,7	1778,1		1828,4	1726
8_{11}^+		2402,3	2278,3	2194,6	2240,5	2198,5	8_{11}^+		2319,3	2170		2267,8	2132,8
10_{11}^+		2842,3	2690,5	2479,7	2673,2	2623,7	10_{11}^+		2793,9	2621,7		2731,7	2589,6
12_{11}^+		3329,4	3162,8	2656,9	3143	3103,8	12_{11}^+		3297,2	3118,1		3206,3	3081,2

4. Заключение

В представляемой статье рассмотрена модель Давыдова–Чабана для потенциальной энергии экспоненциального типа поверхностных β -колебаний. Энергии уровней всех рассматриваемых полос (ground, β и γ) зависят от трех параметров: $\hbar\omega$, γ_{eff} и μ , которые изменяются довольно плавно для рассматриваемой области нейтронных цепочек. Рассматриваемые области являются хорошо деформированными, т. е. $R_{041} \geq 2,95$. Обычно для ядер, находящихся вдали от закрытых нейтронных и протонных оболочек, деформация ядра (полученная из оценки значения квадрупольных моментов) и его момент инерции (полученный из оценки значения энергии первого возбужденного уровня ground-

полосы со спином 2_{01}^+) увеличиваются [19]. Для ядер с полузаполненной оболочкой хорошо известно, что деформация достигает максимума и остается фактически постоянной для большого диапазона ядер. Это область нуклидов, где деформация насыщается и принимает большое значение.

Ближайшее магическое число для протонов и нейтронов, и рассматриваемых нейтронных цепочек $N=82, Z=82$. Можно считать, что они достаточно удалены от магических чисел. Отметим, что протонная оболочка приближается к магическому числу, а нейтронная удаляется от него. Нами проведен обширный анализ теоретических и экспериментальных данных [5], на основе предлагаемой модели для лантанидов, актинидов, тяжелых и сверхтяжелых ядер. Анализ спектра уровней возбужденных со-

Т а б л и ц а 4. Сравнение экспериментальных и теоретических значений энергий уровней ядер нейтронной цепочки с $N = 100$

I	^{166}Dy			^{168}Er			I	^{170}Yb			^{172}Hf		
	Эксп.	Теор.	[7]	Эксп.	Теор.	[7]		Эксп.	Теор.	[7]	Эксп.	Теор.	[7]
2_{01}^+	76,6	98,3	90,9	79,8	104,7	96,6	2_{01}^+	84,3	108,1	103,8	95,2	116,4	113,9
4_{01}^+	253,5	314,8	295,1	264	332,7	312,5	4_{01}^+	277,4	344,3	333,5	309,2	369,7	364,1
6_{01}^+	527	626,3	596,9	548,7	655,2	628,7	6_{01}^+	573,3	680,9	665,7	628,3	728,9	722
8_{01}^+	892	1008,4	977,8	928,3	1044,2	1024,3	8_{01}^+	963,3	1091,7	1075,7	1037,4	1164,7	1158,8
10_{01}^+	1341	1441,7	1420,5	1396,8	1479,5	1480,2	10_{01}^+	1437,5	1555,6	1542,6	1521,2	1654,2	1651,5
12_{01}^+	1868	1913,2	1910,6	1943,3	1949	1981,2	12_{01}^+	1983,4	2057,3	2050,7	2064,6	2181,3	2183,8
14_{01}^+	2467	2415	2436,9	2571,9	2446	2516,2	14_{01}^+	2580,4	2585,9	2588,9	2654,1	2735,7	2744,3
16_{01}^+	3119	2942,2	2991,1	3259,5	2965,9	3076,7	16_{01}^+	3195,7	3134,6	3149,3	3277,2	3310,5	3325,4
18_{01}^+		3490,8	3566,8		3504,7	3656,7	18_{01}^+	3806,8	3698,2	3726,3	3919,4	3901,1	3921,8
20_{01}^+		4057,4	4159,4		4058,6	4251,9	20_{01}^+	4436,6	4272,7	4316,2	4575,9	4503,1	4529,7
22_{01}^+		4638,6	4765,3		4624,1	4858,9	22_{01}^+	4854,4	5274,3	4916		5112,7	5146,5
24_{01}^+		5231,3	5381,9		5197,7	5475,4	24_{01}^+	5439,7	6032,3	5523,6		5725,7	5770,4
2_{02}^+	857,2	855,5	853,2	821,1	806,6	816,8	0_{11}^+	1069,4	1130,5	1131,4	871,3	1190,1	1150
3_{01}^+	928,7	935,9	927,7	895,7	891,2	895,4	2_{11}^+	1138,6	1160,1	1235,2	952,4	1329,7	1263,9
4_{02}^+	1023,4	1044,4	1025,3	994,7	1005,8	998,0	4_{11}^+	1292,5	1535,5	1464,9	1129,5	1625,4	1514,1
5_{01}^+	1141,3	1170,2	1144,5	1117,5	1136,3	1123,1	6_{11}^+		1914,8	1797,2		2029,9	1872
6_{02}^+		1333,9	1283,9	1263,9	1310	1268,8	2_{02}^+	1145,7	1163,8	1151,1	1075,3	1137,5	1112,6
7_{01}^+		1491,1	1441,8	1432,9	1468,8	1433,3	3_{01}^+	1225,4	1243,6	1226,9	1180,8	1224,6	1195,3
8_{02}^+		1715,6	1616,8	1624,5	1709,2	1614,8	4_{02}^+	1320,3	1349,8	1325,9	1304,7	1340,8	1303
0_{11}^+	1149	1180,4	1181,6	1217,1	1132,6	1165,9	5_{01}^+	1459,8	1475,7	1446,6	1462,8	1477,4	1433,8
2_{11}^+	1208	1296,1	1272,5	1276,2	1257,2	1262,5	6_{02}^+	1632,2	1621,5	1587,3		1649,3	1585,7
4_{11}^+		1546	1476,7	1411,1	1521,9	1478,4	7_{01}^+		1793,3	1746,3		1822	1756,5
6_{11}^+		1896,2	1778,6	1616,8	1884,7	1794,7	8_{02}^+		2000,8	1921,6		2051,6	1944,3

стояний актинидов, тяжелых и сверхтяжелых ядер не включен в данную работу. Отметим, что свойства коллективных возбужденных состояний актинидов, тяжелых и сверхтяжелых ядер меняются медленно. Это можно наблюдать по энергии первого возбужденного уровня ground-полосы E_{021}^{exp} [5], который меняется медленно от ядра к ядру для четно-четных ядер.

В работе [19] рассмотрена систематика вероятностей перехода от первого возбужденного уровня 2_{01}^+ в основное состояние ядра, где фактор прироста F для рассматриваемой области нейтронных цепочек равен $F \approx 70$ [19]. Оболочечные эффекты чувствительно влияют на низколежащие возбужденные состояния. Это подтверждается в довольно резком увеличении E_{021}^{exp} и колебании значений RMS при изменении чисел нуклонов во внешней оболочке рассматриваемых нейтронных цепочек.

Используемые параметры нашей работы и работы [7] соответствуют по порядку записи их в табл. 1. Энергетический множитель $\hbar\omega$ имеет одинаковое определение для нашей и работы [7], параметры μ и

β_0 определяются β -колебаниями. А параметры γ_{eff} и C определяются γ -колебаниями.

Авторы выражают благодарность кандидату физико-математических наук А.В. Хугаеву за интерес к данной работе. Работа выполнена при поддержке гранта №Ф2-ФА-Ф117 АН Республики Узбекистан.

1. А. Бор, *Проблемы современной физики* (Москва, 1955), том 9.
2. S.C. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, 1 (1955).
3. Sh. Sharipov, M.J. Ermamatov, and J.K. Bayimbetova, Phys. At. Nuclei, **71**, 215 (2008); Sh. Sharipov and M.J. Ermamatov, Phys. At. Nucl. **72**, 15 (2009).
4. Ш. Шарипов, М.С. Надырбеков, Г.А. Юлдашева *Узбекский Физический Журнал*, **11**, 159 (2009); Ш. Шарипов, М.С. Надырбеков, Г.А. Юлдашева *ДАН Республики Узбекистан*, **3-4**, 165 (2009).
5. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.

6. D. Bonatsos *et al.*, Roman. Rep. in Phys. **59**, 273 (2007).
7. D. Bonatsos *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 064312 (2007).
8. A. Bohr, Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. **26**, No. 14, 1 (1952).
9. N. Minkov *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 044315 (2006).
10. А.С. Давыдов, *Возбужденные состояния атомных ядер* (Атомиздат, Москва, 1967).
11. П.В. Скоробогатов, ЯФ **15**, 220 (1972); В.К. Тартаковский, ЯФ **50**, 335 (1989).
12. J.P. Elliott, J.A. Evans, and P. Park, Phys. Lett. B **169**, 309 (1986).
13. Ш. Шарипов, М. С. Надырбеков, Узбекский Физический Журнал **1**, 15 (1992).
14. Ш. Шарипов, М.С. Надырбеков, Узбекский Физический Журнал **3**, 31 (1995).
15. Ш. Шарипов, М. С. Надырбеков, Известия РАН **3**, 11 (1995).
16. F.S. Stephens and R.S. Simon, Nucl. Phys. A **138**, 257 (1972).
17. B. R. Mottelson and J.G. Valatin, Phys. Rev. Lett. **11**, 511 (1960).
18. D. Bonatsos *et al.*, Phys. Rev. C **62**, 024301 (2000).
19. L. Grodzins, Phys. Lett. **2**, 88 (1962).

Получено 26.06.11

ЗБУДЖЕНІ СТАНИ ПАРНО-ПАРНИХ ЯДЕР
У НЕЙТРОННИХ ЛАНЦЮЖКАХ З $N = 96, 98, 100$

М.С. Надірбеков, Г.А. Юлдашева

Резюме

На основі моделі Давидова–Чабана вивчено еволюцію зміни в спектрі енергій рівнів збуджених станів ground-, β - і γ -смуг парно-парних ядер нейтронних ланцюжків з $N = 96, 98, 100$. Розглянуто збуджені енергетичні рівні цих смуг для низьких і проміжних спінів. Показано, що дана модель задовільно описує рівні енергії розглянутих нейтронних ланцюжків.

STATES OF EVEN-EVEN NUCLEI
IN NEUTRON CHAINS WITH $N=96, 98, 100$

M.S. Nadirbekov, G.A. Yuldasheva

Institute of Nuclear Physics,
Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan,
(Ulugbek, Tashkent 100214, Uzbekistan)

Summary

On the basis of the Davydov–Chaban model, we study the evolution of changes in the spectrum of the levels of excited states for the ground, β , and γ bands of even-even nuclei of neutron chains with $N = 96, 98$, and 100 . The excited energy levels of these bands are considered for low and intermediate spins. It is shown that the model describes satisfactorily the energy levels of the above-mentioned neutron chains.