

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



8459

Экз. чит. зала

P4 - 8459

С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ ОДНОФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ  $224 \leq A \leq 234$

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8459

С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ ОДНОФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ  $224 \leq A \leq 234$

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Иванова С.П., Комов А.Л., Малов Л.А., Соловьев В.Г. P4 - 8459

Низколежащие однофононные состояния четно-четных ядер  
в области  $224 < A < 234$

Рассчитаны энергии и волновые функции первых однофононных состояний в четно-четных изотопах радия, тория и урана. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1974

Ivanova S.P., Komov A.L., Malov L.A., Soloviev V.G. P4 - 8459

Low-Lying One-Phonon States of Even-Even Nuclei  
in the Region  $224 < A < 234$

Energies and wave functions are calculated for the first one-phonon states in the even-even isotopes of Ra, Th and U. The calculation results agree well with the corresponding experimental data.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1974

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вычисления однофононных состояний четно-четных деформированных ядер в области  $234 \leq A \leq 260$  в рамках полумикроскопического описания с учетом спаривания и мультиполь-мультипольного взаимодействия /см.<sup>1/</sup> / проведены в работах /2,3/. Расчеты выполнены с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса /см.<sup>4/</sup> /. Получено достаточно хорошее описание низколежащих квадрупольных и октупольных состояний. Ранее такие расчеты сделаны для ядер в области  $150 \leq A \leq 190$  /5/.

В настоящей работе вычислены энергия и структура первых однофононных состояний в изотопах радия, тория и в легких изотопах урана. В /6/ вычислены неротационные низколежащие состояния в нечетных изотопах радия, актиния, тория, протактиния и урана. Эти ядра не являются сильно деформированными, а принадлежат к ядрам переходной области. Поэтому результаты расчетов их характеристик являются менее точными и надежными по сравнению с таковыми для ядер в области  $234 \leq A \leq 260$ . Это связано с тем, что ядра рассматриваемой области являются мягкими по отношению к  $\beta$ - и  $\gamma$ -деформациям, в них более важную роль может играть отклонение равновесной деформации возбужденного состояния от таковой для основного состояния, в них трудно отделить вращение от вибрационных и квазичастичных возбуждений. Для вибрационных состояний ядер этой области более важную роль играет ангармоничность и необходимость выхода за рамки квазибозонного приближения.

Вычисление энергии и структуры низколежащих неротационных состояний ядер в области  $224 \leq A \leq 234$  проводятся нами, во-первых, для завершения данного цикла расчетов и, во-вторых, с целью создания базиса для проведения вычислений, учитывающих связь с вращательным движением, изменения равновесных деформаций, ангармоничность и т.д., а также для расчетов плотности состояний при промежуточной и высокой энергиях возбуждения.

## 2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Для всех ядер рассматриваемой области  $224 \leq A \leq 234$  в нашей работе используются одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса, рассчитанные для ядра  $A = 229, Z = 91$  со следующими параметрами:

нейтронная система:  $V_0 = 47,0 \text{ МэВ}, r_0 = 1,26 \text{ Фм},$   
 $a = 1,40 \text{ Фм}^{-1}, \kappa = 0,47 \text{ Фм}^2;$

протонная система:  $V_0 = 60,5 \text{ МэВ}, r_0 = 1,24 \text{ Фм},$   
 $a = 1,55 \text{ Фм}^{-1}, \kappa = 0,375 \text{ Фм}^2.$

Эти значения близки к параметрам для областей с  $A = 239, 247, 255 \text{ /см.}^{2-4} \text{ /}.$

На рис. 1,2 показано поведение одночастичных протонных и нейтронных уровней в зависимости от квадрупольной деформации  $\beta_{20}$  при  $\beta_{40} = 0,10$ .

В<sup>/7/</sup> проведены расчеты параметров равновесных деформаций  $\beta_{20}$  и  $\beta_{40}$ , показанных в табл. 1. Эти расчеты выполнены с такими же параметрами, как и расчет в данной статье, а также в работе<sup>/6/</sup>, т.е. с одними и теми же параметрами рассчитаны равновесные деформации основных состояний и неротационные состояния в четно-четных и нечетных ядрах.

Величины параметров деформации для всех ядер рассматриваемой области нами выбраны на основе результатов<sup>/7/</sup> следующими:  $\beta_{20} = 0,19, \beta_{40} = 0,10$ . В данной работе при проведении расчетов учитывались уровни одночастичного осцилляторного базиса, начиная с  $N = 4$  - для нейтронов и с  $N = 3$  - для протонов. Сверху обрезание

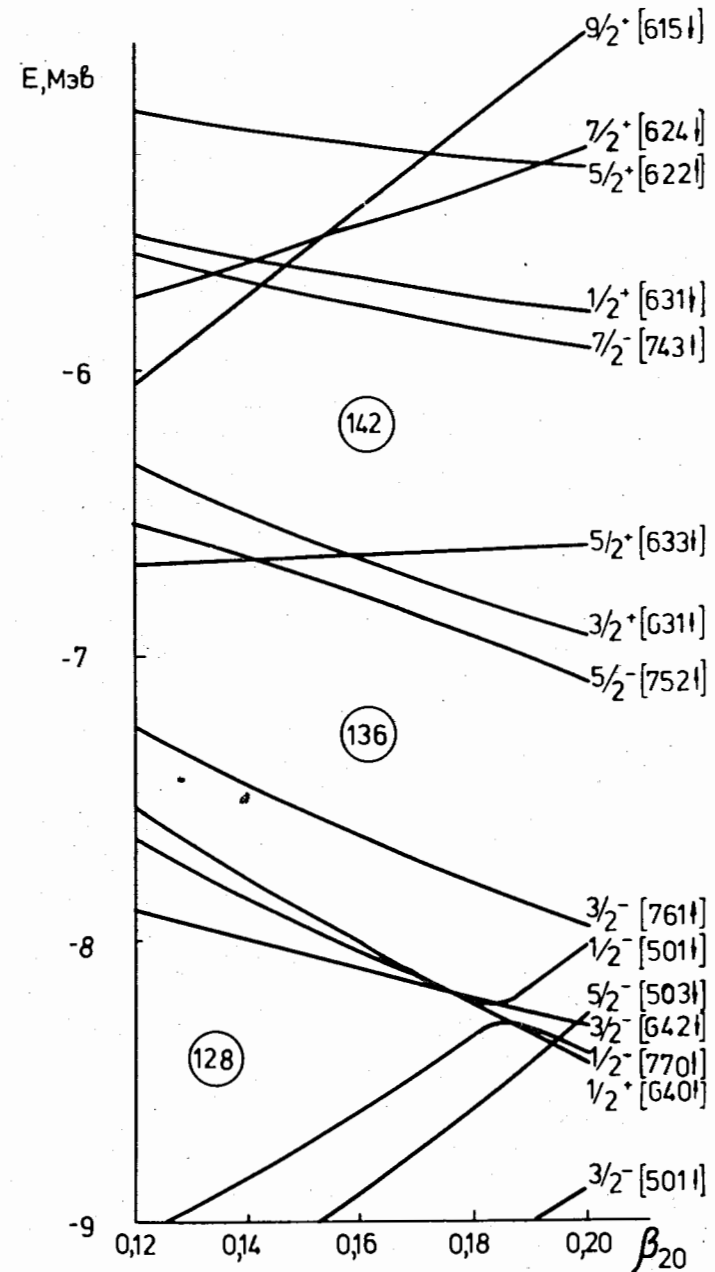


Рис. 1. Схема нейтронных одночастичных состояний.  $A = 229, \beta_{40} = 0,10$ .

ТАБЛИЦА I.

Равновесные деформации  $\beta_{20}$ ,  $\beta_{40}$  и  
квадрупольные и гексадекапольные моменты

Ядра	$\beta_{20}^{\text{равн.}}$	$\beta_{40}^{\text{равн.}}$	$Q_{20}^{\text{теор.}}$ $10^{-24} \text{ см}^2$	$Q_{20}^{\text{эксп.}}$ $10^{-24} \text{ см}^2$	$Q_{40}^{\text{теор.}}$ $10^{-48} \text{ см}^2$	
$Ra$	226	0,155	0,078	6,99	2,12	
	228	0,180	0,080	8,22	2,48	
	224	0,131	0,073	5,95	1,96	
	226	0,160	0,086	7,46	2,51	
	228	0,180	0,090	8,51	2,81	
$Th$	230	0,198	0,091	9,45	3,00	
	232	0,220	0,088	10,54	3,20	
	224	0,124	0,073	5,75	1,95	
	226	0,163	0,092	7,83	$8,25 \pm 0,46$	2,75
	228	0,174	0,096	8,46	$8,46 \pm 0,45$	2,99
$U$	230	0,200	0,100	9,88	$8,91 \pm 0,45$	3,38
	232	0,214	0,097	10,63	$9,88 \pm 0,25$	3,48
	228	0,178	0,097	8,86		3,12
	230	0,179	0,100	9,00	$8,46 \pm 0,69$	3,25
	232	0,214	0,103	10,94	$9,48 \pm 0,60$	3,75
	234	0,226	0,104	11,61	$9,77 \pm 0,38$	3,96

проводилось при  $E = 5 \text{ МэВ}$  выше энергии связи нуклона. Это соответствует 90 нейтронным и 65 протонным уровням, расположенным, примерно, симметрично относительно энергии поверхности Ферми  $E_F$ . Число матричных элементов для некоторых мультипольностей доходит до 1100. Величина константы парного взаимодействия выбиралась из сравнения рассчитанных парных энергий с парными энергиями, вычисленными из экспериментальных масс ядер, на основе работы <sup>18/</sup>. Для нейтронных систем  $G_N \approx 19/A \text{ МэВ}$ , для протонных -  $G_Z \approx 28/A \text{ МэВ}$ .

Константы мультиполь-мультипольного взаимодействия выбиралась так, чтобы наиболее точно передать экспериментальные энергии первых квадрупольных и ок-

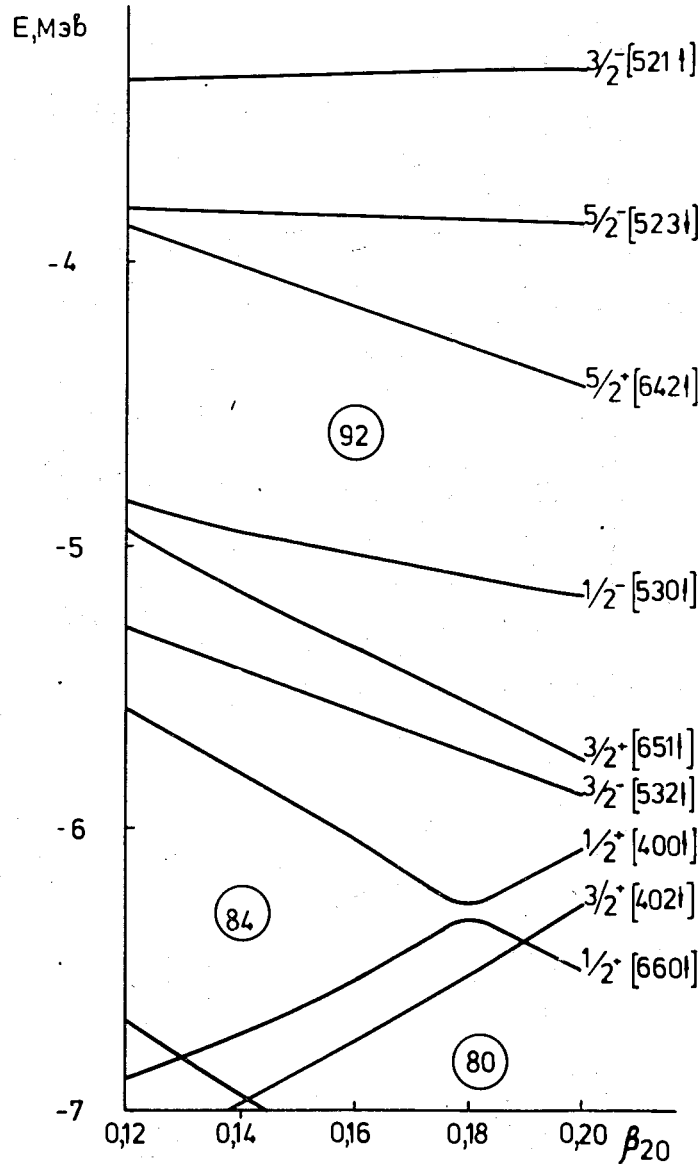


Рис. 2. Схема протонных одночастичных состояний.  
 $A = 229, \beta_{40} = 0,10$ .

тупольных состояний в четно-четных ядрах. Величины констант  $\kappa^{(\lambda)}$  взяты следующими:  $\kappa^{(2)} = 0,91 \text{ кэВ} \cdot \text{Фм}^{-4}$  для состояний с  $K^\pi = 2^+$ ;  $\kappa^{(3)} = 1,33 \pm 0,03 \cdot 10^{-2} \text{ кэВ} \cdot \text{Фм}^{-6}$  для состояний с  $K^\pi = 0^-, 1^-$ ;  $\kappa^{(3)} = 1,55 \cdot 10^{-2} \text{ кэВ} \cdot \text{Фм}^{-6}$  для состояний с  $K^\pi = 2^-, 3^-$ .

При вычислении характеристик низколежащих состояний ядер в областях  $234 \leq A \leq 250$  и  $250 \leq A \leq 261$  также принималось  $\kappa^{(\lambda)} = \text{Const}$ . Для каждой из зон  $A = 239, 247, 255$ . Если проследить зависимость  $\kappa^{(\lambda)}$  от  $A$  по всем зонам, включая  $A = 229$ , то можно видеть, что приближенно выполняется общая зависимость

$$\kappa^{(\lambda)} = \frac{\text{Const}}{A \frac{2\lambda+3}{3}} \quad /1/$$

Состояния с  $K^\pi = 0_1^+$  в четно-четных ядрах рассматриваемой области не удается описать с одним значением  $\kappa^{(2)}$ . По-видимому, при описании  $0^+$ -состояний в рассматриваемой области ядер необходимо учитывать эффекты ангармоничности и остаточные взаимодействия спин-квадрупольного типа. Влияние двухфононных компонент должно быть особенно существенным при описании  $0^+$ -состояний в изотопах радия и легких изотопах тория и урана, т.к. в этих ядрах очень низко расположены первые октупольные состояния  $0^-$  и, следовательно, двухфононные состояния  $0^+$ , образованные двумя октупольными фононами, будут низкими. Таким образом, можно ожидать, что энергии и структура низколежащих  $0^+$ -состояний будут существенно отличаться от того, что дает однофононное приближение, используемое для описания вибрационных состояний в настоящей работе. Поэтому исследование  $0^+$ -состояний в данной работе не проводится, оно будет сделано в дальнейшем с учетом упомянутых эффектов.

### 3. ОДНОФОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Волновая функция возбужденных состояний в четно-четных ядрах, в однофононном приближении, имеет вид:

$$\Psi_i(K^\pi) = Q_i^+(\lambda\mu) \Psi_0, \quad /2/$$

где оператор рождения фонона

$$Q_i^+(\lambda\mu) = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \{ \Psi_{qq'}^{\lambda\mu i}, A^+(qq') - \phi_{qq'}^{\lambda\mu i}, A(qq') \}$$

$K = \mu, \pi$  - четность состояния,  $\Psi_0$  - фононный вакуум,

$$A^+(qq') = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} a_{q,-\sigma}^+ a_{q',\sigma}^+, \quad a_{q,\sigma}^+ - \text{оператор рождения}$$

квазичастицы,  $q, \sigma$  - квантовые числа одночастичного уровня,  $\sigma = \pm 1$ . Вес, с которым данная двухквазичастичная компонента  $(q, q')$  входит в коллективное состояние с данными  $K^\pi(2)$ , определяется величиной

$$\frac{1}{2} \{ (\Psi_{qq'}^{\lambda\mu i})^2 - (\phi_{qq'}^{\lambda\mu i})^2 \}. \quad /3/$$

В нашей работе рассчитаны энергии и волновые функции состояний четно-четных ядер с  $K^\pi = 2^+, 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ , а также приведенные вероятности электрических переходов на эти состояния. В табл. 2-6 приведена часть результатов для первых квадрупольных и октупольных состояний. Величины  $B(E\lambda) O_g \rightarrow I K$  приведены в одночастичных единицах  $B_{s.p.}(E2) = 0,3 A^{4/3} e^2 \cdot \text{Фм}^4$ ,  $B_{s.p.}(E3) = 0,42 A^2 e^2 \cdot \text{Фм}^6$  с  $e_{3\phi\phi}$ , равным 0 и 0,2, соответственно для квадрупольных и октупольных состояний. Экспериментальные значения энергий состояний взяты из работ /9/. В колонке "Структура" приведены /в процентах/ величины /3/ для первых шести нейтрон-нейтронных (nn) или протон-протонных (pp) двухквазичастичных компонент, дающих максимальный вклад. Из табл. 2 хорошо видно, что первые квадрупольные  $2_1^+$  состояния имеют коллективную природу; они являются суперпозицией многих двухквазичастичных компонент; величины  $B(E2)$  - порядка нескольких единиц. Первые октупольные состояния с  $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$  /табл. 3-5/ также хорошо коллективизированы в ядрах рассматриваемой области.

ТАБЛИЦА 2.  
Энергии и структура первых квадрупольных состояний  
с  $K^{\pi} = 2^{+}$

Ядро	$E_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	$E_{\text{теор.}}$ (кэВ)	$B(E2)_{\text{эксп.}}$	$B(E2)_{\text{теор.}}$	с т р у к т у р а (%)			
224Ra	840	4,8	ин 752↑ 50I↓	I8	pp 402↓	660↑	7	
			ин 503↓ 770↑	I2	ин 743↑	76I↑	6	
			ин 76I↑ 50I↓	9	pp 532↓	530↑	5	
226Ra	920	4,9	ин 752↑ 50I↓	II	ин 743↑	76I↑	9	
			ин 63I↑ 63I↓	II	pp 402↓	660↑	8	
			ин 633↓ 63I↑	IO	pp 532↓	530↑	6	
226Th	820	4,4	ин 752↑ 50I↓	I9	ин 743↑	76I↑	7	
			ин 503↓ 770↑	I3	pp 532↓	530↑	5	
			ин 76I↑ 50I↓	IO	ин 50I↑	770↑	5	
228Th	930	4,5	ин 752↑ 50I↓	I3	ин 743↑	76I↑	IO	
			ин 63I↑ 63I↓	II	pp 532↓	530↑	6	
			ин 633↓ 63I↑	II	ин 503↓	770↑	5	
230Th	782	2,9±0,3	ин 633↓ 63I↓	26	pp 532↓	530↑	5	
			ин 63I↑ 63I↓	20	ин 752↑	50I↓	4	
			ин 743↑ 76I↑	8	ин 734↑	752↑	3	
232Th	786	2,9±0,2	ин 633↓ 63I↓	39	pp 532↓	530↑	4	
			ин 63I↑ 63I↓	2I	ин 734↑	752↑	3	
			ин 743↑ 76I↑	5	pp 402↓	660↑	2	
228U	770	4,3	ин 752↑ 50I↓	20	ин 743↑	76I↑	7	
			ин 503↓ 770↑	I4	ин 50I↑	770↑	5	
			ин 76I↑ 50I↓	IO	pp 532↓	530↑	2	
230U	1080	3,0	ин 752↑ 50I↓	I4	ин 743↑	76I↑	II	
			ин 63I↑ 63I↓	I3	ин 503↓	770↑	5	
			ин 633↓ 63I↓	I2	pp 532↓	530↑	3	
232U	867	3,0	ин 633↓ 63I↓	30	ин 752↑	50I↓	4	
			ин 63I↑ 63I↓	23	ин 734↑	752↑	3	
			ин 743↑ 76I↑	8	pp 532↓	530↑	2	
234U	927	2,9±0,3	ин 633↓ 63I↓	44	ин 734↑	752↑	3	
			ин 63I↑ 63I↓	23	pp 532↓	530↑	2	
			ин 743↑ 76I↑	5	pp 642↑	400↑	1	

ТАБЛИЦА 3.  
Энергии и структура первых октупольных состояний с  
 $K^{\pi} = 0^{-}$

Ядро	$E_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	$E_{\text{теор.}}$ (кэВ)	$B(E3)_{\text{эксп.}}$	$B(E3)_{\text{теор.}}$	с т р у к т у р а (%)					
224Ra	216	480	15,9	ин 633↓ 752↑	25	pp 660↑	530↑	8		
				ин 63I↑ 76I↑	II	ин 63I↓ 50I↓	6			
				ин 642↓ 76I↑	9	pp 65I↑ 52I↑	3			
226Ra	253	330	19,2	ин 633↓ 752↑	48	ин 63I↓ 50I↓	5			
				pp 660↑ 530↑	6	pp 65I↑ 52I↑	3			
				ин 63I↑ 76I↑	6	ин 642↓ 76I↑	2			
226Th	231	460	16,6	ин 633↓ 752↑	25	pp 660↑ 530↑	7			
				ин 63I↑ 76I↑	II	pp 65I↑ 52I↑	6			
				ин 642↓ 76I↑	9	ин 63I↓ 50I↓	6			
228Th	328	300	3I,0	ин 633↓ 752↑	48	ин 63I↓ 50I↓	5			
				ин 63I↑ 76I↑	6	pp 65I↑ 52I↑	4			
				pp 660↑ 530↑	5	ин 642↓ 76I↑	2			
230Th	508	460	29±,3	20,0	ин 633↓ 752↑	54	pp 65I↑ 52I↑	4		
					pp 660↑ 530↑	5	ин 63I↑ 76I↑	3		
					ин 63I↓ 50I↓	4	ин 624↓ 743↑	2		
232Th	774	910	20±2	II,0	ин 633↓ 752↑	37	pp 65I↑ 52I↑	5		
					ин 624↓ 743↑	I2	ин 63I↓ 50I↓	5		
					pp 660↑ 530↑	7	ин 622↑ 752↑	3		
228U	520		14,7		ин 633↓ 752↑	26	pp 65I↑ 52I↑	8		
					ин 63I↑ 76I↑	I2	ин 63I↓ 50I↓	6		
					ин 642↓ 76I↑	9	pp 660↑ 530↑	3		
230U	360		17,1		ин 633↓ 752↑	49	ин 63I↓ 50I↓	5		
					ин 63I↑ 76I↑	7	pp 660↑ 530↑	2		
					pp 65I↑ 52I↑	6	pp 642↑ 523↓	2		
232U	563	500	16,9		ин 633↓ 752↑	55	ин 63I↑ 76I↑	3		
					pp 65I↑ 52I↑	6	ин 624↓ 743↑	2		
					ин 63I↓ 50I↓	4	pp 660↑ 530↑	2		
234U	850	910	26±3	10,1	ин 633↓ 752↑	39	ин 63I↓ 50I↓	5		
					ин 624↓ 743↑	I2	pp 642↑ 523↓	3		
					pp 65I↑ 52I↑	7	ин 622↑ 752↑	3		

ТАБЛИЦА 4.  
Энергии и структура первых оккупольных состояний с  $K^{\pi} = 1^{-}$

Ядро	$E_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	$E_{\text{теор.}}$ (кэВ)	$B(E3)$ эксп.	$B(E3)$ теор.	СТРУКТУРА (%)
224Ra	690	37,0	nn752↑ nn752↑ nn633↓	63I↑ 642↓ 76I↑	13 pp65I↑ 10 nn633↓ 6 nn743↑ 530↑ 5I2↓ 633↓
226Ra	730	29,0	nn752↑ nn743↑ nn633↓	63I↑ 633↓ 76I↑	27 nn752↑ 9 pp65I↑ 5 nn633↓ 642↓ 530↑ 5I2↓
226Th	710	35,0	nn752↑ nn752↑ nn633↓	63I↑ 642↓ 76I↑	13 pp65I↑ 10 nn633↓ 6 nn743↑ 530↑ 5I2↓ 633↓
228Th	740	28,0	nn752↑ nn743↑ nn633↓	63I↑ 633↓ 76I↑	28 nn752↑ 8 pp65I↑ 5 nn633↓ 642↓ 530↑ 5I2↓
230Th I0I2	I000	23±3	16,0 nn743↑ nn752↑ pp65I↑	633↓ 63I↑ 530↑	29 nn633↓ 25 nn5I2↓ 4 nn752↑ 76I↑ 63I↓ 642↓
232Th II06	I050	II,5+2,3	12,2 nn743↑ nn752↑ pp65I↑	633↓ 63I↑ 530↑	55 nn743↑ 4 pp523↓ 4 nn734↑ 622↑ 402↓ 624↑
228U	890	25,2	nn752↑ nn752↑ nn633↓	63I↑ 642↓ 76I↑	15 pp642↑ 11 nn633↓ 7 nn743↑ 52I↑ 5I2↓ 633↓
230U	880	20,0	nn752↑ nn743↑ nn633↓	63I↑ 633↓ 76I↑	34 nn752↑ 8 pp642↑ 5 nn633↓ 642↓ 52I↑ 5I2↓
232U (II47)	I050	13,4	nn743↑ nn752↑ pp642↑	633↓ 63I↑ 52I↑	30 nn633↓ 27 pp65I↑ 3 nn752↑ 76I↑ 530↑ 642↓
234U I434	II20	9,7	nn743↑ nn752↑ nn743↑	633↓ 63I↑ 622	83 pp642↑ 4 pp65I↑ 3 nn734↑ 52I↑ 530↑ 624↓

ТАБЛИЦА 5.  
Энергии и структура первых оккупольных состояний с  $K^{\pi} = 2^{-}$

Ядро	$E_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	$E_{\text{теор.}}$ (кэВ)	$B(E3)$ эксп.	$B(E3)$ теор.	СТРУКТУРА (%)				
224Ra		II90		II,8	nn752↑ nn633↓ nn642↓	640↑ 50I↓ 50I↓	17 nn743↑ 6 pp65I↑ 4 nn743↑	642↓ 530↑ 63I↓	7 4 4
226Ra		II80		II,8	nn743↑ nn743↑ pp65I↑	63I↑ 642↓ 530↑	15 nn752↑ 7 nn633↓ 4 pp642↑	640↑ 50I↓ 530↑	8 5 4
226Th		II50		I2,0	nn752↑ nn743↑ nn633↓	640↑ 642↓ 50I↓	16 pp642↑ 7 pp65I↑ 6 nn642↓	530↑ 530↑ 50I↓	9 5 4
228Th II23	II40			I2,0	nn743↑ pp642↑ nn752↑	63I↑ 530↑ 640↑	14 nn743↑ 9 nn633↓ 8 pp65I↑	642↓ 50I↓ 530↑	7 5 5
230Th I079	I045			II,7	nn743↑ pp642↑ nn743↑	63I↑ 530↑ 642↓	29 nn734↑ 8 pp65I↑ 6 nn752↑	633↓ 530↑ 63I↓	5 4 3
232Th	I000			I2,0	nn743↑ nn734↑ pp642↑	63I↑ 633↓ 530↑	32 nn743↑ 10 pp65I↑ 7 nn752↑	642↓ 530↑ 63I↓	4 3 3
228U		II40		II,7	nn752↑ pp642↑ nn743↑	640↑ 530↑ 642↓	15 nn633↓ 16 nn642↓ 6 nn743↑	50I↓ 50I↓ 63I↑	5 4 3
230U		II30		II,7	pp642↑ nn743↑ nn752↑	530↑ 63I↑ 640↑	16 nn743↑ 14 nn633↓ 7 nn63I↓	642↓ 50I↓ 76I↑	7 4 3
232U I0I7	I040			II,4	nn743↑ pp642↑ nn743↑	63I↑ 530↑ 642↓	28 nn734↑ 13 nn752↑ 6 nn63I↓	633↓ 63I↓ 76I↑	5 3 2
234U I023	960	9,5+2,3		II,8	nn743↑ pp642↑ nn734↑	63I↑ 530↑ 633↓	31 nn743↑ 11 nn752↑ 10 nn624↑	642↓ 63I↓ 5I2↓	4 3 2



ТАБЛИЦА 6.  
Энергии и структура первых октупольных состояний, с  $K^\pi = 3^-$

Ядро	$E_{эксп.}$ (кэВ)	$E_{теор.}$ (кэВ)	$B(E3)$ теор.	СТРУКТУРА ( $e/\%$ )									
224Ra		1740	1,8	nn 631↑	761↑	77	nn 633↓	770↑	2				
				nn 642↓	761↑	3	pp 651↑	532↓	1				
				nn 615↓	501↑	2	nn 743↑	640↑	1				
226Ra		1620	9,6	nn 615↓	501↑	10	pp 651↑	532↓	5				
				nn 743↑	640↑	6	nn 631↓	752↑	5				
				nn 615↓	512↓	5	nn 613↓	770↑	4				
226Th		1690	6,6	nn 631↑	761↑	25	pp 642↑	530↑	5				
				nn 642↓	761↑	8	nn 633↓	770↑	4				
				nn 615↓	501↑	7	nn 743↑	640↑	4				
228Th	1450	1500	II, I	nn 615↓	501↑	10	pp 642↑	530↑	5				
				nn 743↑	640↑	5	nn 613↓	770↑	4				
				nn 615↓	512↓	5	nn 624↓	510↑	4				
230Th		1660	7,9	nn 631↓	752↑	16	pp 642↑	530↑	5				
				nn 615↓	501↑	8	nn 743↑	640↑	4				
				nn 734↑	631↑	7	nn 725↑	633↓	4				
232Th		1400	9,5	nn 743↑	631↓	II	nn 615↓	501↑	7				
				nn 734↑	631↑	8	nn 631↓	752↑	6				
				nn 725↑	633↓	7	pp 642↑	530↑	3				
228U		1690	7,2	nn 631↑	761↑	I4	nn 615↓	501↑	7				
				pp 642↑	530↑	I3	nn 743↑	640↑	4				
				nn 642↓	761↑	7	nn 633↓	770↑	4				
230U		1510	II, 0	nn 615↓	501↑	9	nn 743↑	640↑	5				
				pp 642↑	530↑	10	pp 633↑	530↑	5				
				nn 615↓	512↓	5	nn 613↓	770↑	4				
232U		1570	8,9	nn 631↓	752↑	10	nn 734↑	631↑	6				
				pp 642↑	530↑	10	nn 725↑	633↓	4				
				nn 615↓	501↓	8	pp 633↑	530↑	4				
234U		1300	10,9	nn 734↑	631↑	8	nn 743↑	631↓	7				
				nn 725↑	633↓	7	nn 631↓	752↑	5				
				nn 615↓	501↑	7	pp 642↑	530↑	5				

Наиболее интересными в этой области являются первые октупольные состояния с  $K^\pi = 0^-$ , которые имеют аномально низкие  $\approx 200-300$  кэВ/ энергии в легких изотопах тория и изотопах радия.

Впервые опускание энергий первых  $0^-$  состояний в легких изотопах тория и урана было объяснено в<sup>/10/</sup> и изучено в<sup>/11/</sup>. В<sup>/12/</sup> расчеты этих состояний выполнены с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами и получено удовлетворительное описание энергий первых  $0^-$  состояний. Как видно из табл. 4, в однофононном приближении удается правильно описать известные энергии первых состояний  $0^-$  в ядрах  $^{228}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ . Однако сильное понижение этих состояний  $\approx 200-300$  кэВ/ в ядрах с  $A = 224, 226$  передается лишь качественно. Появление низких состояний  $0_1^-$  в изотопах с  $N = 136, 138, 140$  объясняется сильным влиянием двух нижайших полюсов  $np[633\downarrow][752\uparrow]$  и  $nn[631\uparrow][761\uparrow]$ . Соответствующие им матричные элементы от оператора мультипольного момента с  $\lambda\mu = 30$  имеют большие величины.

В заключение отмечаем, что получено достаточно удовлетворительное описание энергий и структуры первых однофононных  $2^{+}$  и октупольных состояний четно-четных ядер в области  $224 \leq A \leq 234$ . Можно ожидать, что учет ангармоничности колебаний позволит улучшить описание структуры низколежащих неротационных состояний.

#### Литература

1. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
2. А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Сообщение ОИЯИ, Р4-5126, Дубна, 1970;  
А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 1550 /1971/.
3. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 911 /1973/.
4. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov, V.G.Soloviev. Nucl. Phys., A171, 134 (1971).
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 4, 357 /1973/.

6. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Программа и тезисы XXIV Совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Ленинград, 1974, стр. 178-179.
7. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Н.Ю.Ширикова. Сообщение ОИЯИ, P4-8406, Дубна, 1974.
8. А.И.Вдовин, А.Л.Комов, Л.А.Малов, Сообщение ОИЯИ, P4-5125, Дубна, 1970.
9. C.M.Lederer, I.M.Hollander, I.Pertman. Table of Isotopes 6-th ed. John Wiley and Sons, INC., New York, 1967; S.Bjornholm, J.Dubois and B.Elbeq. Nucl.Phys., A118, 241 (1968); S.K.Bhattacharjee, S.K.Mitra et al. Nucl.Phys., A90, 696 (1967); J.V.Maher, J.R.Erskine et al. Phys.Rev.Lett., 25, 302 (1970); W.R.McMurray and U.J. van Heerden. Z.Ph., 253, 289 (1972); McGowan, C.E.Bemis et al. Phys.Rev., C, 10, 1146 (1974).
10. V.G.Soloviev, P.Vogel. Phys.Lett., 6, 126 (1963).
11. В.Г.Соловьев, П.Фогель, А.А.Корнейчук. ДАН СССР, 154, 72 /1964/. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1999 /1964/. L.A.Malov, V.G.Soloviev, P.Vogel. Phys.Lett., 22, 441 (1966).
12. K.Neergard, P.Vogel. Nucl.Phys., A149, 209, 217 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 декабря 1974 года.