

## О СТРУКТУРЕ НЕРОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

*В.Г.Соловьев*

Согласно экспериментальным данным волновые функции ряда  $K^\pi = 0_3^+, 0_4^+, 2_2^+, 2_3^+, 4_1^+, 4_2^+$  состояний в деформированных ядрах имеют большие однофононные или двухквaziчастичные компоненты, что качественно согласуется с квазичастично-фононной моделью ядра и противоречит модели взаимодействующих бозонов.

Низколежащие неротационные состояния четно-четных деформированных ядер трактуются как двухквaziчастичные или коллективные вибрационные состояния  $1^{-4}$ . При микроскопическом описании в приближении хаотических фаз (ПХФ) рассчитываются состояния  $\lambda\mu i$  с фиксированными мультипольностями  $\lambda\mu$ ,  $\mu \equiv K$ , причем число корней  $i$  секулярного уравнения равно числу двухквaziчастичных нейтронных и протонных состояний. Первые возбужденные ( $i = 1$ )  $K^\pi = 2_1^+$  и  $0_2^+$  состояния являются коллективными  $\gamma$ - и  $\beta$ -вибрационными состояниями, далее ( $i = 2, 3, 4, \dots$ ) идут слабоколлективизированные состояния и, наконец, коллективные состояния, формирующие гигантские резонансы. Волновая функция представляет суперпозицию двухквaziчастичных компонент типа частица-дырка. Для первых коллективных состояний в нормировку волновой функции дают заметный вклад большое число двухквaziчастичных компонент, но учитывается только малая часть пространства двухквaziчастичных состояний.

Более точное описание неротационных состояний деформированных ядер проводится в квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ)  $^{5,6}$ . В КФМЯ волновая функция записана в виде сумм однофононных и двухфононных компонент, и выполнен точный учет принципа 398

Паули в двухфононных компонентах. Согласно <sup>6</sup> первое возбужденное состояние с фиксированным значением  $K^\pi$  является коллективным (вклад однофононной компоненты с  $i = 1$  превышает 80 – 90%). В волновые функции второго, третьего и других состояний суммарный вклад однофононных компонент с  $i = 2, 3 \dots$  превышает 80%. Кроме того, в <sup>6</sup> сделан вывод об отсутствии коллективных двухфононных состояний в деформированных ядрах, который не противоречит ни одному экспериментальному результату. Согласно новым экспериментальным данным <sup>7</sup> состояние  $I^\pi = 4^+ 2, 03$  МэВ в <sup>168</sup>Er, которому ранее приписывалось  $K = 4$  и которое трактовалось в <sup>8,9</sup> как двухфононное, имеет  $K = 0$  и не является двухфононным.

В последние годы большое число расчетов выполнено в рамках модели взаимодействующих бозонов (МВБ) <sup>10</sup>. В МВБ при описании  $K^\pi = 0^+$  и  $2^+$  состояний в деформированных ядрах используется <sup>9,11,12</sup> приближенная их классификация в терминах чисел  $n_\beta$   $\beta$ - и  $n_\gamma$   $\gamma$ -вибрационных фононов. Первые  $K^\pi = 2^+$   $\gamma$ -вибрационные состояния характеризуются  $n_\gamma = 1$ , вторые  $2^+ - n_\gamma = 1, n_\beta = 1$  и т.д., первые возбужденные  $K^\pi = 0^+$   $\beta$ -вибрационные состояния характеризуются  $n_\beta = 1$ , далее  $0^+ - n_\gamma = 2, 0^+ - n_\beta = 2$  и т.д. В МВБ  $2^+$  и  $0^+$  состояния имеют примерно те же двухквaziчастичные компоненты, как однофононные  $\gamma$ - и  $\beta$ -вибрационные состояния в ПХФ. В описании  $\gamma$ - и  $\beta$ -вибрационных состояний в микроскопическом подходе нет существенного различия между МВБ и КФМЯ. Ограниченность феноменологической МВБ проявляется в невозможности использовать экспериментальные данные из ( $dp$ ) и ( $dt$ ) реакций по квазичастичной структуре фононов.

Можно утверждать, что имеется кардинальное отличие в описании структуры ряда состояний четно-четных деформированных ядер в КФМЯ и в МВБ. В МВБ волновые функции  $K^\pi = 2^+_2, 2^+_3, \dots, 0^+_3, 0^+_4, \dots, 4^+_2, \dots$  состоят из компонент типа  $n_\gamma = 2, n_\beta = 2, n_\gamma = 1$  и  $n_\beta = 1$  и других и не содержат двухквaziчастичных или однофононных компонент. В КФМЯ волновые функции этих состояний содержат большие однофононные  $i = 2, 3, \dots$  компоненты, и нет больших двухфононных компонент. С позиции микроскопического подхода в МВБ учитывается только та малая часть двухквaziчастичных состояний, которая входит в  $\beta$ - и  $\gamma$ -вибрационные фононы. Согласно КФМЯ структура вышеперечисленных состояний определяется другим набором двухквaziчастичных состояний, которых нет в МВБ. Ответ на вопрос – какое из этих двух описаний более корректно – дают экспериментальные данные по структуре вышеуказанных состояний, полученные, в основном, в реакциях одно- и двухнуклонных передач. Экспериментальные данные <sup>7,13-16</sup> для <sup>168</sup>Er и <sup>158, 156</sup>Gd и результаты расчетов в КФМЯ <sup>6,17</sup> для <sup>168</sup>Er и <sup>158</sup>Gd даны в таблице. Кроме энергий приведены имеющиеся данные, по которым можно судить о вкладе однофононных компонент и их структуре. Для <sup>168</sup>Er, <sup>158, 156</sup>Gd энергии и структура  $\gamma$ - и  $\beta$ -вибрационных состояний достаточно хорошо описаны в КФМЯ и в таблице не приводятся.

Наиболее полно экспериментально изучен <sup>13</sup> <sup>168</sup>Er. Ротационные полосы, построенные на состояниях  $K^\pi = 0^+_3, 0^+_4$  и  $2^+$ , сильно возбуждаются в ( $tp$ ) реакции, в реакции ( $t\alpha$ ) проявляется двухквaziчастичная конфигурация  $pp411\downarrow - 411\downarrow$  в состоянии  $0^+_4$  1,834 МэВ. Это указывает на то, что волновые функции этих состояний имеют большие однофононные компоненты. Состояние  $K^\pi = 4^+_1$ , 2,056 МэВ распадается на полосу с  $K^\pi = 4^-$ , 1,094 МэВ и согласно <sup>7</sup> не имеет больших двухфононных (221,221) компонент. Согласно расчетам в КФМЯ <sup>6,17</sup> волновые функции всех приведенных в таблице состояний <sup>168</sup>Er имеют большие однофононные компоненты. Согласно расчетам <sup>11,12</sup> в МВБ все приведенные в таблице состояния образуются из двух и трех бозонов и не имеют однофононных компонент. В <sup>158, 156</sup>Gd экспериментально <sup>14-16</sup> обнаружено по три полосы, построенные на возбужденных  $K^\pi = 0^+$  состояниях. В обоих ядрах состояния  $2^+ 0_2$  и  $2^+ 0_3$  имеют большие  $B(E2)$ -величины для переходов в основные состояния. Согласно расчетам <sup>15,16</sup> в МВБ большое значение  $B(E2)$  имеет или  $2^+ 0_2$  или  $2^+ 0_3$  состояние, но не оба состояния одновременно.

Структура состояний деформированных ядер

Ядро	К <sup>π</sup>	Эксперимент 7, 13-16		Расчет в КФМЯ 6, 17	
		ε, МэВ	структура	ε, МэВ	структура
<sup>168</sup> Er	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	1,422	( <i>tp</i> ) 10% от осн. сост.	1,6	202 93%; 202: <i>m</i> 521↓ - 521↓ 6% 4)
	0 <sub>4</sub> <sup>+</sup>	1,834	( <i>tp</i> ) 2,4% от осн. сост. ( <i>α</i> ) <i>pp</i> 411↓ - 411↓ велика	1,9	203 96%; 203: <i>pp</i> 411↓ - 411↓ 30%
	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1,848	( <i>tp</i> ) 60% от 2 <sup>+</sup> осн. сост.	1,7	222 98% 222: <i>m</i> 512↑ - 521↓ 90%
	2 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	1,930		1,9	223 96%
	4 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	2,056	нет больших двухфононных компонент	1,8	441 83% { 221, 221 } 1%
<sup>158</sup> Gd	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	1,452	$B(E2) = 19 e^2 b^2$	1,8	202 96%
	0 <sub>4</sub> <sup>+</sup>	1,743	( <i>pt</i> ) 23% от осн. сост. ( <i>α</i> ) <i>pp</i> 411↑ - 411↑ велика	2,0	202: <i>m</i> 521↑ - 521↑ 69% 203 37%; 205 51%
	4 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	1,380	( <i>α</i> ) <i>pp</i> 411↑ + 413↓ велика	1,5	203: <i>pp</i> 411 - 411 45% 441 96%
	4 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1,920	( <i>dp</i> ) <i>m</i> 521↑ + 523↓ велика	1,7	441: <i>pp</i> 411↑ + 413↓ 95% 442 92%
					442: <i>m</i> 521↑ + 523↓ 90%
<sup>156</sup> Gd	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	1,168	$B(E2) = 15 e^2 b^2$		
	0 <sub>4</sub> <sup>+</sup>	1,715	возб. в ( <i>dp</i> ) и ( <i>dt</i> ) реакциях		
	2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1,828	возб. в ( <i>dt</i> ) реакции		
	4 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	1,510	<i>pp</i> 411↑ + 413↓ велика		
	4 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1,861	( <i>dt</i> ) <i>m</i> 521↑ + 523↓ велика		

1) Фонон обозначен через λ, μ, его вклад в нормировку волновой функции дан в %, для обозначения нейтронных *m* и протонных *pp* компонент использованы асимптотические магнитоные числа  $Nh_z \Lambda$  (↑ для  $K = \Lambda + 1/2$ , ↓ для  $K = \Lambda - 1/2$ ).

Согласно экспериментальным данным  $0_3^+$  и  $0_4^+$  о состоянии имеют большие однофоновые компоненты, а двухквазичастичная конфигурация  $pp411\uparrow - 411\uparrow$  в  $0_4^+$  в  $^{158}\text{Gd}$  четко проявляется в  $(\alpha)$  реакции. Состояния  $K^\pi = 4_1^+$  и  $4_2^+$  в обоих ядрах имеют большие двухквазичастичные компоненты  $pp411\uparrow + 413\downarrow$  и  $nn 521\uparrow + 523\downarrow$  соответственно.

Приведенные в таблице экспериментальные данные по  $K^\pi = 0_3^+$ ,  $0_4^+$ ,  $2_2^+$ ,  $2_3^+$ ,  $4_1^+$  и  $4_2^+$  состояниям свидетельствуют о наличии в их волновых функциях больших однофоновых или двухквазичастичных компонент, которые качественно правильно описываются в КФМЯ и которых нет в МВБ. Такого типа состояния наблюдаются в других ядрах, например, в изотопах Yb и Hf. Это относится также к  $K^\pi = 3^+$  и другим состояниям. Согласие расчетов, выполненных в МВБ, с экспериментальными данными по энергиям и  $B(E2)$ -величинам не достаточно, нужно правильно описывать структуру состояний. Состояния с большими однофоновыми компонентами (кроме  $0_2^+$ ,  $2_1^+$  и  $4_1^+$  при учете  $g$ -бозона) следует исключить из расчетов в МВБ. Основной недостаток МВБ – учет малой части пространства двухквазичастичных состояний – не может быть исправлен оптимальным выбором параметров. Отмечается, что в сферических ядрах состояния такого же типа, как рассмотренные здесь, лежат выше двухфоновых состояний и вышеуказанные противоречия еще не проявились.

Для дальнейшего изучения структуры четно-четных деформированных ядер необходимы эксперименты по измерению вклада двухквазичастичных компонент в волновые функции ротационных полос, построенных на  $K^\pi = 0_3, \dots, 2_2^+, \dots, 3_1^+, \dots, 4_1^+, \dots$  и других состояниях, лежащих при энергиях 1,5 – 2,5 МэВ, а также по поиску двухфоновых коллективных состояний.

#### Литература

1. *Galagher C.J., Soloviev V.G.* Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk, 1962, 2, No. 2.
2. *Soloviev V.G.* Nucl. Phys., 1965, 69, 1.
3. *Соловьев В.Г.* Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
4. *Бор О., Моттelson Б.* Структура ядра. М.: Мир, 1977, т. II.
5. *Соловьев В.Г.* ЭЧАЯ. 1978, 9, 810.
6. *Soloviev V.G., Shirikova N.Yu.* Zs. Phys. Atoms and Nuclei, 1981, A301, 263; *Соловьев В.Г., Ширикова Н.Ю.* ЯФ, 1982, 36, 1976.
7. *Kleppinger E.W., Yates S.W.* Phys. Rev., 1983, C28, 943; *Davidson W.F. et al.* Phys. Lett., 1983, 130B, 16  
*Burke D.G. et al.* Preprint 1984.
8. *Dumitrescu T.S., Hamamoto I.* Nucl. Phys., 1982, A383, 205.
9. *Bohr A., Mottelson B.R.* Physica Scripta, 1982, 25, 28.
10. *Janssen D., Jolos R.V., Dónau F.* Nucl. Phys., 1974, A224, 93; *Interacting Bose – Fermi Systems in Nuclei* ed. Iachello, New York, Plenum Press, 1981.
11. *Warner D.D., Casten R.F., Davidson W.F.* Phys. Rev., 1981, C24, 1713.
12. *Casten R.F., Warner D.D.* Phys. Rev., 1982, C25, 2019; *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 48, 666.
13. *Davidson W.F. et al.* J. Phys. G: Nucl. Phys., 1981, 7, 455.
14. *McGowan F.K., Milner W.T.* Phys. Rev., 1981, C23, 1926.
15. *Greenwood R.C. et al.* Nucl. Phys., 1978, A304, 327; *Burke D.G. et al.* Nucl. Phys., 1981, A366, 202.
16. *Bäcklin A. et al.* Nucl. Phys., 1982, A380, 189.
17. *Григорьев Е.П., Соловьев В.Г.* Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.