

СВУ/2  
Д-421

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



3578/2-73

P4 - 7223

Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янсен

СТРУКТУРА ПЕРЕХОДНЫХ ЯДЕР  
В ОБЛАСТИ Sm И Gd

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7223

Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янсен

СТРУКТУРА ПЕРЕХОДНЫХ ЯДЕР  
В ОБЛАСТИ Sm И Gd

*Направлено в **Physics Letters***

В микроскопической модели ядра одно только предположение о слабой связи динамических переменных, описывающих коллективное квадрупольное движение, с другими степенями свободы ядра накладывает жесткие ограничения на коллективный гамильтониан и оператор квадрупольного момента, которые в первом приближении имеют следующий вид /1/:

$$\begin{aligned}
 H = W & \left\{ \sum_{\mu} b_{\mu}^{+} b_{\mu} + F \sqrt{5} \left[ b^{+} b^{+} b \right]_{00} \sqrt{1 - \frac{1}{n} \sum_{\mu} b_{\mu}^{+} b_{\mu} + h.c.} \right\} - \\
 & - G \sqrt{5} \left[ b^{+} b^{+} \right]_{00} \sqrt{\left(1 - \frac{1}{n} \left(1 + \sum_{\mu} b_{\mu}^{+} b_{\mu}\right)\right) \left(1 - \frac{1}{n} \sum_{\mu} b_{\mu}^{+} b_{\mu}\right) +} \\
 & + h.c. \left. \right\}, \\
 Q_{2\mu} = Q_0 & \left\{ b_{\mu}^{+} \sqrt{1 - \frac{1}{n} \sum_{\mu} b_{\mu}^{+} b_{\mu}} + \sqrt{1 - \frac{1}{n} \sum_{\mu} b_{\mu}^{+} b_{\mu}} (-1)^{\mu} b_{-\mu} + \right. \\
 & \left. + \gamma \left[ b^{+} b \right]_{2\mu} \right\},
 \end{aligned}$$

где  $b^{+}(b)$  - операторы рождения /уничтожения/ квадрупольных фононов.

Коэффициенты  $W$ ,  $Q_0$ ,  $F$ ,  $G$ ,  $\gamma$ ,  $n$  определяются схемой одночастичных уровней и остаточным взаимодействием. Но поскольку мы имеем далеко не полную информацию об остаточных силах, а коэффициентов заметно меньше, чем имеющихся экспериментальных данных, можно, добиваясь лучшего описания части экспериментальных данных, фиксировать значения этих коэф-

фициентов. Найденные коэффициенты могут быть использованы для расчета других характеристик ядра и для получения информации об остаточных силах. Ниже приводятся результаты такого расчета для переходных изотопов  $Sm$  и  $Gd$ . Мы полагаем  $n = 7$ . Величина  $W$  определялась энергией  $2_1^+$ -состояния. Коэффициент  $Q_0$  не входил в рассмотрение, так как рассчитывались только отношения матричных элементов  $Q_{2\mu}$ , которые от  $Q_0$  не зависят. Коэффициенты  $F$ ,  $G$  и  $u$  определялись так, чтобы лучшим образом описывать экспериментальные данные.

Изотопы  $^{150}Sm$  и  $^{152}Gd$  не принадлежат ни к сферическим, ни к деформированным ядрам. Это следует как из спектров коллективных возбуждений: отношения  $(E(4_1^+)/E(2_1^+)$  и  $E(0_2^+)/E(2_1^+)$  близки к 2, как в модели гармонического осциллятора, тогда как  $E(2_2^+)/E(2_1^+) = 2,7$  резко противоречит этой модели, так и из данных по вероятностям  $E2$ -переходов. На рис. 1 результаты расчета энергий коллективных состояний сравниваются с экспериментальными данными <sup>12/</sup>. Получено хорошее согласие для большинства уровней, в том числе объяснены опускание  $0_2^+$ -состояния ниже предсказания вибрационной модели и большая величина отношения  $E(2_2^+)/E(2_1^+)$ . Однако положения уровней квазиротационных полос, построенных на  $0_3^+$ -состояниях, завышены на ~350 кэВ. Что касается результатов расчета вероятностей  $E2$ -переходов /таблица 1/, то они согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Следует отметить объяснение близких к предсказаниям ротацион-

ной модели больших величин  $\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 4_1^+)}{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$  и  $\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)}{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$ , которые должны равняться нулю согласно вибрационной модели. В то же время объяснено сильное отклонение от предсказания ротационной модели величины  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ .

Отметим, что расчет в первом порядке теории смешивания ротационных полос <sup>13/</sup> приводит к результатам, резко противоречащим эксперименту. Значения параметра этой теории  $Z_0$ , необходимые для согласования

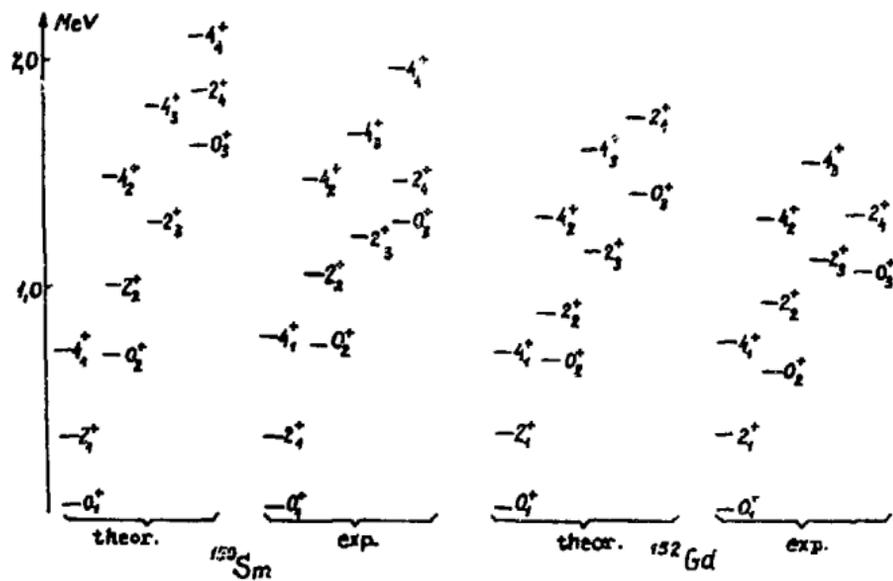


Рис. 1. Спектр коллективных состояний  $^{150}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Gd}$ .

с экспериментом двух отношений приведенных вероятностей  $E2$ -переходов в  $^{152}\text{Gd}$ , различаются на порядок /таблица 1/.

Источником наблюдающихся аномалий в поведении энергий и вероятностей  $E2$ -переходов в  $^{150}\text{Sm}$  и  $^{152}\text{Gd}$  является структура коллективных состояний в этих ядрах. На рис. 2 показана фоновая структура  $0_1^+$ - и  $0_2^+$ -состояний в  $^{152}\text{Gd}$  /результаты для  $^{150}\text{Sm}$  аналогичны/. Интересно, что если в волновой функции основного состояния ( $0_1^+$ ) преобладает бесфононная компонента, то структура  $0_2^+$ -состояния значительно более сложная. Структура  $2_1^+$ - и  $4_1^+$ -состояний также значительно сложнее, чем структура  $0_1^+$ -состояния. Этим и объясняется близость отношений вероятностей  $E2$ -переходов между  $2_1^+$ ,  $2_2^+$ ,  $0_2^+$ - и  $4_1^+$ -состояниями к предсказаниям ротационной модели, тогда как экспериментальное значение  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$  типично для сферических ядер. Этим объясняется и малая величина отношения  $E(0_2^+) / E(2_1^+)$ .

Причиной появления таких особенностей в структуре коллективных состояний является большая величина коэффициента  $F$  в гамильтониане, что эквивалентно сильной асимметрии потенциальной энергии деформации относительно изменения знака  $\beta$ .

Изотопы  $^{152}\text{Sm}$  и  $^{154}\text{Gd}$  близки по своим свойствам<sup>/4/</sup> к деформированным ядрам, хотя ряд свойств этих ядер не описывается даже в первом порядке теории смешивания ротационных полос<sup>/5/</sup>. В таблице 1 приведены результаты нашего расчета отношений вероятностей  $E2$ -переходов для  $^{154}\text{Gd}$ . Согласие с экспериментом удовлетворительное.

#### Литература

1. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янсен. Препринт ОИЯИ, Р4-7144, Дубна, 1973.
2. И.Адам, П.Галан, К.Я.Громов и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 813 /1970/.

3. B.R.Mottelson. *J.Phys.Soc.Jap.Suppl.*, 24, 87 (1968).
4. L.L.Riedinger et al. *Phys.Rev.*, 179, 1214 (1969).
5. K.Kumar. *Phys.Rev.Lett.*, 26, 269 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1973 года.

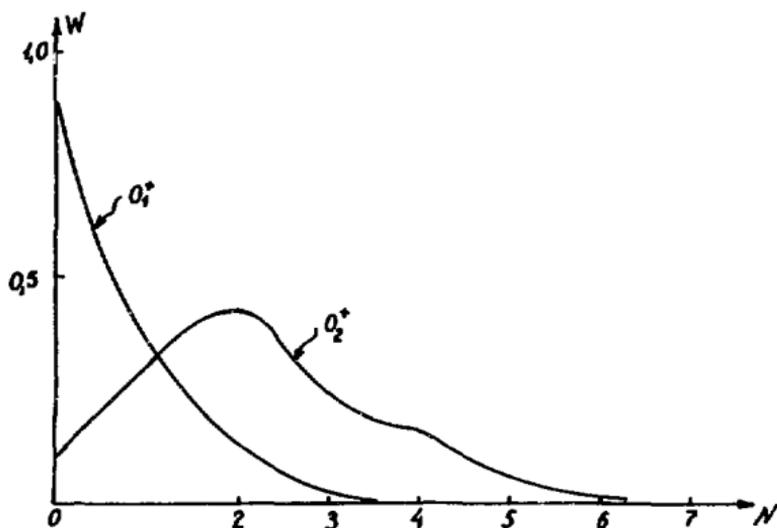


Рис. 2. Вклады ( $W$ )  $N$ -фононных компонент в  $O_1^+$  и  $O_2^+$  функции  $O_1^+$ - и  $O_2^+$ -состояний  $^{152}\text{Gd}$ .

Таблица I.

Сравнение теоретических и экспериментальных значений вероятностей E2-переходов в  $^{150}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Gd}$  и  $^{154}\text{Gd}$

	$^{152}\text{Gd}$			$^{150}\text{Sm}$		$^{154}\text{Gd}$			Ротацион. модель	Вибрацион. модель
	теор.	экс.	$Z_0$	теор.	экс.	теор.	экс.	$Z_0$ $Z_2$		
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 4_1^+)$										
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	2,2	2,4	0,011	3,2		5,9	3,5	0,028	1,8	0
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$										
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	47	48	0,14	42	>12	9,5	8,3	0,098	1,43	$\infty$
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)$										
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	3	3,1		4,7						0
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 4_2^+)$										
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	21			28		7,2	6,4	0,023	2,94	
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$										
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_1^+)$	2,8	<6		3	<4,6	2,25	2,3	0,035	1,43	
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+)$										
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 4_1^+)$						7,1	7,3	0,046	20	
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$										
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	2,1			2,0					1,43	
$\langle \sigma_1^2 \rangle$ (H2)										
$\langle \sigma_1^2 \rangle$ (H0)	-1,5			-1,5	-1,4				-1,2	