

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



M-69

15/1-78

P4 - 11247

2111/2-78

И.Н. Михайлов, Р.Х. Сафаров, Б. Чориев

ОПИСАНИЕ ИРАСТ-ПОЛОСЫ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР  
ПРИ ВЫСОКИХ СПИНАХ

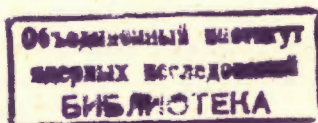
**1978**

P4 - 11247

И.Н.Михайлов, Р.Х.Сафаров,<sup>1</sup> Б.Чорнев<sup>2</sup>

ОПИСАНИЕ И РАСТ-ПОЛОСЫ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР  
ПРИ ВЫСОКИХ СПИНАХ

*Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./*



---

<sup>1</sup>Самаркандский государственный университет.

<sup>2</sup>Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент.

Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Чориев Б.

P4 - 11247

Описание ирраст-полосы нечетных ядер при высоких спинах

Исследуются спектры сильно возмущенных ротационных полос нечетного ядра на основе вращательного смешивания состояний с учетом взаимодействия квазичастиц и фононов. Показана важность неадиабатических эффектов остова и связанного с ними смешивания состояний с  $\Delta K \geq 2$  при построении высокоспиновых спектров. Получено очень хорошее согласие с экспериментом как при высоких, так и при низких значениях углового момента.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Mikhailov I.N., Safarov R.Ch., Choriev B.

P4 - 11247

Description of Strongly Coupled Bands in Odd-A Nuclei at High Values of Spins

Strongly coupled bands in odd-A nuclei are investigated by rotational coupling of states, with the account of interaction between quasiparticles and phonons. We show that the nonadiabatic effects of the core and the coupling of states with  $\Delta K \geq 2$  which is originated by such effects are very important when constructing the spectrum at high spins. The description of experimental data on the spectrum turned out to be very good both at low and at high values of spins.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

## §1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время с большим интересом анализируются эффекты вращения в нечетных деформированных ядрах. Много информации о вращательных характеристиках дала модель Кермана /1/ с различными модификациями /2,3/. При этом обнаружено, что модель Кермана даже с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа переоценивает взаимодействие Кориолиса /ВК/, а при высоких угловых моментах вращения ядра сильно проявляются неадиабатические эффекты четного остова /4/.

В настоящей работе мы исследуем ротационное смешивание состояний нечетных ядер с учетом взаимодействия квазичастиц и фононов /5/ при более строгом рассмотрении неадиабатических эффектов остова.

## §2. ФОРМУЛИРОВАНИЕ МОДЕЛИ

Гамильтониан вращающегося ядра выберем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_{intr} + \hat{H}(\hat{R}^2), \quad /1/$$

где  $\hat{H}_{intr}$  - гамильтониан внутренних возбуждений, включающий аксиальное среднее поле, парные и мультиполь-мультипольные взаимодействия. Внутренние возбуждения описываются волновыми функциями так же, как в работах /5,6/

$$\Phi_{\rho\sigma}^i(K^\pi) = C_{\rho\sigma}^i \{ \alpha_{\rho\sigma}^+ + \sum_{\lambda\mu j\sigma} D_{\rho\sigma}^{\lambda\mu j} \alpha_{\sigma}^+ Q_j^+(\lambda\mu) \} |0\rangle. \quad /2/$$

$\hat{H}(\hat{R}^2)$  - оператор, представляющий кинетическую энергию вращения четного остова, зависящий сложным образом от коллективного углового момента

$$\hat{R}^2 = (\hat{I} - \hat{j})^2,$$

где  $\hat{I}$  - полный угловой момент,  $\hat{j}$  - момент нечетной частицы. Волновые функции полного гамильтониана /1/ имеют вид

$$\Psi_{K\nu}^{IM} = \sum_{\mu} a_{\mu\nu}^{IMK} \left\{ \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} [\mathcal{D}_{MK}^I \Phi_{\mu}(K) + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K}^I \hat{\Gamma}_y^{\pi} \Phi_{\mu}(K)] \right\}, \quad /3/$$

где  $\hat{\Gamma}_y^{\pi}$  - оператор поворота на угол  $\pi$  вокруг оси  $y$ .  
Для  $\hat{H}(\hat{R}^2)$  используем параметризацию

$$\sum_n b_n \hat{H}^n(\hat{R}^2) = \hat{R}^2, \quad /4/$$

оправдавшую себя при феноменологическом описании ротационных спектров четно-четных ядер даже при обрывании ряда членом  $n=2$

$$b_1 \hat{H}(\hat{R}^2) + b_2 \hat{H}^2(\hat{R}^2) = \hat{R}^2 = (\hat{I} - \hat{j})^2. \quad /4'/$$

Включение в сумму /4/ членов с  $n>1$  приводит к серьезным трудностям при диагонализации гамильтониана /1/. В данном разделе предлагается способ точного решения возникающей задачи, а также приближенные подходы к диагонализации гамильтониана /1/, /4/, приводящие к уравнениям типа уравнений модели Кермана.

### 1. Двойная диагонализация гамильтониана /1/, /4/

Совершим ортогональное преобразование оператора  $\hat{R}^2$ , диагонализующее обе стороны уравнения /4/.

Для этого решим задачу на отыскание ортонормированных собственных функций оператора  $\hat{R}^2$ :

$$(\hat{R}^2)_{ij} \phi_j^{(k)} = [r_k^2] \phi_j^{(k)},$$

Матрица  $T = (T^{-1})^+$  с матричными элементами

$$t_{ik} = \phi_i^{(k)},$$

обладает свойством

$$T \hat{R}^2 T^{-1} = \sum_{ij} \phi_i^{(k)} (\hat{R}^2)_{ij} \phi_j^{(k)} = \delta_{k'k} [r_k^2]$$

Следовательно, решением /4'/ является

$$\hat{H}(\hat{R}^2) = T^{-1} [h_k] T, \quad /5/$$

где  $[h_k]$  - диагональная матрица с элементами, определенными формулой

$$h_k = (\sqrt{1 + 2A_k b_k r_k^2} - 1) / b_k, \quad /6/$$

где  $A_k = 1/b_1$  и  $b_k = 2b_2/b_1$ .

Уравнение на собственные значения гамильтониана /1/ с определенной таким образом матрицей /5/ эквивалентно уравнению

$$\{T \hat{H}_{intr} T^{-1} + [h_k]\} \Phi = E \Phi, \quad /7/$$

где собственные векторы  $\Phi$  связаны с волновыми функциями  $\Psi$  гамильтониана /1/ в базисе с диагональным оператором  $\hat{H}_{intr}$  ортогональным преобразованием

$$T^{-1} \Phi = \Psi.$$

Введение в данную схему дополнительных параметров, дающих возможность различать моменты инерции остова в различных состояниях, достигается, если считать величины  $b_1$  и  $b_2$  матрицами, диагонализруемыми одновременно с  $\hat{R}^2$ . Тогда параметры  $A_k, b_k$  в /6/ могут различаться для разных состояний.

Таким образом, решение поставленной задачи может быть достигнуто с применением ЭВМ путем предварительной диагонализации оператора  $\hat{R}^2$  и последующей диагонализацией гамильтониана /1/ либо в представлении, где  $\hat{H}_{intr}$  - диагонален /предпочтительно при малых спинах/, либо в представлении, где  $\hat{R}^2$  - диагонален /предпочтительно при больших спинах/.

## 2. Вариант приближенного решения

Если прямое смешивание оператором  $\hat{H}(\hat{R}^2)$  состояний с  $\Delta K \geq 2$  пренебрежимо мало, то уравнение /4'/ можно решить приближенно. Записывая /4'/ в виде

$$\hat{H}(\hat{R}^2) = f_1(\hat{I}) + f_2(\hat{I}) \cdot (\hat{I} \cdot \hat{j}) \quad /8/$$

и группируя члены с одинаковой степенью  $(\hat{I} \cdot \hat{j})$ , получим

$$f_1(\hat{I}) = [\sqrt{1 + 2A_k b_k I(I+1)} - 1] / b_k + f_2(\hat{I}) K^2,$$

$$f_2(\hat{I})_{k,k\pm 1} = -(A_k + A_{k\pm 1}) / \sqrt{1 + 2(A_k + A_{k\pm 1}) b_k I(I+1)}. \quad /9/$$

Таким путем получаем вариант моделей с силами Кориолиса, в котором инерциальные параметры зависят от углового момента вращения  $I$ . Диагонализация гамильтониана /1/ в данном варианте обсуждалась в /4/. Вариант I отличается от варианта II строгим учетом членов  $\hat{H}(\hat{R}^2)$ , смешивающих состояния с  $\Delta K \geq 2$ .

Если неадиабатическими эффектами остова можно пренебречь, то в уравнении /4'/ параметр  $b_2$  можно положить равным нулю. Этот вариант можно сравнить с простой моделью Кермана, но достоинство данного подхода в том, что в нем не сталкиваемся с произволом выбора инерциальных параметров при недиагональных м.э. ВК. /Этот вариант в дальнейшем будем называть вариант III/.

## §3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численные расчеты были проведены для ядра  $^{159}\text{Dy}$ , в котором наблюдаются сильно возмущенные ротационные полосы состояний положительной четности /7/. В расчетах использовался вариант /6/ схемы одночастичных уровней потенциала Саксона-Вудса /для зоны  $A = 155$ /. Структура неротационных состояний определялась методами /5,6/ и приведена в табл. 1, где также сравниваются собственные значения гамильтониана внутренних возбуждений  $\eta_k$  с соответствующими экспериментальными энергиями одночастичных возбуждений и параметрами  $E_k$ , использованными в расчетах в качестве собственных значений  $\hat{H}_{intr}$ . Корреляционные функции и химические потенциалы четно-четных и нечетных ядер взяты из работы /6/. Последовательность одночастичных возбуждений  $^{159}\text{Dy}$  воспроизводится при небольшом изменении химического потенциала  $\lambda_N = -7 \text{ МэВ}$ .

При расчете энергий ротационных полос за базис состояний, по которым проводилось разложение искомой функции /3/, выбиралась совокупность из 6 экспериментально наблюдаемых состояний:  $1/2^+[400]$ ,  $1/2^+[660]$ ,  $3/2^+[402]$ ,  $3/2^+[651]$ ,  $5/2^+[642]$ ,  $7/2^+[633]$ . Параметры  $E_k$  фиксировались экспериментальными значениями головной энергии ротационных полос. Все параметры неадиабатичности считались равными,  $b_k = 0,0768 \text{ МэВ}^{-1}$ . Индивидуальные значения параметра инерции  $A_k$  оказалось нужным ввести только для состояний  $A_{1/2^+[660]} = 12,933 \text{ кэВ}$  и  $A_{5/2^+[642]} = 14,796 \text{ кэВ}$ , а для других ротационных полос - среднееарифметическое значение  $A_{k,j} = 1/2(A_{[642]} + A_{[660]})$ . Параметр развязывания для  $1/2^+[660]$  состояния определялся как подгоночный, и оказался равным  $a_{[660]} = 3,656$ , а для состояния  $1/2^+[400]$  выбирался равным теоретическому значению  $a_{[400]} = 0,220$ . Матричные элементы углового момента частицы  $\langle f | j_x | i \rangle$  выбирались равными теоретическому значению, вычисленному с помощью волновых функций /2/, за исключением лишь двух случаев, когда их пришлось рассматривать как подгоночные параметры /см. табл. 2/.

Таблица 1

Структура неротационных состояний ядра  $^{159}\text{Dy}$  /энергии  $E_k, \eta_k$  — нормированы на энергию состояния  $5/2^-[642]$ ;  $st$  — дано в обозначениях  $[\text{Nn } K-\frac{1}{2}]$  /

№ пп	K Nn <sub>Z</sub> Λ	C <sup>i=1</sup> <sub>ρ</sub>	Фононные примеси (srλμ), (C <sub>ρ</sub> D <sub>ρst</sub> <sup>λμj=1</sup> )		η <sub>k</sub>	E <sub>k</sub>	E <sub>k</sub> <sup>эксп.</sup>
1.	1/2 400	.825	40122	-.438 40020 .254 40222	-.207	.672	.553
2.	1/2 660	.852	66020	-.440 65122 .203 53132	.094	.434	.574
3.	3/2 402	.869	40022	.369 40120 .263 40322	-.161	.560	.400
4.	3/2 651	.924	65120	-.292 66022 -.169 53031	-.083	.306	.648
5.	5/2 642	.955	64220	.240 52131 .075 52230	-.065	.167	.178
6.	7/2 633	.828	52132	.439 63320 .264 65122	-.170	1.124	.800

Таблица 2

Матричные элементы оператора проекции углового момента нуклона  $\langle f | j_x | i \rangle$ . /1 - одночастичные значения, 2 - значения, вычисленные с учетом фононных примесей, 3 - эмпирические значения/.

№ пп	Состояния $\langle f  ,   i \rangle$	1	2	3
1.	$1/2^-[660] - 1/2^-[660]$	-6.503	-5.979	-3.656
2.	$1/2^-[660] - 1/2^-[400]$	.680	.695	.695
3.	$1/2^-[400] - 1/2^-[400]$	-.176	-.220	-.220
4.	$3/2^-[651] - 1/2^-[660]$	6.454	6.105	5.348
5.	$3/2^-[651] - 1/2^-[400]$	-.803	-.782	-.782
6.	$3/2^-[402] - 1/2^-[660]$	.667	.703	.703
7.	$3/2^-[402] - 1/2^-[400]$	.787	.746	.746
8.	$5/2^-[642] - 3/2^-[651]$	6.345	4.399	3.445
9.	$5/2^-[642] - 3/2^-[402]$	.617	.308	.308
10.	$7/2^-[633] - 5/2^-[642]$	6.088	4.671	4.67

На рис. 1 представлены экспериментальные и теоретические /варианты I, II и III расчета/ спектра ядра  $^{159}\text{Dy}$ .

В табл. 3 приводятся коэффициенты смешивания.

Сопоставление результатов проведенных расчетов с экспериментальным спектром  $^{159}\text{Dy}$  приводит к следующим заключениям:

1. Для описания ротационных полос нечетного ядра важен при высоких спинах более строгий учет неадиабатических эффектов остова, приводящих к прямому смешиванию состояний с  $\Delta K \geq 2$ . При низших спинах /до  $1\hbar \sim 25/2$  / варианты расчета I и III приводят к почти совпадающим результатам. С увеличением углового момента вращения довольно заметные поправки дают неадиабатические эффекты остова и связанное с ними смешивание состояний с  $\Delta K \geq 2$ , которое учитывается в варианте I точным решением уравнения /4'/. Учет только

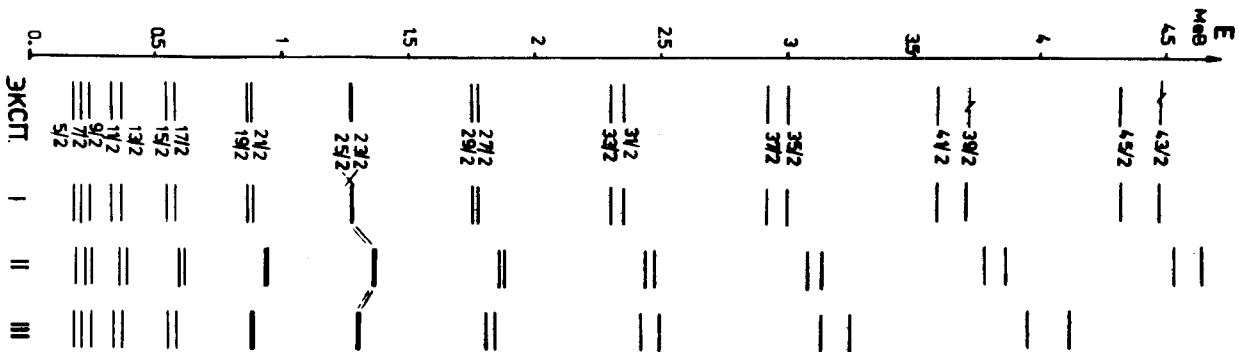
Таблица 3

Коэффициенты смешивания состояний ирраст-полосы и одночастичных возбуждений <sup>159</sup>Dy

10

Спнн	Энергия		Коэффициенты смешивания состояний $a_{\mu\nu}^{IMK}$ , в формуле (3)						
	эксп.	теор.	1/2[400]	1/2[660]	3/2[402]	3/2[65I]	5/2[642]	7/2[633]	
I/2	.560	.560	.943	-.33I					
I/2	-	.530	.33I	.943					
3/2	.4I8	.4I8	-.086	-.058	.994	.024			
3/2	.549	.549	.453	-.574	-.0II	.682			
5/2	.I777	.I79I	-.004	.I20	-.039	-.22I	.967		
7/2	-	.9978	-.056	-.I48	-.0I6	.020	.249	.955	
7/2	.209I	.2074	-.02I	.I20	-.04I	-.296	.922	-.2I7	
9/2	.2397	.2399	-.007	.343	-.068	-.402	.808	-.25	
II/2	.3282	.3269	-.04I	.I78	-.050	-.384	.845	-.320	
I3/2	.3652	.3649	-.002	.48I	-.076	-.485	.677	-.264	
I5/2	.5435	.5438	-.05I	.209	-.052	-.430	.798	-.359	
I7/2	.5756	.577I	.00I	.548	-.078	-.522	.596	-.256	
I9/2	.8607	.8606	-.058	.229	-.053	-.457	.768	-.378	
2I/2	.8787	.88I7	.005	.580	-.079	-.546	.546	-.246	
23/2	I.2745	I.2728	-.063	.242	-.053	-.475	.747	-.388	
25/2	I.2726	I.2750	.006	.603	-.078	-.556	.5I4	-.240	
27/2	I.7757	I.7732	-.066	.252	-.053	-.488	.732	-.395	
29/2	I.750I	I.75I3	.007	.6I7	-.078	-.562	.492	-.234	
3I/2	2.3566	2.3533	-.069	.259	-.053	-.496	.72I	-.398	
33/2	2.3029	2.3029	.007	.627	-.078	-.566	.477	-.230	
35/2	3.0040	3.0046	-.07I	.2645	-.053	-.503	.7I3	-.40I	
37/2	2.922	2.922	.007	.6346	-.078	-.569	.465	-.227	
39/2	-	3.7I85	-.072	.268	-.053	-.508	.706	-.403	
4I/2	3.5990	3.60I2	.007	.640	-.078	-.57I	.456	-.224	
43/2	-	4.4874	-.073	.272	-.053	-.5I3	.70I	-.404	
45/2	4.3273	4.333	.008	.645	-.077	-.573	.448	-.223	
47/2	-	5.304	-.074	.275	-.053	-.5I6	.697	-.405	
49/2	-	5.III2	.008	.648	-.077	-.574	.442	-.220	

Сравнение экспериментального и теоретических/варианты расчета I, II и III/ спектров ирраст-полосы <sup>159</sup>Dy. Показаны в тексте.



неадиабатических эффектов без прямого смешивания состояний с  $\Delta K \geq 2$  /вариант II/ не позволяет получить количественное согласие даже вариацией параметров. В варианте расчета с точной диагонализацией оказывается возможным достигнуть хорошего согласия теории с экспериментом при малом числе параметров.

2. Описание состояний нечетного ядра, основанное на учете взаимодействия квазичастиц и фононов, приводит к естественному ослаблению м.э. оператора  $\hat{j}_x$ . Наблюдающиеся случаи расхождения теоретических м.э. с эмпирическими можно объяснить отклонениями выбранного среднего потенциала от реального потенциала, в котором движутся нуклоны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kerman A.K. *Mat. Fyz. Medd. Kgl. danske vid. selskab*, 1959, 30, no. 15.
2. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып. 4, с.941.
3. Hjorth S.A. e.a. *Nucl.Phys.*, 1970, A144, p.513.
4. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-11066, Дубна, 1977.
5. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
6. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып. 2, с.357.
7. Benschel H. e.a. *Nucl.Phys.*, 1975, A249, p.379.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 января 1978 года.