

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА®



A-385

P4 - 11969

26/11-79

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

723 / 2-79

КАЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
СТРУКТУРЫ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ  
НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

**1978**

P4 - 11969

А.Акбаров,<sup>1</sup> И.Н.Михайлов, Р.Х.Сафаров,<sup>2</sup>  
Б.Чориев<sup>1</sup>

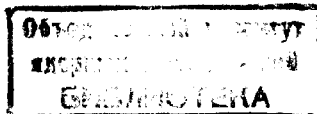
КАЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
СТРУКТУРЫ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ  
НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

*Направлено в ЯФ*

---

<sup>1</sup> ИЯФ АН УзССР, Ташкент.

<sup>2</sup> Самаркандский государственный университет  
им. А.Навои.



Качественные характеристики структуры высокоспиновых состояний нечетных ядер

Обсуждаются вопросы структуры и свойства высокоспиновых состояний нечетных ядер. Качественные аналитические оценки вероятностей электромагнитных переходов сравниваются с результатами численных расчетов, которые проводятся в рамках полумикроскопической модели нечетного ядра с учетом смешивания состояний с разными  $K$ . Вариации моментов инерции, определенные феноменологически, сравниваются с результатами расчетов по микроскопической модели нечетных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Qualitative Characteristics of High Spin State Structure in Odd-Mass Nuclei

The structure and properties of high-spin states in an odd-mass nucleus are discussed. The qualitative analytic estimations of the probabilities of electromagnetic transitions are compared with calculations made on the basis of semi-phenomenological model in which the mixing of states with different  $K$ -values is taken into account. Variations of the momenta of inertia calculated phenomenologically are compared with the results of the microscopical model of odd-mass nucleus.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

### §1. Введение

При угловых моментах  $I \geq 10\hbar$  классификация состояний нечетных ядер по доминирующей компоненте с фиксированным значением проекции углового момента на ось аксиальной симметрии теряет смысл. Однако в спектральных характеристиках ядер сохраняется определенная регулярность, указывающая на возможность простой, классификации состояний. В экспериментах преимущественно наблюдаются  $\gamma$ -кванты, которые соответствуют переходам между состояниями с угловыми моментами, различающимися на  $2\hbar$ . Это приводит к тому, что одна ротационная полоса разбивается на две, для которых величина  $(-1)^{I+1/2}$  имеет одинаковую четность. Коллективное усиление  $B(E2)$  факторов для этих переходов свидетельствует о близости внутренних свойств состояний с одинаковой четностью  $(-1)^{I+1/2}$ .

В данной работе покажем, что внутренние функции сильно развязанных полос нечетных ядер при больших значениях углового момента удобно записывать в собственном представлении оператора коллективного углового момента:

$$\hat{R}^2 = (\hat{I} - \hat{j})^2 \quad /1/$$

где  $\hat{I}$  и  $\hat{j}$  - операторы полного и внутреннего углового моментов. В этом представлении аналитическое выражение для матричных элементов /м.э./ операторов внешних полей имеет особенно простой вид. Пользуясь аналити-

ческими выражениями  $\hat{R}^2$  для собственных волновых функций оператора  $\hat{R}^2$  при  $I \gg 1$ , получим асимптотическое выражение для м.э. оператора E2-перехода. Асимптотические оценки  $B/E2$  факторов сравним с вычисленными в рамках реалистической модели, в которой ротационная часть энергии параметризуется в представлении, где  $\hat{R}^2$  диагонален.

Обсудим также перенормировку моментов инерции /м.и./ состояний нечетных ядер, являющихся параметрами гамильтониана, и ее влияние на структуру состояний. Вариации м.и., определенные феноменологически, сравним с результатами расчетов по формулам микроскопической теории <sup>4</sup>.

## §2. Гамильтониан нечетного ядра и операторы внешних полей

Гамильтониан ядра запишем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_{rot} + \hat{H}_{intr} \quad /2/$$

полагая, что оператор  $\hat{H}_{intr}$  действует лишь в пространстве внутренних переменных ядра и что

$$[\hat{H}_{rot}, \hat{R}^2] = 0. \quad /3/$$

Тогда существуют волновые функции нечетного ядра  $\Phi_{\nu}^{IM}$ , удовлетворяющие следующим соотношениям:

$$\hat{R}^2 \Phi_{\nu}^{IM} = [r_{\nu}] \Phi_{\nu}^{IM} \quad /4/$$

$$\hat{H}_{rot} \Phi_{\nu}^{IM} = [h_{\nu}] \Phi_{\nu}^{IM}$$

Уравнения /3/, /4/ выполняются в широком круге ядерных моделей, включающих модель Кермана, где  $\hat{H}_{rot} = A\hat{R}^2$ . Как было показано в работе <sup>1/</sup> и будет также продемонстрировано позднее в данной работе, соотношения /4/ являются удобной основой для параметризации зависящей от углового момента части гамильтониана нечетного

ядра. В представлении функций с фиксированными значениями проекции углового момента на внутреннюю ось ядра функции  $\Phi_{\nu}^{IM}$  имеют вид

$$\Phi_{\nu}^{IM} = \sum_{\alpha} a_{\nu\alpha}^I |IMK_{\alpha}\rangle. \quad /5/$$

Как правило, в моделях нечетного ядра действие гамильтониана /2/ определено в пространстве ограниченного числа внутренних состояний, которое не является замкнутым относительно действия операторов углового момента  $\hat{j}_{\pm}$ . Поэтому построение собственных функций  $\Phi_{\nu}^{IM}$  в аналитическом виде обычно невозможно. Одним из исключительных случаев, когда функции  $\Phi_{\nu}^{IM}$  могут быть найдены аналитически, является модель, рассмотренная П.Фогелем <sup>2/</sup>, с волновыми функциями  $\chi_{jK} (-i \leq K \leq j)$ , являющимися собственными функциями операторов  $\hat{j}^2$  и  $\hat{j}_3$ . В этом случае

$$r_{\nu} = R_{\nu}(R_{\nu}+1), \quad R = 2 \left[ \frac{I-j+1}{2} \right], 2 \left[ \frac{I-j+1}{2} \right] + 2, \dots, \left[ \frac{I+j}{2} \right];$$

$$a_{\nu\alpha}^I = C_{R_0 o j K_{\alpha}}^{IK_{\alpha}} \quad /5'/$$

причем  $C_{R_0 o j K}^{IK}$  - коэффициенты векторного сложения;  $[A]$  - целая часть числа A.

Собственные функции полного гамильтониана  $\hat{H}$  можно найти либо в представлении  $|IMK\rangle$  /представление  $\hat{H}_{intr}$  /:

$$\hat{H} \Psi_{\alpha}^{IM} = E_{\alpha}^I \Psi_{\alpha}^{IM}; \quad \Psi_{\alpha}^{IM} = \sum_{\beta} b_{\alpha\beta}^I |IMK_{\beta}\rangle, \quad /6/$$

либо  $\Phi_{\nu}^{IM}$  /представление  $\hat{R}^2$  /:

$$\Psi_{\alpha}^{IM} = \sum_{\nu} f_{\alpha\nu}^I \Phi_{\nu}^{IM} \quad /7/$$

В силу полноты базиса с функциями  $\Phi_{\nu}^{IM}$  имеем

$$|IMK_{\alpha}\rangle = \sum_{\nu} a_{\alpha\nu}^{I*} \Phi_{\nu}^{IM}, \quad /8/$$

а также

$$f_{\alpha\nu}^I = \sum_{\beta} a_{\alpha\beta}^{I*} b_{\beta\nu}^I, \quad /9/$$

$$b_{\alpha\beta}^I = \sum_{\nu} a_{\alpha\nu}^I f_{\nu\beta}^I.$$

Соответственно для матричных элементов операторов внешних полей  $\hat{F}(\lambda\mu)$  /например, для оператора электрического или магнитного момента с мультипольностью  $\lambda\mu$  / можно записать выражение

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\nu}^{I'M'} | \hat{F}(\lambda) | \Psi_{\nu}^{IM} \rangle &= \sum_{\alpha\alpha'} \langle I'M'K'_\alpha | \hat{F}(\lambda) | IMK_\alpha \rangle b_{\nu\alpha}^{I'*} b_{\nu\alpha'}^I = \\ &= \sum_{\gamma\gamma'} \langle \Phi_{\gamma}^{I'M'} | \hat{F}(\lambda) | \Phi_{\gamma}^{IM} \rangle f_{\nu\gamma}^{I'*} f_{\nu\gamma'}^I. \end{aligned} \quad /10/$$

Матричные элементы внешних полей обычно задаются в базе  $|IMK\rangle$ . Однако при больших угловых моментах состав собственных функций оператора  $\hat{H}$  в представлении  $\hat{H}_{intr}$  весьма сложен. В то же время в ряде случаев, представляющих практический интерес, при  $I \gg 1\hbar$  оказываются выполнимыми приближенные равенства

$$f_{\nu\gamma}^I = \delta_{\nu\gamma}. \quad /11/$$

Соотношение /11/ выполняется при достаточно больших угловых моментах в модели Фогеля. В этом случае имеем

$$\langle \Phi_{\gamma}^{IM} | \hat{H}_{intr} | \Phi_{\gamma}^{IM} \rangle = \delta_{\gamma\gamma'} E_{j,K=I-R_\gamma} + O\left(\frac{1}{2I}\right),$$

где  $E_{jK}$  - собственные энергии  $\hat{H}_{intr}$ . В более общем случае выполнения /11/ можно ожидать, если внутренние состояния, сильно связанные силами Кориолиса, различаются по энергии существенно меньше, чем различные собственные значения оператора  $\hat{H}_{rot}(h_\nu)$ .

Для анализа таких ситуаций полезно использовать второе из выражений для м.э. в формуле /10/. При этом получим

$$\langle \Psi_{\nu}^{I'M'} | \hat{F}(\lambda) | \Psi_{\nu}^{IM} \rangle = \langle \Phi_{\nu}^{I'M'} | \hat{F}(\lambda) | \Phi_{\nu}^{IM} \rangle. \quad /12/$$

Общее выражение для м.э. в формуле /12/ имеет вид

$$\langle \Phi_{\gamma}^{I'M'} | \hat{F}(\lambda) | \Phi_{\gamma}^{IM} \rangle = \sum_{\alpha\alpha'} a_{\alpha\gamma}^{I'*} a_{\alpha\gamma'}^I \langle I'M'K'_\alpha | \hat{F}(\lambda) | IMK_\alpha \rangle. \quad /13/$$

В работе /2/ приведено выражение для м.э. /13/ в случае, когда справедливо уравнение /5 /, для оператора коллективного электрического мультипольного момента, имеющего вид

$$\hat{F}(\lambda\mu) = M_\lambda D_{\mu 0}^\lambda(\Omega). \quad /14/$$

В этом случае имеем

$$\begin{aligned} \langle I_2 R_2 || \hat{F}(\lambda) || I_1 R_1 \rangle &= M_\lambda (-1)^{\lambda-j-1} \frac{(2I_1+1)(2I_2+1)}{\sqrt{2R_2+1}} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} I_2 & I_1 & \lambda \\ R_1 R_2 & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} R_2 0 \\ R_1 0 \lambda 0 \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad /15/$$

При  $I_i, R_i \gg \lambda, j$  формула /15/ упрощается, допуская качественный анализ м.э. Вводя обозначения

$$\begin{aligned} R_i &= I_i - j + n_i \quad (i = 1, 2; R_i - \text{четное число}) \\ I_2 - I_1 &= r, \\ n_2 - n_1 &= \Delta n, \end{aligned} \quad /16/$$

получаем для  $n_2 \geq n_1$  асимптотическую оценку <sup>/3/</sup> выражения /15/:

$$\langle I_2 n_2 || \hat{F}(\lambda) || I_1 n_1 \rangle = M_\lambda (-1)^{(\lambda - \Delta n - \tau)/2} \frac{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)}{(2R_2 + 1)^{1/2} (2I_1)^{1 + \Delta n}} \times$$

$$\times \frac{(\lambda + \tau + \Delta n)!}{2^\lambda (\Delta n)! \left(\frac{\lambda + \tau + \Delta n}{2}\right)! \left(\frac{\lambda - \tau - \Delta n}{2}\right)!} \left[ \frac{n_2!(2j - n_2)!(\lambda - \tau)!}{n_1!(2j - n_1)!(\lambda + \tau)!} \right]^{1/2} \left(1 + O\left(\frac{1}{I}\right)\right).$$

/17/

Рассмотрение последней формулы позволяет проследить основные закономерности для м.э. коллективных переходов в нечетных аксиальных ядрах при больших спинах:

1. Индекс  $n$  имеет смысл номера коллективной полосы, состояния которой связаны коллективизированными электрическими переходами.

2. Поскольку  $R_i$  в формуле /5 / имеют лишь четные значения, в одной коллективной полосе присутствуют состояния с одинаковой четностью величины  $(-1)^{I+1/2}$  /см. формулу /16//.

3. В/E2/ факторы переходов между полосами, различающимися по  $n$  на  $\Delta n$  единиц, подавлены по сравнению с переходами внутри полосы. Фактор подавленности имеет порядок  $(1/2I)^{2 \cdot \Delta n}$ .

В следующих разделах мы приводим примеры расчетов спектров и радиационных характеристик нечетных ядер в рамках реалистической модели. Эти примеры показывают возможность детального описания экспериментальных спектров при использовании небольшого числа параметров, определяющих оператор  $\hat{H}_{rot}$  в формуле /2/. Качественные выводы, сформулированные выше, подтверждаются результатами расчетов.

### §3. Параметризация гамильтониана $\hat{H}_{rot}$

Изучение свойств нечетных ядер на основе модели Кермана указало на необходимость введения зависи-

мости как от внутреннего состояния, так и от спина в гамильтониан связи вращения и внутренних возбуждений. Параметризация оператора  $\hat{H}_{rot}$  в представлении  $\hat{H}_{intr}$  при этом оказывается сложной и неоднозначной операцией, так как:

1. Возникает необходимость введения независимых параметров в различные элементы недиагональной матрицы. Фактически независимые параметры вводятся в диагональные и соседние с диагональными элементы матрицы  $\hat{H}_{rot}$ , записанной в представлении  $\hat{H}_{intr}$ . Имеются указания <sup>/4/</sup> на необходимость учета элементов  $\hat{H}_{rot}$ , связывающих состояния с  $|\Delta K| \geq 2$ .

2. Теряется контроль за эрмитовостью  $\hat{H}_{rot}$  и ортогональностью различных решений.

Мы надеемся устранить трудности, отмеченные выше, используя формулу /4/, на основании которой можно утверждать, что  $\hat{H}_{rot}$  имеет блок-диагональную структуру в базисе  $\hat{R}^2$ . В наших расчетах каждому значению  $r_\nu$  соответствует лишь одно внутреннее состояние, и мы полагаем, что

$$\langle I' \nu' | \hat{H}_{rot} | I \nu \rangle = \delta_{I'I'} \delta_{\nu'\nu} \cdot h_\nu(r_\nu). \quad /18/$$

Введение дополнительной зависимости от  $I$  в формулу /18/ может оказаться нужным только при немонотонной зависимости  $r_\nu$  от  $I$ . В расчетах мы пользуемся аппроксимацией  $h_\nu(r_\nu)$ , опробованной ранее <sup>/1/</sup>:

$$2J_\nu (h_\nu + 2B h_\nu^2) = r_\nu. \quad /19/$$

Наличие зависимости параметра  $J_\nu$  от состояния оказывается необходимым для описания пересечения коллективных полос. Параметр  $B$  соответствует учету отклонения энергии состояния остова от закона  $I(I+1)$ . В проведенных расчетах параметр  $B$  выбирался постоянным для всех  $\nu$ .

§4. Ротационные полосы в изотопах  $^{159, 161} \text{Dy}$

При расчете энергий вращательных полос в качестве базисных состояний, по которым проводилось разложение искомой волновой функции, выбирались 6 состояний:  $1/2^+ [400]$ ,  $1/2^+ [660]$ ,  $3/2^+ [402]$ ,  $3/2^+ [651]$ ,  $5/2^+ [642]$ ,  $7/2^+ [633]$ . Внутренний гамильтониан с учетом остаточных сил

$$\hat{H}_{\text{intr}} = \hat{H}_{\text{av}} + \hat{H}_{\text{pair}} + \hat{H}_{\text{QQ}} \quad /20/$$

диагонализуется так же, как и в работе [5]. Собственные значения гамильтониана коллективного вращения определяются решением уравнения /19/. Параметры  $1/2 J_1$  и  $B$ , а также способы вычисления м.э. углового момента описаны в работах [1,6]. Для ядра  $^{161} \text{Dy}$ , чтобы улучшить согласие теории с экспериментом, перенормировались следующие м.э. углового момента:

$$\langle 1/2^+ [660] | j_+ | 1/2^+ [660] \rangle = 2.392$$

$$\langle 5/2^+ [642] | j_+ | 3/2^+ [651] \rangle = 4.267$$

$$\langle 7/2^+ [633] | j_+ | 5/2^+ [642] \rangle = 2.90$$

/остальные приведены в [6] /.

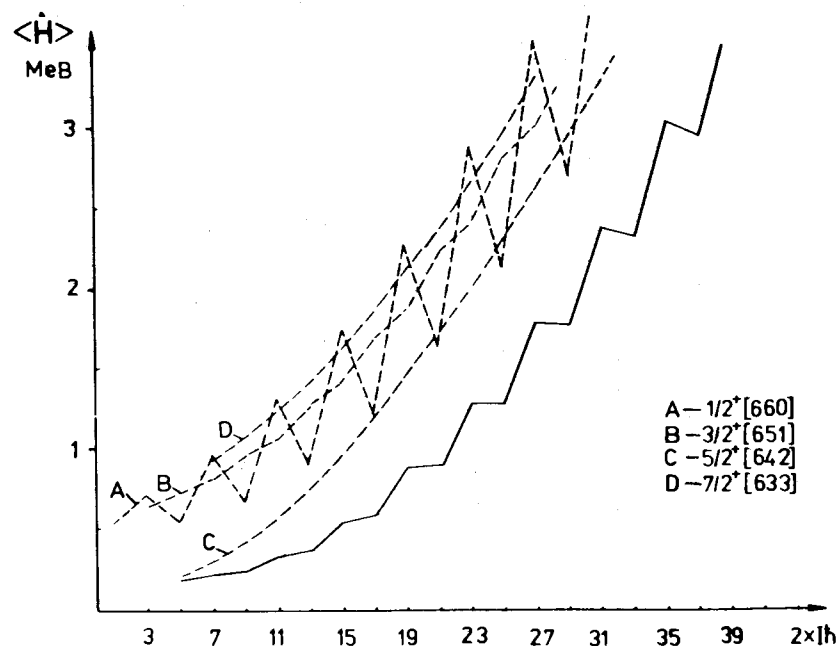
Инерционные параметры  $a_1 = 1/2 J_1$  в представлении  $\hat{R}^2$  и начало ротационных полос  $E_1$ , которые использовались в качестве собственных значений внутреннего гамильтониана для  $^{161} \text{Dy}$ , приведены в табл. 1. Внутренние волновые функции такие же, как и в работе [6].

Все параметры и м.э., которые использовались в расчетах для  $^{159} \text{Dy}$ , совпадают с определенными в работе [1].

Энергии и структура волновых функций ирраст-полосы  $^{159, 161} \text{Dy}$  приведены в табл. 2 и 3 соответственно. Причем в табл. 2 структура приведена в представлении  $\hat{R}^2$ , а в табл. 3 - в представлении  $\hat{H}_{\text{intr}}$  /приведены величины  $f_{\alpha\beta}^I$  и  $b_{\mu\nu}^I$  в формулах /9/, соответственно/. В табл. 2 состояния расположены по мере возрастания

Таблица 1  
Параметры расчета для  $^{161} \text{Dy}$ ,  $B = 0,06378 \text{ МэВ}^{-1}$

Состояние	$E_1$ (МэВ)	$a_1$ (кэВ)
$1/2^+ [400]$	.7368	13.100
$1/2^+ [660]$	.6809	12.561
$3/2^+ [402]$	.5332	13.100
$3/2^+ [651]$	.7557	13.149
$5/2^+ [642]$	-.0134	13.551
$7/2^+ [633]$	.503	13.100



Зависимость диагональных м.э. полного гамильтониана /пунктир/ и собственного значения для ирраст-состояния  $^{159} \text{Dy}$  /сплошная линия/ от углового момента.

Таблица 2

Амплитуды смешивания и энергии ираст-полосы  $^{159}\text{Dy}$  в представлении  $\hat{H}_2$ .

Спин	Э н е р г и я (МэВ)		Коэффициенты смешивания					
	эксп.	теор.	$\Gamma_1$	$\Gamma_2$	$\Gamma_3$	$\Gamma_4$	$\Gamma_5$	$\Gamma_6$
5/2	.1777	.179	.488	.607	-.244	.095	.206	
7/2	.2091	.207	.867	-.065	.057	-.239	-.416	-.103
9/2	.2397	.240	.843	-.400	.018	-.115	.275	.199
11/2	.3282	.327	.945	-.066	.032	-.056	-.301	-.094
13/2	.3652	.365	.940	-.263	.003	-.044	.158	.144
19/2	.8607	.860	.960	-.050	.019	-.020	-.179	-.072
21/2	.8787	.881	.984	-.139	.008	-.020	-.080	.082
27/2	1.7752	1.773	.989	-.041	.014	-.012	-.131	-.060
29/2	1.7501	1.751	.993	-.092	.007	-.013	-.053	.060
35/2	3.0040	3.005	.992	-.036	.012	-.009	-.107	-.053
37/2	2.922	2.922	.996	-.070	.007	-.010	-.040	.048

Таблица 3

Амплитуды смешивания ираст-полосы  $^{161}\text{Dy}$  в представлении  $\hat{H}_{intr}$

Спин	Э н е р г и я (МэВ)		Амплитуда смешивания					
	эксп.	теор.	$\frac{1}{2}[406]$	$\frac{1}{2}[660]$	$\frac{3}{2}[402]$	$\frac{1}{2}[651]$	$\frac{5}{2}[642]$	$\frac{3}{2}[633]$
5	.0	.0	-.001	.049	-.013	-.156	.986	
7	.044	.043	-.007	.082	-.017	-.233	.950	-.192
9	.100	.103	.003	.163	-.024	-.305	.906	-.243
11	.184	.185	-.019	.151	-.028	-.341	.883	-.281
13	.267	.268	.004	.286	-.041	-.415	.818	-.275
15	.407	.409	-.030	.207	-.035	-.417	.830	-.306
17	.508	.507	.012	.388	-.050	-.492	.735	-.255
19	.719	.720	-.039	.249	-.041	-.468	.788	-.309
21	.826	.822	.013	.455	-.057	-.536	.668	-.236
23	1.118	1.118	-.047	.279	-.045	-.506	.755	-.305
25	1.222	1.217	.014	.498	-.061	-.563	.620	-.218
27	1.601	1.600	.053	-.302	.048	.530	-.730	.300
29	1.693	1.691	.013	.526	-.064	-.579	.584	-.205
31	2.161	2.160	.058	-.319	.050	.549	-.710	.295
33	2.234	2.239	.013	.546	-.066	-.590	.558	-.195
35	-	2.793	.062	-.332	.052	.563	-.695	.290
37	-	2.858	.012	.560	-.068	-.598	.539	-.187
39	-	3.491	.066	-.342	.054	.573	-.683	.285
41	-	3.539	.012	.570	-.069	-.603	.523	-.180
43	-	4.247	.068	-.350	.055	.582	-.673	.282
45	-	4.277	.011	.578	-.070	-.607	.511	-.175

собственных значений  $\Gamma_i$ . На рисунке показаны рассчитанные значения энергии ираст-состояний  $^{159}\text{Dy}$  в зависимости от углового момента  $l$  /сплошная линия/. Там же приведены диагональные м.э. полного гамильтониана /пунктирная линия/ в представлении  $\hat{H}_{intr}$ . Из рисунка видно, что при  $l \gg 1$  для  $l+1/2$  четных в структуре волновых функций примеси  $5/2^+/642/$  будут лидирующими, для  $l+1/2$  - нечетных примеси  $1/2^+/660/$  будут лидирующими. В ядре  $^{161}\text{Dy}$  прослеживается такая же картина, но для  $l+1/2$  -четных структура состояний очень усложняется /табл. 3/ благодаря пересечению



полос, соответствующих состояниям  $3/2^+ / 651/$  и  $5/2^+ / 642/$ .

Такое усложнение структуры состояний связано с кориолисовым смешиванием и с перенормировкой моментов инерции /м.и./ для различных состояний, что, в свою очередь, сильно влияет на радиационные характеристики этих состояний.

Так как для описания экспериментальной ситуации необходима именно такая структура волновых функций, то можно сделать заключение о том, что перенормировка м.и. для различных внутренних состояний нечетного ядра имеет физические причины. Этот вопрос был рассмотрен в микроскопическом подходе в работе<sup>4/</sup>, где приведены выражения для  $\hat{H}_{tot}$  в представлении  $\hat{H}_{intr}$ . Следуя<sup>4/</sup>, в §5 вычислим м.и. внутренних состояний в представлении  $\hat{H}_{intr}$  и сравним их с соответствующими м.э. оператора м.и., которые определяются их параметризованными значениями в представлении  $\hat{R}^2$ .

### §5. Перенормировка моментов инерции

Сравнение перенормированных м.и. /или инерционных параметров  $a_\nu = 1/2 J_\nu$  / проведем в представлении  $\hat{H}_{intr}$ , причем сравним только диагональные элементы оператора м.и. Из параметризованной диагональной матрицы  $[a_\nu]$  можем определить полную матрицу /см. /4/ и /5//:

$$\hat{A} = \Phi_{\nu}^{IM} [a_\nu] \Phi_{\nu}^{IM*} \quad /21/$$

Следует отметить, что можно определить из спектра нечетных ядер только некоторые  $a_\nu$ , а для других состояний используется приближенное /средне-арифметическое/ /табл. 1 и /1/ / значение, что придает приближенный характер определению /21/. Диагональные элементы матрицы  $\hat{A}_{\gamma\gamma}$  в /21/ приведены в первой строке табл. 4 при нескольких фиксированных значениях углового момента. В других строках приведены диагональные элементы матрицы  $\hat{A}_{\gamma\gamma}$ , которые вычислены в рамках

Таблица 4

Сравнение моментов инерции состояний /описание в тексте - §5/.

I	$1/2^+ [400]$	$1/2^+ [660]$	$3/2^+ [402]$	$3/2^+ [651]$	$5/2^+ [642]$	$7/2^+ [633]$
(A=159)						
5/2	.0139	.0135	.0139	.0135	.0145	
	.0149	.0139	.0149	.0141	.0145	
	.0147	.0134	.0146	.0139	.0145	
7/2	.0140	.0134	.0139	.0136	.0142	.0140
	.0149	.0135	.0149	.0134	.0136	.0134
	.0146	.0130	.0146	.0129	.0134	.0142
9/2	.0140	.0136	.0139	.0136	.0140	.0141
	.0149	.0125	.0149	.0129	.0131	.0129
	.0145	.0104	.0145	.0119	.0123	.0126
13/2	.0140	.0136	.0139	.0137	.0139	.0141
	.0149	.0107	.0149	.0117	.0122	.0124
	.0144	.0043	.0144	.0095	.0100	.0102
( A = 161 )						
5/2	.0131	.0130	.0131	.0129	.0134	
	.0138	.0129	.0138	.0130	.0134	
	.0136	.0125	.0135	.0129	.0134	
7/2	.0132	.0129	.0132	.0129	.0133	.0132
	.0138	.0123	.0138	.0124	.0128	.0144
	.0135	.0122	.0135	.0122	.0125	.0131
9/2	.0131	.0130	.0132	.0129	.0131	.0132
	.0138	.0119	.0138	.0117	.0125	.0123
	.0135	.0103	.0134	.0113	.0117	.0119
13/2	.0132	.0129	.0131	.0129	.0131	.0132
	.0137	.0107	.0138	.0104	.0119	.0129
	.0134	.0063	.0134	.0095	.0100	.0101

модели<sup>4/</sup>. Заметим, что в этой модели м.э. полного гамильтониана, собственные значения которого сравниваются с экспериментальными спектрами ядер, определяются

$$H_{pp} = \epsilon_p \delta_{pp} + \hat{A} \mathcal{F}(R^2), \quad /22/$$

где оператор  $\hat{A} = A_0 \chi_{\rho\rho}^1$ ;  $\chi_{\rho\rho}^1$  - функция от м.э.  $\langle j_{\pm} \rangle$ , спина  $I$  и дисперсии  $\langle 0|I^2|0 \rangle^{1/4}$ ;  $A_0$  - инерционный параметр четного остова. Для вычисления диагональных элементов матрицы  $\hat{A}$  функцию  $\chi_{\rho\rho}^1$  можно вычислить, используя волновые функции внутреннего гамильтониана  $/20/$  /близкие к эмпирическим м.э.  $\langle j_{\pm} \rangle$  / или без учета остаточных  $QQ$ -сил. Во второй и третьей строках табл. 4 приведены м.э.

$$A_{\rho\rho} = A_0 \chi_{\rho\rho}^1 \quad /23/$$

вычисленные с эмпирическим /см. §4 и /17/ / и квазичастичными значениями м.э. оператора  $j_{\pm}$ , соответственно. При этом параметры  $J_0 = 1/2 A_0$  и  $\langle 0|I^2|0 \rangle$  брались равными:

$$A = 159: J_0 = 33,25 (29,95) \text{ МэВ}^{-1}, \langle 0|I^2|0 \rangle = 100,0,$$

$$A = 161: J_0 = 36,045 (36,08) \text{ МэВ}^{-1}, \langle 0|I^2|0 \rangle = 110,0,$$

где в скобках приведены экспериментальные моменты инерции /9/. Дисперсия  $\langle 0|I^2|0 \rangle$ , вычисленная с помощью квазичастичных волновых функций, оказалась  $\langle 0|I^2|0 \rangle \approx 100 \pm 10$  для рассматриваемых ядер.

Сравнение проводится при низких спинах, когда остов не возмущен или очень слабо возмущен, что предполагалось при определении вида функции  $\chi_{\rho\rho}^1$  в работе /4/.

Из табл. 4 видно, что наблюдается качественное согласие при низких спинах, но с увеличением углового момента согласие ухудшается, что объясняется сделанными приближениями о свойствах состояний /4/. Видно также, что м.э. /23/, вычисленные с эмпирическими м.э.  $\langle j_{\pm} \rangle$ , ближе к значениям, даваемым формулой /21/, чем результаты с квазичастичными м.э.  $\langle j_{\pm} \rangle$ .

#### §6. В/E2/-факторы в ротационных полосах $^{159,161}\text{Dy}$

Приведенные вероятности E2-переходов в  $^{159,161}\text{Dy}$  даны в табл. 4. Эти величины вычислены с учетом кол-

Таблица 5

В/E2/-факторы в ираст-полосах  $^{159}\text{Dy}$  и  $^{161}\text{Dy}$ .

$i \rightarrow f$		B(E2)		$i \rightarrow f$		B(E2)	
$2\Gamma_i$	$2\Gamma_f$	A=159	A=161	$2\Gamma_i$	$2\Gamma_f$	A=159	A=161
9	5	0.55	0.50	7	5	1.56	1.62
13	9	1.36	1.20	9	7	1.25	1.38
17	13	0.16	1.64	11	9	0.84	1.00
21	17	1.97	1.92	13	11	0.63	0.77
25	21	2.07	2.09	15	13	0.37	0.50
29	25	2.13	2.18	17	15	0.34	0.43
33	29	2.16	2.24	19	17	0.18	0.25
37	33	2.19	2.29	21	19	0.21	0.27
41	37	2.21	2.31	23	21	0.10	0.13
45	41	2.22	2.33	25	23	0.14	0.18
11	7	0.88	0.87	27	25	0.06	0.07
15	11	1.30	1.33	29	27	0.10	0.12
19	15	1.50	1.57	31	29	0.04	0.04
23	19	1.61	1.71	33	31	0.07	0.09
27	23	1.68	1.80	35	33	0.02	0.02
31	27	1.72	1.85	37	35	0.05	0.07
35	31	1.76	1.89	39	37	0.01	0.02
39	35	1.78	1.91	41	39	0.04	0.06
43	39	1.80	1.93	43	41	0.01	0.01

лективной /квадрупольный момент  $Q_0 = 7,0$  барн для обоих ядер/, а также одночастичной /связанной с м.э.  $\langle \mathcal{M}(E2) \rangle$  / части приведенных вероятностей. М.э.  $\langle f | \mathcal{M}(E2) | i \rangle$  вычислялись по внутренним волновым функциям с фононными компонентами /1,6,7/. Как видно из табл. 4, с увеличением углового момента значение В/E2/-факторов, сопровождающееся изменением спина на  $2\hbar$ , стабилизируется, что можно объяснить сходством  $\Delta\lambda = 0$  внутренней структуры волновых функций этих состояний и плавной зависимостью их от углового момента  $I$ . Переходы с изменением спина на  $1\hbar$  сильно подавлены по сравнению с переходами с изменением спина на  $2\hbar$ , что и ожидалось из теоретического анализа /см. /17//. Заметим, что подавлен-

ность  $V/E2$ -факторов для переходов  $(I+1/2)_{\text{чет.}} \rightarrow (I+1/2)_{\text{неч.}}$  в  $2 \div 3$  раза превосходит таковую для переходов с  $(I+1/2)_{\text{неч.}} \rightarrow (I+1/2)_{\text{чет.}}$ , что связано со свойствами коэффициентов Клебша-Гордона при м.э.  $\langle f | \hat{M}(E2, \pm 2) | i \rangle$ .

Различные значения  $V/E2$ -факторов для  $^{159}\text{Dy}$  и  $^{161}\text{Dy}$  с изменением спина на  $1\hbar$  при высоких спинах объясняются различной структурой волновых функций этих ядер при рассматриваемых угловых моментах. Именно такой структурой состояний /табл. 3/ обусловлено наблюдение  $\gamma$ -квантов, связанных с переходами с изменением спина на  $1\hbar$  в ядре  $^{161}\text{Dy}^{8'}$ , даже при высоких  $I = 33/2$  спинах.

Очень слабые экспериментальные интенсивности переходов  $39/2 \rightarrow 35/2$  и  $43/2 \rightarrow 39/2$  в ядре  $^{159}\text{Dy}$  свидетельствуют о различной структуре этих состояний, что можно объяснить в выбранной схеме расчета, если выбрать значение м.и. для состояния  $3/2^+ /651/$ , несколько отличающееся от значения, приведенного в табл. 1. При этом для состояний с  $I = 39/2, 43/2, 47/2, \dots$  получим структуру, в которой лидирующей компонентой волновой функции этих состояний являются примеси  $3/2^+ /651/$ ,  $5/2^+ /642/$  и  $1/2^+ /660/$  состояний. В то же время при  $I = 35/2$  вклад состояния  $5/2^+ /642/$  будет лидирующим и интенсивности переходов для таких разноструктурных состояний ослабляются.

В заключение приведем известные экспериментальные значения  $^{10}/ V/E2$ -факторов в единицах  $e^2 \cdot \text{барн}^2$ :

$$A = 159 \quad V(E2, (1) I_i = 7/2 \rightarrow (1) \quad I_f = 5/2) = 1,6 \quad (1,56)$$

$$A = 161 \quad V(E2, (1) I_i = 7/2 \rightarrow (1) \quad I_f = 5/2) = 1,6 \quad (1,6)$$

$$V(E2, (1) I_i = 9/2 \rightarrow (1) \quad I_f = 5/2) = 0,35 \quad (,50)$$

$$V(E2, (2) I_i = 3/2 \rightarrow (1) \quad I_f = 5/2) = 0,048 \quad (,077),$$

где /1/ означает  $5/2^+ /642/$ ; а /2/ -  $3/2^+ /651/$  и в скобках приведены расчетные значения  $V/E2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Чориев Б. ОИЯИ, Р4-11247, Дубна, 1978.
2. Vogel P. Phys.Lett., 33B, 400 (1970).
3. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.Н. Квантовая теория углового момента, "Наука", Л., 1975.
4. Михайлов И.Н., Наджаков Е., Караджов Д. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 2,1. Mikhailov I.N., Karadjov D., Shaker N.O., Phys.Scripta 6, 285(1972).
5. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 2, с. 357.
6. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-11066, Дубна, 1978.
7. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
8. Hjort S.A., Johnson A. and Ehrling G. Nucl.Phys., 1972, A184,113.
9. Бегжанов Р.Б., Сафаров Р.Х., Чориев Б. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат., №4, с. 65, 1977.
10. Аликов Б.А. и др. ОИЯИ, Р6-11642, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 октября 1978 года.